

AVANCES CIENTÍFICOS Y TECNOLÓGICOS EN MÉXICO II

TOMO IV

FÍSICO MATEMÁTICAS Y CIENCIAS DE LA TIERRA

Ciencia y Tecnología
Secretaría de Ciencia, Humanidades, Tecnología e Innovación

CENTRO DE INVESTIGACIONES EN ÓPTICA, A.C.

PREFACIO

En este compendio se presentan avances de investigación y desarrollo tecnológico logrados en diversas áreas de la ciencia, cuyo objetivo principal es contribuir a la difusión del quehacer científico y tecnológico que se realiza en México, así como promover el trabajo interdisciplinario entre miembros de diferentes disciplinas científicas.

El presente trabajo está organizado en siete tomos los cuales corresponden a las siguientes áreas científicas: I) Biología y química, II) Biotecnología y ciencias agropecuarias, III) Ciencias sociales, IV) Físico matemáticas y ciencias de la tierra, V) Humanidades, ciencias de la conducta y divulgación científica, VI) Ingenierías, así como VII) Medicina y ciencias de la salud.

Octubre de 2025
León, Gto., México

María Eugenia Sánchez Morales
Gloria Verónica Vázquez García
Amalia Martínez García
Cristina E. Solano Sosa
María del Socorro Hernández Montes
Laura Elena Rosales Zárate
Alexandra Monsetrrat García

DECLARACIÓN LEGAL

EDITORES:

María Eugenia Sánchez Morales
Gloria Verónica Vázquez García
Amalia Martínez García
Cristina E. Solano Sosa
María del Socorro Hernández Montes
Laura Elena Rosales Zarate
Alexandra Monsetrrat García

Avances Científicos y Tecnológicos en México II

ISBN GENERAL 978-607-8821-53-2

Fecha de otorgamiento 22/09/2025

Tomo IV Físico Matemáticas y Ciencias de la Tierra

ISBN 978-607-8821-57-0

Fecha de otorgamiento 22/09/2025

El contenido de los artículos es responsabilidad de los autores.

Temacilli Editorial
Lagos de Moreno, Jalisco
http:/temacilli-editorial.com

D.R. Centro de Investigaciones en Óptica, A.C.
Loma del Bosque 115, Col. Lomas del Campestre
C.P. 37150 León, Guanajuato
México
Hecho en México

Avances Científicos y Tecnológicos en México II

Tomo IV

Físico Matemáticas y Ciencias de la Tierra

TABLA DE CONTENIDO

CELDAS SOLARES ORGÁNICAS BASADAS EN LA CAPA ACTIVA PM6:Y7 Y SU MEJORAMIENTO EN LA ESTABILIDAD TÉRMICA Y FOTOQUÍMICA MEDIANTE LA ADICIÓN DE BORO-DIPIRROMETANO 4

IMPLEMENTACIÓN DE LA TÉCNICA DE SHADOWGRAPH PARA LABORATORIOS DE ENSEÑANZA..... 9

DETECCIÓN DE PLOMO EN AGUAS RESIDUALES DE LA PRESA REQUENA ASISTIDA POR ATRACTORES CAÓTICOS Y SISTEMAS DE IRRADIACIÓN LÁSER A 532 NM, UN ENFOQUE NUMÉRICO 17

ESTUDIOS ESTRATIGRÁFICOS CON THZ CON APLICACIÓN EN CONSERVACIÓN DE ARTE……. 27

PUNTOS CUÁNTICOS DE CARBONO LUMINISCENTES A PARTIR DE NANOTUBOS DE CARBONO DE PAREDES MÚLTIPLES: UN ENFOQUE DE SÍNTESIS ECOLÓGICA Y SOSTENIBLE 33

ESPECTRO-RADIOMETRÍA DE LAS ROCAS DE LA ZONA DEL PEÑÓN BLANCO, LÍMITES ZACATECAS-SAN LUIS POTOSÍ..... 43

SÍNTESIS Y CARACTERIZACIÓN DE PUNTOS CUÁNTICOS DE PEROVSKITAS CON ALTA EFICIENCIA CUÁNTICA, EMISIONES EN EL AZUL Y CON POTENCIALES APLICACIONES EN LEDS 49

AFECTACIONES SOCIOECONÓMICAS DEL FENÓMENO DE EL NIÑO EN MÉXICO 53

PERFILOMETRO FOTOACUSTICO 60

EL MECANISMO SEESAW INVERSO COMO EXPLICACIÓN A LA DESCRIPCIÓN DE LA MASA DEL NEUTRINO..... 67

SÍNTESIS “VERDE” A BAJA TEMPERATURA DE LOS PUNTOS CUÁNTICOS DE CARBONO COMO TINTAS FLUORESCENTES..... 75

MODELO SIMPLE DE VIOLENCIA ECONÓMICA-PSICOLÓGICA HACIA EL GUARDA-CUSTODIO E HIJO(A) Y EL IMPACTO DE LAS LEYES SABINA Y VICARIA EN MÉXICO..... 83

ESTUDIO TEÓRICO DE LA ESTRUCTURA ELECTRÓNICA DE MOLÉCULAS ELETROACEPTORAS EN CELDAS SOLARES ORGÁNICAS BASADAS EN QUINOXALINAS (Qx-H, Qx-Br Y Qx-Cl)..... 88

ESTUDIO Y CARACTERIZACIÓN DE MATERIALES NANOESTRUCTURADOS (MAGNETITA) PARA APLICACIONES BIOMÉDICAS 96

PEQUEÑO DETECTOR DE RAYOS CÓSMICOS A BASE DE UNA BARRA DE ACRÍLICO..... 107

ANÁLISIS NUMÉRICO DE LA GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO BAJO LA DINÁMICA DE FISIÓN DE UN SOLITÓN EN FIBRA ÓPTICA ESTÁNDAR 118

MEDICIÓN DEL DIRECCIONAMIENTO DE EPR A PARTIR DE UNA NUEVA MEDIDA PROPUESTA Y COMPARACIÓN DE SU DESEMPEÑO..... 128

PROPIEDADES OPTOELECTRÓNICAS DE NANODIAMANTES FUNCIONALIZADOS CON EXTRACTOS VEGETALES 136

CAMBIO DE COBERTURA EN LA CUENCA DEL RÍO DUERO, MICHOACÁN 144

FENÓMENO DEL CAOS ELECTROMAGNÉTICO EN UN CONDENSADOR ELÉCTRICO..... 150

PROPAGACIÓN DE HACES BESSEL UNIDIMENSIONALES EN UN MEDIO TIPO LENTE..... 159

ANALISIS CRITICO DE LAS RNN, CNN Y TRANSFORMADORES EN EL APRENDIZAJE AUTOMATICO 167

ALGORITMO PARA LA DETERMINACIÓN DE LA ABERRACIÓN CROMÁTICA BASADO EN EL ENFOQUE DE IMÁGENES A TRAVÉS DEL ANÁLISIS DE INTENSIDAD Y CONTRASTE 176

ESTUDIO DE LOS EFECTOS DE LA DINÁMICA DE POLARIZACIÓN EN LA GENERACIÓN DE PULSOS LÁSER EN FIBRAS ÓPTICAS 185

ESTUDIO EXPERIMENTAL DE DINÁMICAS ESPACIO – TEMPORALES EN UN LÁSER DE TULIO EN FIGURA 8 192

LA PRODUCCIÓN DE BOSONES DE HIGGS H0 Y EL BOSÓN PESADO Z' EN UN FUTURO COLISIONADOR DE MUONES 198

CONFIABILIDAD EN LOS CICLOS DE VIDA DE SISTEMAS REPARABLES 205

ANÁLISIS DE LAS SUPERFICIES DE RESPUESTA DE SENSORES DE GAS QCM CON PELÍCULA SENSIBLE DE ETIL CELULOSA EXPUESTOS A BIOMARCADORES PRESENTES EN EL ALIENTO HUMANO 221

ESTUDIO DE LA SENSIBILIDAD DE SENSORES QCM CON PELÍCULAS DE POLI(FERROCENILMETILFENILSILANO) COMO FUNCIÓN DE LA HUMEDAD RELATIVA EN LA DETECCIÓN DEL BIOMARCADOR ACETONA 232

MICROESFERAS BIOHÍBRIDAS: UNA SOLUCIÓN INNOVADORA PARA LA ADSORCIÓN DE METALES TÓXICOS EN AGUA POTABLE 240

RECUBRIMIENTOS ALTAMENTE REFLEJANTES PARA TELESCOPIOS DE ÚLTIMA GENERACIÓN 251

PRODUCCIÓN DE PARES DEL LEPTÓN TAU Y MOMENTOS DIPOLARES 260

VISUALIZACIÓN INTERACTIVA DE CAMPOS ELÉCTRICOS EN 2D DE DISTRIBUCIONES DE CARGA IRREGULARES USANDO MATLAB 264

ESTIMACIÓN DE ÁREAS CON MÉTODOS MONTE CARLO: ANÁLISIS Y PROPUESTA DIDÁCTICA 269

ESTIMACIÓN DEL VECTOR DE STOKES USANDO ALGORITMOS DE DEMODULACIÓN Y TRANSFORMADA DE FOURIER BASADOS EN COEFICIENTES COMPLEJOS 276

GENERACIÓN Y DETECCION DE IMÁGENES DE PURKINJE PARA AMBOS OJOS HUMANOS DE FORMA SIMULTÁNEA 284

GELATINA DICROMATADA EN ÓPTICA 292

MODELADO DE LA DINÁMICA DE UN NEO AL CRUZAR LA ATMÓSFERA TERRESTRE USANDO EXCEL: UNA APROXIMACIÓN NUMÉRICA 300

MICROBASURA EN SUELOS DEL MUNICIPIO DE GUASAVE, SINALOA, MÉXICO 306

GEOMETRÍA Y DIFRACCIÓN: UN ESTUDIO EXPERIMENTAL SOBRE LA MODULACIÓN DE PATRONES DE INTERFERENCIA 314

GRADOS DE LIBERTAD EN EL HORIZONTE DE UN AGUJERO NEGRO EN EL FORMALISMO DEL ESPACIO FASE COVARIANTE 321

PROCESAMIENTO DIGITAL DE LUZ PARA MODULACIÓN DE POLARIZACIÓN 325

ANÁLISIS DE LA RESPUESTA TRANSITORIA DE SENSORES DE GAS A BASE DE QCM UTILIZANDO PELÍCULAS SENSIBLES DE ETIL CELULOSA, EXPUESTOS A DIFERENTES CONCENTRACIONES DE ACETONA EN UN SISTEMA DINÁMICO 337

CARACTERIZACIÓN REOMÉTRICA DE UN FLUIDO MAGNETO-REOLÓGICO DE CARBONILO DE HIERRO EN EL FLUJO DE POISEUILLE 349

SENSOR ÓPTICO DE GASES BASADO EN ÁTOMOS DE DOS NIVELES ACOPLADOS POR TRANSFERENCIA DE ENERGÍA RESONANTE: UNA APROXIMACIÓN TEÓRICA Y DISCUSIÓN SOBRE SU IMPLEMENTACIÓN EXPERIMENTAL 356

DISEÑO Y CARACTERIZACIÓN DE UN SENSOR PARA DETECCIÓN DE MICROPLÁSTICOS EN ESTADO ACUOSO 364

APLICACIÓN DE LA IDENTIDAD DE CHEBYSHEV PARA EL ESTUDIO DE LAS PROPIEDADES DE TRANSPORTE EN UN MODELO DE KRONIG-PENNEY 1D 369

SENSOR DE TORSIÓN MEDIANTE UNA INTERFERENCIA SUPER-MODAL EN FIBRA ÓPTICA DE SIETE NÚCLEOS 375

DINÁMICA Y CARACTERIZACIÓN DEL CAOS EN UN SISTEMA NO LINEAL DE ORDEN FRACCIONARIO VARIABLE MEDIANTE EL ALGORITMO DE GRÜNWALD-LETNIKOV Y LA PRUEBA 0-1 381

MEDICIÓN DE ABUNDANCIAS QUÍMICAS POR EL MÉTODO DIRECTO EN GALAXIAS HII USANDO ESPECTROS APILADOS DEL SDSS 389

ANÁLISIS ESTADÍSTICO DE LA INFLUENCIA DE LA PUBLICIDAD DIGITAL EN META Y LAS BÚSQUEDAS EN GOOGLE PARA LAS ELECCIONES FEDERALES DE MÉXICO EN 2024 396

DEMOSTRACIÓN EXPERIMENTAL DEL EFECTO KERR ÓPTICO EN CRISTALES FOTORREFRACTIVOS SILLENITA 404

ANÁLISIS DE COBERTURA VEGETAL Y USO DEL TERRENO, EN LA CUENCA DEL RÍO TUXPAN, MICHOACÁN, MÉXICO 410

ANÁLISIS ESTADÍSTICO DE LA RUGOSIDAD SUPERFICIAL: DETERMINACIÓN DE LA DISTRIBUCIÓN DE PICOS LOCALES EN PELÍCULAS DELGADAS DE ORO 416

LAS PINZAS OPTICAS COMO HERRAMIENTA PARA MEDIR ELASTICIDAD CELULAR 427

SIMULACIÓN DE DIFRACCIÓN FOTOACÚSTICA Y ESTUDIO DE VIABILIDAD PARA SU IMPLEMENTACIÓN EXPERIMENTAL 433

OSCILACIONES TORSIONALES DE UNA PLACA FLEXIBLE SOMETIDA A UN FLUJO DE AIRE…… 439

SÍNTESIS Y CARACTERIZACIÓN DE PUNTOS CUÁNTICOS DE CARBONO PARA APLICACIONES DE INTERÉS BIOMÉDICO Y AMBIENTAL 451

ANÁLISIS DE LA SEÑAL DE NUEVA FÍSICA EN EL SECTOR ESCALAR DEL MODELO IFNSM…….. 457

CELDAS SOLARES ORGÁNICAS BASADAS EN LA CAPA ACTIVA PM6:Y7 Y SU MEJORAMIENTO EN LA ESTABILIDAD TÉRMICA Y FOTOQUÍMICA MEDIANTE LA ADICIÓN DE BORO-DIPIRROMETANO

J. Alberto Arroyo-Valdez[1], Julio C. Carrillo-Sendejas[1], Andrés Plaza-Martínez[1], Anderson Alvarez-Quesada[2], Norberto Farfán[3], Héctor García-Ortega[3*], José-Luis Maldonado[1*]

[1]Grupo de Propiedades Ópticas de la Materia (GPOM), Centro de Investigaciones en Óptica, 37150 León, Guanajuato, México. [2]Departamento de Química, Universidad de Guanajuato, Colonia Noria Alta S/N, C.P. 36050 Guanajuato, Guanajuato, México.[3]Facultad de Química, Departamento de Química Orgánica, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad Universitaria, 04510 Ciudad de México, México.
arroyovaldez@cio.mx ; jlmr@cio.mx

RESUMEN

En este trabajo, se presentan celdas solares orgánicas (OSCs) basadas en la capa activa PM6:Y7 dopada con boro-dipirrometeno (B1) a diferentes concentraciones (0, 1 y 2 % respecto a la masa total). Las OSCs fueron fabricadas y probadas bajo condiciones atmosféricas regulares, empleando la estructura convencional: vidrio/ITO/PEDOT:PSS/PM6:Y7:B1/PFN/FM. La mezcla PM6:Y7 (1:1.2) fue preparada a una concentración de 20 mg/mL en cloro-benceno anhidro, la mejor concentración de B1 fue 1 % con respecto a la masa total; la eficiencia de conversión de potencia (PCE) promedio alcanzada fue del 11.07 %, mientras que para los dispositivos de referencia fue del 10.02 %, esto representa una mejora del 10.47 % de PCE con respecto a los OSC de referencia.

INTRODUCCIÓN

Las células solares orgánicas (OSC) han experimentado avances en los últimos años en estabilidad, escalabilidad y, particularmente, en eficiencia notable [1]. Estas mejoras han hecho que los OSC sean cada vez más competitivos, especialmente para aplicaciones específicas donde la flexibilidad y la producción a bajo costo son fundamentales [2]. Los últimos avances han llevado a una mejora significativa en la eficiencia de conversión de energía (PCE), y ahora los OSC logran eficiencias superiores al 20 % en entornos de laboratorio [3].

La introducción de aceptores no fulerenos (NFAs) ha sido un factor clave en esta mayor eficiencia. Los NFAs, que han sustituido en gran medida a los aceptores basados en fulerenos, ofrecen una mejor absorción de la luz, menores pérdidas de energía y una transferencia de carga más eficiente [4,5]. Uno de los principales desafíos de los OSC ha sido su sensibilidad a factores ambientales como la humedad y el oxígeno. Sin embargo, las técnicas avanzadas de encapsulación, incluyendo recubrimientos de barrera multicapa, han mejorado la estabilidad de los OSC, permitiéndoles operar de forma fiable durante periodos prolongados [6]. Los investigadores también han logrado avances significativos en la mejora de la estabilidad intrínseca de los propios materiales orgánicos [7,8]. Por ejemplo, se han diseñado nuevos materiales donantes y aceptores para resistir la fotodegradación y el estrés térmico, lo que mejora la vida útil de estos dispositivos [9].

Un avance importante en la tecnología OSC fue el desarrollo de arquitecturas de heterounión masiva [10]. El dopaje de la capa activa en células solares orgánicas se ha convertido en un área crítica de investigación. Esto implica la introducción intencional de moléculas o átomos extraños en la capa activa, que generalmente consiste en una mezcla de semiconductores orgánicos donantes y aceptores [11]. Los principales objetivos del dopaje son mejorar el transporte de carga, modificar los niveles de energía y reducir las pérdidas por recombinación, factores clave que influyen en la eficiencia de conversión de energía. Al igual que los semiconductores inorgánicos, los materiales orgánicos pueden doparse para formar regiones de tipo n (electrones en abundancia) o de tipo p (huecos en abundancia) [12]. Un ejemplo claro de celdas solares orgánicas con un tercer componente en la capa activa son los casos de los sistemas PM6:L8-BO y D18:L8-BO a los cuales

se les agregó del aceptor no fulereno llamado L8-ThCl [13]. Los dispositivos con el diseño típico de unión simple, tras añadir L8-ThCl (20 % en peso), alcanzaron un valor de PCE del 19.4 % para la capa activa PM6:L8-ThCl/L8-BO:L8-ThCl (que mostró un aumento del 4.6 % en PCE con respecto a la capa activa PM6:L8-BO) y del 20.1 % para la capa activa D18:L8-ThCl/L8-BO:L8-ThCl (con un aumento del 3,9 % en PCE con respecto a la capa activa D18:L8-BO), respectivamente. Los OSC se fabricaron con una arquitectura convencional ITO/PEDOT:PSS/capa activa/PDINN/Ag.

Por otra parte, los compuestos basados en BODIPY se utilizan en varios campos debido a sus excelentes propiedades fotofísicas, como alta fluorescencia, estabilidad química y características ópticas ajustables [14]. Algunas áreas clave donde se aplican los derivados de BODIPY son: bioimagen [15], sondas fluorescentes [16], terapia fotodinámica [17], dispositivos y sensores emisores de luz [18], interruptores moleculares, puertas lógicas [19] y láseres orgánicos [20]. En el contexto de las OSC, los materiales basados en BODIPY se emplean a menudo como moléculas donantes o aceptores en sistemas de heterounión masiva (BHJ) para mejorar la absorción de luz y la estabilidad de la capa fotoactiva [21]. Estudios recientes demuestran que los OSC basados en BODIPY pueden alcanzar eficiencias competitivas al optimizar la alineación molecular y la transferencia de energía dentro de la capa activa [22].

Además, las propiedades ajustables de BODIPY permiten mejoras adicionales en la estabilidad y el rendimiento mediante ingeniería molecular [23]. Por ejemplo, las díadas BODIPY de tipo A-π-D-π-A como donantes de moléculas pequeñas, concretamente CTBDP y DCTBDP, se han implementado en células solares. Estas moléculas basadas en BODIPY, diseñadas con un núcleo donador de electrones y unidades aceptores de electrones en las periferias, exhiben espectros de absorción amplios y un nivel HOMO profundo, ideal para maximizar la absorción de luz y la alineación del nivel de energía [24]. La literatura informa un PCE de 5.85 % con la estructura convencional de ITO/PEDOT:PSS/ CTBDP o DCTBDP :PC71BM(1:2 wt.)/Al, atribuyendo esto a la conjugación π mejorada y las propiedades favorables de separación de carga de las díadas BODIPY [25].

En este trabajo, se presenta una investigación sobre el rendimiento fotovoltaico (PV) y las propiedades eléctricas de la capa activa (PM6:Y7) en celdas solares orgánicas dopados con un nuevo compuesto a base boro-dipirrometeno (B1) en concentraciones variables. Los dispositivos se fabricaron con una arquitectura convencional: vidrio/ITO/PEDOT:PSS/PM6:Y7:B1/PFN/FM. Para alcanzar estos objetivos, se caracterizaron sistemáticamente OSCs de referencia (que incorporan únicamente PM6:Y7 en la capa activa) y OSCs dopados con B1 (con un 1 % y un 2 % en peso) mediante análisis de corriente-voltaje (J-V) y eficiencia cuántica externa (EQE).

PARTE EXPERIMENTAL

Las OSC se fabricaron utilizando la arquitectura convencional de vidrio/ITO (electrodo inferior)/capa de transporte de huecos (HTL)/capa activa/capa de transporte de electrones (ETL)/FM (electrodo superior). Los sustratos de vidrio recubiertos con ITO se sometieron a un proceso de limpieza que incluyó un lavado sónico en una solución de detergente, luego metanol, seguido de enjuague con agua destilada. Después, los sustratos se secaron utilizando un soplador de aire y finalmente se sometieron a un tratamiento de 20 min con plasma de oxígeno. La capa PEDOT:PSS se depositó a 4500 rpm para obtener un espesor de película de ~ 30 nm, seguido de un tratamiento térmico a 120 ºC durante 15 min. La capa activa se depositó a 2400 rpm, para obtener películas con espesores de ~ 87 nm seguido de un tratamiento térmico a 110 ºC durante 15 min. La deposición de PFN se realizó a 6000 rpm, resultando en un espesor de ~ 5 nm. Se utilizó una máscara de sombra para definir el área activa (0.07 cm²). El metal de Field (FM) se fundió a 85 °C y se depositó como electrodo superior y, finalmente, se enfrió a temperatura ambiente [26]. Se fabricó un conjunto de cuatro dispositivos para cada caso (0 %, 1 % y 2 % en peso de B1 respecto a la masa total).

RESULTADOS

Desempeño de las OSC basadas en las capas activas PM6:Y7 y PM6:Y7:B1

La **Figura 1** muestra la curva J-V y mediciones de eficiencia cuántica externa (EQE) de las celdas solares orgánicas solares basadas en las capas activas PM6:Y7 y PM6:Y7:B1. Las curvas J-V muestran el promedio de cuatro dispositivos para cada espesor. Los parámetros fotovoltaicos (PV) se muestran en la **Tabla 1**.

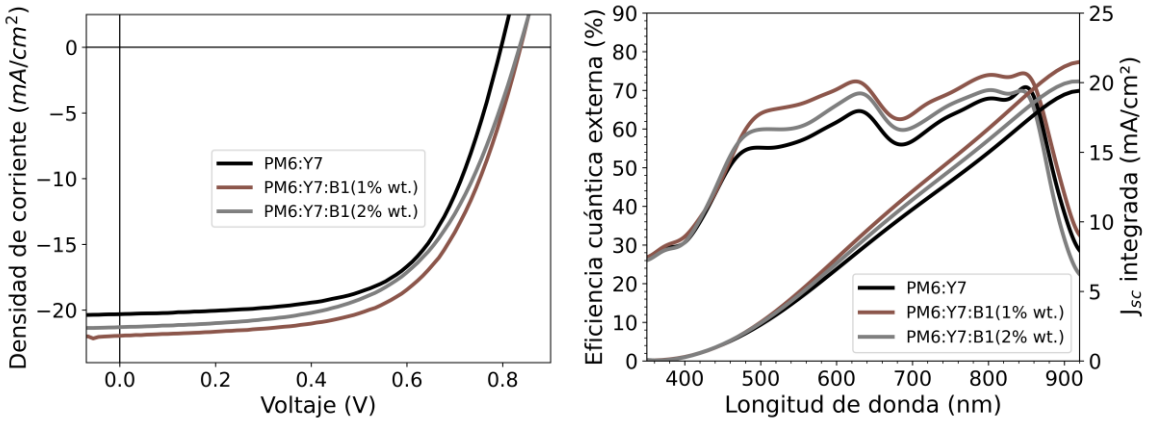


Figura 1. Rendimiento fotovoltaico de las OSC: (a) Características J-V y (b) EQE con densidad de corriente de cortocircuito integrada (Jsc-EQE). OSC basadas en PM6:Y7 y PM6:Y7:B1, con un espesor de capa activa de ~87 nm. Los datos J-V corresponden a valores promedio de 4 dispositivos.

Tabla 1. Parámetros de rendimiento fotovoltaico y rugosidad de OSC PM6:Y7 y PM6:Y7:B1.

Capa activa	*Voc* (V)	*Jsc (J-V)* (mA/cm^2)	*Jsc* (EQE) (mA/cm^2)	FF (%)	PCE (%)	Rugosidad (nm)
PM6:Y7	0.80	20.3	19.43	62	10.02	1.4
PM6:Y7:B1 (1 % wt.)	0.84	21.9	21.50	60	11.07	1.5
PM6:Y7:B1 (2 % wt.)	0.84	21.3	20.13	57	10.28	1.3

CONCLUSIONES

Los dispositivos estudiados basados en PM6:Y7 dopados con B1 mostraron que el mejor rendimiento al usar una capa activa con el 1 % en peso de B1 lo cual resultó en un PCE de 11.07, esto representa un 10.47 % de mejora del PCE sobre el OSC de referencia. Al integrar el B1 en la capa activa de las células solares, mejora la dinámica de carga y ajusta los niveles de energía. Esta compatibilidad de nivel de energía y las características adicionales mencionadas de B1 resultaron en un rendimiento fotovoltaico general mejorado de las OSC. Se utilizó FM como electrodo superior alternativo depositado sin la necesidad de una cámara de evaporación de alto vacío, los dispositivos se fabricaron y probaron en condiciones atmosféricas normales.

REFERENCIAS

[1] Carrillo-Sendejas JC, Maldonado J-L. Progress in organic solar cells: Materials, challenges, and novel strategies for niche applications. APL Energy 2025;3:021501. https://doi.org/10.1063/5.0267160.
[2] Liu S, Duan R, Lin Z, Xiao Z, Liu M, Li Y, Zhao Y. Single-Component Organic Solar Cells with

over 14% Efficiency. ACS Appl. Mater. Interfaces 2024;16:47988–95. https://doi.org/10.1021/acsami.4c09559.
[3] Guan S, Li Y, Xu C, Yin N, Xu C, Wang C, Wang M, Xu Y, Chen Q, Wang D, Zuo L, Chen H. Self-Assembled Interlayer Enables High-Performance Organic Photovoltaics with Power Conversion Efficiency Exceeding 20%. Adv. Mater. 2024;36:2400342. https://doi.org/10.1002/adma.202400342.
[4] Lin F, Jiang K, Kaminsky W, Zhu Z, Jen AK-Y. A Non-fullerene Acceptor with Enhanced Intermolecular π-Core Interaction for High-Performance Organic Solar Cells. J. Am. Chem. Soc. 2020;142:15246–51. https://doi.org/10.1021/jacs.0c07083.
[5] Du W-S, Wang G, Li Y-F, Yu Y. Development of fullerene acceptors and the application of non-fullerene acceptors in organic solar cells. Front. Phys. 2024;12:1378909. https://doi.org/10.3389/fphy.2024.1378909.
[6] Ding P, Yang D, Yang S, Ge Z. Stability of organic solar cells: toward commercial applications. Chem. Soc. Rev. 2024;53:2350–87. https://doi.org/10.1039/D3CS00492A.
[7] Shoaee S, Luong HM, Song J, Zou Y, Nguyen T-Q, Neher D. What We have Learnt from PM6:Y6. Adv. Mater. 2024;36:2302005. https://doi.org/10.1002/adma.202302005.
[8] Liu L, Yu B, Kang L, Deng W, Zhao X. Blade Coating of Alloy as Top Electrodes for Efficient All-Printed Organic Photovoltaics. Adv. Funct. Mater. 2023;33:2214781. https://doi.org/10.1002/adfm.202214781.
[9] Yang W, Luo Z, Sun R, Guo J, Wang T, Wu Y, Wang W, Guo J, Wu Q, Shi M, Li H, Yang C, Min J. Simultaneous enhanced efficiency and thermal stability in organic solar cells from a polymer acceptor additive. Nat. Commun. 2020;11:1218. https://doi.org/10.1038/s41467-020-14926-5.
[10] Plaza-Martínez A, Carrillo-Sendejas JC, Maldonado J-L, Meneses-Nava M-A, Rodríguez M. Photovoltaic performance and scanning tunneling microscopy analysis of PM6:Y7 based organic solar cells. Sustain. Energy Fuels 2025;9:2678–88. https://doi.org/10.1039/D5SE00278H.
[11] Movla H, Shahalizad A, Asgari A. A numerical study on the relationship between the doping and performance in P3HT:PCBM organic bulk heterojunction solar cells. Sci. Rep. 2023;13:2031. https://doi.org/10.1038/s41598-023-29291-8.
[12] Sandberg OJ, Dahlström S, Nyman M, Wilken S, Scheunemann D, Österbacka R. Impact of a Doping-Induced Space-Charge Region on the Collection of Photogenerated Charge Carriers in Thin-Film Solar Cells Based on low-Mobility Semiconductors. Phys. Rev. Appllied 2019;12:034008. https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.12.034008.
[13] Chen C, Wang L, Xia W, Qiu K, Guo C, Gan Z, Zhou J, Sun Y, Liu D, Li W, Wang T. Molecular interaction induced dual fibrils towards organic solar cells with certified efficiency over 20%. Nat. Commun. 2024;15:6865. https://doi.org/10.1038/s41467-024-51359-w.
[14] Bumagina NA, Antina EV. Review of advances in development of fluorescent BODIPY probes (chemosensors and chemodosimeters) for cation recognition. Coord. Chem. Rev. 2024;505:215688. https://doi.org/10.1016/j.ccr.2024.215688.
[15] Chen X-F, Song Y, Liu Y, Zhou Y, Zhao X, Yang Z. A near-infrared emitting “off-on” fluorescent probe for bioimaging of Pd(Ⅱ) ions in living cells and mice. Anal. Chim. Acta 2024;1289:342174. https://doi.org/10.1016/j.aca.2023.342174.
[16] Abramchuk D, Voskresenskaya A, Kuzmichev I, Erofeev A, Gorelkin P, Abakumov M, Beloglazkina E, Krasnovskaya O. BODIPY in Alzheimer’s disease diagnostics: A review. Eur. J. Med. Chem. 2024;276:116682. https://doi.org/10.1016/j.ejmech.2024.116682.
[17] Wang S, Gai L, Chen Y, Ji X, Lu H, Guo Z. Mitochondria-targeted BODIPY dyes for small molecule recognition, bio-imaging and photodynamic therapy. Chem. Soc. Rev. 2024;53:3976–4019. https://doi.org/10.1039/D3CS00456B.
[18] Chen L, Chen M, Lan Y, Chang Y, Qiao X, Tao C, Zhao X, Qin D, Zhang Y, Zhang B, Niu L. Efficient solution-processed fluorescent OLEDs realized by removing charge trapping emission loss of BODIPY fluorochrome. Mater. Horiz. 2024;11:6126–40. https://doi.org/10.1039/D4MH00859F.
[19] Kang Z, Bu W, Guo X, Wang L, Wu Q, Cao J, Wang H, Yu C, Gao J, Hao E, Jiao L. Synthesis and Properties of Bright Red-to-NIR BODIPY Dyes for Targeting Fluorescence Imaging and Near-Infrared Photothermal Conversion. Inorg. Chem. 2024;63:3402–10. https://doi.org/10.1021/acs.inorgchem.3c04017.
[20] Zhang X, Xiu T, Wang H, Wang H, Li P, Tang B. Recent progress in the development of small-molecule double-locked logic gate fluorescence probes. Chem. Commun. 2023;59:11017–27.

https://doi.org/10.1039/D3CC03492E.
[21] Durka K, Kliś T, Piszcz M, Wiloch MZ, Witkowski F. Hydroxyquinolinate diarylboron complexes for photocatalytic activity. Dyes Pigm. 2023;220:111697. https://doi.org/10.1016/j.dyepig.2023.111697.
[22] Kheshti T, Shojaei F, Mohajeri A. BODIPY-Based Macrostructures: A Design Strategy toward Enhancing the Efficiency of Dye-Sensitized Solar Cells. J. Phys. Chem. A 2024;128:3751–63. https://doi.org/10.1021/acs.jpca.3c06743.
[23] Coldrick K, Newman C, Doran J, Amarandei G, Filatov MA. Enhancing Hybrid Photovoltaic–Thermal System Efficiency with Boron Dipyrromethene Dyes. ACS Appl. Opt. Mater. 2024;2:1985–98. https://doi.org/10.1021/acsaom.4c00309.
[24] He X, Yin L, Li Y. Design of organic small molecules for photovoltaic application with high open-circuit voltage (Voc). J. Mater. Chem. C 2019;7:2487–521. https://doi.org/10.1039/C8TC06589F.
[25] Xie B, Yin L, Fan J, Liu C, Li Y. Novel A-π-D-π-A-type BODIPY dyads as small-molecule donors for solution-processed organic solar cells. J. Mater. Chem. C 2022;10:3248–58. https://doi.org/10.1039/D1TC04981J.
[26] Amargós-Reyes O, Maldonado J-L, Romero-Borja D, Barreiro-Argüelles D, Caballero-Quintana I, Barbosa-García O, Gaspar JA. Organic photovoltaic cell analysis through quantum efficiency and scanning tunneling microscopy of the donor/blend as an active film. J. Mater. Sci. 2019;54:2427–45. https://doi.org/10.1007/s10853-018-2956-2.

IMPLEMENTACIÓN DE LA TÉCNICA DE SHADOWGRAPH PARA LABORATORIOS DE ENSEÑANZA

José Raúl Miranda Tello[1], Armando Gómez Vieyra[1], Cesar Augusto Real Ramírez[1], Brandon Alan Moreno Navarrete[1], Hugo Enrique Ibarra Villalón[1], Cornelio Álvarez Herrera[2]

[1]División de Ciencias Básicas e Ingeniería, Universidad Autónoma Metropolita-Unidad Azcapotzalco,[2]Facultad de Ingeniería, Universidad Autónoma de Chihuahua.
jrmt@azc.uam.mx.

RESUMEN

Hoy en día, la mayoría de las técnicas usadas para la visualización y mesurado en dinámica de fluidos son altamente costosas. En este trabajo se implementa un arreglo tipo shadowgraph para ser utilizado en los laboratorios de docencia de física o ingeniería. En particular, el sistema propuesto permite visualizar y caracterizar el flujo de fluidos con una infraestructura mínima y de bajo costo. En esta técnica se hace pasar un haz de luz a través de una área, en donde está presente un cambio de temperatura o una variación en la densidad del medio, estos provocan cambios en el índice de refracción local, lo cual produce efectos de difracción de la luz y en consecuencia se perciben patrones de sombra que pueden ser captados en un video. El sistema propuesto consta de un subsistema de iluminación, un subsistema de adquisición de imágenes y un plano imagen. El arreglo de iluminación propuesto consta de un Led P3WW120-120/41 de 3W de consumo de energía y una emisión de luz del tipo blanco cálido, acoplado a un objetivo de microscopio 10x marca Jectse de bajo costo, este Led se conecta a una fuente de alimentación de 30V 10A marca Mefape. El subsistema de adquisición de imágenes se basa en un módulo de cámara CMOS Arducam Raspberry Pi HQ, con 12 megapixeles de resolución, al cual se le retiró el filtro de infrarrojo y se le adaptó una lente con F=100mm. La cámara se conecta a una tarjeta de desarrollo Raspberry Pi 4B. Como plano imagen se puede emplear una pantalla de proyección blanca o una mampara blanca mate. Para visualizar el fenómeno adecuadamente, es importante controlar varios parámetros del arreglo experimental, como una iluminación uniforme, una distancia adecuada entre la cámara y la pantalla, además se debe controlar la intensidad luminosa para obtener el contraste adecuado. En este trabajo se presenta el procesamiento de las imágenes adquiridas con el sistema de cómputo, con el objetivo de mesurar procesos de dinámica de fluidos. En particular, bajo esta configuración, se analizó el efecto de combustión de un encendedor tipo Zippo, estableciendo una dependencia entre el cambio de índice de refracción y la temperatura. Con esta infraestructura, accesible y de bajo costo, se puede integrar en los procesos de enseñanza aprendizaje para conseguir una vinculación de la ciencia básica hacia los métodos de medición utilizados en la industria.

INTRODUCCIÓN

Los laboratorios de enseñanza en las universidades son un pilar en el proceso de enseñanza-aprendizaje, su función principal consiste en desarrollar las habilidades de trabajo experimental con el objetivo de mejorar la comprensión de los principios teóricos y visualización de las condiciones reales de los problemas presentados en los libros de texto. Para lograr este objetivo es necesario contar con las herramientas y los equipos adecuados para reproducir diversos fenómenos reales y los estudiantes puedan simular, desarrollar y sintetizar información en diferentes campos de las ciencias e ingenierías.

Una de las ramas fundamentales en el proceso de enseñanza-aprendizaje, en las distintas ingenierías, es la dinámica de los fluidos, ya que muchos sistemas y procesos industriales involucran el comportamiento de líquidos y gases. Por lo anterior, todo estudiante debe comprender, analizar y visualizar la dinámica y comportamiento de los fluidos, por ejemplo, identificar el patrón de flujo, la formación de vórtices, el desarrollo de la turbulencia y la capa limite, con esto se logra incorporar conceptos abstractos a su formación básica, facilitando la accesibilidad, mejorando la capacidad de análisis y fomentar la innovación en el diseño de sistemas que dependen del comportamiento de los

fluidos. Las técnicas de visualización experimental más comunes son aquellos que involucran el uso de túneles de viento, experimentos con tintes en agua, velocimetría de imágenes de partículas, sistemas interferometrícos [1], schlieren, shadowgraph [2], entre otras. Estas técnicas permiten que los estudiantes interactúen con la complejidad de los fluidos y refuercen su intuición sobre su comportamiento. También son herramientas clave en la enseñanza de la ingeniería, ya que permite comprender fenómenos complejos que no siempre son evidentes en ecuaciones matemáticas o datos numéricos.

El trabajo presentado propone el diseño de una metodología de bajo costo que puede ser implementado en cualquier laboratorio de docencia con el objetivo de aplicar los conceptos de difracción para lograr la visualización de variaciones en la densidad, la estructura o la temperatura de un fluido no visible al ojo humano, valiéndonos de la técnica de shadowgraph [2]. Esta metodología revela detalles invisibles a nuestros ojos de la dinámica de un fluido (aire), con lo cual se obtienen sombras definidas, permitiendo visualizar y entender diversos fenómenos dinámicos de los fluidos, que se aplican en la aerodinámica hasta la meteorología.

TEORÍA

La propagación de la luz en un medio homogéneo es un proceso continuo y repetitivo donde no existe dispersión, ni cambio de dirección de la onda propagada. La velocidad de propagación de la luz es definida en la Ec. 1por:

$$\boldsymbol{v} = \frac{\boldsymbol{c}}{\boldsymbol{n}} \tag{1}$$

Donde $\boldsymbol{c}$ es la velocidad de la luz en el vacío y $\boldsymbol{n}$ es el índice de refracción del medio. Esta última variable es dependiente de muchos parámetros como la longitud de onda, la temperatura, la presión, entre otros. Pero al emplear como medio de transmisión de la luz, el aire, se enriquecen el número de variables que intervienen.

En particular, para el aire y otros gases existe una relación lineal simple expresada en la Ec. 2 entre el índice de refracción $\boldsymbol{n}$ y la densidad del gas $\boldsymbol{\rho}$, la cual se define como:

$$(\boldsymbol{n} - \mathbf{1}) = \boldsymbol{k\rho} \tag{2}$$

donde $\boldsymbol{k}$ es el coeficiente de Gladstone-Dale, el cual tiene un valor de $\mathbf{0.23}\boldsymbol{cm^3/g}$ para el aire en condiciones normales, mientras que para otros gases varía entre $\mathbf{0.10}\boldsymbol{cm^3/g}$ hasta $\mathbf{1.50}\ \boldsymbol{cm^3/g}$. Como resultado de la Ec. 2, se puede determinar que un cambio en la densidad del aire en dos órdenes de magnitud provoca un cambio del 3% de $\boldsymbol{n}$, lo cual implica que a nivel experimental se necesita la implementación de sistemas de imágenes muy sensibles. Adicionalmente, la refractividad $(\boldsymbol{n} - \mathbf{1})$ de un gas depende de su composición, temperatura, densidad y longitud de onda del haz de luz con el que se está iluminando. Estas propiedades del gas se pueden relacionar con la ecuación de estado ideal:

$$\frac{\boldsymbol{P}}{\boldsymbol{\rho}} = \boldsymbol{RT} \tag{3}$$

donde $\boldsymbol{P}$ es la presión, $\boldsymbol{T}$ es la temperatura y $\boldsymbol{R}$ es la constante especifica de los gases y se expresa en la Ec.3. Por consiguiente, la refractividad es expresada en términos de las propiedades del gas en la Ec. 4 como:

$$(\boldsymbol{n} - \mathbf{1}) = \frac{\boldsymbol{kP}}{\boldsymbol{RT}} \tag{4}$$

Es importante destacar que los gases por tener una variación significativa en su densidad se denominan fluidos compresibles, estas variaciones pueden surgir debido a la diferencia de

temperaturas o altas velocidades del gas. Todas estas posibilidades conducen a alteraciones en las características morfológicas de los gases que refractan la luz y que pueden visualizarse en virtud de su refractividad. Basado en este comportamiento, se han implementado las técnicas de shadowgraph y schlieren. La ley de Gladstone-Dale permite calcular el índice de refracción de un gas a partir de su función de densidad y como ésta a su vez afecta la propagación de la luz según la ley de Schneider, lo cual permite visualizar los cambios en la densidad del aire que es el principio de la técnica de shadowgraph.

En 1954, Weyl [3] presenta, en términos de la óptica geométrica, como la luz se refracta en gases inhomogéneos, donde el índice de refracción es dependiente de los tres ejes espaciales, $\boldsymbol{n(x,y,z)}$. Por lo que, un rayo propagándose sobre una anomalía, espacio refractivo, obedece el principio de Fermat:

$$\int \boldsymbol{n(x,y,z)}\, \boldsymbol{ds} = \boldsymbol{0} \tag{5}$$

Donde $\boldsymbol{s}$ denota la longitud de arco de la propagación del rayo y $\boldsymbol{ds}$ definido por $\boldsymbol{ds^2 = dx^2 + dy^2 + dx^2}$. Cuando un rayo de luz se propaga en dirección z, se demostró que la Ec. 5 se convierte en el siguiente sistema de ecuaciones:

$$\frac{\boldsymbol{d^2x}}{\boldsymbol{dz^2}} = \left\{\boldsymbol{1} + \left(\frac{\boldsymbol{dx}}{\boldsymbol{dz}}\right)^{\boldsymbol{2}} + \left(\frac{\boldsymbol{dy}}{\boldsymbol{dz}}\right)^{\boldsymbol{2}}\right\}\left\{\frac{\boldsymbol{1}}{\boldsymbol{n}}\frac{\boldsymbol{\partial n}}{\boldsymbol{\partial x}} - \frac{\boldsymbol{dx}}{\boldsymbol{dz}}\frac{\boldsymbol{1}}{\boldsymbol{n}}\frac{\boldsymbol{\partial n}}{\boldsymbol{\partial z}}\right\}$$
$$\frac{\boldsymbol{d^2y}}{\boldsymbol{dz^2}} = \left\{\boldsymbol{1} + \left(\frac{\boldsymbol{dx}}{\boldsymbol{dz}}\right)^{\boldsymbol{2}} + \left(\frac{\boldsymbol{dy}}{\boldsymbol{dz}}\right)^{\boldsymbol{2}}\right\}\left\{\frac{\boldsymbol{1}}{\boldsymbol{n}}\frac{\boldsymbol{\partial n}}{\boldsymbol{\partial y}} - \frac{\boldsymbol{dx}}{\boldsymbol{dz}}\frac{\boldsymbol{1}}{\boldsymbol{n}}\frac{\boldsymbol{\partial n}}{\boldsymbol{\partial z}}\right\}$$

Las cuales describen de manera generalizada el viaje en la dirección z, de un haz de luz en un medio inhomogéneo, es decir describen la refracción o los rayos desviados que son dependientes de los gradientes del índice de refracción en un plano XY, recuadro en Figura 1. Asumiendo que esta refracción es muy pequeña, la curvatura del rayo resultante está dada en la Ec. 5 por:

$$\frac{\boldsymbol{\partial^2 x}}{\boldsymbol{\partial z^2}} = \frac{\boldsymbol{1}}{\boldsymbol{\eta}}\frac{\boldsymbol{\partial \eta}}{\boldsymbol{\partial x}},\ \frac{\boldsymbol{\partial^2 y}}{\boldsymbol{\partial z^2}} = \frac{\boldsymbol{1}}{\boldsymbol{\eta}}\frac{\boldsymbol{\partial \eta}}{\boldsymbol{\partial x}} \tag{5}$$

que describe el fenómeno observado por los fenómenos de shadowgraph [4].

PARTE EXPERIMENTAL

En la Figura 1 se muestra un esquema del arreglo experimental de shadowgraph propuesto, que es muy similar al empleado en los laboratorios de enseñanza e investigación de otras instituciones. Este sistema consta de un subsistema de iluminación, un subsistema de adquisición de imágenes, un área de estudio del fenómeno y una pantalla de proyección. La fuente de luz debe iluminar de manera homogénea la pantalla de proyección, el sistema de adquisiciones deberá enfocar el área de proyección y el espacio de estudio del fenómeno de forma amplia, permitiendo implementar diferentes tipos de experimentos. El fenómeno en estudio, modifica localmente el índice de refracción, lo que provoca sombras en la pantalla de proyección. La resolución y la nitidez de la imagen mejoran cuando se controla adecuadamente tanto la distancia entre los subsistemas y la pantalla de proyección, así como la homogeneidad de la fuente de iluminación que atraviesa el área de muestreo.

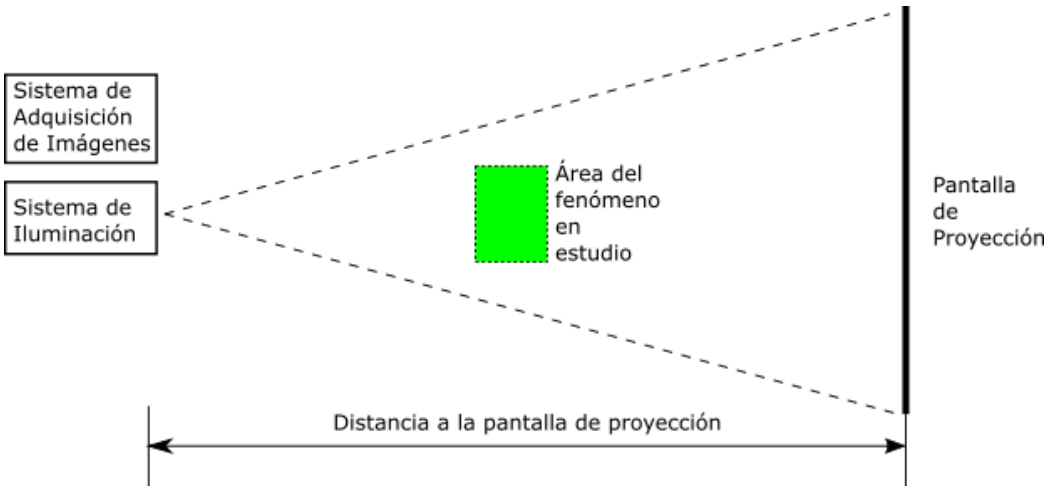


Figura 1.- Esquema de la vista superior del arreglo shadowgraph propuesto

En la Figura 2 se muestran los subsistemas de imagenología y de iluminación. En el primer diagrama se observan los siguientes componentes: una fuente de alimentación para energizar la tarjeta de desarrollo Raspberry Pi la cual está conectada a un monitor un teclado y un mouse. Esta tarjeta de desarrollo se acopla a la cámara HQ Raspberry, que a su vez tiene adaptada una lente zoom de F=100mm de bajo costo, que puede ser sustituida de acuerdo al área y distancia de proyección. En el segundo diagrama se muestra el subsistema de iluminación que consiste en una fuente de alimentación para energizar un diodo de potencia de 3 W, acoplado a un objetivo de microscopio de 10X para obtener un haz de luz cuasi-homogéneo.

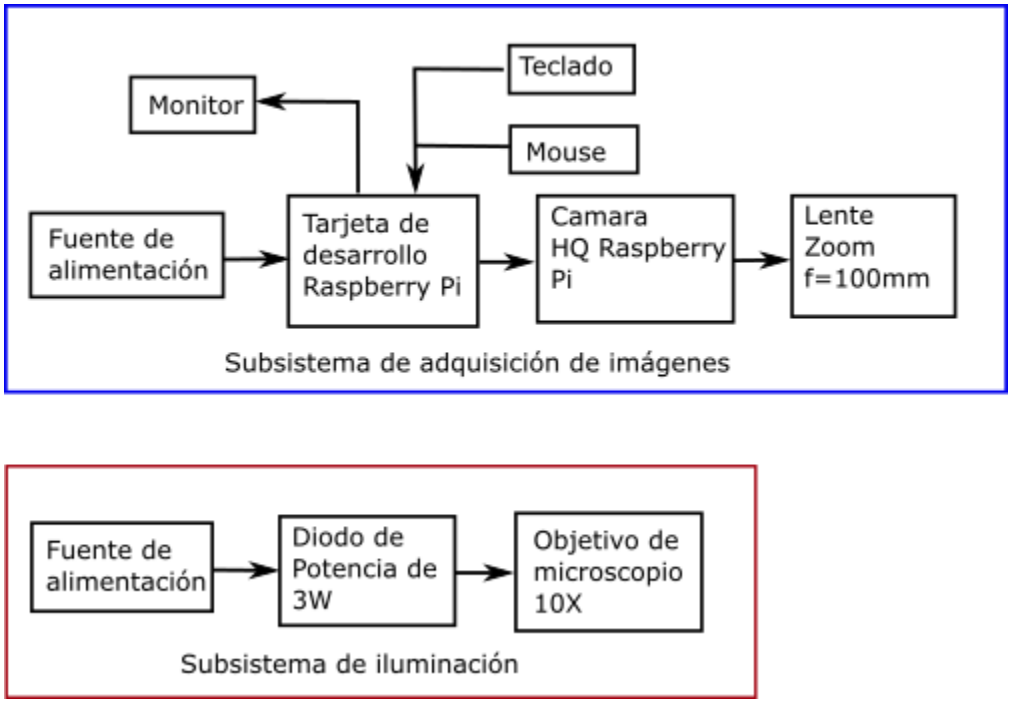
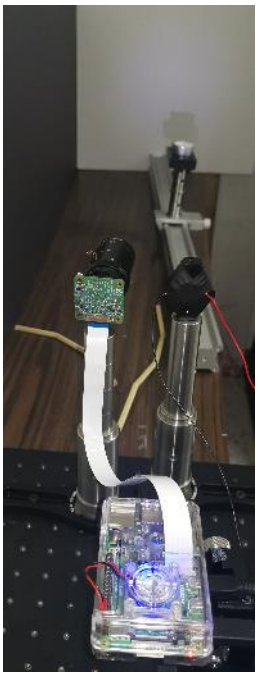


Figura 2.- Diagrama de bloques de los subsistemas del arreglo experimental

En la Figura 3 se presentan las fotografías de los dos subsistemas descritos previamente y sobre un riel con soportes se encuentra el fenómeno (puede ser la flama de una vela, la flama de un encendedor, el escape de un gas del encendedor, entre otros experimentos) que se analizará. Este

elemento cambiará las propiedades del índice de refracción del espacio circundante, ocasionando una difracción en el haz de luz que se proyecta, es decir se generan sombras.



(a)



(b)

Figura 3. a) Imagen del sistema experimental completo. b) Detalle del sistema de adquisición de imagen y de iluminación.

Para lograr un funcionamiento óptimo, se instaló el sistema operativo Debian 10(Buster) en la tarjeta de desarrollo Raspberry Pi 4B, con la librería python-picamera en la versión de Python 3. El diagrama de flujo para la adquisición de imágenes se presenta en la Figura 4. En el primer bloque se configuran las características de los fotogramas, después se espera el comando de ejecución y se espera el tiempo de grabación propuesto, al final se graba el video en formato h264.

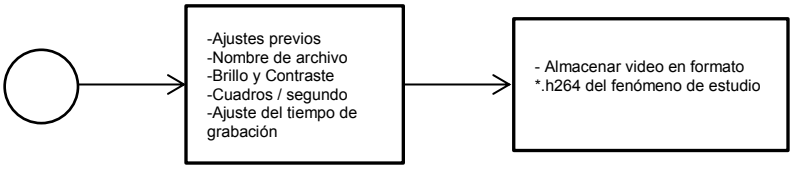


Figura 4.- Secuencia de pasos para la captura de video.

RESULTADOS

El procesamiento del video se realiza con un sistema de cómputo numérico matricial, se desarrollaron programas para cada etapa con la finalidad de que operen de forma secuencial pero independiente, la modificación o mantenimiento de cada etapa no afecta a las demás, en la Figura 5a se muestra el diagrama de flujo de la subrutina para el procesamiento del video y la obtención de los mapas de color del cambio en el índice de difracción. En el primer paso se transforman los videos, de referencia y del proceso de cambio en el índice de refracción, en fotogramas a una taza de 30

imágenes por cada segundo de grabación; todas las imágenes de color obtenidas de este proceso se convierten a imágenes en escala de grises. Es importante contar con una imagen de referencia del sistema en equilibrio, es decir, sin la perturbación que se desea estudiar, esto se logra con un pequeño video de 10 segundos sin cambios en el índice de refracción de la zona de estudio. La iluminación es importante para normalizar, es decir, eliminar en los fotogramas lo más posible del área de estudio, si la ilimitación es menor que la producida por el fenómeno de estudio, se obtendrá una referencia tenue y con ello afectara en gran medida el análisis posterior, Figura 5b, en la siguiente etapa se agrupan las imágenes de forma secuencial, Figura 5c, y a cada una de ellas se les resta la imagen promedio de referencia, en condiciones de equilibrio.

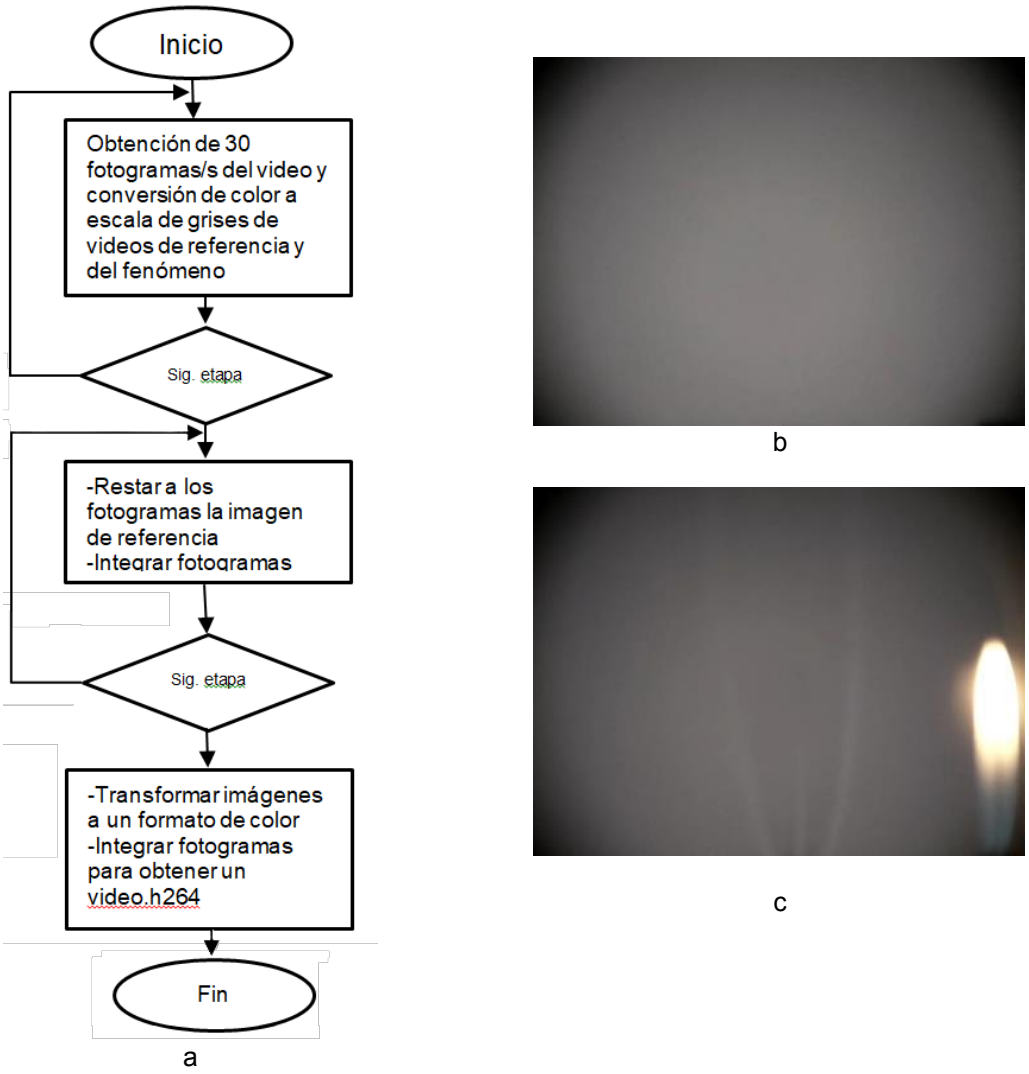


Figura 5.- a) Diagrama de las etapas de código para el estudio y análisis de la técnica de shadowgraph en laboratorios de enseñanza, b) imagen de referencia, c) imagen sin normalizar

Las nuevas imágenes normalizadas son integradas tanto en el eje horizontal como en el vertical (x,y) a partir del pixel 1 localizado en la esquina superior izquierda de las imágenes, de forma tal que los cambios en las transiciones en las imágenes en escala de grises sean resaltados. El siguiente paso es transformar la secuencia de imágenes normalizadas e integradas en un formato de escala de grises a imágenes a color, de esta forma se puede obtener una escala a color de las alteraciones detectadas en los cambios en el índice de refracción. En la última etapa se transforman esta secuencia de fotogramas en un video para observar la evolución fenómeno de estudio, en una escala

a color, es posible modificar el número de fotograma por segundo del video para observar en tiempo real o de forma pausada el fenómeno de estudio. Las imágenes obtenidas sirven para visualizar el cambio del índice de refracción en el volumen de aire circundante a la flama y con la calibración adecuada se puede lograr un mapeo del cambio en el índice de refracción.

En las Figuras. 6.a-d se muestran imágenes capturadas cada 10 s, obtenidas con el arreglo experimental Shadowgraph. En esta secuencia del experimento se pueden observar pequeñas variaciones en el patrón de sombras, lo cual indica un flujo laminar en el desplazamiento ascendente del volumen de aire que rodea la flama. Para obtener estas imágenes se procesa el video con varios segmentos de código desarrollados en el sistema de cómputo numérico matricial.

Las Figuras. 6.e-h muestran imágenes procesadas para obtener un mapa de color de la evolución del fenómeno en 4 muestreos continuos con un intervalo de tiempo entre cada uno de ellos de un segundo, a partir de un análisis simple se puede observar cualitativamente una variación en las tonalidades, lo que indica un flujo ascendente con lo cual se puede establecer una variación en la temperatura local del volumen de flujo de aire alrededor de la flama.

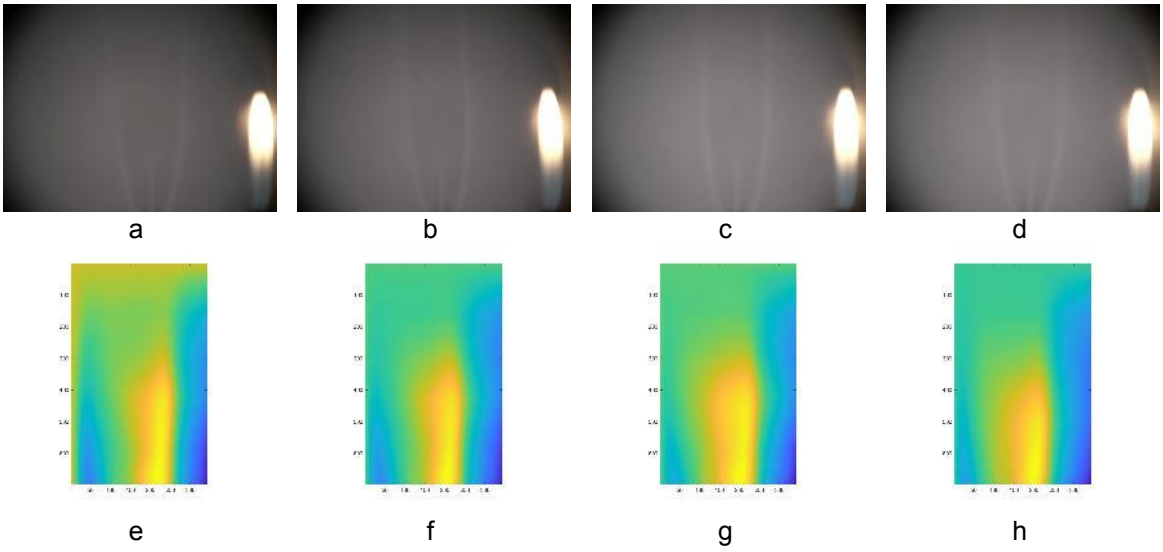


Figura 6.- Las imágenes a, b, c y d muestran la secuencia de imágenes de sombras de cada 10 s, en las imágenes e, f, g y h se muestra la dinámica del flujo de temperatura de la flama del encendedor cada segundo.

CONCLUSIONES

En este trabajo se presenta la implementación experimental capaz de capturar y analizar fenómenos de dinámica de fluidos evaluados con la técnica de shadowgraph en laboratorios de enseñanza. La visualización ayuda a los estudiantes a conectar los conceptos de las ecuaciones de la mecánica de fluidos con su manifestación en el mundo real. Esto es esencial para interpretar correctamente los modelos matemáticos y validarlos experimentalmente.

Para mejorar el proceso de enseñanza-aprendizaje en los estudiantes de Ciencias e Ingeniería, es de gran utilidad diseñar y construir prototipos para la visualización de la dinámica de flujo de fluidos no tan solo en flujos laminares o turbulentos sino también cuando existen cambios en su morfología relacionados con variaciones en el índice de refracción, los cuales no son visibles a simple vista. En una clase experimental este sistema sencillo permite, visualizar, analizar y conceptualizar los fenómenos de cambios de difracción en Óptica Física. Como un resultado a destacar utilizando este

sistema de imágenes de sombras, es que se puede observar la dinámica de un medio bajo estudio cuando ocurre un cambio en su densidad, composición o temperatura.

Los avances en simulación computacional y modelado de fluidos han permitido mejorar el diseño en varios campos de ingeniería tanto en el ámbito académico como en el industrial.

BIBLIOGRAFÍA

1. A. J. Smits, T.T. Lim, *Flow Visualization: Techniques and Examples* (Imperial Collage Press, Singapore, 2012).
2. G.S. Settles, *Schlieren and Shadowgraph techniques: Visualizing Phenomena in Transparent Media* (Springer-Verlag, Germany, 2001).
3. R.W. Ladenburg, *Physical Measurement in Gas Dynamics and Combustion* (Princeton University Press, New Jersey, 1954).
4. W. Merzkirch, *Flow Visualization* (Academic Press, United States of American, 1987).

DETECCIÓN DE PLOMO EN AGUAS RESIDUALES DE LA PRESA REQUENA ASISTIDA POR ATRACTORES CAÓTICOS Y SISTEMAS DE IRRADIACIÓN LÁSER A 532 NM, UN ENFOQUE NUMÉRICO

Hilario Martines-Arano[1*], Lizeth Martínez-Ayala[1], Jhovani Enrique Bornacelli-Camargo[1], Agustín Hernández-Rendón[2], Alinne Michelle Sánchez-Tomay[2], María del Rocío Aparicio-Mendez[2]

[1] Escuela Superior Tepeji del Río, Ingeniería Industrial. Universidad Autónoma del Estado de Hidalgo. Avenida del maestro 41, Noxtongo, 42855 Tepeji del Río de Ocampo, Hidalgo, México.
[2]Facultad de Ciencias de la Electrónica, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, 72592, Puebla, Puebla, México.
hilario_martines@uaeh.edu.mx

RESUMEN

La detección de plomo (Pb) en cuerpos de agua es un desafío crítico debido a sus efectos tóxicos en la salud y el medio ambiente[1]. En este trabajo, se propone un modelo numérico para la detección de plomo en aguas residuales de la presa Requena en Tepeji del Río de Ocampo, Hidalgo, basado en la interacción entre atractores caóticos y sistemas de irradiación láser a 532 nm, técnicas similares han sido reportadas previamente[2]. Se desarrolló una simulación computacional que modela la respuesta térmica del agua contaminada, empleando ecuaciones de calor con derivadas fraccionarias de Caputo para describir la distribución de temperatura inducida por la irradiación láser[3].

El comportamiento dinámico del sistema se analizó mediante la evolución de un atractor de Rössler, cuyas ecuaciones diferenciales fueron modificadas para incorporar la variación de las propiedades ópticas y térmicas del agua en función de la concentración de plomo. Se resolvieron las ecuaciones del modelo mediante métodos de diferencias finitas y transformadas de Laplace, evaluando la estabilidad del sistema en diferentes condiciones de contaminación[4,5]. Los resultados numéricos indicaron que la presencia de plomo altera significativamente la estructura del atractor caótico, modificando la amplitud y la periodicidad de sus trayectorias en el espacio de fases. Además, la simulación mostró que la absorción del láser genera patrones térmicos característicos que pueden correlacionarse con la concentración de plomo, lo que permite su detección indirecta.

El estudio confirma que el uso de modelos basados en atractores caóticos y cálculo fraccional proporciona una herramienta eficiente para la identificación de contaminantes en agua[6]. La metodología propuesta podría aplicarse a la detección de otros metales pesados mediante la calibración de parámetros ópticos y térmicos del sistema. Futuros trabajos pueden extender el modelo incorporando algoritmos de inteligencia artificial para mejorar la precisión de la estimación de concentraciones y reducir la incertidumbre numérica en la predicción de la dinámica del sistema.

INTRODUCCIÓN

El plomo es un metal pesado altamente tóxico y no biodegradable que representa una amenaza ambiental de primer orden a escala global. Su peligrosidad radica tanto en su persistencia en el ambiente como en su capacidad de bioacumulación y biomagnificación a través de las cadenas tróficas. A diferencia de otros contaminantes, el plomo no se degrada naturalmente, y una vez liberado en ecosistemas acuáticos, puede permanecer durante décadas ligado a sedimentos, materia orgánica disuelta o en forma de iones libres.

Históricamente, el plomo ha sido utilizado en diversas aplicaciones industriales, desde la fabricación de pinturas, baterías y pigmentos, hasta tuberías, soldaduras y combustibles. Su uso intensivo en el siglo XX provocó una amplia dispersión ambiental, particularmente en zonas con actividad metalúrgica, minera, petroquímica y manufacturera. Como resultado, numerosos cuerpos de agua han acumulado concentraciones elevadas de Pb. En el medio acuático, el plomo puede existir como

ion Pb^{2+}, formando complejos con carbonatos, cloruros, óxidos de hierro, y materia orgánica, lo que dificulta su remoción natural. Cuando es ingerido por organismos acuáticos, puede interferir con funciones fisiológicas esenciales como la regulación osmótica, la síntesis de proteínas y la transmisión neuronal. Algunos autores discuten que los efectos en humanos por exposición al plomo incluyen daño cerebral irreversible, afectación renal, disfunción hepática, déficit cognitivo en niños, y alteraciones en la fertilidad y el desarrollo fetal[1]. Incluso a bajas concentraciones, el plomo representa un riesgo significativo para la salud pública, especialmente en comunidades que consumen agua no tratada o expuestas a suelos contaminados.

La presa Requena, localizada en el municipio de Tepeji del Río de Ocampo, en Hidalgo, México, constituye un caso representativo de estas problemáticas. Este cuerpo de agua recibe aportes de origen doméstico, agrícola e industrial. Estudios locales han reportado niveles significativos de Pb y otros metales pesados como cadmio (Cd), mercurio (Hg) y arsénico (As), lo cual pone en riesgo no solo a los ecosistemas locales, sino también a las comunidades que dependen del agua para actividades agrícolas o ganaderas.

La detección efectiva de plomo en este entorno enfrenta diversos desafíos técnicos y operativos. Por un lado, las concentraciones pueden ser variables y encontrarse en formas químicas difíciles de detectar sin una preparación compleja de la muestra. Por otro lado, las técnicas analíticas convencionales, como la espectroscopía de absorción atómica (AAS), la espectroscopía de emisión óptica con plasma acoplado inductivamente (ICP-OES) y la espectrometría de masas con plasma (ICP-MS), aunque extremadamente precisas, requieren personal capacitado, equipamiento costoso y no están diseñadas para un monitoreo continuo en tiempo real. Estas limitaciones motivan la búsqueda de nuevas estrategias de detección que sean portátiles, de bajo costo, con posibilidad de automatización y adaptables a condiciones de campo.

En este contexto, se propone un modelo numérico avanzado, cuya base es una sinergia interdisciplinaria entre física, matemáticas aplicadas e ingeniería óptica, que combina herramientas de la teoría del caos, el cálculo fraccional y la interacción láser-materia. La hipótesis central es que la presencia de plomo altera las propiedades térmicas y ópticas del medio acuoso de forma tal que se modifica la evolución temporal del sistema bajo irradiación láser. Estas alteraciones se amplifican y se hacen evidentes cuando el sistema se acopla a un atractor caótico, permitiendo su detección indirecta y sin contacto. Esta propuesta ofrece una alternativa viable, escalable y energéticamente eficiente para la vigilancia ambiental de metales pesados, con potencial de ser integrada en redes inteligentes de monitoreo ambiental.

TEORÍA

El plomo como contaminante emergente

El plomo es uno de los metales pesados más peligrosos y estudiados. Su toxicidad ha sido documentada durante siglos, pero su uso industrial masivo ha exacerbado su presencia en el ambiente desde la Revolución Industrial. A diferencia de otros elementos traza, el plomo no tiene función biológica conocida y su acumulación en organismos produce efectos neurotóxicos severos, particularmente en infantes y fetos. En adultos, la exposición prolongada puede generar hipertensión, daño renal, infertilidad, problemas cardiovasculares y cáncer.

En cuerpos de agua, el plomo puede encontrarse en múltiples formas: iónica (Pb^{2+}), particulada, complejada con materia orgánica o precipitada como sales insolubles (por ejemplo, $PbCO_3$ o PbS). Su comportamiento depende del pH, la conductividad, la presencia de ligandos y el contenido de sólidos suspendidos. Esta complejidad geoquímica complica su detección y cuantificación, pues no siempre se encuentra en su forma soluble.
El impacto ambiental de este elemento no se limita al agua: también afecta suelos, alimentos y aire, a través de procesos de lixiviación, bioacumulación y volatilización parcial. En lagos, presas y embalses como la presa Requena, los sedimentos pueden actuar como reservorios activos de plomo,

liberándolo paulatinamente y afectando la calidad del agua incluso años después del cese de la fuente contaminante.

Por tanto, cualquier método de detección eficaz debe tener en cuenta no solo la presencia de Pb^{2+}, sino también sus efectos sobre las propiedades fisicoquímicas del medio que podrían utilizarse como indicadores indirectos.

Atractores caóticos: sensores dinámicos para variaciones de entorno

El caos determinista se refiere a sistemas dinámicos no lineales que, aunque descritos por ecuaciones deterministas, exhiben un comportamiento altamente sensible a condiciones iniciales. Esta sensibilidad hace que pequeñas perturbaciones (como la introducción de un contaminante) generen cambios medibles en la evolución del sistema. Este fenómeno puede aprovecharse como una ventana de observación indirecta, convirtiendo al sistema caótico en una especie de "sensor matemático".

El atractor de Rössler, propuesto por Otto Rössler en 1976, es uno de los sistemas caóticos tridimensionales más estudiados[7]. Está definido por el siguiente conjunto de ecuaciones diferenciales[7]:

$$\frac{dx}{dt} = -\left(y + z\right) \quad \textbf{(1)}$$

$$\frac{dy}{dt} = \left(x + ay\right) \quad \textbf{(2)}$$

$$\frac{dz}{dt} = b + z\left(x - c\right) \quad \textbf{(3)}$$

Donde x, y y z son las variables de estado, mientras que a, b y c son los parámetros del sistema que determinan su comportamiento dinámico. Cuando se encuentran en un rango específico, las soluciones no convergen a puntos fijos ni ciclos límites, sino que describen trayectorias aparentemente aleatorias, pero contenidas dentro de una estructura fractal conocida como atractor extraño.

Los parámetros utilizados para observar el comportamiento caótico fueron a = 0,2, b = 0,2 y c = 5,7. Estos parámetros se utilizan comúnmente para el rendimiento del atractor de Rössler; fueron empleados inicialmente por Rössler[7]. El atractor caótico se programó en una placa Arduino para crear una perturbación caótica electrónica. Posteriormente, conectamos el circuito al osciloscopio para observar el atractor caótico. El osciloscopio mostró las proyecciones x-y, x-z o y-z del atractor, mostrando el comportamiento caótico característico del sistema de Rössler.

En el presente trabajo, se propone un sensor óptico de modo que el comportamiento dinámico del atractor de Rössler dependa de las propiedades térmicas y ópticas del medio acuoso, que a su vez están influenciadas por la concentración de plomo. De esta manera, el sistema dinámico se convierte en una herramienta de amplificación no lineal, sensible a la presencia de contaminantes. La forma, densidad, dimensión fractal y energía del atractor pueden entonces correlacionarse con la cantidad de Pb en la muestra.

Este tipo de enfoque ha sido explorado con éxito en estudios recientes[2], donde se detectaron colorantes industriales en agua residual mediante atractores caóticos acoplados a modelos de difusión fraccionaria

Cálculo fraccional en modelado térmico de medios complejos

El cálculo fraccional es una extensión del cálculo diferencial que permite definir derivadas e integrales de orden fraccionario, es decir, no necesariamente enteros. Esto proporciona una herramienta poderosa para describir procesos físicos con memoria, heterogeneidad o comportamiento anómalo, como la difusión de calor en un medio contaminado.

En medios homogéneos, el flujo de calor sigue una dinámica de tipo difusión normal, regida diversas ecuaciones que se describen a continuación. Sin embargo, en medios como el agua contaminada con metales pesados, la conductividad térmica varía espacialmente, y la difusión puede ser subdifusiva o superdifusiva, dependiendo de la estructura microheterogénea del medio. La distribución de la temperatura fotoinducida en la superficie de la película delgada dada por absorción óptica fue estimada por[8]:

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla(k \nabla T) = Q \tag{4}$$

Donde ρ representa la densidad, C corresponde a la capacidad calorífica, k es la conductividad térmica, T está relacionada con la temperatura, Q se asocia con el calor equivalente total inducido por la luz y t es el tiempo.

Teniendo en cuenta que κ_s es la difusividad térmica exhibida por el dieléctrico que soporta las células en forma de monocapa, el transporte de calor sobre el sustrato se puede estimar como[9]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa_s \nabla^2 T \tag{5}$$

La condición inicial para z = 0 es[9]:

$$\sigma \frac{\partial T}{\partial t} = \sigma \kappa_s \nabla_\perp{}^2 T + \lambda_s \frac{\partial T}{\partial z}, z = 0 \tag{6}$$

Aquí σ corresponde al calor específico por unidad de área, $\sigma = \rho_f c_f h$ donde ρ_f es la densidad, c_f es el calor específico y λ_s representa la conductividad térmica del dieléctrico.
La transformada de Laplace para la ecuación 4 da como resultado:

$${}_0 D_t^{-\upsilon} f(t) = \frac{1}{\Gamma(m-\upsilon)} \int_0^t \frac{\frac{d^m f(\tau)}{d\tau^m}}{(t-\tau)^{\upsilon-m+1}} d\tau \tag{7}$$

La definición más común del cálculo fraccionario proviene de Grünwald-Letnikov (G-L), Riemann-Liouville (R-L) y Caputo. La G-L de la derivada con orden fraccionario viene dada por[10]:

$$ {}_{\eta}D_{t}^{\eta} = \lim_{h\to 0} \sum_{j=0}^{\left[\frac{t-\eta}{h}\right]} -1^{j} \binom{\eta}{j} f\left(t-jh\right) \tag{8} $$

aquí $\binom{\eta}{j}$ representa los coeficientes binomiales. Por otro lado, esta ecuación puede adaptarse como sigue[10]:

$$ {}_{\eta}D_{t}^{\eta} = \frac{1}{\Gamma\left(\varepsilon-\eta\right)}\left(\frac{d}{dt}\right)^{\varepsilon} \int_{\eta}^{t} \frac{f\left(\tau\right)}{\left(t-\tau\right)^{\eta-\varepsilon+1}} d\tau \tag{9} $$

Donde $\left(\varepsilon-1<\eta<\varepsilon\right)$ y ε es el orden de la resolución.

Para determinar el orden fraccionario $\upsilon = 0.2$, fue necesario realizar cálculos directamente a partir de los datos disponibles, como datos de series temporales y datos de respuesta en frecuencia. Se utilizaron diversos algoritmos y métodos numéricos para calcular la derivada fraccionaria, incluyendo la derivada de Caputo y la derivada de Riemann-Liouville. Se observó que el método de la derivada de Caputo era el que mejor se ajustaba a los datos experimentales. Para determinar el orden fraccionario óptimo y obtener el mejor ajuste al rendimiento experimental, se realizaron las ecuaciones anteriores y la siguiente. Obtuvimos la solución usando la derivada de Riemann-Liouville evaluando C_0.

$$ T(s) = T_0\Gamma\left(\upsilon\right)E_{\upsilon,\upsilon}\left(kt^{\upsilon}\right) + T_{\upsilon}\left[1-E_{\upsilon,1}(kt^{\upsilon})\right] \tag{10} $$

Usando esta información para hacer el computo fraccional del comportamiento experimental.

Interacción óptica: láser como herramienta de estimulación térmica

La interacción entre radiación láser y materia es una herramienta ampliamente utilizada en espectroscopía, tratamiento de materiales, medicina e instrumentación. En el contexto de detección de contaminantes, se utiliza el láser como fuente de calor localizada. Al incidir sobre un medio, parte de la energía del haz es absorbida, lo que produce un incremento de temperatura proporcional a la absorción óptica del sistema.

La irradiación con láser verde (532 nm) es especialmente útil para medios acuosos, pues se encuentra en una región del espectro electromagnético donde muchos compuestos orgánicos y algunos metales pesados presentan absorción significativa. La energía absorbida se disipa localmente, generando un gradiente térmico. Considerando la intensidad del láser, R el coeficiente de reflectancia y una constante, también podemos expresar[8]:

$$ Q(x,y) = (1-R)I_0\delta_c e^{-\delta_{cy}} \tag{11} $$

La respuesta térmica inducida por el láser puede ser medida directamente con cámaras termográficas o interpretada indirectamente a través de la dinámica de un sistema caótico acoplado. Esta última es la estrategia adoptada en el presente trabajo, que permite multiplicar la sensibilidad de detección y evitar contacto físico directo con la muestra.

PARTE EXPERIMENTAL

Recolección, conservación y preparación de muestras

Las muestras de agua fueron recolectadas en la presa Requena, ubicada en Tepeji del Río de Ocampo, Hidalgo, México. La presa es conocida por recibir descargas de origen industrial, agrícola y doméstico, lo cual la convierte en un entorno ideal para evaluar la presencia de metales pesados como el plomo.
Se definieron tres puntos estratégicos de muestreo a distintas profundidades (superficial, media y fondo). Cada muestra fue almacenada en frascos esterilizados de plástico previamente lavados con ácido nítrico al 10% para evitar contaminación cruzada.
Se clasificaron las muestras en tres grupos experimentales:

- Grupo A: Agua sin adición de contaminantes (control).
- Grupo B: Agua contaminada con Pb^{2+} en concentración de 20 ppm.
- Grupo C: Agua contaminada con Pb^{2+} en concentración de 40 ppm (representa contaminación severa).

Las muestras fueron conservadas a 4 °C y se les ajustó el pH a 7.0 para asegurar condiciones comparables durante los ensayos. Además, se filtraron usando membranas de 0.45 µm para eliminar partículas suspendidas que pudieran interferir ópticamente.

Sistema de irradiación óptica

El objetivo de este sistema fue inducir una respuesta térmica mensurable en el medio acuoso mediante un láser de 532 nm.

Condiciones experimentales:

- Cubeta de cuarzo: de 1 cm de espesor, transparente a 532 nm, con capacidad de 2 mL.
- Ángulo de incidencia: 90° respecto a la superficie de la muestra.
- Distancia focal: 12 cm desde la lente hasta el centro de la celda.
- Duración de exposición: 60 segundos continuos.
- Ambiente controlado: temperatura de laboratorio entre 22 y 24 °C, humedad relativa del 40–50%.

Validación espectroscópica (Efecto Raman)

Para verificar la presencia real de plomo en las muestras tratadas, se utilizó espectroscopía Raman, técnica basada en el análisis de la dispersión inelástica de luz láser. Se utilizó un espectrómetro portátil con excitación en 785 nm, con rango espectral de 100 a 3200 cm^{-1}.
Los picos característicos del Pb^{2+} fueron observados en torno a 120 cm^{-1} y 250 cm^{-1}, permitiendo correlacionar la concentración del metal con la respuesta térmica y caótica del sistema.

RESULTADOS

Resultados térmicos

Las simulaciones numéricas de la ecuación de calor fraccionaria revelaron un comportamiento térmico distintivo entre los distintos grupos de muestras (control, 20 ppm y 40 ppm de Pb^{2+}). Al aplicar el láser de 532 nm por 60 segundos, se observó una distribución de temperatura no lineal en el tiempo y el espacio. Se alcanzaron temperaturas de 200 °C según la simulación numérica que se observa en la Figura 1.

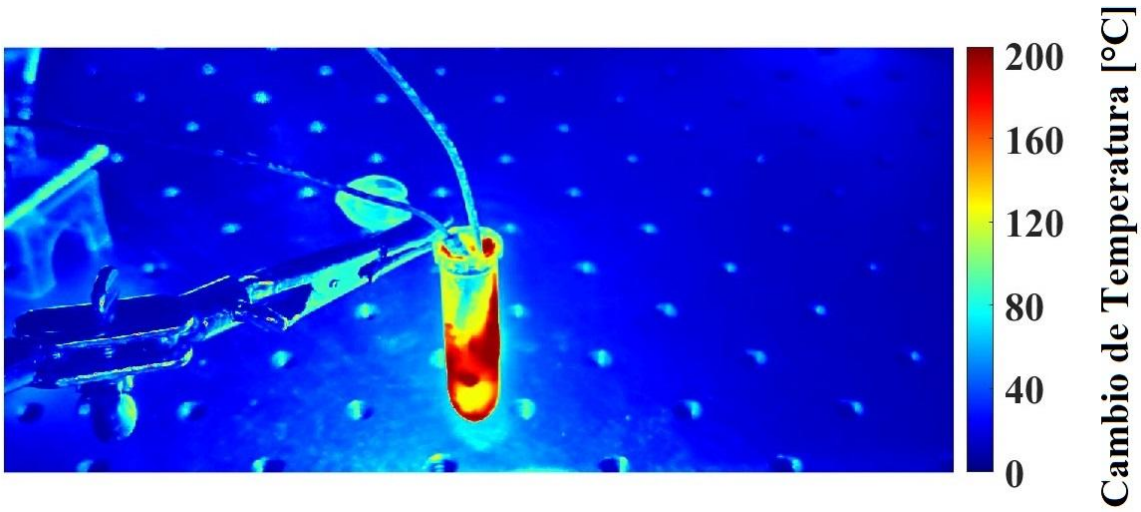


Figura 1. Distribución del calor en la muestra. Una simulación numérica.

En muestras sin Pb (grupo A), la temperatura aumentó de forma gradual y alcanzó un valor máximo de 180 °C en el centro irradiado, disipándose simétricamente hacia los bordes. Mientras que en muestras con 20 ppm de Pb (grupo B), el máximo fue de 185 °C, con un gradiente térmico más pronunciado y por último en muestras con 40 ppm (grupo C), el punto caliente alcanzó los 200 °C, y se observó una dispersión térmica asimétrica, característica de medios heterogéneos.

El análisis numérico mostró que la presencia de plomo disminuye la profundidad de penetración óptica (mayor absorción superficial), lo cual eleva la densidad de energía térmica localizada.

Análisis del atractor caótico modificado

El comportamiento del atractor de Rössler, modificado y acoplado al sistema térmico de la muestra, evidenció una notable sensibilidad ante la presencia de plomo disuelto en el agua. A medida que la concentración del metal aumentaba, se observaron cambios significativos tanto en la forma del atractor como en la manera en que evolucionaba en el tiempo.

En las muestras del grupo A, es decir, aquellas sin plomo añadido (grupo control), el atractor mantuvo su forma clásica: una estructura espiral suave. Este tipo de figura indica que el sistema seguía un comportamiento casi periódico, con oscilaciones regulares y predecibles.

Al analizar las muestras del grupo B, que contenían una concentración moderada de plomo (20 ppm) comenzaron a notarse cambios importantes. El atractor se alargó en la dirección del eje z, y las órbitas internas dejaron de ser simétricas, dando lugar a bifurcaciones que sugerían un inicio de comportamiento caótico
Finalmente, en el grupo C, correspondiente a las muestras con alta concentración de plomo (40 ppm), el atractor perdió completamente su forma simétrica. Las trayectorias se volvieron impredecibles y caóticas, con oscilaciones violentas que se alejaban rápidamente de sus condiciones iniciales.

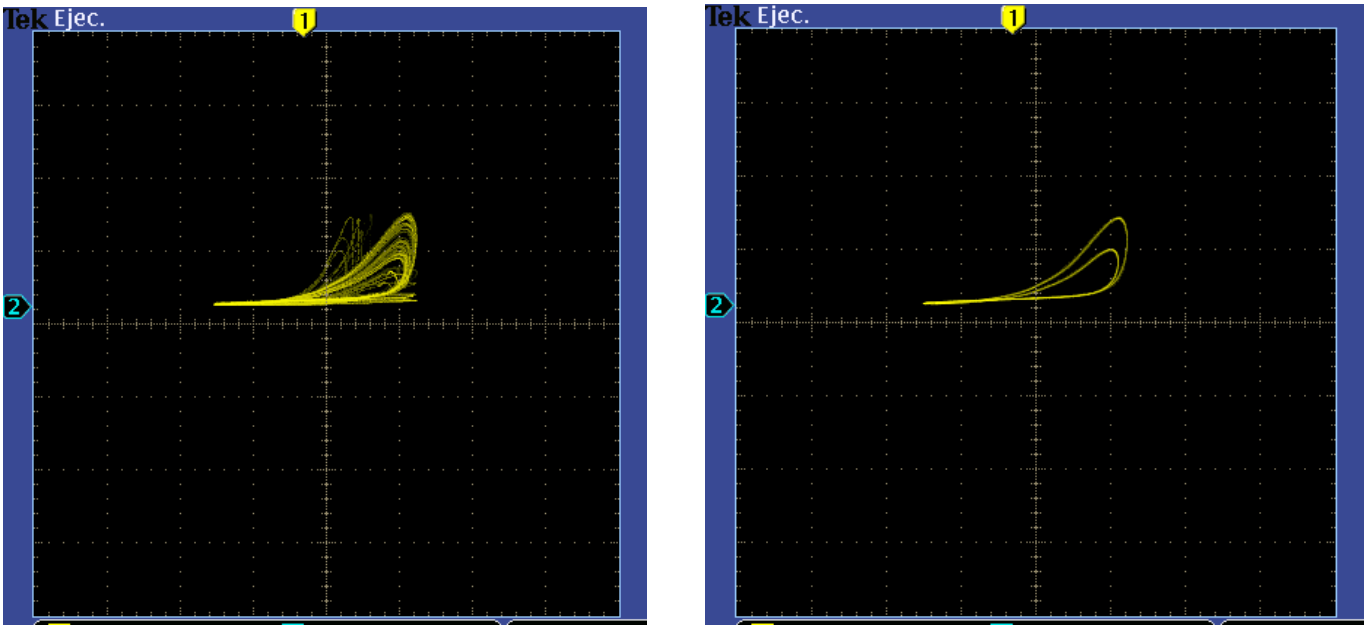


Figura 2. Resultados experimentales de la forma del atractor caótico de Rössler con diferentes concentraciones de plomo suspedido en el medio acuoso.

Espectroscopia Raman

El análisis espectroscópico realizado en las muestras permitió confirmar de manera clara la presencia de iones de plomo (Pb^{2+}) en aquellas que habían sido contaminadas, lo cual refuerza la validez y confiabilidad del modelo propuesto en este estudio.

Al observar los espectros Raman obtenidos, se notó que las muestras del grupo control, es decir, sin adición de plomo, no presentaron señales destacadas en la región entre 100 0y 3000 cm^{-1}. Esta zona del espectro es importante porque allí suelen aparecer las señales características del plomo y sus compuestos.

La figura 3 muestra los espectros Raman obtenidos para tres muestras de agua con diferente concentración de plomo (Pb^{2+}): una muestra control (sin Pb), una con 0.4 ppm, 20 ppm y otra con 40 ppm. El eje horizontal representa los desplazamientos Raman en unidades de centímetros inversos (cm^{-1}), mientras que el eje vertical muestra la intensidad relativa de la señal.

En la muestra control, el espectro es plano en la región de interés (100–300 cm^{-1}), lo cual indica la ausencia de compuestos que dispersen la luz láser en ese rango. En contraste, las dos muestras contaminadas con plomo presentan dos picos prominentes:

- El primero aparece cerca de 120 cm^{-1}, y se atribuye a las vibraciones del enlace Pb–O, típicas de especies moleculares donde el plomo está unido al oxígeno.
- El segundo, más amplio y definido entre 245 y 260 cm^{-1}, corresponde a los modos vibracionales internos de compuestos plúmbicos solubles, como $Pb(OH)_2$ o $PbCl_2$, presentes en medios acuosos.

La intensidad de estos picos aumenta visiblemente en la muestra con mayor concentración de plomo (40 ppm), lo cual indica una relación directa entre la señal espectral y la cantidad de contaminante.

Esta correlación confirma que el análisis espectroscópico puede emplearse como una herramienta complementaria para validar la presencia de Pb^{2+} detectada por el modelo térmico y dinámico.

Estos resultados respaldan la hipótesis de que la espectroscopía Raman permite identificar firmas ópticas específicas del plomo disuelto, y que su combinación con simulaciones térmicas y análisis caóticos ofrece una estrategia robusta de detección indirecta.

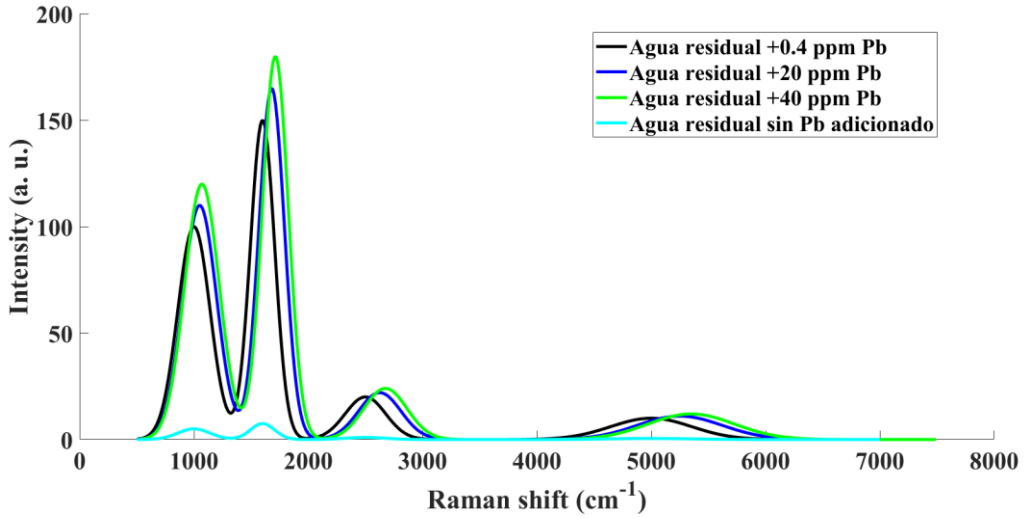


Figura 3. Espectros Raman para las diferentes muestras de agua residual adicionada con Plomo y sin adicionar.

El análisis Raman confirmó la presencia de plomo en las muestras tratadas, reforzando la correspondencia entre el modelo físico, la simulación térmica y la dinámica caótica observada.

El sistema propuesto presenta ventajas clave: Alta sensibilidad: pequeñas cantidades de Pb alteran significativamente el atractor. El enfoque propuesto es no destructivo, la muestra no se ve afectada por el láser. Además de ser económico y escalable, es decir puede ser adaptado con bajo costo a estaciones de monitoreo.

Sin embargo, la técnica aún requiere mejoras en la estabilidad computacional del modelo fraccional y en la integración con sensores autónomos.

CONCLUSIONES

Se ha desarrollado un enfoque novedoso y eficiente para la detección de plomo en aguas residuales, basado en: Cálculo fraccional para modelar la difusión térmica anómala. Atractores caóticos como sensores dinámicos de perturbaciones. Sistemas láser que inducen una respuesta térmica medible y reproducible.
Los resultados experimentales y numéricos confirman que el modelo propuesto permite diferenciar entre distintos niveles de contaminación por Pb mediante patrones térmicos y caóticos. El método tiene aplicaciones potenciales en monitoreo ambiental, industrial y en sistemas inteligentes de detección.

BIBLIOGRAFÍA

1. K. Raj y A. P. Das, “Lead pollution: Impact on environment and human health and approach for a sustainable solution”, Environmental Chemistry and Ecotoxicology, vol. 5, pp. 79–85, 2023.
2. L. Martínez-Ayala et al., “Chaos-driven detection of methylene blue in wastewater using fractional calculus and laser systems”, Measurement Science and Technology, 2024.
3. H. Martines-Arano et al., “Fractional electrodamage in A549 human lung cancer cells”, Fractal and Fractional, vol. 9, no. 1, p. 34, 2025.
4. N. Manitcharoen y B. Pimpunchat, “Analytical and numerical solutions of pollution concentration with uniformly and exponentially increasing forms of sources”, Journal of Applied Mathematics, vol. 2020, pp. 1–9, 2020.
5. M. J. Fardadi Shilsar et al., “A semi-analytical solution for one-dimensional pollutant transport equation in different types of river networks”, Journal of Hydrology, vol. 619, no. 129287, 2023.
6. A. Atangana y S. Qureshi, “Modeling attractors of chaotic dynamical systems with fractal–fractional operators”, Chaos, Solitons & Fractals, vol. 123, pp. 320–337, 2019.
7. K. M. Ibrahim, R. K. Jamal, and F. H. Ali, “Chaotic behaviour of the Rossler model and its analysis by using bifurcations of limit cycles and chaotic attractors,” J. Phys. Conf. Ser., vol. 1003, p. 012099, 2018.
8. H.E. Lee, S. Kim, J. Ko, H.I. Yeom, C. W. Byun, S. H. Lee, D. J. Joe, T.H. Im, S. H. K. Park, K. J. Lee. Skin-Like Oxide Thin-Film Transistors for Transparent Displays. Adv. Funct. Mater. 26 6170-6178 2016.
9. A. A. Maznev, J. Hartmann, M. Reichling. Thermal wave propagation in thin films on substrates. J. Appl. Phys. 78 5266 1995.
10. A. Mondol, R. Gupta, S. Das, T. Dutta. An insight into Newton’s cooling law using fractional calculus. Jpn. J. Appl. Phys. 123 064901 2018.

ESTUDIOS ESTRATIGRÁFICOS CON THZ CON APLICACIÓN EN CONSERVACIÓN DE ARTE

Edgar S. Reyes-Reyes, Ramón Carriles-Jaimes, Enrique Castro-Camus

Centro de Investigaciones en Óptica, A.C.
ramon@cio.mx

RESUMEN

La ciencia de la conservación es primordial para preservar el patrimonio artístico y cultural de la humanidad. Es necesario contar con herramientas cientificas que permitan caracterizar el estado de preservación de los diferentes bienes culturales. En este trabajo se presentan casos de estudio estratigráficos de dos obras de arte, un icono ruso y una pintura de Picasso, utilizando radiación en THz.

La técnica de medición utilizada es la espectroscopía de Terahertz en el dominio del tiempo la cual nos permite medir las reflexiones de un pulso de THz en los diferentes estratos con los que pueda contar una obra. Puesto que esta radiación es no ionizante, no hay daño alguna al objeto. Por medio de postprocesamiento de los espectros adquiridos es posible hacer un mapeo de la estratigrafía en una parte o la obra completa.

Se presenta un algoritmo que permitió el procesamiento de los miles de espectros adquiridos a fin de determinar la frecuencia a partir de la cual la señal se puede considerar ruido. Los resultados del icono ruso muestran que, contrario a lo esperado por expertos en arte, el artista aplicó una capa de hoja de oro y procedió a cortar el contorno de las figuras del icono para posteriormente pintarlas; lo esperado es que la pintura se hubiera aplicado directamente sobre el dorado. Adicionalemente, fue posible determinar el uso de rojo vermellón en ciertas áreas específicas de la pintura que se cree fueron restauradas en el pasado. Esta es información que resulta valiosa para futuros trabajos de restauración. En cuanto a la pintura de Picasso, se buscaba la posible existencia de otra pintura subyacente pero no se encontró evidencia de ello.

Este trabajo resalta el potencial de la tecnología de THz para apoyar en esfuerzos de diagnóstico, restaruación o conservación de piezas de patrimonio artístico.

INTRODUCCIÓN

Hoy en día, la investigación en patrimonio cultural es considerada un campo interdisciplinario en el que colaboran físicos, químicos, ingenieros y profesionales de otras áreas exactas con restauradores, curadores de arte, arqueólogos, entre otros. En este contexto, se conoce como ciencia del patrimonio al campo de investigación que utiliza técnicas e instrumentos científicos enfocadas en labores de conservación, ya sea preventiva, curativa o de restauración. Dada la importancia artística e histórica que los objetos considerados patrimonio cultural, los métodos de investigación no invasiva y no destructiva son de especial interés en este ámbito asegurando de esta forma la preservación de cualquier objeto o inmueble que se analiza.

Una técnica relevante que en años recientes se ha explorado en aplicaciones en la ciencia de la conservación es la espectroscopía de Terahertz (THz). La radiación de THz corresponde a la parte del espectro electromagnético que abarca aproximadamente desde los 300 GHz hasta 20 THz. Las propiedades intrínsecas de este tipo de radiación, como la alta reflectividad en metales, la capacidad de penetrar materiales dieléctricos y su baja energía fotónica (lo que la clasifica como radiación no ionizante) la convierte en una herramienta de gran interés para el estudio del patrimonio pues no daña la muestra y es una técnica que no requiere contacto físico con la muestra. Estas características permiten realizar análisis estratigráficos e identificar pigmentos sin dañar los objetos, entre otras cosas.

En particular, la *espectroscopía de THz en el dominio del tiempo (THz-TDS)* es una técnica que utiliza antenas fotoconductivas (PCA) para emitir y detectar pulsos de THz y midiendo la amplitud del pulso de THz como función del tiempo. En el presente trabajo se expone el análisis de capas (o análisis estratigráfico) por medio de THz-TDS en el estudio de dos objetos de patrimonio cultural relevantes, con el objetivo de dimensionar el potencial de esta técnica como herramienta auxiliar en la ciencia del patrimonio.

TEORÍA

Dado que algunas piezas de arte, como pintura de caballete, son creadas siguiendo un cierto orden en su elaboración, estos objetos suelen presentar una distribución de distintos materiales puestos en capas [1]. Típicamente, se suele empezar con un material base, como el lienzo en el caso de la pintura en caballete, al que se le aplican capas de imprimación, como el gesso, seguido de los materiales artísticos que el artísta decida utilizar en su obra, y finalmente una capa de barniz protector. Así, en su conjunto, una pintura en caballete puede ser considerado como un material multicapa desde el punto de vista experimental.

Por otro lado, THz-TDS funciona a partir de la emisión y detección de pulsos de radiación THz mediante antenas fotoconductivas (PCA). En un arreglo en reflexión, el pulso incidente de THz se reflejará parcialmente en cada interfaz de la muestra que se esté analizando. Si la muestra exhibe una distribución de capas de distintos materiales, lo que la antena detectora registrará será una colección de pulsos, cuya separación temporal está directamente relacionada con la distribución espacial de las capas, de acuerdo a la relación $\boldsymbol{\Delta t} = \frac{2cd}{c}$ [1], tal como se muestra en la Fig. 1 a).

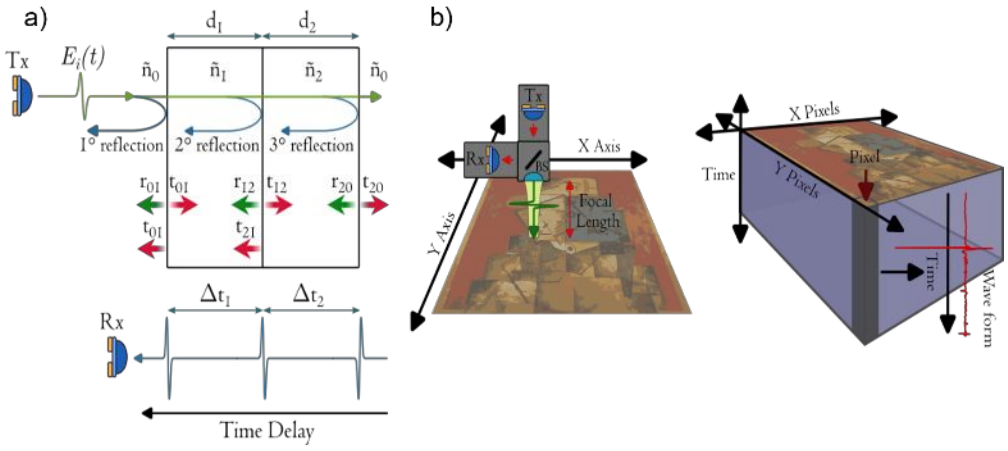


Fig. 1 Registro de ecos e imagen utilizando un espectrómetro de THz

Mediante un escaneo punto por punto, es posible adquirir una colección de mediciones consecutivas que permiten reconstruir una imagen de THz, como se observa en la Fig. 1 b).

PARTE EXPERIMENTAL

Para el análisis estratigráfico se utilizó un espectrómetro THz-TDS el cual consiste en un láser de fibra de femtosegundos, acopado a una cabeza transceptora fotoconductiva montado en una plataforma XY para la generación de imágenes de THz, mostrado en la Fig. 2 a).

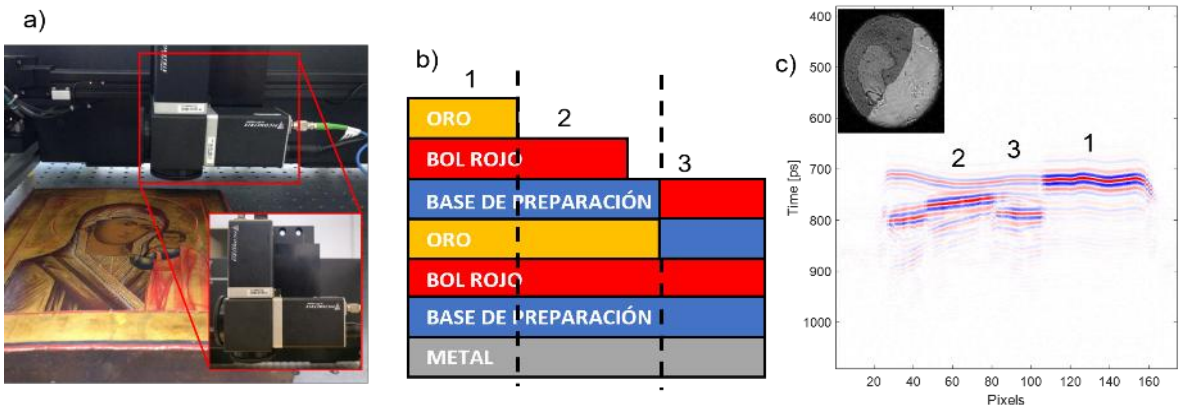


Fig. 2 a) Registro de imagen utilizando un espectrómetro de THz. b) Distribución de materiales en disco muestra preparado en laboratorio. c) Distribución de las capas en la imagen de THz.

Una forma práctica de corroborar que la técnica THz-TDS permite generar imágenes de secciones transversales fue mediante la preparación de un disco de prueba con distintos materiales aplicados en capas. Nuestra muestra consistió en un disco metálico sobre el cual se aplicaron una base de preparación, bol rojo y pan de oro. Esta muestra se dividió en tres áreas, como se muestra en la Fig. 2b). Dado que el metal refleja completamente la radiación THz, en la primera área solo se puede identificar la capa de oro, ya que se encuentra por encima de todos los materiales. En la segunda área, en cambio, fue posible identificar únicamente las capas de bol rojo y la base de preparación, ya que se encuentran por encima del pan de oro, que refleja el pulso incidente e impide el análisis de las capas inferiores. Finalmente, la tercera área está compuesta únicamente por capas de bol rojo y base de preparación, por lo que el pulso de THz penetra con mayor profundidad en esta zona. Este comportamiento puede observarse claramente en el b-scan de la Fig. 2c).

RESULTADOS

El análisis estratigráfico se realizó en dos pinturas de interés histórico y artístico; *Our Lady of Kazan* hecho por un artística desconocido y *Homme au Chapeau* de Pablo Picasso, Fig. 3a) y 3b) respectivamente.



Fig. 3. Fotografías visibles de las pinturas analizadas por THz. a) *Our Lady of Kazan* [2]. b) *Homme au Chapeau* escaneada por la Dra. Kaori Fukunaga [3].

En el caso de la pintura *Our Lady of Kazan*, a través de la imagen obtenida por THz fue posible detectar áreas con presencia de material metálico, identificadas como las zonas blancas o grises en la Fig. 4a). Mediante el análisis y procesamiento de dicha imagen, se logró identificar una interfaz adicional por debajo de la superficie pictórica, correspondiente a la zona del rostro y los cuellos de los personajes representados. Es posible que la presencia de esta interfaz extra en las zonas mencionadas esté relacionada con el énfasis que el artista deseaba dar a estas partes de la composición, dada la importancia religiosa de los personajes, posiblemente aplicando más capas de pintura en dichas áreas. Al analizar las interfaces, fue posible identificar con gran detalle esta capa adicional en la distribución estratigráfica, como se observa en las Fig. 4d) y 4e), señalada con una flecha verde.

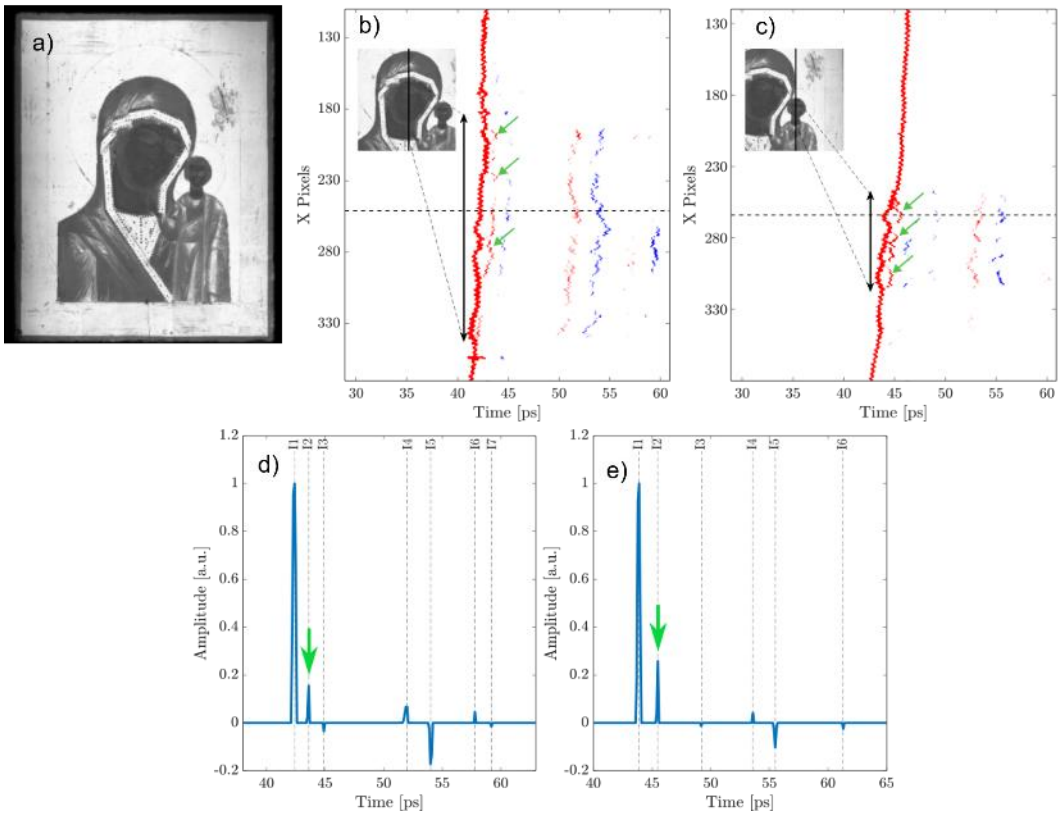


Fig. 4 a) Imagen de THz de *Our Lady of Kazan*. b)–c) Imágenes de cortes trasversales mostrando la distribución interna de capas. d)–e) Formas de onda con la interfaz extra señalada con flecha verde [2].

En el caso de la pintura *Homme au Chapeau* cabe destacar que las mediciones experimentales de la obra fueron realizadas por la Prof. Kaori Fukunaga del National institute of Information and Communications Technology en Tokio. La obra pasó por un proceso previo de restauración en el que el lienzo original fue adherido a un lienzo nuevo. Esta intervención pudo ser observada en el b-scan obtenido mediante imagen THz. El b-scan mostrado en la Fig. 5b) corresponde a la línea punteada indicada en la Fig. 5a). En esta imagen, es posible distinguir claramente el lienzo original (que presenta variaciones de grosor a lo largo del eje X y está señalado con flechas negras) del lienzo nuevo, que muestra un grosor constante y está indicado con flechas verdes. Por otra parte, al analizar las formas de onda mostradas en las Fig. 5c) y 5d), se identificó que el lienzo original presenta un grosor variable, con un rango aproximado de entre 1 ps y 9 ps, mientras que el lienzo nuevo mantiene un grosor constante de aproximadamente 9 ps.

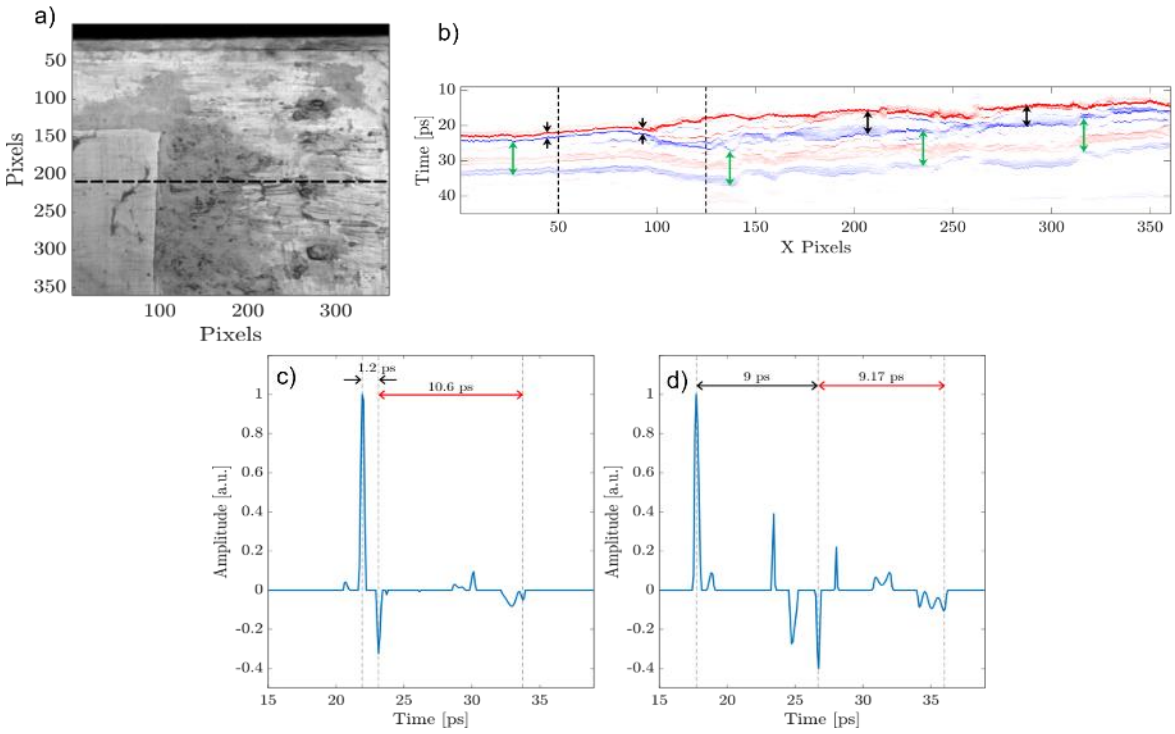


Fig. 5 a) Imagen de THz de *Homme au Chapeau*. b) Cortes trasversal indicando el lienzo original y el lienzo nuevo. c)–d) Formas de onda mostrando la distribución de capas de la pintura.

CONCLUSIONES

Las aportaciones de la tecnología de THz han abarcado áreas tan únicas como la ciencia del patrimonio. Dadas las características intrínsecas de este tipo de radiación, es posible realizar análisis no invasivos y no destructivos, un aspecto de especial interés en el ámbito patrimonial. A lo largo del presente trabajo, se demostró la capacidad de la espectroscopía de THz para el análisis de objetos de patrimonio cultural, específicamente en estudios estratigráficos, permitiendo analizar e identificar interfaces mediante la detección de ecos generados por la radiación incidente.

En el caso de la pintura *Our Lady of Kazan*, la técnica THz-TDS permitió descubrir e identificar una capa adicional de pintura en zonas específicas de la obra, posiblemente relacionada con decisiones artísticas del autor para enfatizar las áreas del rostro y cuello de los personajes representados. En cuanto a la obra *Homme au Chapeau*, fue posible identificar parte del proceso de conservación realizado previamente, mediante el análisis del b-scan obtenido a partir de la imagen THz. Se distinguió claramente el lienzo original, que presenta variaciones de grosor, del lienzo nuevo, cuyo espesor permanece constante.

La capacidad de adquirir información de forma completamente segura que ofrece la espectroscopía de THz representa una excelente herramienta para la investigación en patrimonio, por lo que puede integrarse dentro del conjunto de técnicas espectroscópicas disponibles para conservadores y restauradores en sus labores de conservación.

BIBLIOGRAFÍA

1. K. Fukunaga, “THz Technology Applied to Cultural Heritage in Practice”, 1st ed. Tokio, Japan: Springer, 2016.
2. E.S. Reyes-Reyes, R. Carriles-Jaimes, E. D’Angelo, S. Nazir, C. L. Koch-Dandolo, F. Kuesker, P. U. Jepsen & E. Castro-Camus. “Terahertz Time-Domain Imaging for the Examination of Gilded Wooden Artifacts”, in *Scientific Reports* 14, 6261 (2024).
3. K. Fukunaga, T. Ikari, & K. Iwai. “THz pulsed time-domain imaging for an oil canvas painting: a case study of a painting by Pablo Picasso,” in *Applied Physics A: Materials Science and Processing,* 122(2):1 – 5, 2016.

PUNTOS CUÁNTICOS DE CARBONO LUMINISCENTES A PARTIR DE NANOTUBOS DE CARBONO DE PAREDES MÚLTIPLES: UN ENFOQUE DE SÍNTESIS ECOLÓGICA Y SOSTENIBLE

Jithin Varghese[a], Sanal Kozhiparambil Chandran[b], José Apolinar Loyola Rodríguez, Oxana Vasilievna Kharissovaa[a]*

FCFM, Universidad Autónoma de Nuevo León
oxana.kharissova@uanl.edu.mx

RESUMEN

Los puntos de carbono son un descubrimiento muy reciente e incluso accidental, pero en los últimos 15 años se han convertido en una de las tendencias más populares en la ciencia. Sus propiedades, principalmente biocompatibilidad y solubilidad, pueden ser útiles para el diagnóstico y tratamiento de las enfermedades más complejas. En esta investigación se sintetizaron puntos cuánticos de carbono (CQDs) con propiedades ópticas distintivas mediante un enfoque simple y ecológico, utilizando nanotubos de carbono de multipared (MWCNTs) no funcionalizados y nanotubos funcionalizados con grupos hidroxilo (MWCNT-COOH) como precursores. La síntesis se llevó a cabo con una mezcla 1:1:1 de MWCNTs, Teraphtal (TP) y ácido ascórbico en agua mediante aplicación de ultrosonido de la frecuencia de 40kHz durante 9-18 horas, después fue aplicada la centrifugación y filtración. La microscopía electrónica de transmisión (TEM) confirmó la formación de CQDs esféricos con un tamaño promedio de 3.36 nm. El análisis por espectroscopía infrarroja por transformada de Fourier (FTIR) y UV-Vis reveló variaciones en la funcionalización superficial y la absorción óptica. La espectroscopía de fotoluminiscencia mostró un comportamiento de emisión dependiente de la excitación, con una fluorescencia verde intensa bajo irradiación UV. Estos hallazgos resaltan el potencial de los CQDs para aplicaciones en bioimagen y optoelectrónica, sentando las bases para futuras modificaciones funcionales que mejoren sus propiedades.

INTRODUCCIÓN

Los nanomateriales basados en carbono han surgido como una piedra angular en el desarrollo de materiales de nueva generación debido a sus notables propiedades ópticas, electrónicas y térmicas. Entre ellos, los puntos cuánticos de carbono (CQDs, por sus siglas en inglés) han despertado un creciente interés gracias a características distintivas como la fotoluminiscencia (PL) ajustable, alta fotostabilidad, solubilidad en agua y biocompatibilidad. Estas propiedades hacen que los CQDs sean ideales para una amplia gama de aplicaciones, incluyendo bio-imagen, sensores químicos, administración de fármacos y dispositivos optoelectrónicos[1- 3]. Una de las características más fascinantes y prácticas de los CQDs es su comportamiento de PL dependiente de la excitación, en el cual el pico de emisión se desplaza con los cambios en la longitud de onda de excitación. Esta propiedad permite una detección e imagen múltiple, y proporciona información sobre las complejas relaciones entre estructura y propiedades en los CQDs [4].

A pesar de una extensa investigación, el origen de la PL en los CQDs sigue siendo objeto de debate, habiéndose propuesto múltiples mecanismos de emisión dependiendo de la ruta sintética, la composición del precursor y la química superficial. Uno de los mecanismos más discutidos es el confinamiento cuántico, en el que el tamaño de los dominios sp^2 en los CQDs influye en la banda prohibida (bandgap) y, por lo tanto, en la longitud de onda de emisión. Los CQDs más pequeños suelen mostrar una emisión desplazada al azul debido a un mayor intervalo de energía [5]. Sin embargo, esta explicación a menudo resulta insuficiente para explicar completamente el comportamiento dependiente de la excitación observado en CQDs con tamaños relativamente uniformes [6].

Un modelo alternativo y más ampliamente aceptado involucra la emisión por estados superficiales, donde diversos grupos funcionales (por ejemplo, –OH, –COOH, $–NH_2$) y defectos estructurales en

la superficie del CQD crean niveles de energía localizados. Estos estados trampa pueden actuar como centros emisores, resultando en una distribución de energías de emisión y, por consiguiente, en PL dependiente de la excitación [7]. En muchos CQDs sintetizados mediante métodos bottom-up, especialmente aquellos derivados de precursores orgánicos, los estados moleculares —residuos orgánicos fluorescentes o estructuras conjugadas— también contribuyen a la PL [8].

Más recientemente, se ha propuesto el mecanismo de emisión mejorada por entrecruzamiento (crosslink-enhanced emission, CEE) como otro mecanismo de emisión, particularmente relevante en CQDs derivados de polímeros o aminoácidos. En este caso, el aumento de la rigidez molecular debido al entrecruzamiento suprime las vías de decaimiento no radiativo, lo que mejora la eficiencia de fluorescencia incluso en sistemas que carecen de conjugación tradicional[9] .

Estos mecanismos no son mutuamente excluyentes y pueden coexistir, siendo la contribución dominante dependiente de las condiciones de síntesis. Una comprensión más profunda de estos factores es crucial para adaptar las propiedades de los CQDs a aplicaciones específicas. Además, se sabe que estímulos externos, como el pH, el entorno del disolvente y la presencia de especies iónicas, afectan el comportamiento PL de los CQDs. Aunque el papel exacto de los iones en la modulación de la emisión no se comprende completamente, se han propuesto posibles influencias como la pasivación superficial, las interacciones electrostáticas o la formación de complejos con grupos funcionales [10]. En este estudio, se consideran estos efectos potenciales en el contexto de la comprensión de la PL dependiente de la excitación.

En la búsqueda de una estrategia de síntesis sostenible, reportamos un método ecológico para preparar CQDs a partir de nanotubos de carbono de paredes múltiples (MWCNTs) mediante tratamiento ultrasónico en presencia de theraphthal (un derivado de ftalocianina de cobalto) y ácido ascórbico. Al comparar nanotubos funcionalizados (MWCNT–COOH) y no funcionalizados como fuentes de carbono, investigamos el papel de la química del precursor en la influencia sobre las propiedades estructurales y fotoluminiscentes de los CQDs resultantes. Este estudio enfatiza la emisión dependiente de la excitación observada en los puntos cuánticos de carbono.

EXPERIMENTAL

El esquema del experimiento está presente en el Figura 1.

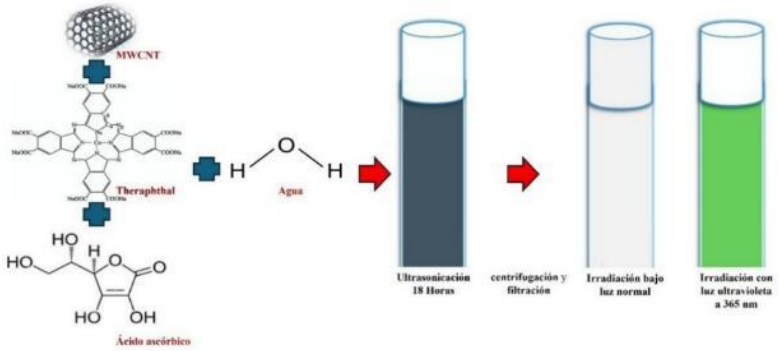


Figura 1. Esquema del experimento.

Se mezclaron nanotubos de carbono de paredes múltiples funcionalizados (MWCNT–COOH (CQD-A)) y no funcionalizados (CQD-B) con la sal heptasódica soluble en agua del cobalto(II) 2,3,9,10,16,17,23,24-octacarboxiftalocianina, conocida como theraphthal (TP) ($C_{40}H_9CoN_8Na_7O_{16}$, Mw = 1077.46, NIOPIK, Moscú, Rusia) y ácido ascórbico (AA, 99% de pureza, Sigma-Aldrich) en una proporción másica de 1:1:1 en agua destilada. Theraphthal actuó como agente dispersante y generador de especies reactivas de oxígeno (ROS), asegurando un medio de reacción homogéneo. La mezcla se sometió a ultrasonido (Fisher Scientific, FS140, capacidad de 1 galón, 135 W, 42 kHz)

durante 18 horas a presión atmosférica, seguida de una centrifugación a 2000 rpm durante 15 minutos para eliminar los materiales no reaccionados. El sobrenadante resultante se filtró para obtener una solución clara que contenía los CQDs sintetizados.

Para el análisis de hemólisis, se tomaron cinco concentraciones diferentes de muestra. Cada una de estas cinco concentraciones se repitió tres veces. Inicialmente, se añadieron 300 µL de solución salina al primer tubo Eppendorf de cada una de las tres réplicas, y 200 µL de solución salina a los tubos restantes. Luego, se añadieron 100 µL de la muestra al primer tubo (el que contenía 300 µL), y se mezcló utilizando una pipeta. Posteriormente, se tomaron 200 µL de esta mezcla y se transfirieron al siguiente tubo. Este procedimiento se repitió, transfiriendo 200 µL sucesivamente hasta el quinto tubo, y finalmente se descartaron 200 µL para igualar el volumen. Este mismo procedimiento se repitió en las tres réplicas. Así, se obtuvieron cinco concentraciones diferentes para las muestras CQD-A y CQD-B. Todos los tubos contenían 200 µL de solución, pero con diferentes concentraciones (y tres réplicas por concentración).

Después, se añadieron 200 µL de solución salina y 400 µL de sangre lavada a cada tubo. Para determinar la hemólisis al 100%, se utilizó una sustancia llamada Tween 20 en alta concentración. Como control negativo, la sangre se mezcló con 400 µL de solución salina. Cada tubo fue incubado durante 60 minutos y posteriormente centrifugado a 4000 rpm a 4°C. La absorbancia del sobrenadante se midió a 405 nm utilizando un espectrofotómetro Biosystem. La hemólisis se calculó utilizando estos valores de absorbancia.

Las muestras fueron caracterizadas mediante microscopía electrónica de transmisión (TEM) (Microscope JEOL, JEM-2200FS+Cs), espectroscopía infrarroja por transformada de Fourier (FTIR) (Thermo Scientific™ FT-IR Nicolet™ iS™ 10), espectroscopía ultravioleta-visible (UV-Vis) (Thermo Scientific™ Evolution™ 600), espectroscopía de fotoluminiscencia (PL) (Fluoromax-4C_1126D-2013-FM) y espectroscopía de fotoelectrones emitidos por rayos X (XPS) (Thermo Scientific, K-Alpha).

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Las muestras fueron analizadas con luz de la longitud de honde de 365 nm para averiguar si ellos algún cambio en el rango de UV-vis rango A y como muestra la Figura 2 los resultados fueron favorables, porque las ambas muestras demostraron presencia de la luminiscencia. El análisis por TEM reveló que los CQD-A (derivados de MWCNT funcionalizados con –COOH) (Figura 3) presentan tamaños de partícula que varían entre 1.99 nm y 4.57 nm, con un tamaño promedio de 3.26±0.57 nm. En comparación, los CQD-B (derivados de MWCNT no funcionalizados) (Figura 2) mostraron una distribución más amplia, con tamaños entre 2.49 nm y 4.83 nm y un promedio de 3.46±0.57 nm. Las distancias interplanares medidas fueron de 0.220 nm para la muestra A, correspondiente al plano (100) del carbono grafítico, y de 0.238 nm para la muestra B, correspondiente al plano (002) del carbono grafítico. Las micrografías TEM indican que las partículas tienen una forma casi esférica y presentan una agregación mínima.

La espectroscopía FTIR (Figura 4(b)) confirmó la presencia de grupos hidroxilo y carboxilo en la muestra A, evidenciada por los picos de estiramiento O–H (3400 cm^{-1}) y C=O (1720 cm^{-1}). La muestra B mostró grupos funcionales similares, pero con menor intensidad, lo que sugiere una menor cantidad de funcionalidades oxigenadas. La presencia de picos de estiramiento C=C (1600 cm^{-1}) y C–H (2900 cm^{-1}) en ambas muestras corroboró su naturaleza grafítica. Las diferencias o similitudes en la química superficial influyeron directamente en sus propiedades ópticas.

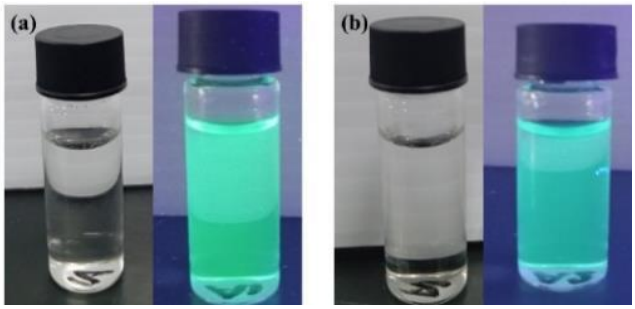


Figura 2 .Muestras bajo luz normal y luz UV: (a) La muestra CQD-A, (b) la muestra CQD-B.

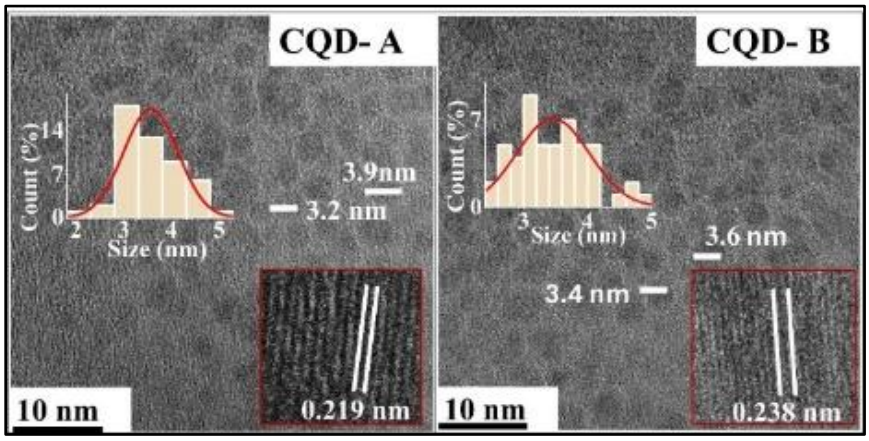


Figura 3. Imagen de TEM e imagen de HR-TEM (inserto) de las muestras CQD-A (izquierda) y CQD-B (derecha).

El análisis mediante espectroscopía de fotoelectrones de rayos X (XPS)[Ilustración 4 (a)] confirmó las diferencias en la química superficial entre las muestras. Tanto CQD-A como CQD-B mostraron picos distintivos correspondientes a C 1s, O 1s y Na 1s, indicando la presencia de carbono, oxígeno y sodio. La intensidad del pico O 1s en CQD-A (Figura 3(b)) fue considerablemente mayor que en CQD-B, lo que sugiere una mayor presencia de grupos funcionales ricos en oxígeno, tales como carboxilo (-COOH), hidroxilo (-OH) o carbonilo (C=O). Este hallazgo concuerda con los resultados obtenidos por FTIR, que también confirman la presencia de grupos funcionales que contienen oxígeno.

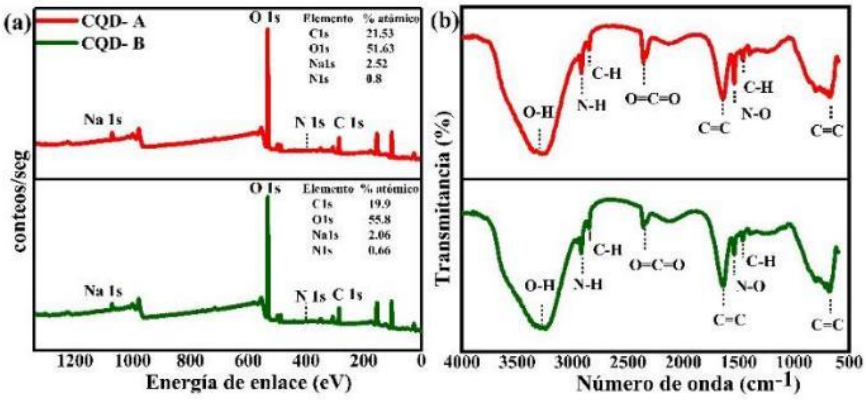


Figura 4.a) Espectro FTIR de las muestras CQD-A y CQD-B; (b) Espectro general de XPS de las muestras CQD-A y CQD-B.

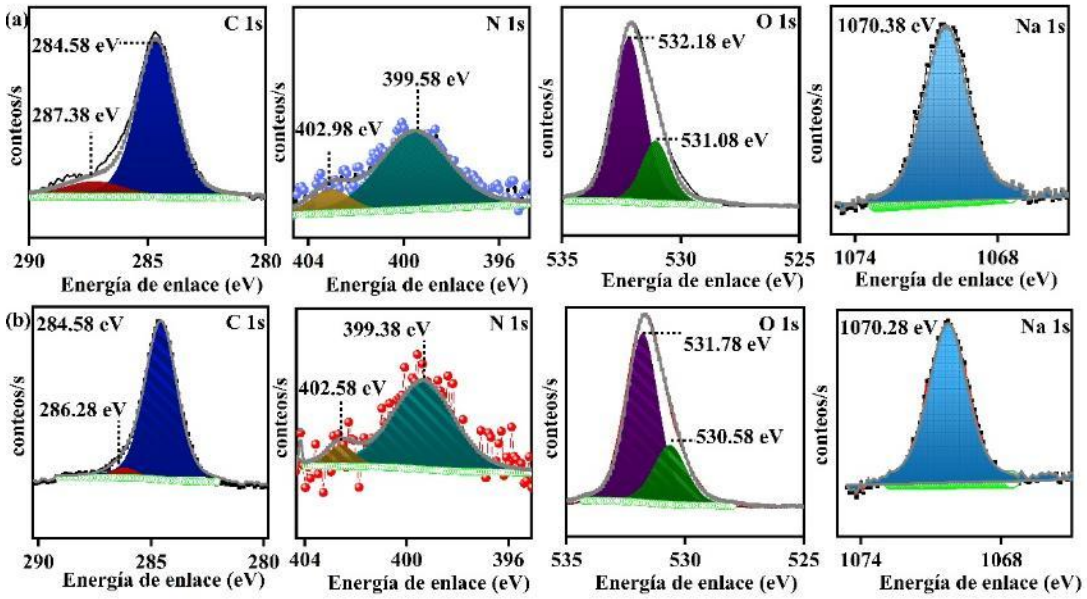


Figura 5. Espectro general de XPS y espectros de alta resolución de la muestra: (a) la muestra CQD-A; (b) la muestra CQD-B.

El espectro de C 1s en ambas muestras mostró picos característicos alrededor de ~284.6 eV (C=C, carbono sp^2), ~286 eV (C–O) y ~287–288 eV (C=O), lo que confirma la naturaleza carbonosa de los CQDs sintetizados. Las intensidades relativas de estos picos indican que CQD-A (Figura 5 (a) presenta un grado de oxidación ligeramente mayor en comparación con CQD-B (Figura 5(b)), respaldando las diferencias observadas en el contenido de oxígeno. Asimismo, se detectó el pico de Na 1s (~1070 eV) en ambas muestras, lo que sugiere la presencia de sodio residual, posiblemente proveniente de reactivos que contienen sodio o de etapas del proceso de síntesis. Las curvas de alta resolución obtenidas por XPS también revelan una distribución elemental homogénea, sin la aparición de hombros prominentes, lo cual sugiere que cada elemento detectado se encuentra en un entorno químico relativamente uniforme.

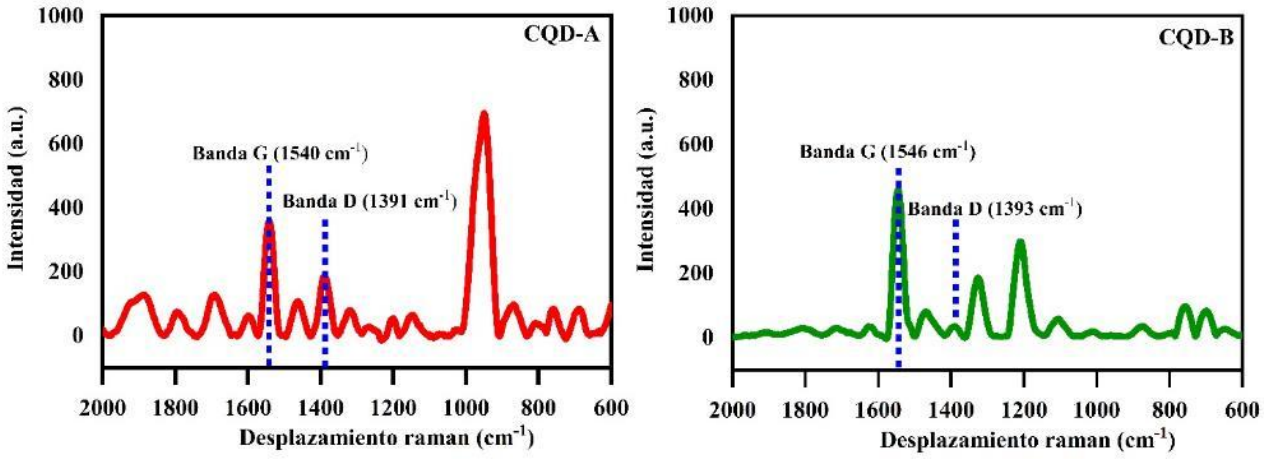


Figura 6. Espectro Raman de las muestras CQD-A y CQD-B.

Por otro lado, los espectros de alta resolución de N 1s muestran cuatro picos atribuibles a nitrógeno piridínico (N piridínico, 396.9 eV), nitrógeno de tipo pirrol (N pirrol, 397.6 eV), nitrógeno grafítico (N–

C_3, 398.5 eV, ubicado en el centro del carbono sp²) y grupos amina (C–NH_2, 399.9 eV, ubicados en el borde del carbono sp²), respectivamente. En los N-CQDs, se forman fluoróforos mediante la hibridación de grupos funcionales en los bordes, como C–OH y C–NH_2, con dominios π conjugados tipo sp², lo que puede contribuir a mejorar la fluorescencia de los N-CQDs.

La espectroscopía Raman (Figura 6) demostró que ambas muestras de CQD presentan las bandas características D y G asociadas a estructuras de carbono tipo sp². CQD-A exhibió una mayor intensidad en la banda D en comparación con CQD-B, lo que indica una mayor densidad de defectos y desorden estructural. Esto sugiere que CQD-A contiene más interrupciones en su red de carbono, probablemente causadas por grupos funcionales que contienen oxígeno. En contraste, la menor intensidad de la banda D en CQD-B indica una estructura grafítica más ordenada con menos defectos.

Estas observaciones de Raman están respaldadas por espectroscopía FTIR, la cual identificó vibraciones de estiramiento prominentes de O–H (3400 cm^{-1}) y C=O (1720 cm^{-1}) en CQD-A, confirmando la presencia abundante de grupos hidroxilo y carboxilo. CQD-B mostró grupos funcionales similares, pero con una intensidad significativamente menor, lo que indica una menor cantidad de funcionalidades oxigenadas y, en consecuencia, un nivel de oxidación más bajo. Ambas muestras presentaron bandas de estiramiento C=C (1600 cm^{-1}) y C–H (2900 cm^{-1}), consistentes con su naturaleza grafítica.

Corroborando aún más estos hallazgos, la espectroscopía de fotoelectrones de rayos X (XPS) reveló que CQD-A posee un mayor contenido de oxígeno en comparación con CQD-B, evidenciado por una mayor intensidad en el pico de O 1s. Los espectros de C 1s de ambas muestras mostraron picos correspondientes a carbono tipo sp² (C=C), hidroxilo (C–O) y grupos carbonilo (C=O), siendo más intensos los picos de especies oxigenadas en CQD-A. Además, ambas muestras contenían sodio (pico de Na 1s), probablemente originado por los reactivos utilizados en la síntesis. Los espectros de alta resolución de N 1s confirmaron la presencia de especies nitrogenadas en ambos CQDs, lo que sugiere un dopado con heteroátomos que podría influir en sus propiedades de fluorescencia. En conjunto, los análisis espectroscópicos indican que CQD-A está más oxidado y presenta un mayor desorden estructural, con una mayor densidad de grupos funcionales oxigenados en su superficie. En cambio, CQD-B exhibe un mayor orden grafítico, menos defectos y una oxidación superficial reducida. Estas diferencias estructurales y químicas se espera que influyan en su comportamiento óptico y en sus aplicaciones potenciales, siendo probable que CQD-B ofrezca un mejor rendimiento electrónico y fotoluminiscente debido a su mayor integridad estructural.

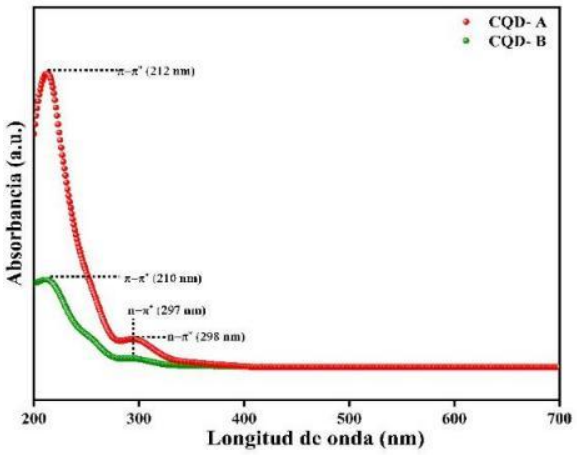


Figura 7: Espectros de absorción UV-vis.

Los espectros de absorción UV-Vis (Figura 7) de ambas muestras de CQDs muestran picos intensos alrededor de los 210–212 nm y 297–298 nm, correspondientes a las transiciones π→π* de los dominios de carbono sp² y a las transiciones n→π* de los grupos funcionales que contienen oxígeno,

respectivamente. Estas similitudes en los perfiles de absorción indican que ambas muestras presentan una funcionalización superficial comparable, lo cual es coherente con los resultados obtenidos mediante XPS y FTIR.

La hemocompatibilidad de los puntos cuánticos de carbono (CQDs) sintetizados fue evaluada mediante un ensayo de hemólisis conforme a la norma ISO 10993-4 para la evaluación biológica de dispositivos médicos. Se analizaron dos muestras diferentes de CQDs, denominadas CQD-A y CQD-B, a concentraciones de 1.04, 2.08, 4.16 y 8.33 µg/mL, utilizando un control positivo como referencia para un 100% de hemólisis. Tal como se muestra en la Figura 8a, ambos tipos de CQDs presentaron una actividad hemolítica dependiente de la concentración. CQD-A (Figura 8(a)) produjo hemólisis del 2.15%, 1.72%, 1.72% y 5.81%, respectivamente, mientras que CQD-B (Figura 8(b)) produjo mostró valores de 1.29%, 1.72%, 7.10% y 5.81% para las mismas concentraciones. Según la clasificación establecida por la norma ISO 10993-4, se considera no hemolítico un material con menos del 2% de hemólisis, ligeramente hemolítico entre 2% y 5%, y hemolítico por encima del 5%. De acuerdo con esta clasificación, CQD-A se comportó como no hemolítico hasta una concentración de 4.16 µg/mL, siendo hemolítico a 8.33 µg/mL. En el caso de CQD-B, se observó un comportamiento hemolítico a 4.16 µg/mL y 8.33 µg/mL, mientras que fue no hemolítico a concentraciones iguales o menores a 2.08 µg/mL. El análisis de regresión lineal, mostrado en las produjo [Ilustración 10 (b)] y [Ilustración 10 (c)] 10 c], reveló una tendencia más marcada de hemólisis dependiente de la concentración en CQD-A (y = 0.56972x + 0.58341) en comparación con CQD-B (y = 0.19654x + 0.52436), lo que sugiere que CQD-B presenta mejor hemocompatibilidad a bajas concentraciones. En conjunto, estos resultados indican que CQD-A puede utilizarse de forma segura hasta 4.16 µg/mL, mientras que CQD-B es más adecuado para aplicaciones que requieran concentraciones iguales o menores a 2.08 µg/mL.

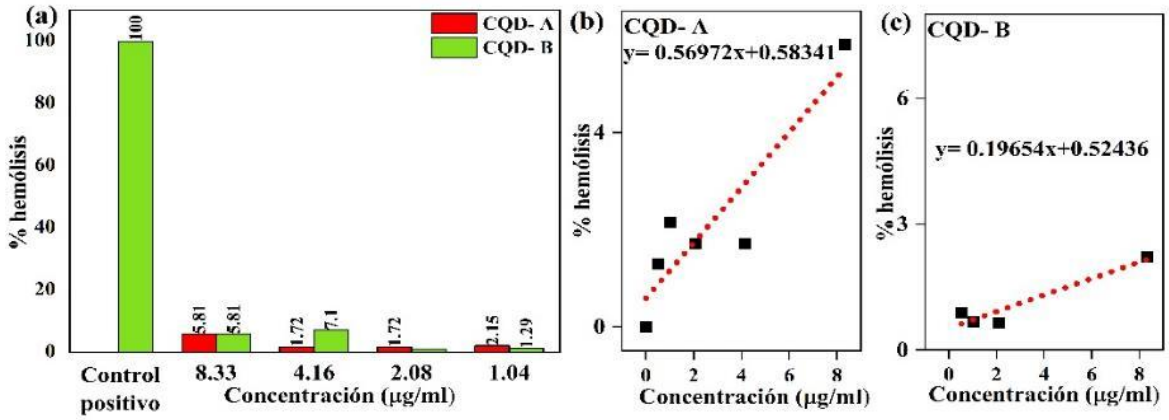


Figura 8: (a) Comparación de los datos de hemólisis de CQD-A y CQD-B; (b) Hemólisis vs. concentración de CQD-A; (c) Hemólisis vs. concentración de CQD-B.

Se evaluaron las propiedades de fotoluminiscencia (PL) de CQD-A y CQD-B mediante espectros normalizados y mapas 3D de excitación-emisión (EEM) para analizar su comportamiento óptico, intensidad, estabilidad y naturaleza de los estados emisores.

CQD-A (Figura 9 (a)) mostró un espectro amplio con pico principal alrededor de 468 nm y un hombro en 522 nm bajo excitación a 380 nm, con fuerte dependencia de la excitación y desplazamiento al rojo con el aumento de la longitud de onda excitante. El mapa 3D (Figura11) confirmó una amplia región de excitación (350–410 nm) y emisión (450–530 nm), típico de puntos cuánticos con estados emisores heterogéneos originados en grupos oxigenados como hidroxilos, carbonilos y carboxilos. En contraste, CQD-B (Figura 10 (b)) presentó una emisión simétrica y estable centrada en 440 nm, con mínima variación ante diferentes excitaciones, indicando una superficie más uniforme y una

emisión principalmente desde el núcleo sp², como mostró su mapa 3D con emisión localizada en 430–450 nm y excitación en 370–390 nm.

Estas diferencias en PL se relacionan con la química superficial y estructura. FTIR mostró en CQD-A bandas fuertes de O–H (~3400 cm^{-1}), C=O (~1720 cm^{-1}) y C–O (~1200 cm^{-1}), indicando mayor oxidación y estados defectuosos que facilitan la PL dependiente de excitación. Raman reveló que CQD-A tiene mayor relación I_D/I_G (~1350/1580 cm^{-1}), indicando más defectos y desorden, mientras que CQD-B mostró mayor orden grafítico, consistente con su emisión más estrecha y estable. XPS confirmó que CQD-A tiene mayor contenido de oxígeno (pico O 1s más intenso) y presencia de grupos oxidativos en C 1s (C=C, C–O, C=O). Además, ambos CQDs presentan dopaje de nitrógeno (piridínico, pirrólico y grafítico), que modula la deslocalización electrónica y mejora la PL. CQD-A mostró ligeramente más nitrógeno, posiblemente aumentando sus estados defectuosos emisores. Los picos Na 1s detectados se atribuyen a residuos de síntesis y no afectan significativamente la PL.

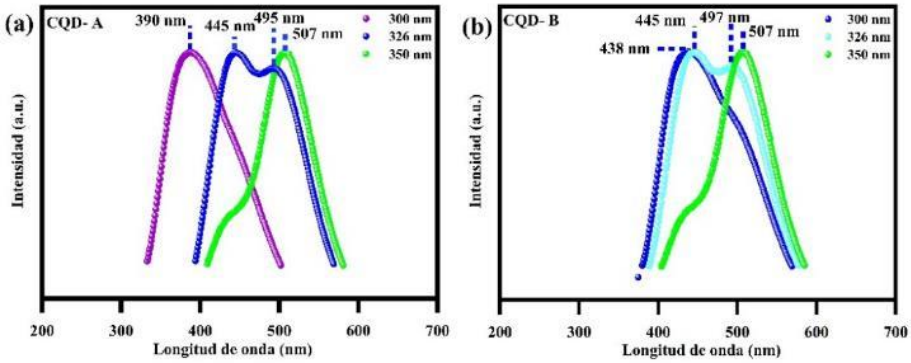


Figura 9. Espectros de PL normalizados, (a) muestra CQD- A; (b)muestra CQD- B.

En contraste, CQD-B exhibe una emisión simétrica y nítida centrada en 440 nm, con un desplazamiento mínimo en la posición del pico a través de diferentes longitudes de onda de excitación, como se muestra en el espectro de PL normalizado. El mapa 3D EEM de CQD-B (Figura 11) confirma este comportamiento de emisión independiente de la excitación, mostrando una característica de emisión distinta y localizada principalmente en la excitación de 370–390 nm y emisión de 430–450 nm. Esta emisión estable indica una estructura superficial más uniforme con menos estados trampas emisores, lo que sugiere que la fotoluminiscencia proviene predominantemente de la recombinación intrínseca dentro del núcleo de carbono sp² en lugar de transiciones relacionadas con la superficie.

Los distintos comportamientos de PL de CQD-A y CQD-B pueden atribuirse directamente a diferencias en la química superficial y en la grafitización, como lo confirman los análisis de FTIR, Raman y XPS. Los espectros FTIR de CQD-A revelaron bandas de absorción fuertes alrededor de ~3400 cm^{-1} (O–H), ~1720 cm^{-1} (C=O) y ~1200 cm^{-1} (C–O), indicativas de abundantes grupos funcionales ricos en oxígeno. Estos grupos contribuyen a la formación de estados defectuosos superficiales que facilitan la emisión de PL dependiente de la excitación y mediada por trampas. CQD-B, por otro lado, mostró intensidades significativamente menores en estas regiones, indicando un menor grado de oxidación y una mejor pasivación superficial, consistente con su emisión de PL más definida e independiente de la excitación.

La espectroscopía Raman proporcionó más evidencia de diferencias estructurales. CQD-A presentó una mayor relación de intensidad entre la banda D (~1350 cm^{-1}) y la banda G (~1580 cm^{-1}) (I_D/I_G), lo que sugiere una mayor densidad de defectos y una estructura de carbono más desordenada. Esta mayor densidad de defectos se alinea con el perfil más amplio de PL y la emisión desplazada hacia el rojo observados en el gráfico 3D. En contraste, la menor relación I_D/I_G de CQD-B implica un

mayor grado de orden grafítico, apoyando la emisión más estrecha y desplazada hacia el azul en los espectros de PL normalizado y 3D.

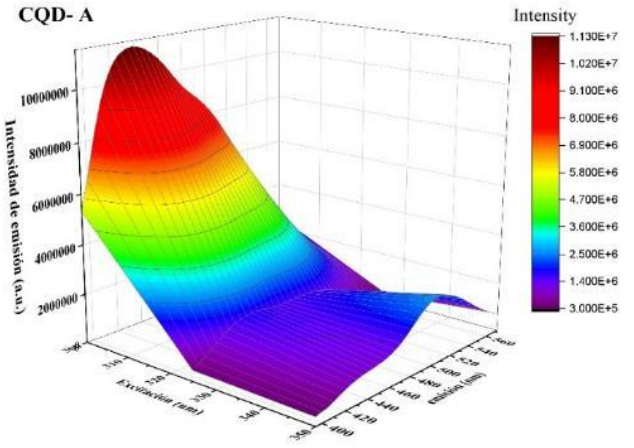


Figura 10. Mapa 3D EEM de CQD-A.

El análisis XPS reforzó estas conclusiones. Los espectros C 1s de CQD-A mostraron picos prominentes correspondientes a carbono sp² (C=C ~284.6 eV), hidroxilo (C–O ~286 eV) y carbonilo (C=O ~287–288 eV), confirmando una superficie rica en especies oxidadas. Además, el pico O 1s en CQD-A fue más intenso en comparación con CQD-B, indicando un mayor contenido de oxígeno. También se identificó dopaje de nitrógeno en ambas muestras, con espectros N 1s de alta resolución revelando especies de nitrógeno piridínico, pirrólico y grafítico. Estos heteroátomos contribuyen a la deslocalización electrónica y pueden mejorar la PL mediante la modificación de niveles de energía. CQD-A presentó un contenido ligeramente mayor de nitrógeno, probablemente aumentando su emisión a través de estados defectuosos adicionales. La presencia de picos Na 1s en ambas muestras se atribuyó a residuos de los reactivos de síntesis y no se consideró un factor importante que influya en la PL.

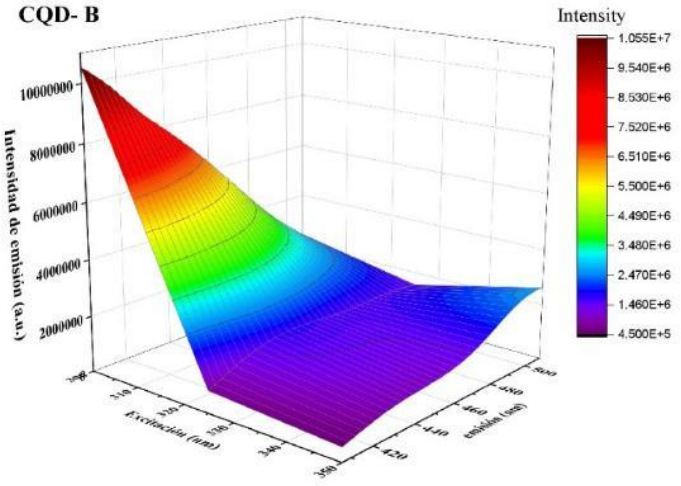


Figura 11. Mapa 3D EEM de CQD-B.

CONCLUSIONES

Este estudio demuestra que la funcionalización del precursor tiene un impacto directo en la estructura, química superficial y propiedades ópticas de los CQDs. En particular, los CQDs derivados de MWCNTs funcionalizados (CQD-A) mostraron una mayor densidad de defectos y grupos

oxigenados, lo cual favorece la fotoluminiscencia dependiente de la excitación. Estos resultados respaldan la coexistencia de mecanismos de emisión como el confinamiento cuántico, los estados superficiales y la hibridación funcional, y destacan la relevancia de controlar las condiciones sintéticas para aplicaciones biofotónicas y optoelectrónicas.

AGRADECIMIENTOS

Agradecemos sinceramente a la UANL por el apoyo económico otorgado a través de la beca 141-FMYCT-2024 para la realización de este trabajo de investigación, así como a SECIHTI-México por conceder a Jithin Varghese una beca doctoral que respaldó el desarrollo de su trabajo de investigación.

REFERENCIAS

1. S. Y. Lim, W. Shen, and Z. Gao, “Carbon quantum dots and their applications,” Chem Soc Rev, vol. 44, no. 1, pp. 362–381, 2015, doi: 10.1039/C4CS00269E.
2. H. Li Z. Kang, Y. Liu, and S.-T. Lee, “Carbon nanodots: synthesis, properties and applications,” J Mater Chem, vol. 22, no. 46, p. 24230, 2012, doi: 10.1039/c2jm34690g
3. M. J. Molaei, “Principles, mechanisms, and application of carbon quantum dots in sensors: a review,” Analytical Methods, vol. 12, no. 10, pp. 1266–1287, 2020, doi: 10.1039/C9AY02696G.
4. C. Ding, A. Zhu, and Y. Tian, “Functional Surface Engineering of C-Dots for Fluorescent Biosensing and in Vivo Bioimaging,” Acc Chem Res, vol. 47, no. 1, pp. 20–30, Jan. 2014, doi: 10.1021/ar400023s
5. S. Zhu et al., “Highly Photoluminescent Carbon Dots for Multicolor Patterning, Sensors, and Bioimaging,” Angewandte Chemie International Edition, vol. 52, no. 14, pp. 3953–3957, Apr. 2013, doi: 10.1002/anie.201300519.
6. Y. Wang and A. Hu, “Carbon quantum dots: synthesis, properties and applications,” J Mater Chem C Mater, vol. 2, no. 34, p. 6921, Jun. 2014, doi: 10.1039/C4TC00988F.
7. J. Shen, Y. Zhu, X. Yang, and C. Li, “Graphene quantum dots: emergent nanolights for bioimaging, sensors, catalysis and photovoltaic devices,” Chemical Communications, vol. 48, no. 31, p. 3686, 2012, doi: 10.1039/c2cc00110a.
8. Y. Dong et al., “Carbon-Based Dots Co-doped with Nitrogen and Sulfur for High Quantum Yield and Excitation-Independent Emission,” Angewandte Chemie International Edition, vol. 52, no. 30, pp. 7800–7804, Jul. 2013, doi: 10.1002/anie.201301114.
9. B. Zhou and D. Yan, “Hydrogen-Bonded Two-Component Ionic Crystals Showing Enhanced Long-Lived Room-Temperature Phosphorescence via TADF-Assisted Förster Resonance Energy Transfer,” Adv Funct Mater, vol. 29, no. 4, Jan. 2019, doi: 10.1002/adfm.201807599.
10. D. Pan, J. Zhang, Z. Li, C. Wu, X. Yan, and M. Wu, “Observation of pH-, solvent-, spin-, and excitation-dependent blue photoluminescence from carbon nanoparticles,” Chemical Communications, vol. 46, no. 21, p. 3681, 2010, doi: 10.1039/c000114g.

ESPECTRO-RADIOMETRÍA DE LAS ROCAS DE LA ZONA DEL PEÑÓN BLANCO, LÍMITES ZACATECAS-SAN LUIS POTOSÍ

Berenice Guadalupe Olmos Grimaldo[1], Cristina Noyola Medrano[2], Juan Niño Gutiérrez[3], Marco A. Rojas Beltrán[2], Paulina Aguirre Jerez[4], Consuelo Letechipia De León[1]

[1]Universidad Autónoma de Zacatecas, Unidad Académica de Ciencias Nucleares, Programa de Maestría en Ciencias Nucleares, [2]Universidad Autónoma de San Luis Potosí, Facultad de Ingeniería, Área Ciencias de la Tierra, Programa de Ingeniería en Geología, [3]Minera Mexicana La Ciénega, Fresnillo PLC, Área Exploración y Producción, [4]Universidad Autónoma de San Luis Potosí, Facultad de Ciencias Químicas, Programa de Ingeniería Química

beregpe05@gmail.com, cristina.noyola@uaslp.mx, juan_nino@fresnilloplc.com, marco.beltran@uaslp.mx, A0323604@alumnos.uaslp.mx, cldeleon@uaz.mx

RESUMEN

El espectro electromagnético cubre todo el campo de las radiaciones en el universo. La parte conocida del espectro electromagnético es el rango de la luz visible; por ser la parte que capta nuestros ojos; sin embargo, existen otras técnicas que miden otras partes del espectro, como es la espectro-radiometría. Cada material tiene una firma especifica que puede ser cuantificada a través de equipos espectrales. El objetivo de este trabajo es caracterizar por espectro-radiometría las rocas y minerales que afloran en la zona del Peñón Blanco, Zac-SLP para correlacionarlos con el posible potencial de minerales de interés económico o científico. Para este trabajo se utilizaron dos espectro-radiómetros; uno marca ASD Terraespec, con resolución de 6 nm, que cubre desde el ultravioleta al infrarrojo medio. Y el segundo fue un APOGEE con resolución de X nm y cubre del Ultravioleta al infrarrojo cercano. Se realizaron 3 mediciones por muestra y se promediaron para obtener un valor representativo. Se tomaron 25 muestras de roca y mineral, en cinco temporadas de campo llevadas a cabo en el periodo de agosto-diciembre 2024 y se midieron en laboratorio, en enero 2025. Las muestras fueron de los siguientes tipos de rocas: 5 de roca ígnea intrusiva (granito), 6 de rocas sedimentarias detríticas y de precipitación química (calizas, lutitas y conglomerado), y 14 muestras de fluorita. Con la caracterización espectrorradiométrica, se pudo determinar la presencia de los siguientes minerales: montmorillonita, moscovita, caolinita, goethita, fengita, cabasita, ferrihidrita, illita potásica, sepiolita, beidellita, yeso, y halloysita. La mayoría de los minerales pertenecen al grupo de las arcillas y óxidos de hierro amorfos, las cuales se forman en condiciones tanto en intemperismo, precipitación como de alteración hidrotermal. Adicionalmente se compararon las firmas obtenidas de las muestras con la firma espectral de las bibliotecas espectrales del USGS y JPL, mostrando resultados concordantes para los minerales encontrados en las muestras. Los minerales de las arcillas se derivan de la alteración tanto de los feldespatos potásicos, como de las plagioclasas de las rocas ígneas intrusivas. En este trabajo se pudieron obtener tres grupos de minerales, entre los cuales están: arcillas hidrotermales (montmorillonita, moscovita, caolinita, fengita, cabasita, e illita potásica). El segundo grupo son arcillas por meteorización (goethita y beidelita), y el último grupo es de minerales precipitación (ferrihidritas y sepiolitas). Entre los trabajos a futuro está el tratar de determinar en muestras selectas la presencia de minerales del uranio, a través de la obtención de concentrados de arcillas, para corroborar con resultados de petrografía, mineralogía óptica, FRX y DRX.

INTRODUCCIÓN

El estudio de caracterización para los diferentes tipos de rocas y materiales superficiales, [1] generan conocimiento aplicado para conocer las características de las zonas geológicas, con importancia de cada mineral asi mismo, esta información permite ofrecer la utilidad para los diferentes intereses geológicos que puede tener un aporte económico.

Durante los últimos años, el análisis espectroscópico en la región del infrarrojo cercano y medio ha proporcionado abundante información sobre la composición química y los aspectos cristaloquímicos de las arcillas y los minerales arcillosos [2], que puede ser cuantificada a través de equipos especiales. [3]

Los estudios realizados mediante la técnica de espectro-radiometria en el área geológica se ha realizado principalmente para el área ambiental, para obtener la calidad de agua así como la composición cristalina de los minerales arcillosos [4], sin embargo los trabajos realizados con este enfoque no son llevados a cabo en la Republica mexicana, por lo que este trabajo tiene como objetivo la Caracterización por espectro-radiometría en las rocas y minerales que afloran en la zona del Peñón Blanco, Zacatecas-San Luis Potosí, para correlacionarlos con el posible potencial de minerales de interés económico o científico que existen en la zona, así como conocer la firma espectral de cada uno de los materiales que se localizan en esta zona.

TEORÍA

La espectro-radiometría mide la radiación de luz, así como la reflectancia y la transmitancia dentro de un cierto rango espectral, la cual permite medir la intensidad cuantitativa o absoluta en diferentes longitudes de onda del espectro electromagnético, siendo medido por los espectro-radiómetros.
Una de las principales aplicaciones de un espectro-radiómetro esta la generación de firmas espectrales que caracterizan cada tipo de material y de esta manera generar una biblioteca espectral que permita discriminar los distintos materiales de la corteza terrestre [5].

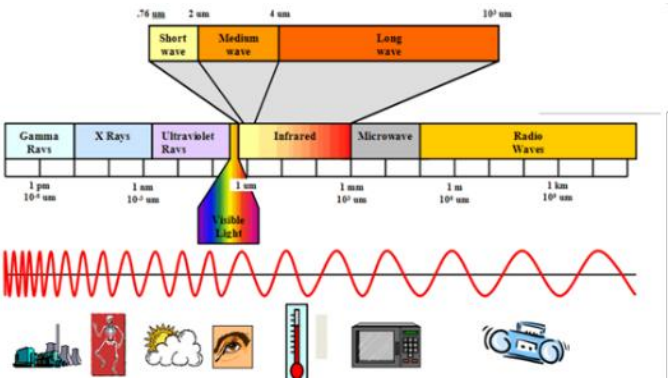


Figura 1. Espectro electromagnético. [6] en la figura se observa la totalidad de las longitudes de onda, nos permite ver las zonas más débiles y las más energéticas, especialmente podemos ver donde se encuentra el rango ultravioleta y el infrarrojo (cercano, medio, lejano)

Las rocas son un agregado de uno o más minerales sólidos, con propiedades físicas y químicas definidas, que se agrupan de forma natural. Que puede contener micas, plagioclasas, fluorita, entre otros. [7]

PARTE EXPERIMENTAL

Lo primero que se realizó para llevar a cabo esta caracterización, fue la localización de un yacimiento de uranio, en el cerro del Peñón Blanco, en el municipio de Salinas de Hidalgo, San Luis Potosí, por medio de reportes de Uranio Mexicano (URAMEX) [8].
El cerro del Peñón Blanco está localizado en el municipio de Salinas, San Luis Potosí, México (23° 11’ y 22° 27’ LN; 101° 22’ y 101° 57’ LO) a una altitud de 1900 m. s. n. m. Este cerro es la segunda elevación geográfica más alta del estado de San Luis Potosí. Se localiza dentro de la provincia de la Mesa Central [9] se puede observar en la figura siguiente (figura 2):

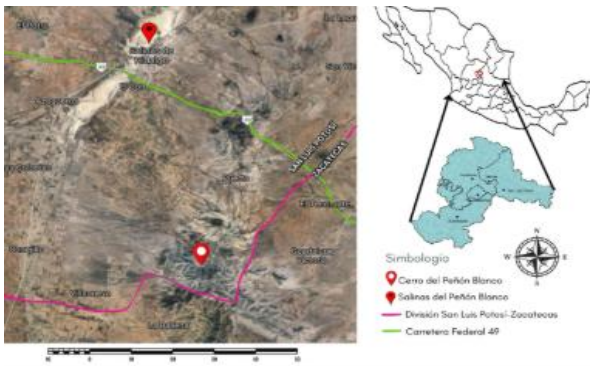


Figura 2. Localizacion del cerro del Peñón Blanco: podemos observar que su localizacion se encuentra en los limites de Zacatecas-San Luis Potosi, asi como como las carreteras cercanas a este

Posteriormente se realiza un reconocimiento geológico de campo, y se procede a la recolección de muestras (Figura 3), las técnicas que se aplicaron para las tomas de muestras en la zona de estudio que corresponden a dos tipos:

Afloramientos: muestreo puntual y selectivas de afloramientos rocosos
Selectivo: visualmente ricas en un mineral o alguna alteración[10]
Las normas aplicadas para este trabajo fueron:
No existe ninguna aplicación universal,
Aplicación del código JORC
Estándares para informes de exploración [11]



Figura 3. Muestreo: en esta imagen podemos observar el muestreo realizado en uno de los puntos, en donde se encuentra un afloramiento de roca de granito de la zona de estudio.

Se recolectaron 25 muestras tanto de roca, como de mineral, en cinco temporadas de campo llevadas a cabo en el periodo de Julio-Diciembre 2024 y se midieron en laboratorio entre Diciembre 2024 - Enero 2025.

5 de rocas ígneas intrusivas (granito), 6 de rocas sedimentarias detríticas y de precipitación química (calizas, lutitas y conglomerado), y 14 muestras de mineral (fluorita) como se puede observar en la siguiente imagen (figura 4).



Figura 4. Muestras de mano: podemos observar 3 imágenes tanto de muestras de mineral como de roca, a) Muestra de mineral de fluorita color morado, con lagunos, b) muestras de roca de granito y conglomerado(c)

El siguiente paso fue la medición espectro-radiométrica las cuales se llevaron a cabo con dos aparatos portátiles de diferentes características:

El primero uno marca ASD TerraSpec, con resolución de 0.5 nm, que cubre desde el ultravioleta al infrarrojo medio (rango espectral de 350-2500 nm).
El segundo fue un APOGEE con resolución de 1.5 nm y cubre del ultravioleta al infrarrojo cercano (rango espectral de 220-1100 nm). Se realizaron 3 mediciones por muestra.



Figura 5: a) medición espectro-radiometrica y procesamiento de datos, b) espectrómetro-radiometro marca ASD TerraSpec y a) espectrómetro-radiometro marca APOGEE

RESULTADOS

Con la caracterización espectro-radiométrica, se pudo determinar la presencia de los siguientes minerales: montmorillonita, moscovita, caolinita, goethita, fengita, cabasita, ferrihidrita, illita potásica, sepiolita, beidelita, yeso, dióptasa y halloysita, donde se puede ver abundancia y coincidencias mineralógicas. La mayoría de los minerales pertenecen al grupo de las arcillas y óxidos de hierro amorfos, las cuales se forman en condiciones de intemperismo, precipitación, así como de alteración hidrotermal.



Figura 6: resultados de espectro-radiometro: en la imagen podemos observar los resultados obtenidos con espectro-radiometro ASD TerraSpect.

Adicionalmente, se compararon las curvas obtenidas de las muestras con la firma espectral de las bibliotecas espectrales certificadas del Servicio Geológico y del Laboratorio de Propulsión, ambos de los Estados Unidos, mostrando resultados concordantes para los minerales encontrados en las muestras, mostrándonos un espectro único para cada material medido como se observa en la figura siguiente:

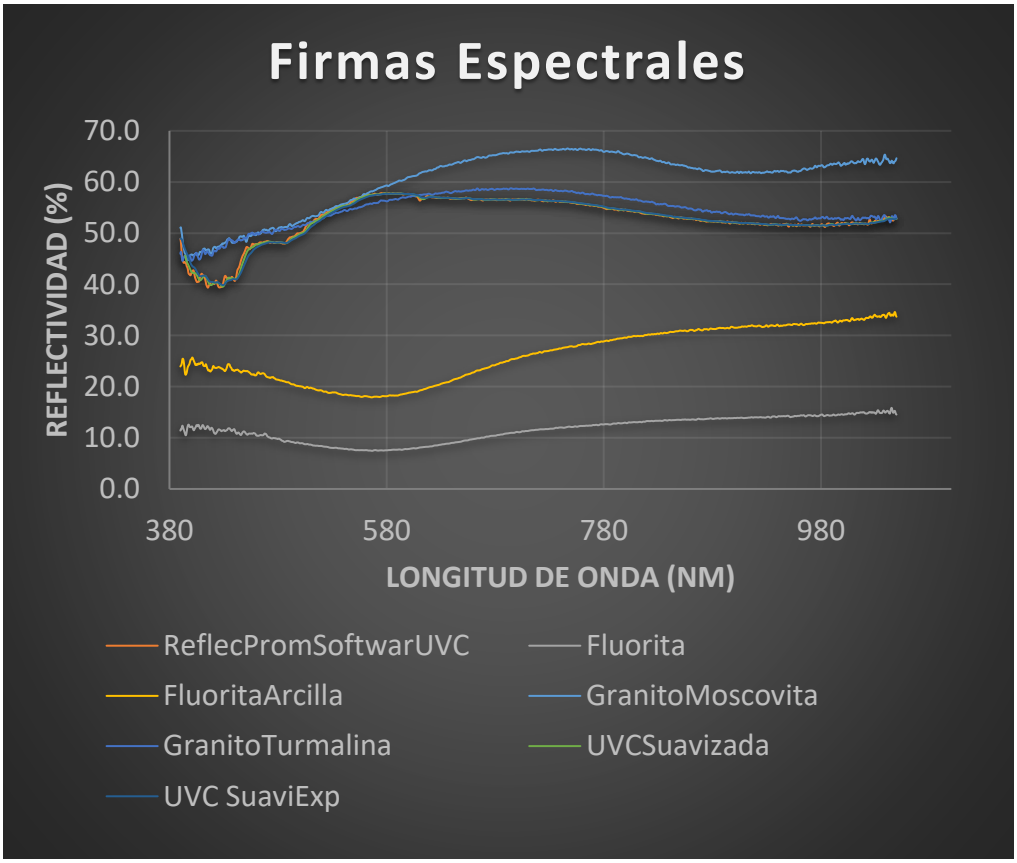


Figura 7. Firma espectral: los datos obtenidos por medio del espectro-radiometro APOGEE fueron procesados y se obtuvieron firma espectral.

Por ultimo se pudo clasificar en tres grupos como se muestra en la tabla adjunta (tabla 1). [14]

Tabla 1. grupos de minerales: esta tabla nos permite ver la clasificacion de los resultados obtenidos en las mediciones espectro-radiometricas

Minerales	
Arcillas Hidrotermales	Montmorillonita
	Moscovita
	Caolinita
	Fengita
	Cabasita
	Illita Potásica
Arcillas Y Óxidos Por Meteorización	Goethita
	Beidelita
Minerales Por Precipitación	Ferrihidritas
	Sepiolitas

CONCLUSIONES

Los minerales de las arcillas se derivan de la alteración tanto de los feldespatos potásicos, como de las plagioclasas de las rocas ígneas intrusivas. Por lo que en este trabajo se pudieron identificaron tres grupos de minerales que son: Arcillas hidrotermales, Arcillas y óxidos por meteorización y minerales por precipitación

También se pudieron observar arcillas no reportadas en la zona de estudio como: sepiolita, cabasita. Uno de los datos relevantes es que no existe registro de la firma espectral del uranio en las bibliotecas antes mencionadas.

Este estudio muestra el potencial de la espectro-radiometría para caracterizar minerales y rocas en el Peñón Blanco, Zac-SLP. Los resultados obtenidos no solo contribuyen al conocimiento geológico de la región, sino que también abren posibilidades para futuras exploraciones mineras y científicas.

BIBLIOGRAFÍA

1. G. Australia, «Spectral geology», Geoscience Australia, 7 de junio de 2023. https://www.ga.gov.au/scientific-topics/disciplines/spectral-geology
2. J. Madejová, W. P. Gates, y S. Petit, «IR Spectra of Clay Minerals», en *Developments in clay science*, 2017, pp. 107-149. doi: 10.1016/b978-0-08-100355-8.00005-9.
3. S. Martinez, «espectroscopia infrarroja», UNAM, 2023. https://ada.educatic.unam.mx/pluginfile.php/579/mod_assign/intro/ClaseIR_Introducci%C3%B3n.pdf
4. E. F. A. Velez, «Diseño De Un Modelo Correlacional Para Cuantificar Variables Fisicoquímicas A Partir De Técnicas De Espectroradiometría En Cuerpos De Agua. Caso De Estudio Rio Cuja Cundinamarca Colombia», Ciencia En Desarrollo, vol. 15, n.o 2, oct. 2024, doi: 10.19053/uptc.01217488.v15.n2.2024.16499.
5. S. Martinez, «espectroscopia infrarroja», UNAM, 2023. https://ada.educatic.unam.mx/pluginfile.php/579/mod_assign/intro/ClaseIR_Introducci%C3%B3n.pdf
6. «LOS YACIMIENTOS DE URANIO DE MEXICO», 1982.
7. «Introducción - rocas». https://www.sgm.gob.mx/Web/MuseoVirtual/Rocas/Introduccion-rocas.html
8. “Historiografía de un paisaje: servicios ecosistémicos del cerro del Peñón Blanco de Salinas, San Luis Potosí, México | Acta Universitaria.” https://www.actauniversitaria.ugto.mx/index.php/acta/article/view/4237/4207#figures
9. O. Caballero, «Protocolo para el Muestreo de Yacimientos Minerales (Parte 1)», Fundación Instituto de Ingeniería Para Investigación y Desarrollo Tecnológico, 18 de julio de 2020. https://www.fii.gob.ve/protocolo-para-el-muestreo-de-yacimientos-minerales-parte-1/
10. «Código de Australasia para el Reporte de Resultados de Exploración | SRK Consulting». https://www.srk.com/es/codigo-de-australasia-para-el-reporte-de-resultados-de-exploracion
11. PetroServicios Industriales, «ASD TerraSpec - PetroServicios», PetroServicios, 8 de diciembre de 2022. https://www.petroservicios.com.mx/asd-terraspec/
12. «Espectroradiómetro de rango UV a infrarrojo cercano Apogee PS-300», EQUIPAMIENTO CIENTIFICO SAC. https://equipamientocientifico.com/shop/product/espectroradiometro-de-rango-uv-a-infrarrojo-cercano-apogee-ps-300-1973
13. R. A. García-León y E. Flórez-Solano, «Determinación de la ventana del proceso productivo en la fabricación de bloques H-10 en Ocaña Norte de Santander y la región», Revista Ingenio, vol. 9, n.o 1, pp. 35-43, jun. 2016, doi: 10.22463/2011642x.2064.

SÍNTESIS Y CARACTERIZACIÓN DE PUNTOS CUÁNTICOS DE PEROVSKITAS CON ALTA EFICIENCIA CUÁNTICA, EMISIONES EN EL AZUL Y CON POTENCIALES APLICACIONES EN LEDS

Ma. del Socorro Aguilar Hernández[1], Ramón Carriles Jaimes[2], Elder de la Rosa Cruz[3], Emmanuel Reyes Francis[4], Wendy Yaridid Solis Peñaloza[5], Victor Hugo Romero Arellano[4] y Tzarara López Luke[1*]

[1] Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo, [2] Centro de Investigaciones en Óptica, A. C., [3] Universidad de la Salle Bajío, A. C., [4] Otra, [5] Ingeniería en biotecnología, UTM
tzarara@umich.mx

RESUMEN

En este trabajo, se realizó un estudio de las propiedades morfológicas, estructurales y ópticas de puntos cuánticos de perovskitas con potenciales aplicaciones en LEDs. Los puntos cuánticos de perovskitas (PQDs) con alta eficiencia cuántica se sintetizaron mediante el método de inyección en caliente. El éxito de la síntesis fue que los precursores carbonato de cesio (Cs_2CO_3) y el bromuro de plomo ($PbBr_2$) se disolvieron completamente durante la síntesis. Para la caracterización del material se emplearon las técnicas de microscopía electrónica de barrido (MEB) y difracción de rayos X (DRX) para identificar morfología, tamaño y estructura cristalina. Por otro lado, las propiedades ópticas se analizaron mediante espectroscopía UV-vis y fotoluminiscencia (PL). Se obtuvo la fase cristalina cúbica de perovskita y el tamaño medio de partícula de 6 nm. El pico de la PL se centró en un rango de 480 nm a 514 nm con emisión estrecha y FWHM = 22,12 ± 0,1 nm con alta eficiencia cuántica de 87 % y tiempos de vida cortos, 14 ns. Se logró la obtención de nanomateriales con alta eficiencia cuántica y emisiones en el azul óptimo para aplicaciones en LEDs.

INTRODUCCIÓN

Los puntos cuánticos de perovskita inorgánica (PQDs) se han desarrollado como una nueva clase de nanomateriales semiconductores de interés debido a sus propiedades optoelectrónicas que los distinguen de los puntos cuánticos tradicionales. Se ha reportado alto rendimiento cuántico de fotoluminiscencia superior al 90% para puntos cuánticos de $CsPbBr_3$, cuando se implementan estrategias de dopaje, pasivación superficial, modificación de ligandos superficiales [1, 2]. En el presente trabajo reportamos el corrimiento de la emisión del verde al azul por efecto del tiempo de agitación de los precursores, sin y con la introducción del haluro de Cl en la síntesis de puntos cuánticos de perovskita $CsPbBr_3$ con alta eficiencia cuántica.

TEORÍA

Los PQDs debido a sus propiedades como alta eficiencia cuántica de fotoluminiscencia (PLQY)[3], alto coeficiente de absorción, bandas de energía sintonizables, alta pureza de color y alta tolerancia de defectos han mostrado un gran potencial en dispositivos optoelectrónicos. Loredana Protesescu en el 2015 reporto por primera vez la síntesis de nanocristales de $CsPbX_3$ con tamaño y distribución uniforme mediante un método de inyección en caliente [4], a partir de este año la síntesis por inyección en caliente se ha utilizado en la síntesis de puntos cuánticos aunque también existen otros métodos de síntesis eficientes como ultrasonido[3, 5]. Sin embargo, la eficiencia cuántica, reproducibilidad y estabilidad a largo plazo del material sigue siendo un reto.

PARTE EXPERIMENTAL

Los nanocristales de haluros de perovskitas $CsPbBr_3$ y $CsPb(BrCl)_3$ se sintetizaron mediante el método de inyección coloidal en caliente reportado por Protesescu realizando modificaciones en el proceso de la síntesis como se muestra en el esquema de la figura 1. Los puntos cuánticos obtenidos se caracterizaron por las técnicas de espectroscopías de fluorescencia (PL) y ultravioleta-visible (UV-vis), microscopía electrónica de barrido (MEB) y difracción de rayos X (DRX).

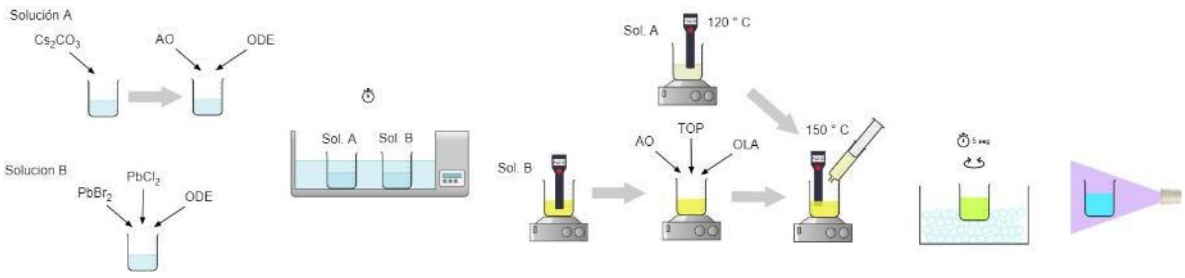


Figura. 1 síntesis de puntos cuánticos de perovskita $CsPbBr_3$ y $CsPb(BrCl)_3$ mediante el método de inyección en caliente a una temperatura de reacción de 150°.

RESULTADOS

Los resultados de la caracterización de las propiedades ópticas de los nanocristales sintetizados indicaron que la longitud de onda de emisión (PL) se sintonizo en un rango de 516 nm a 481 en puntos cuánticos de perovskita $CsPbBr_3$ y de 460 nm a 440 nm para puntos cuánticos de perovskita $CsPb(BrCl)_3$ empleando diferentes tiempos de agitación de los precursores de carbonato de cesio (Cs_2CO_3) y bromuro de plomo ($PbBr_2$) durante la síntesis como se muestra en la figura 2. Con un ancho a media altura (FWHM) promedio igual a 22,12 ± 0,1 nm lo que confirma la pureza del color obtenido. Se obtuvo una alta eficiencia cuántica de 87 % con tiempos de vida cortos, 14 ns. El corrimiento del pico de emisión del verde al azul es un indicativo de una reducción en el tamaño del punto cuántico lo que se puede corroborar mediante la caracterización por MEB y DRX.

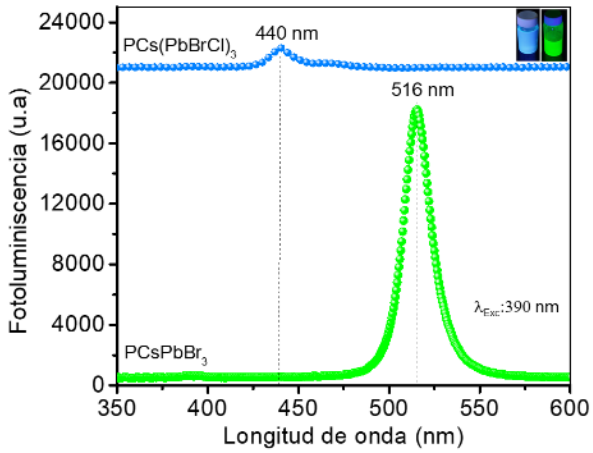


Figura 2. Espectros de Fotoluminiscencia de puntos cuánticos de $CsPbBr_3$ y de $CsPb(BrCl)_3$ sintetizados por el método de inyección caliente mostrando el efecto del desplazamiento de la emisión del verde hacia el azul.

El análisis por microscopia electrónica de barrido (MEB) revelo una distribución de tamaño homogéneo de puntos cuánticos $CsPbBr_3$, con forma de cubos de un tamaño promedio igual a 6 nm. Como se muestra en la figura 3.

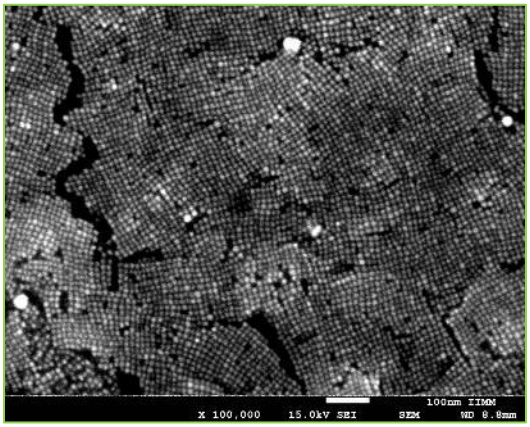


Figura 3. Micrografía obtenida por microscopía electrónica de barrido (MEB) mostrando puntos cuánticos de $CsPbBr_3$ con forma de cubos bien definidos de un tamaño promedio de 6 nm.

Los espectros de DRX de los puntos cuánticos de perovskita $CsPbBr_3$ (Figura 4) exhiben picos prominentes a 15.23º, 21.49º, 30.44º, 34.26, 37.48º y 43.21º correspondientes a los planos de difracción (100), (110), (200), (210), (211) y (220), que indexan la estructura cristalina cúbica de perovskita JCPDS # 01-075-0412 consistente con Loredana Protesescu y et. al.

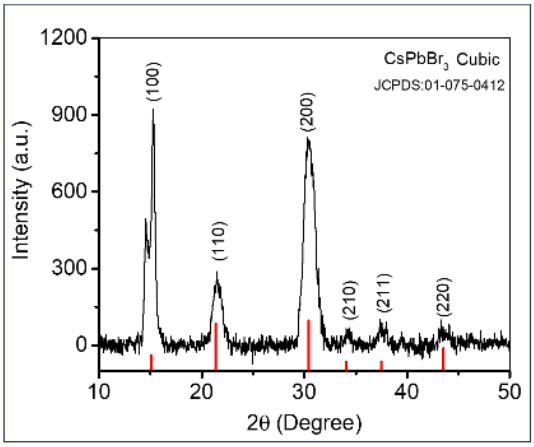


Figura 4. Patrón de difracción de rayos X de puntos cuánticos de $CsPbBr_3$ mostrando la fase cúbica de la estructura perovskita.

CONCLUSIONES

Los nanocristales de $CsPbBr_3$ presentan altos rendimientos cuánticos de fotoluminiscencia del 87% con FWHM estrechos de 22 nm.

La capacidad de sintonizar la emisión en la región azul sin y con la introducción del haluro Cl en puntos cuánticos de $CsPbBr_3$ promueve una alta eficiencia cuántica.

Se logró la construcción de un dispositivo diodo emisor de luz (LED) utilizando los puntos cuánticos azules.

BIBLIOGRAFÍA

1. L.Yang, B.Fu, X. Li, H.Chen, and L. Li, "Poly (vinylidene fluoride)-passivated $CsPbBr_3$ perovskite quantum dots with near-unity photoluminescence quantum yield and superior stability",J. Mater. Chem. C, 9(6), 2021, p. 1983-1991.
2. H. Zhang, Y. Lv, Y.Chang, X. Guo, D. Zou, Y. Sun,..X. Liu, "Ultra-small-size, highly efficient and stable CsPbBr3 quantum dots synthesized by using a cesium-dodecyl benzene sulfonic acid solution", J. Chem. Eng., 2023. 473: p. 145213.
3. Y.Tong, E. Bladt, M. Aygüler, A. Manzi, K. Milowska, V. Hintermayr, , . . . L. Polavarapu, "Highly luminescent cesium lead halide perovskite nanocrystals with tunable composition and thickness by ultrasonication", Angew. Chem. Int. 2016. 55(44): p. 13887-13892.
4. L. Protesescu, S.Yakunin, M.Bodnarchuk, F. Krieg, R. Caputo, C.H. Hendon, . . .M. Kovalenko, "Nanocrystals of cesium lead halide perovskites (CsPbX3, X= Cl, Br, and I): novel optoelectronic materials showing bright emission with wide color gamut", J Nano letters, 2015. 15(6): p. 3692-3696.
5. S.Y. Lee, S.H.Jang, G. Lee, N. Park, J. Park, D.H.Park, . . . J. Choi, "Ultrasonics Sonochemistry, Investigation of highly luminescent inorganic perovskite nanocrystals synthesized using optimized ultrasonication method", 2022. 89: p. 106145.

AFECTACIONES SOCIOECONÓMICAS DEL FENÓMENO DE EL NIÑO EN MÉXICO

Rosa Hilda Villegas Gaona, Jorge Alejandro Ávila Olivera, José Jaime Madrigal Barrera, Alejandra Zayuri Díaz Lorenzo, Sonia Tatiana Sánchez Quispe

Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo (UMSNH)
1613856a@umich.mx

RESUMEN

El fenómeno de Oscilación del Sur, mejor conocido como “El Niño” son condiciones anómalas en la temperatura del Océano Pacífico ecuatorial. “El Niño” es una fluctuación periódica de la Temperatura de la Superficial del Mar y se presenta cuando estas temperaturas superan el umbral de los 0.5 grados centígrados, por encima o por debajo, respecto a la temperatura normal del mar, por un periodo de 5 meses consecutivos o más. Este fenómeno consta de tres etapas, una fase cálida o fase “Niño”, una fase neutra y, una fase fría conocida como “La Niña”. Esta última se caracteriza por presentar una Temperatura Superficial del Mar más fría que lo normal y una intensificación de los vientos alisios en el este del Océano Pacífico.

En el presente trabajo se llevó a cabo una investigación empleando una metodología documental basada en la revisión de artículos científicos en la que se utilizaron bases de datos académicas, así como bibliotecas digitales para la selección de fuentes de información, con el objetivo de recopilar y categorizar cómo este fenómeno ha repercutido en México, dado que el factor económico y de infraestructura determinan en gran medida la capacidad de adaptación de las diferentes naciones ante estos cambios, siendo los países en vías de desarrollo, como el caso de México, de gran vulnerabilidad para enfrentar estas anomalías en la Temperatura Superficial del Mar, ya que provocan eventos meteorológicos extremos como inundaciones y sequías prolongadas, las cuales perjudican las actividades agrícolas debido a las irregularidades en el régimen de precipitaciones, además de que, en la fase cálida de “El Niño” los incendios forestales se incrementan considerablemente. El sector pesquero también presenta repercusiones significativas, el incremento de la temperatura del mar provoca la migración de algunas especies regionales, así como también la muerte de algunas otras especies marinas. Además de lo anteriormente señalado, también se generan catástrofes que afectan directamente a la población, llegando a ocasionar pérdidas humanas. El cuantificar estas pérdidas humanas y económicas nos sirve para determinar la vulnerabilidad de una sociedad o región, ante estos fenómenos de origen hidrometeorológico.

INTRODUCCIÓN

“El Niño” es un fenómeno en el océano Pacífico ecuatorial en el que se registran cinco anomalías consecutivas de la temperatura superficial del mar durante tres meses en la región definida como El Niño 3.4 mostrada en la figura 1. Se trata de una fluctuación de la temperatura por encima o por debajo del umbral de ±0.5°C; este estándar de medición se conoce como Índice Oceánico del Niño (NOAA, 2025).

La presente investigación tiene como finalidad realizar una recopilación de algunos indicadores socioeconómicos en los que el fenómeno de “El Niño” tiene incidencia en México, realizando un análisis de los cambios mediante un contraste del año 2000 y 2015, donde se presentaron las fases fría y cálida El Niño, respectivamente. Estos años fueron seleccionados con base en las temperaturas registradas en Centro de Predicción Climática del National Wheater Service y la etapa del fenómeno Niño en que se encontraban.

Analizar los indicadores socioeconómicos permite identificar las principales problemáticas y oportunidades de desarrollo en una determinada región de interés, lo que resulta esencial para la

formulación de iniciativas que impulsen un crecimiento sostenible que además permita reducir la vulnerabilidad de la población ante estos eventos meteorológicos.

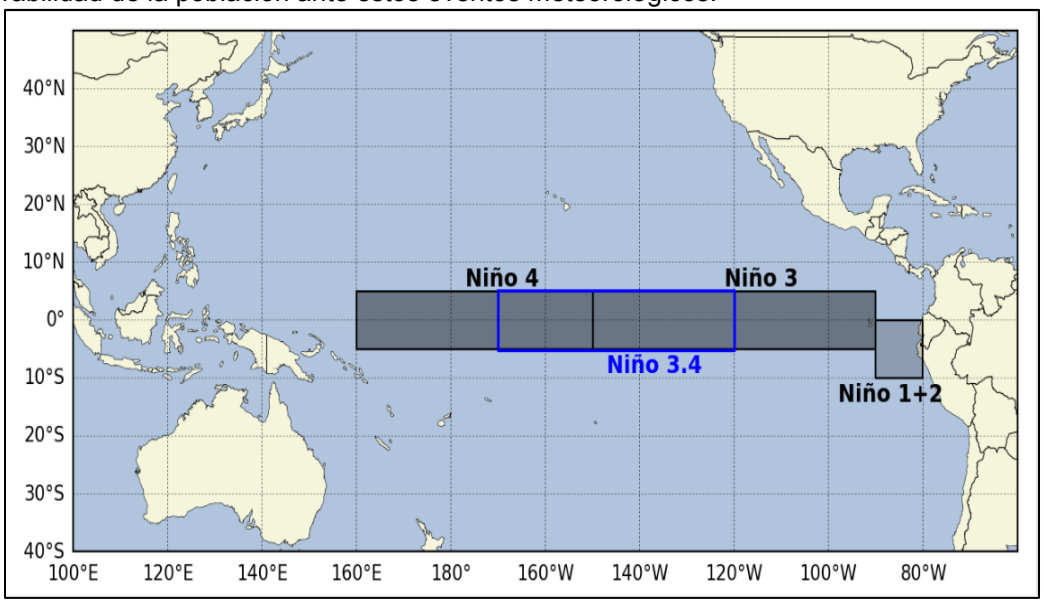


Figura 1. Regiones de monitoreo de la Temperatura Superficial del Mar (CONAGUA, 2024).

El fenómeno de "El Niño" en México

El fenómeno de "El Niño" tiene un impacto considerable en la República Mexicana, de acuerdo con Magaña (1999) durante la fase Niño, los frentes fríos de invierno y las lluvias se incrementan en la zona centro y norte del país, mientras que en verano aparece la sequía.

En México, durante el verano, la fase Niño causa que las lluvias en la mayor parte del país disminuyan y se reduzcan los huracanes en el Atlántico, Mar Caribe y Golfo de México (Magaña, 1999) lo que por consecuencia trae consigo la generación de sequías. En términos ambientales, los efectos asociados a la disminución de las precipitaciones traen consigo una menor humedad en el suelo e incendios forestales. Asociados al fenómeno de "El Niño", en 1998 la temporada de incendios forestales fue excepcional, ya que se registraron 14,445 incendios en todo México debido a la sequía prologada, dejando una superficie forestal afectada de 849,632 ha (Domínguez, 1999). En mayo de ese mismo año, en el estado de Nuevo León, las temperaturas superaron los 45 °C, lo que causo la muerte de 4 personas quienes vivian en condiciones de vulnerabilidad de vivienda (Cubas, 1998).

Por otro lado, su contraparte "La Niña", ocasiona que durante los veranos las lluvias lleguen a ser anormalmente intensas en la mayor parte de México y que durante el invierno haya sequía. Lo factores que ocasiona este incremento en las precipitaciones es el incremento de la actividad en las ondas del este, es decir, la intensificación de los vientos alisios, y los huracanes en el Caribe y Golfo de México (Magaña, 1999).

Las anomalías que se presentan durante El Niño y La Niña no siempre son necesariamente opuestas, pues no es posible predecir un comportamiento exacto del fenómeno, además se debe tener en cuenta que "El Niño" no es el único modulador del clima. En la figura 2 se presenta el patrón compuesto de anomalías de precipitación (mm/día) durante los veranos de: a) El Niño de los años 1965, 1972, 1982, 1986, 1991, 1997 y b) La Niña en los años 1964, 1970, 1973, 1975, 1988, 1998. En la citada figura se observa el contraste de disminución de las precipitaciones durante los eventos Niño, sobre todo en el norte y centro del país como Tamaulipas y Veracruz, donde se distingue el incremento de las precipitaciones a causa de la Niña; sin embargo, en los estados de Sinaloa y

Sonora las condiciones de precipitación no son exactamente opuestas en ambas fases del fenómeno como en otras partes de México.

En México, las afectaciones socioeconómicas ligadas directa o indirectamente con el fenómeno de "El Niño" son considerables. La agricultura es una de las principales afectadas por el adelanto o retraso de las precipitaciones; el incremento o disminución de la temperatura superficial del mar también impacta en el sector pesquero de las costas del pacífico, además de que las sequias prolongadas impactan en el medio ambiente. Todo lo anterior termina afectando directamente a la población, quienes generalmente no cuentan con los recursos necesarios para enfrentar las adversidades que los fenómenos meteorológicos y la variabilidad climática les ocasiona.

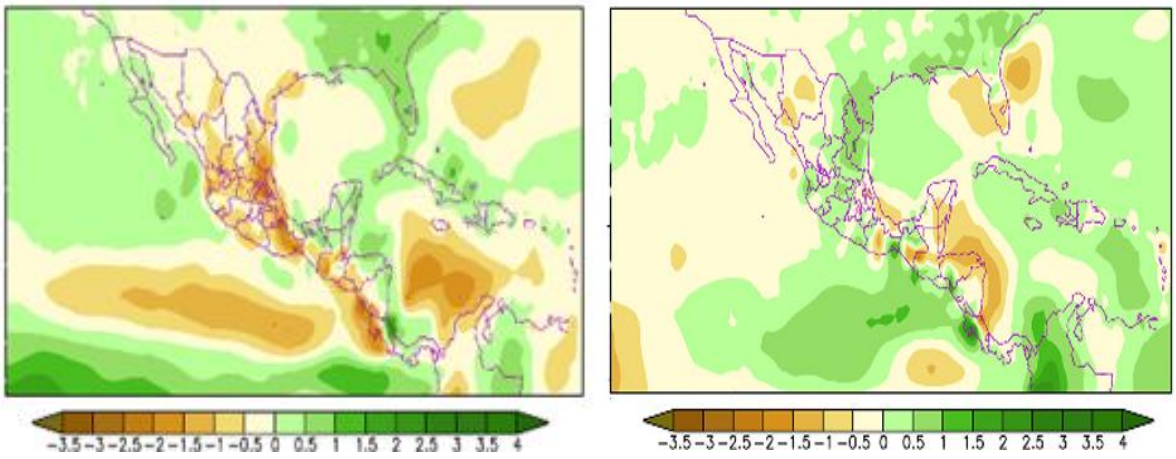


Figura 2. Patrón compuesto de anomalías de precipitación (mm/día) durante veranos de a) El Niño y b) La Niña (Magaña, 1999).

Impactos del fenómeno de "El Niño" en los años 2000 y 2015

Las consideraciones que se tuvieron para elegir los años de análisis fueron: que el fenómeno estuviera ocurriendo durante todo el año de forma consecutiva, y que en uno estuviera ocurriendo la fase cálida y en otro la fase fría. Lo años que cumplen con estas condiciones son el 2000 y 2015 (Tabla 1).

Otras de las consideraciones importantes al momento de elegir los indicadores del análisis fue que de los ciclones que se forman en el Océano Pacífico Oriental, solo aquellos que se crean cerca de la costa occidental de México y Centroamérica, y que luego se desplazan hacia el Pacífico medio, se ven afectadas por "El Niño"; mientras que, durante "La Niña", es más probable que se formen trayectorias de ciclones tropicales en el Caribe. "El Niño" tiende a reducir la formación de huracanes en el Atlántico, mientras que "La Niña" aumenta la formación de huracanes (Domínguez et al., 2020). Por lo anterior, es de esperarse que durante un evento Niño haya menos lluvia provocada por ciclones, mientras que durante "La Niña" se esperan mayores lluvias.

La variabilidad climática causada por "El Niño" y "La Niña" ocasiona que en regiones en donde las lluvias disminuyen aparezca la sequía, y por consiguiente se vea deteriorada la salud de la vegetación, además de las afectaciones al sector agrícola. La sequía también trae como consecuencia los incendios forestales.

También se debe tener en cuenta que, aunque algunas de las muertes registradas en el año 2000 fueron por intoxicación por monóxido de carbono y por gas butano de los calentadores de hogar (CENAPRED, 2001) al ser externalidades causadas por las bajas temperaturas ocasionadas por "La Niña", también fueron tomadas en cuenta para este análisis, junto con los decesos por hipotermia.

Tabla 1. Temperaturas de “El Niño” y “La Niña”, registro de 2000 a 2015.

AÑO	DEF	EFM	FMA	MAM	AMJ	MJJ	JJA	JAS	ASO	SON	OND	NDE
2000	-1.7	-1.4	-1.1	-0.8	-0.7	-0.6	-0.6	-0.5	-0.5	-0.6	-0.7	-0.7
2001	-0.7	-0.5	-0.4	-0.3	-0.3	-0.1	-0.1	-0.1	-0.2	-0.3	-0.3	-0.3
2002	-0.1	0.0	0.1	0.2	0.4	0.7	0.8	0.9	1.0	1.2	1.3	1.1
2003	0.9	0.6	0.4	0.0	-0.3	-0.2	0.1	0.2	0.3	0.3	0.4	0.4
2004	0.4	0.3	0.2	0.2	0.2	0.3	0.5	0.6	0.7	0.7	0.7	0.7
2005	0.6	0.6	0.4	0.4	0.3	0.1	-0.1	-0.1	-0.1	-0.3	-0.6	-0.8
2006	-0.9	-0.8	-0.6	0.0	-0.1	0.0	0.1	0.3	0.5	0.8	0.9	0.9
2007	0.7	0.2	-0.1	-0.3	-0.4	-0.5	-0.6	-0.8	-1.1	-1.3	-1.5	-1.6
2008	-1.6	-1.5	-1.3	-1.0	-0.8	-0.6	-0.4	-0.2	-0.2	-0.4	-0.6	-0.7
2009	-0.8	-0.8	-0.6	-0.3	0.0	0.3	0.5	0.6	0.7	1.0	1.4	1.6
2010	1.5	1.2	0.8	0.4	-0.2	-0.7	-1.0	-1.3	-1.6	-1.6	-1.6	-1.6
2011	-1.4	-1.2	-0.9	-0.7	-0.6	-0.4	-0.5	-0.6	-0.8	-1.0	-1.1	-1.0
2012	-0.9	-0.7	-0.6	-0.5	-0.3	0.0	0.2	0.4	0.4	0.3	0.1	-0.2
2013	-0.4	-0.4	-0.3	-0.3	-0.4	-0.4	-0.4	-0.3	-0.3	-0.2	-0.2	-0.3
2014	-0.4	-0.5	-0.3	0.0	0.2	0.2	0.0	0.1	0.2	0.5	0.6	0.7
2015	0.5	0.5	0.5	0.7	0.9	1.2	1.5	1.9	2.2	2.4	2.6	2.6

Año 2000

En la temporada de ciclones tropicales del año 2000, en la región IV de la Organización Meteorológica Mundial, se presentaron 37 ciclones, 19 en el Pacífico y 18 en el Atlántico (Hernández, 2000).

Durante el año 2000, las entidades que más resintieron los efectos de las sequías fueron Aguascalientes, Guanajuato y Coahuila. Los daños estimados totales fueron de 569.5 millones de pesos. En el mismo año se registraron 8,560 incendios que afectaron 234,839 hectáreas (CENAPRED, 2001).

Las bajas temperaturas que se registraron en el estado de Chihuahua fueron las causas de muerte, según el reporte de la Unidad Estatal de Protección Civil, por intoxicación por monóxido de carbono y por gas butano e hipotermia, esta última afectó principalmente a las personas indigentes. En la primera circunstancia, se reportaron 31 muertes en los meses de noviembre y diciembre, en el caso de hipotermia hubo 17 muertes en los mismos meses (CENAPRED, 2001).

Las lluvias e inundaciones durante el año 2000 generaron los mayores impactos negativos sobre las comunidades afectadas, por lo que el FONDEN asignó el 50.6% de su recurso, erogando 891.5 millones de pesos para la atención de la emergencia. En total, el huracán Keith ocasionó la muerte de 23 personas en México: 13 en Veracruz, 4 en Puebla y 6 en Tamaulipas (AcademiaLab, 2025).

Año 2015

En el año 2015, durante la temporada de ciclones tropicales, que comenzó en mayo en el Océano Atlántico, se formaron 12 ciclones, pero solo uno ingresó al país en la península de Yucatán, y fue el fenómeno de “El Niño” un factor que redujo la frecuencia de estos eventos en la región. Por otra parte, en el Pacífico nororiental, en la temporada de ciclones tropicales se desarrollaron 21 de estos fenómenos, de los cuales, cuatro impactaron a la República Mexicana. En este año no hubo defunciones, pero el huracán Patricia llegó a alcanzar la categoría 4 al momento de su impacto. El monto de los daños y pérdidas generados por ciclones tropicales fue de 4,865.9 millones de pesos (CENAPRED, 2017).

En el caso de lluvias e inundaciones, fueron 16 los fallecimientos registrados y, un monto por pérdidas y daños de 10,678.15 millones de pesos. Respecto a la sequía, los estados de Guerrero y Chihuahua fueron los principales afectados. El monto estimado por los efectos de la sequía en 2015 ascendió a 429.6 millones de pesos (CENAPRED, 2017).

Con respecto a las temperaturas extremas, en 2015 las bajas temperaturas provocaron 43 defunciones, la mayoría asociadas al uso incorrecto de artefactos de calefacción, lo que ocasiona la muerte por intoxicación o quemaduras. Por otra parte, la temporada de calor de 2015 provoco 29 defunciones, esta cifra ha sido la más alta de los últimos nueve años (CENAPRED, 2017).

Durante 2015 se reportaron 3,809 incendios forestales en todo el país, los cuales afectaron una superficie de 88,538.1 hectáreas y ocasionaron pérdidas económicas por 92.2 millones de pesos (CENAPRED, 2017).

Tabla 2. Temperaturas de “El Niño” y “La Niña”, años 2000 y 2015.

Categoría	2000 (Evento Niña)			2015 (Evento Niño)		
	Incidencias	Costo de afectaciones (miles de pesos)	Superficie afectada (ha)	Incidencias	Costo de afectaciones (miles de pesos)	Superficie afectada (ha)
Actividad ciclónica	37	1,255,502		33	4,865,900	
Lluvias e inundaciones		891,500			10,678,500	
Sequia		569,532			429,580	17,022
Incendios forestales	8,560	46,729	234,839	3, 809	92,200	88,538.1
Pérdidas humanas por desastres meteorológicos	23			16		
Pérdidas humanas por condiciones extremas de temperatura	48			72		

METODOLOGÍA

Para esta investigación, en principio, se realizó una búsqueda y revisión de literatura, con la finalidad de recopilar toda la información que se tiene actualmente sobre el tema y así poder identificar cuáles son las afectaciones socioeconómicas en las que tiene influencia el fenómeno de “El Niño”.

Posteriormente, se identificaron los años en los que ha tenido presencia el fenómeno de “El Niño” durante los últimos años, para así poder elegir adecuadamente los años a contrastar. Se seleccionaron dos años, en los que particularmente estaba ocurriendo el fenómeno de “El Niño”, uno en su fase cálida y otro en su fase fría.

Se realizó una recopilación de los impactos que el fenómeno tuvo en cada año y se elaboró un listado de estos para poder comparar la información disponible y obtener las conclusiones de dichas observaciones. En la figura 3 se presenta un esquema de la metodología que se siguió en el presente trabajo.

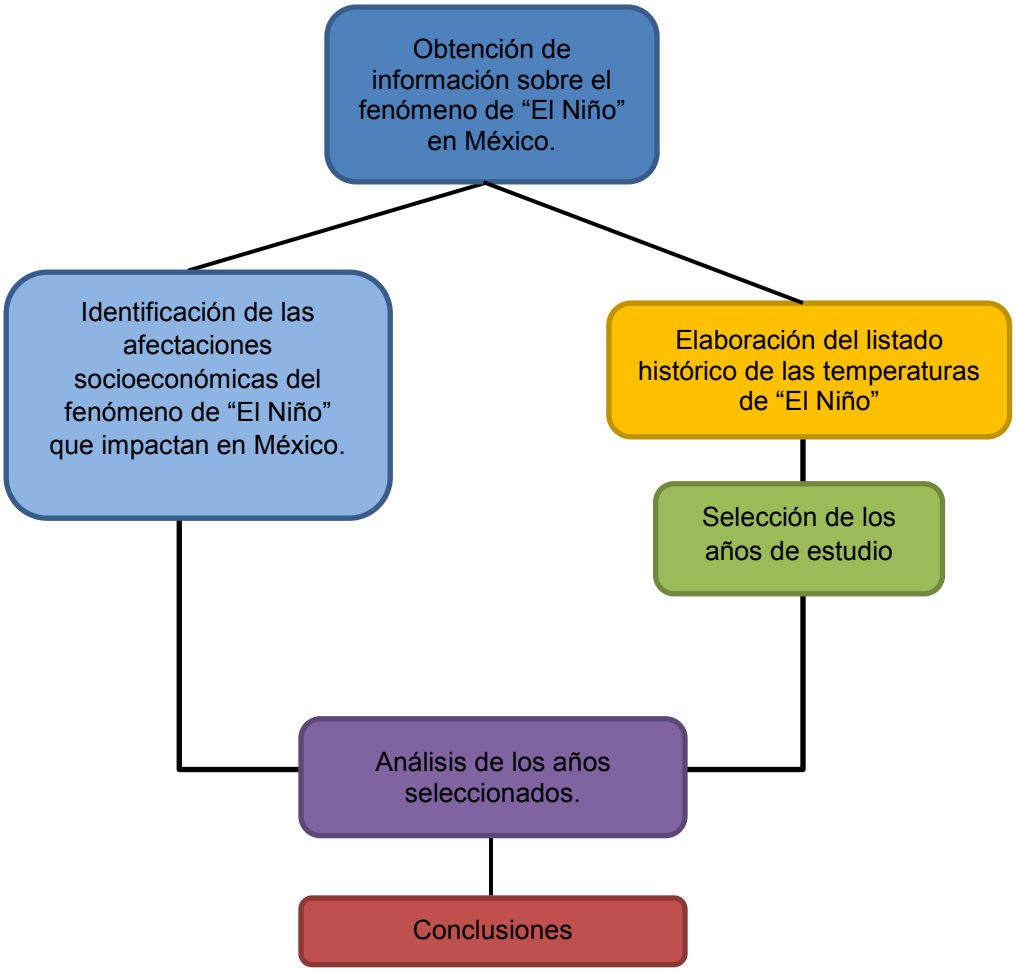


Figura 3. Esquema metodológico de la investigación.

CONCLUSIONES

Con el análisis realizado se observó que, en el año 2000 se registraron mayores precipitaciones y una actividad ciclónica significativa a pesar de que el fenómeno ENSO se encontraba en una débil fase fría, esto refuerza la idea de que durante “La Niña” hay más ciclones tropicales que impactan México, en especial desde el Océano Atlántico. En contraste con “El Niño”, en el año 2015 hubo una menor actividad ciclónica, sin embargo, los daños a la población y los gastos generados fueron mayores, como los que generó el huracán Patricia, que, aunque no ocasionó decesos provocó pérdidas millonarias.

Para el caso de la sequía, las pérdidas ocasionadas en el año 2000 fueron de 569.5 millones afectando principalmente a estados como Aguascalientes, Guanajuato y Coahuila. En el año 2015 los gastos generados por sequías fueron de 429.58 millones y sus afectaciones fueron especialmente en Guerrero y Chihuahua. Respecto a los incendios forestales, de igual manera el número de incidencias durante el año 2000 fueron mayores, pues se registraron 8,560 casos y áreas afectadas que resultaron en más de 230,000 hectáreas, cifra bastante superior a la registrada en el año 2015 con 3,809 incidencias con una superficie afectada de 88,538 hectáreas, lo que nos recuerda que el comportamiento del fenómeno de Oscilación del Sur no siempre es lineal, ya que en

este análisis encontramos que durante “La Niña” hubo mayores afectaciones por sequía e incendios forestales que durante “El Niño”.

El análisis comparativo de los impactos del fenómeno de “El Niño” y “La Niña” en los años 2015 y 2000, respectivamente, nos muestra como cada fase del fenómeno ENSO (El Niño–Oscilación del Sur) afecta de manera diferente la frecuencia, intensidad y localización de los ciclones tropicales, así como la distribución de lluvias y temperaturas extremas; sin embargo, las afectaciones a la población no dependen solo de los eventos ocurridos en sí, sino de la vulnerabilidad económica y social que prevalezca en la región afectada.

Este análisis nos demuestra que tanto “El Niño” como “La Niña” pueden generar impactos severos, aunque con dinámicas diferentes. La preparación y adaptación ante estos fenómenos debe considerar no solo la intensidad del evento, sino también la vulnerabilidad estructural y social de las regiones expuestas, para reducir al máximo sus consecuencias, por lo que resulta importante desarrollar sistemas de planeación que reduzcan los impactos negativos por condiciones extremas del clima, así como informar a la población de los peligros a los que está expuesta y de las medidas que puede tomar para disminuir su vulnerabilidad.

BIBLIOGRAFÍA

1. AcademiaLab. (2025). Huracán Keith. Obtenido de Enciclopedia: https://academia-lab.com/enciclopedia/huracan-keith/
2. CENAPRED. (2001). Impacto socieconómico de los principales desastres ocurridos en la república mexicana en el año 2000. México: CENAPRED.
3. CONAGUA. (2024). Obtenido de https://smn.conagua.gob.mx/es/climatologia/monitor-de-sequia/monitor-de-sequia-en-mexico
4. Cubas, I. (10 de mayo de 1998). Cuatro muertos en Nuevo León por las altas temperaturas. El Nacional , págs. Biblioteca-Hemeroteca.
5. Dirección de Análisis y Gestión de Riesgos . (2017). Impacto socieconómico de los principales desastres ocurridos en la república mexicana . México: CENAPRED.
6. Dominguez, C., Jaramillo, A., & Cuéllar, P. (2020). Are the socioeconomic impacts associated with tropical cyclones in Mexico exacerbated by local vulnerability and ENSO conditions? International Journal of Climatology , E3307-E3324.
7. Domínguez, R. M., & Trejo, D. A. (1999). Los Incendios Forestales en México y América Central . México : GENERAL TECHNICAL REPORT PSW-GTR-208.
8. Hernández Unzón, A., & Bravo Lujano, C. (2000). Resumen de la Temporada de Ciclones Tropicales 2000. México: CONAGUA.
9. Lujano, C. B. (2015). Resumen de la temporada de ciclones del año 2015 . México: CONAGUA.
10. Magaña, V. O. (1999). Los Impactos de El Niño en México. México: UNAM.
11. NOAA. (2025). National Centers for Environmental Information.

PERFILOMETRO FOTOACUSTICO

Iliana Hernandez-Cruz, Ana Sánchez-Solís, J. E. Alba-Rosales, Geminiano Martínez Ponce.

Centro de Investigaciones en Óptica.

RESUMEN

La fotoacústica (PA) es la rama de la física que estudia la generación y detección de ultrasonido inducido por la absorción de radiación electromagnética en un medio absorbente. La onda fotoacústica es generada en una cara de la muestra y se difunde dentro del material, llegando a la cara posterior, donde parte de esta onda es reflejada y otra es transmitida, esta onda transmitida en recolectada en el transductor el cual procesa la señal. Al conocer el tiempo de vuelo de estas ondas acústicas desde que salen de la muestra hasta llegar al transductor, se puede conocer la morfología superficial del mismo, pues la rugosidad del material hará que las ondas lleguen a diferente tiempo al mover la muestra de forma horizontal (B-scan). En este trabajo presentamos un análisis superficial a 3 tipos distintos de materiales. Se fabricaron cuatro muestras: Dos discos de Polimetilsiloxano (PDMS) teñidos con tinta china o con pigmento, una placa de Resina Aqua Gray 8K fabricada en impresora 3D y por último una placa de resina poliéster insaturada. La metodología consistió en hacer un B-scan fotoacústico para determinar el nivel de rugosidad de las muestras, a través del análisis de la señal fotoacústica. Se logró medir rugosidades totales de 7.8-220 mm con el perfilómetro fotoacústico (PA). Para corroborar los resultados, se optó por analizar las superficies con un perfilómetro óptico convencional obteniendo buena concordancia con los valores obtenidos con el sistema PA.

INTRODUCCIÓN

Ante el inexorable desarrollo de la ciencia y la tecnología, así como la miniaturización de los dispositivos, se considera crucial la búsqueda de nuevos materiales. El diseño y la fabricación de sistemas con dimensiones cada vez más pequeñas han sido impulsados por este avance. Actualmente, se enfrentan enormes desafíos científicos en el diseño, la fabricación y la caracterización tanto estructural como microestructural de los materiales.

La rugosidad superficial se ha relacionado directamente con las propiedades mecánicas y ópticas de los materiales, tales como la resistencia al desgaste, a la corrosión, y a la fatiga. Debido a ello, el control de los defectos superficiales ha sido identificado como un tema de gran importancia en diversas áreas de la ciencia y la ingeniería, permitiendo el diseño de nuevos materiales con propiedades específicas para sectores como el energético, la minería, química, salud, farmacéutica e industria alimentaria, entre otros [1].

Por ejemplo, se ha observado que una superficie más rugosa es más propensa a la corrosión y puede generar mayor fricción; en contraste, una superficie lisa presenta un coeficiente de fricción bajo, es más reflectante y suave al tacto, pero podría no adherirse adecuadamente a otros materiales. Además, en la eficiencia de procesos como el recubrimiento, el sellado o el contacto eléctrico la rugosidad entra en juego [1,2,3].

Por estas razones, se considera fundamental la caracterización de la morfología superficial, la rugosidad y los defectos de un material con el fin de optimizar su eficiencia y calidad. La medición del perfil superficial contribuye a garantizar la calidad, funcionalidad y durabilidad de componentes industriales, biomédicos o electrónicos.

Para la descripción cuantitativa de una superficie, se emplean múltiples parámetros, tales como la altura máxima de pico, la profundidad máxima de valle, la rugosidad promedio, la altura de rugosidad media y la rugosidad total, los cuales serán definidos en la siguiente sección [4].

En este trabajo se presenta una nueva propuesta para medir la rugosidad de superficies sin necesidad de contacto físico, se propone el diseño de un Perfilómetro PA que está basado en la detección del tiempo de vuelo de la señal ultrasónica emitida por la superficie. A diferencia de los perfilómetros tradicionales, que utilizan una aguja o un láser, aquí se emplea ultrasonido inducido por el láser en la muestra para generar una señal acústica, la cual es detectada por un transductor de aguja ultrasónico, a través de la cual se pudo caracterizar la morfología de la superficie.

Se probó esta técnica en tres materiales distintos. Se fabricaron dos discos de PDMS, el primero se coloreo con un pigmento negro y el segundo con tinta china negra, se les denomino PDMS-P y PDMS-I respectivamente, asi tambien se fabricaron placas de resina, la primera fue de Resina Agua Gray 8K designada como RAGK color gris, la cual se fabricó en impresora 3D y la segunda placa se elaboró de resina poliéster insaturada designada por RPIB. Para evaluar la rugosidad, se realizó un escaneo tipo B-scan, con desplazamientos de 0.5 mm en línea recta. Determinamos la forma del perfil de las tres muestras y comparamos nuestros resultados con los obtenidos con un perfilómetro óptico.

Esta metodología representa una alternativa precisa y no invasiva para caracterizar materiales, especialmente útil en aplicaciones donde el contacto puede dañar la muestra o alterar los resultados.

TEORÍA

La textura superficial se puede entender a partir de tres conceptos fundamentales: Forma, ondulación y rugosidad.

- Forma: Es la definición geométrica global del perfil.
- Ondulación: Perfil formado por una onda o una suma de longitudes de onda larga y,
- Rugosidad: El resultado de las ondas de longitud corta que describen las irregularidades y asperezas de la superficie.

Aunque algunos autores los mencionan como principales características la ondulación y la rugosidad, los parámetros principales que cuantifican la rugosidad superficial son:

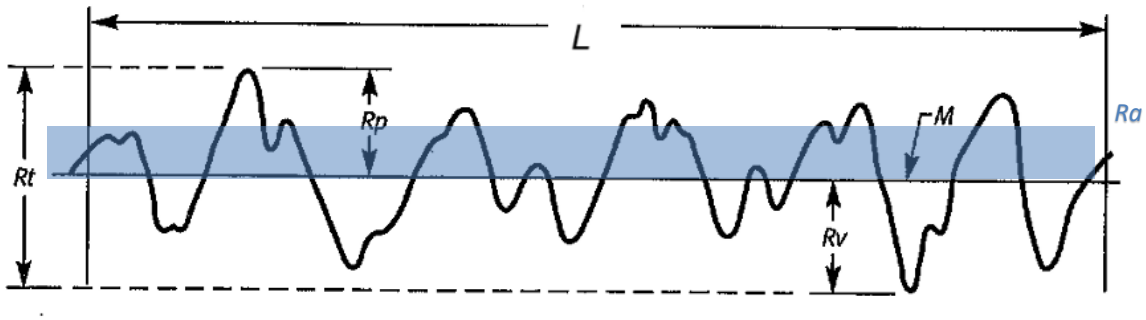


Figura 1: Se muestra un perfil de un material y se esquematizan los parámetros que caracterizan la rugosidad.

1. $\boldsymbol{Rp}$ (Altura máxima de pico): Es la medida de la altura máxima de pico de un perfil en la longitud de muestreo.
2. $\boldsymbol{Rv}$ (Altura máxima de valle): Es la medida de la profundidad máxima de un valle de un perfil en la longitud de muestreo.
3. $\boldsymbol{Ra}$ (Rugosidad promedio): Es la media aritmética de los valores absolutos de las desviaciones del perfil de rugosidad respecto a la línea media, se expresa en micrómetros.

$$\boldsymbol{Ra = \frac{1}{L}\int_0^L |y(x)|dx}$$

Donde $\boldsymbol{L}$ es la longitud del muestreo, $\boldsymbol{y(x)}$ es la desviación del perfil respecto a la línea media en la posición *x*.

4. $\boldsymbol{Rz}$ (Altura de rugosidad media): Es la media de las alturas máximas de pico a valle en una longitud de muestreo. Se utilizan para evaluar la rugosidad en términos de la altura.

$$\boldsymbol{Rz = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}(Rp_i - Rv_i)}$$

Donde n es el número de puntos del muestreo, $\boldsymbol{Rp_i}$ es la altura máxima del pico en la i-ésima longitud de muestreo,

5. $\boldsymbol{Rt}$ (Rugosidad total): Es la distancia vertical entre el punto más alto y el punto más bajo del perfil de rugosidad en una longitud de muestreo.

$$\boldsymbol{Rt = Rp - Rv}$$

Cuantos más parámetros se utilicen, más precisa será la descripción de la superficie, puesto que cada uno de ellos describe una propiedad topográfica diferente. Estos parámetros se pueden calcular en dos o tres dimensiones. En nuestro caso se analizó el perfil en dos dimensiones, tomando valores en una sola línea o perfil superficial.

PARTE EXPERIMENTAL

Fabricación de muestras

La fabricaron de las 4 muestras analizadas discos PDMS-P, PDMS-I, placa RPIB y placa PAGB se describe a continuación. La elección de estos materiales estuvo motivada por las aplicaciones que estos tienen en la actualidad. E la Figuras 2, 3 y 4 se muestra el proceso de fabricación de las placas analizadas.

- **Discos PDMS-I y PDMS-P**

Los discos de PDMS tanto el teñido con tinta china o con pigmento se elaboraron sobre moldes de poliestireno.
El pre-polímero y el agente de curado con una relación 15:1, así como el colorante (pigmento o tinta china) se depositaron en un vaso de precipitado. Se mezclaron con un agitador mecánico y posteriormente se le aplicaron 12 y 6 ciclos de desgasificación para extraer las burbujas de la mezcla, para el disco PDM-P y PDMS-I respectivamente. Ambas muestras se secaron en un horno por 24 y 12 horas respectivamente a 70 grados, en ciclos de 12 horas.

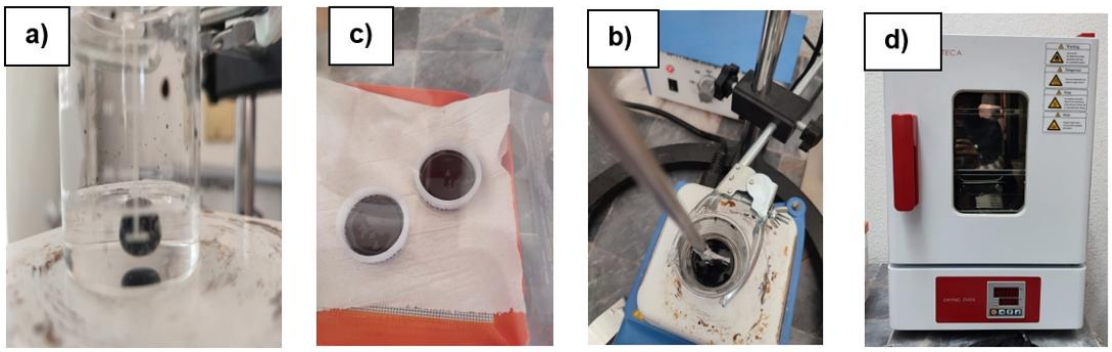


Figura 2. Se muestra el proceso de elaboración de los discos de PDMS, a) proceso de mezclado y tinturado, b) mezcla con el agitador mecánico, c) proceso de desgasificado y d) proceso de secado en horno a 70°.

- **Placa RPIB**

Las placas de resina poliester insaturada fueron elaboradas sobre moldes de silicón convencionales, ver figura 1 a). Para la elaboración las placas de resina, la resina poliéster insaturada se debe mezclar con un agente de curado de peróxido de metil etil cetona, cuyo nombre comercial es K 2000 en una relación 10:1.

Ambos elementos se mezclaron manualmente en un vaso de precipitado, durante 1 minuto, posteriormente se agregó el pigmento color negro, hasta formar una mezcla homogénea. Posteriormente se le aplicaron 7 ciclos de desgasificación, el objetivo fue retirar todas las burbujas que tenía la mezcla. Terminado este proceso la muestra se dejó secar a la temperatura ambiente por 12 horas, para finalizar el secado se dejó la muestra al sol directo por 3 horas. En la siguiente figura podemos ver la imagen correspondiente a estos pasos descritos.

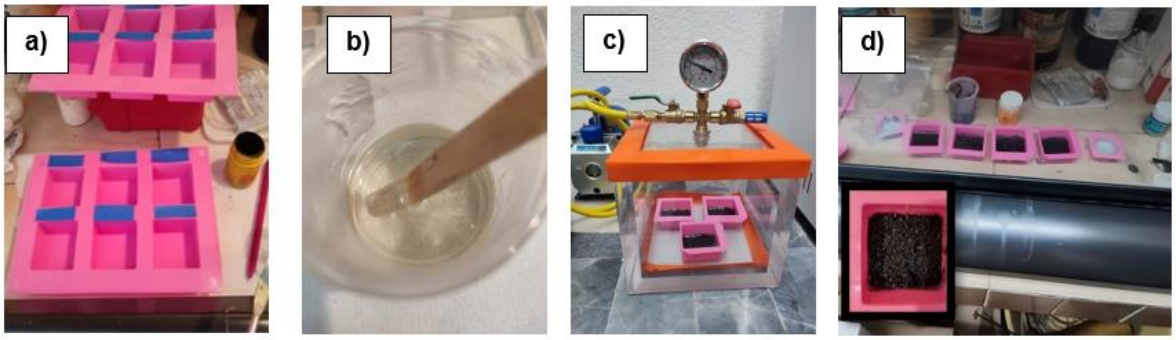


Figura 3. Se muestra el proceso de elaboración de las placas de RPIB, a) moldes de silicón, b) proceso de mezclado y tinturado, c) proceso de desgasificación y d) proceso de secado a temperatura ambiente.

- **Placa RAGK**

Esta resina fotosensible se fabricó en la impresora 3D. El proceso de elaboración consta de estos pasos.

La creación del modelo se realizó en Solid Works, posteriormente esta imagen se procesa en el software de corte donde se genera el archivo para la impresión. En la etapa de impresión el material es depositado capa por capa hasta terminar de construir la forma solicitada. Después de la impresión, en la etapa de post-procesamiento el material impreso se sumergió en alcohol isopropílico, para retirar restos indeseables y limpiar las superficies, al finalizar este paso se cura en una lampara UV por 2 minutos.

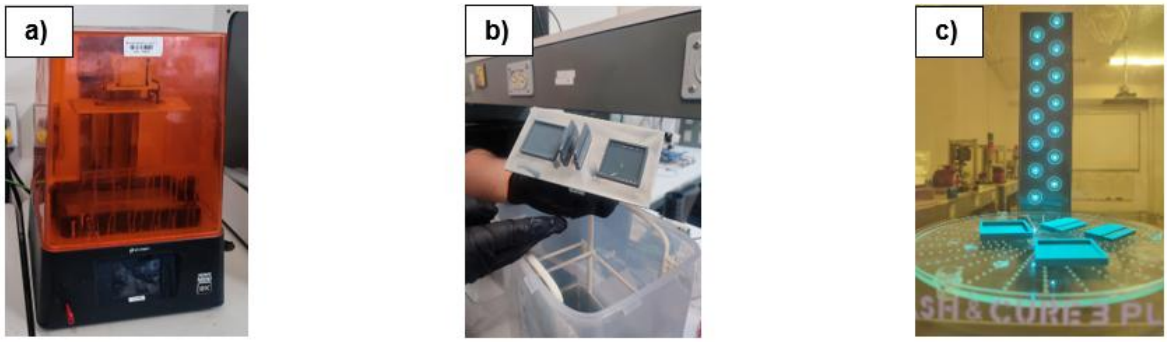


Figura 4. Se muestra el proceso de elaboración de las placas de RAGK, se muestra a) la impresora 3D (Phrozen Sonic 8K), b) limpieza en alcohol isopropílico y c) curado en lampara UV.

En la figura 5 se muestran los materiales elaborados y analizados en este trabajo, cada material tenía características visiblemente distintas como puede notarse en las imágenes siguientes.

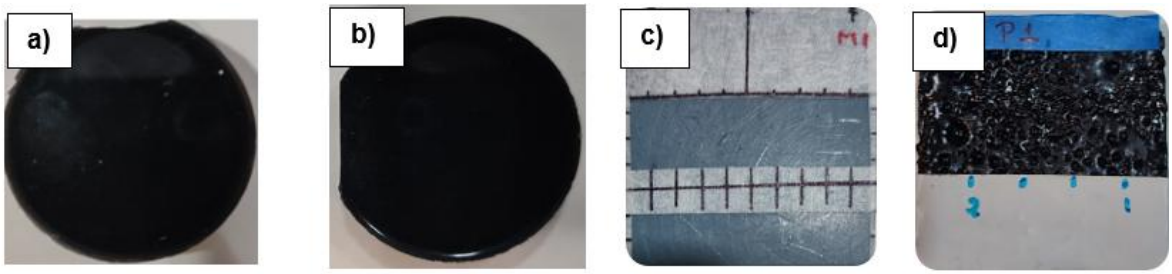


Figura 5: Materiales terminados y analizados en este trabajo, se muestra en el inciso a) disco de PDMS-P, b) PDMS-I, c) placa RAGK y por último d) RPIB.

- **Perfilómetro fotoacústico**

El perfilómetro fotoacústico propuesto (ver Figura 6) consta de la fuente que es una laser pulsado marca EKSPLA, un arreglo de lentes que redirigen el láser a la posición y altura deseada. Una lente con distancia focal de 200 mm y un hidrófono de aguja como detector de la señal fotoacústica que se procesa en un osciloscopio y posteriormente en un computadora.

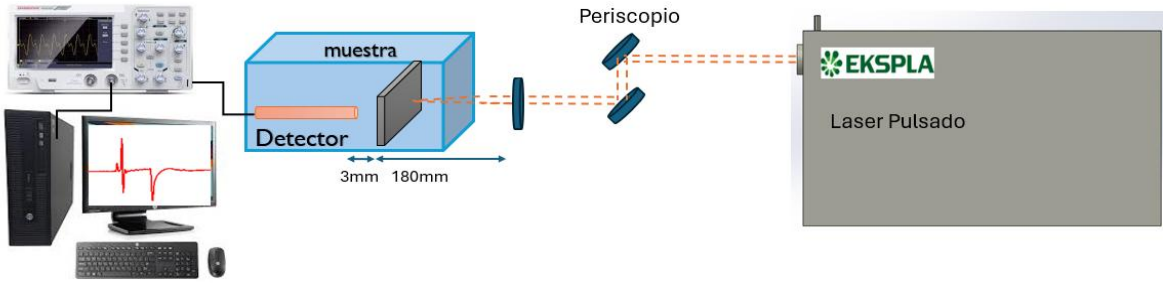


Figura 6: Arreglo experimental.

RESULTADOS

En la figura 7, se muestras la forma de los perfiles globales obtenidos con el perfilómetro fotoacústico y óptico de las 4 muestras analizadas. Las curvas mostradas se obtuvieron del ajuste por mínimos cuadrados de los datos experimentales. Como se puede ver el perfil global para la muestra del PDMS-P muestra una forma parabólica, no así la placa de PDMS-I cuya forma del perfil global mostró un comportamiento lineal, esto mismo sucedió con la muestra de la resina RAGK, la tendencia de los perfiles globales que se observaron en el perfilómetro óptico corresponden a las obtenidas con el perfilómetro fotoacústico.

La muestra PDMS coloreada con el pigmento mostro un perfil global parabólico, tanto para el perfilómetro fotoacústico, como en el perfilómetro óptico, aunque el radio de curvatura es menor como puede observarse en la figura 4 a). Para la resina aqua grey y el PDMS/tinta china los perfiles globales muestran un comportamiento lineal, aunque se obtuvo una mayor pendiente en el perfilómetro fotoacústico, que en el óptico. En el caso de la muestra de Resina Poliester cuya superficie tiene cráteres visibles a simple vista se pudo determinar el perfil global, donde se pudo reproducir la superficie con sus valles y picos.

En la Figura 8 se muestran los puntos experimentales medidas en el perfilómetro fotoacústico, la línea en rojo es la línea media que nos sirve de referencia para poder calcular los parámetros de rugosidad.

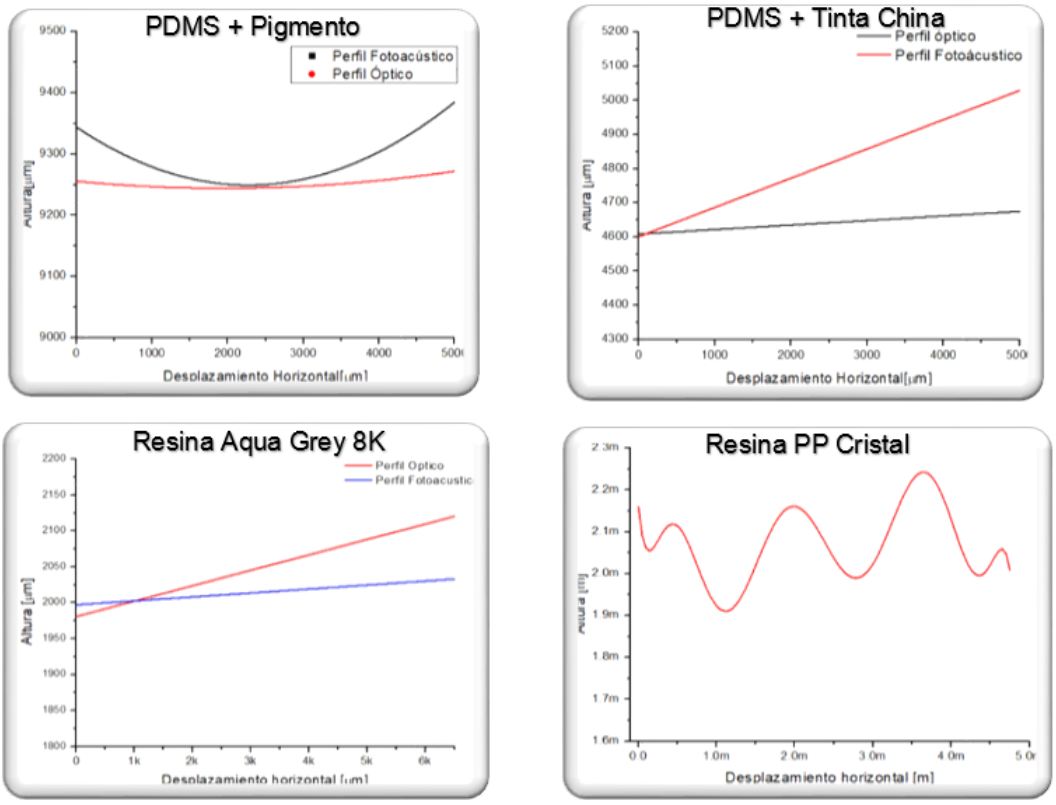


Figura 7: Se muestran los perfiles globales de las cuatro muestras analizadas con el perfilómetro fotoacústico propuesto y el óptico.

Se determinaron 5 parámetros Rp, Rv, Ra y Rz y se comparó con los obtenidos por el método óptico.

	PDMS-P		PDMS-I		RAGK		RPIB	
Parámetro	***OPTICO***	***PA***	***OPTICO***	***PA***	***OPTICO***	***PA***	***OPTICO***	***PA***
Rp	1.261	9.76	1.741	16.39	0.01256	33.49	No obtenido	146.2
Rv	1.267	18.76	1.275	9.82	0.04396	23.71	No obtenido	173.64
Ra	0.05896	6	0.09237	2	0.004635	3.07	No obtenido	36
Rz	0.2259	7.8	0.425	1.96	0.004758	6.4	No obtenido	220
Rt	2.528	28.52	3.015	26.21	0.05652	57.2	No obtenido	319.84

Tabla 1: resumen de resultados obtenidos.

En la Tabla 1 se puede observar que la rugosidad medida en el perfilómetro PA es ~10 veces mayor que la medida con el perfilómetro PA para las dos primeras muestras, no así en la placa RAGK donde las medidas tienen una mayor discrepancia. Para la última muestra la rugosidad total es 319.84 $\boldsymbol{\mu m}$, para este material el perfilómetro óptico no se pudo establecer el perfil, lo que refuerza las ventajas de nuestro perfilómetro PA.

Es importante comentar las discrepancias obtenidas se debe a la resolución del muestreo, es decir podemos mejorar este resultado realizando un B-scan donde el desplazamiento la muestra sea con pasos más pequeños y comparables al muestreo del perfilómetro óptico.

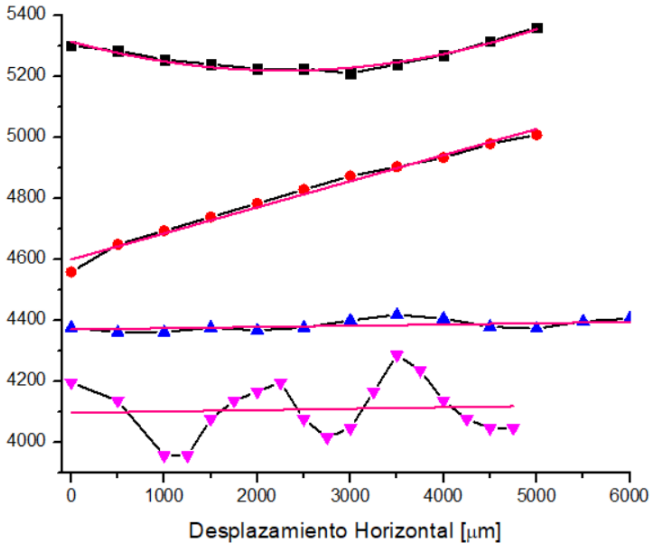


Figura 8: Se muestras los perfiles y la línea media considerada para obtener los parámetros de rugosidad.

CONCLUSIONES

El perfilómetro fotoacústico es una excelente alternativa para obtener el perfil superficial de cualquier tipo de muestras sólidas, requiere nula preparación previa, en estas primeras mediciones pudimos obtener cambios superficiales de micrómetro, con movimientos laterales de 0.5 mm. En trabajos posteriores se harán movimientos laterales más cortos, para poder cuantificar mejor los cambios en las rugosidades superficiales con mayor precisión.

Una ventaja de la técnica propuesta radica en la practicidad para analizar muestras solidas de distintos materiales, el análisis perfilómetro es bastante fácil y las muestras no necesitan tratamientos previos complejos. No como en el caso del perfilómetro óptico que con las muestras rugosas fue complicado determinar estos perfiles.

Al ser una alternativa de no contacto el material permanece inalterado después de la prueba, lo que es una ventaja sobre aquellas pruebas en donde es necesario destruir el material.

BIBLIOGRAFÍA

1. Cueva, G., & Caicedo, J. M. (2006). Influencia De La Rugosidad En La Micro Dureza Y En La Adhesión De Recubrimientos Por Rociado Térmico. Revista Colombiana De Materiales, (5), 5–13.
2. Afonso, Elisabet & Martínez-Gómez, Aránzazu & Tiemblo, Pilar & García, Nuria. (2020). La Perfilometría Óptica Como Técnica De Caracterización Topográfica No Destructiva Y Sin Contacto. 120. 5-13.
3. Ávila León, A. A., Ruiz-Morales, J. C., Herrera-Hernández, E., Rangel-Cedillo, J. A., & Fuentes-Trejo, J. A. (2019). Comportamiento De La Rugosidad Superficial Del Acero Aisi-Sae 1045 Luego De Tratamientos Térmicos. Ingeniería Y Universidad, 23(1), 1–18.
4. Matthews, A. (2002). Tecnología De Superficies En Materiales. Editorial Síntesis.

EL MECANISMO SEESAW INVERSO COMO EXPLICACIÓN A LA DESCRIPCIÓN DE LA MASA DEL NEUTRINO

María del Rocío Aparicio Méndez[1], José Enrique Barradas Guevara[2], Olga Guadalupe Félix Beltrán[1], Félix Francisco González Canales[1], Dahiana Ramos Galicia[3], Moisés Zeleny Mora[4]

[1]Facultad de Ciencias de la Electrónica, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Puebla, Pue., México.[2]Facultad de Ciencias Físico Matemáticas, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Puebla, Pue., México.[3]Centro de Investigación en Biotecnología Aplicada (CIBA), Instituto Politécnico Nacional. [4]Facultad de Estudios Superiores Cuautitlán, Universidad Nacional Autónoma de México

mariadelrocio.aparicio@correo.buap.mx

RESUMEN

La historia de los neutrinos comienza en 1929, cuando Wolfgang Pauli postuló la existencia de una partícula neutra que debería salvaguardar el principio de conservación de la energía en el decaimiento beta ($\boldsymbol{\beta}$). En esta fecha se puede considerar el nacimiento de los neutrinos, a pesar de que inicialmente se les llamara neutrones. Los neutrinos fueron bautizados por Enrico Fermi en 1932 para distinguirlos de los neutrones que James Chadwick había descubierto. En este trabajo se aborda la generación de masa de los neutrinos a través del mecanismo SeeSaw, en particular en el SeeSaw tipo I (SS) y el SeeSaw inverso (ISS), esto en el marco de un sector leptónico extendido con tres neutrinos estériles $\boldsymbol{N_i}$. Para ello se calculan las masas $\boldsymbol{m_{N_i}}$ con ambos tipos de SeeSaw. El mecanismo ISS explica la pequeñez de la masa del neutrino, incluyendo neutrinos derechos singletes del Modelo Estándar (ME) con una escala de masas muy grande $\sim\mathbf{10^{14}\ GeV}$. Así, en el caso de una generación de neutrinos derechos y una de neutrinos izquierdos, la masa de los neutrinos ligeros es de la forma $\boldsymbol{m_\nu}\sim\frac{\boldsymbol{m_D}}{\boldsymbol{M_R}}$, donde $\boldsymbol{m_D}$ y $\boldsymbol{M_R}$ denotan la masa del término de tipo Dirac y de Majorana de los neutrinos derechos, respectivamente, considera la jerarquía $\left|\frac{\boldsymbol{m_D}}{\boldsymbol{M_R}}\right|$. Por otro lado, en el caso del SeeSaw inverso, se agregan al ME tres pares de neutrinos $\left(\boldsymbol{\nu_{R_i}}, \boldsymbol{X_i}\right)$, de tal manera que la matriz de masa en el caso de una generación de cada tipo de neutrino es de tamaño $\mathbf{3\times 3}$. En este caso, consideramos el caso más simple donde las matrices $\boldsymbol{m_D}$ y $\boldsymbol{M_R}$ son diagonales. Además, usamos la parametrización Casas-Ibarra para la diagonalización numérica de las matrices de masa de neutrinos $\boldsymbol{M_{SS}^\nu}$ y $\boldsymbol{M_{ISS}^\nu}$. Se obtiene que el espectro de masas de los mecanismos SS y el ISS son diferentes. Finalmente, dada la forma de la matriz de masa de los neutrinos ligeros, en el caso del ISS, se obtiene que la reproducción de la pequeñez del neutrino se reparte entre $\boldsymbol{M_R}\sim\mathbf{1-10\ TeV}$ y $\boldsymbol{M_X}\sim\mathbf{10^{-4}\ GeV}$. Está escala de energía es mucho más interesante para los estudios en colisionadores actuales y futuros que podrán alcanzar tales energías.

INTRODUCCIÓN

El Modelo Estándar de la Física de Partículas (ME) es la teoría que describe las partículas fundamentales y las fuerzas que interactúan entre ellas. El ME utiliza el mecanismo de Higgs para la descripción de la generación de masas de los fermiones y bosones, este mecanismo no funciona para los neutrinos de la misma forma. Las investigaciones sobre la generación de masa de fermiones y los problemas de mezcla de sabores, que constituyen una parte importante de la Física de Partículas actual, pueden remontarse a principios de la década de 1970, poco después del establecimiento del ME. Desde entonces, se han desarrollado muchos enfoques en el contexto de diferentes modelos teóricos y fenomenológicos.

Uno de los mecanismos propuestos para la generación de masas de los neutrinos es el mecanismo SeeSaw (o subibaja), del cual a su vez se identifican diferentes tipos, en particular el SeeSaw tipo I (SS, por sus siglas en inglés) [1] y el SeeSaw Invertido (ISS, por sus siglas en inglés) [2]. El

mecanismo SS original propuesto por primera vez por Minkowski en 1977 y desarrollado por varios físicos, sugiere una explicación para la pequeña masa de los neutrinos activos ($\boldsymbol{m_{\nu_i} = 1, 2, 3}$) observados en la naturaleza. En el mecanismo SS se introduce una partícula hipotética llamada neutrino estéril, que es un neutrino derecho $\boldsymbol{N}$ (singlete de $\boldsymbol{SU(2)}$) que no participa en las interacciones débiles como lo hacen los neutrinos izquierdos $\boldsymbol{\nu_i = 1, 2, 3}$ (dobletes de $\boldsymbol{SU(2)}$). La interacción entre los neutrinos izquierdos y los neutrinos derechos se establece mediante términos de masa, lo que conduce a la generación de una masa pequeña para los neutrinos observados. Los neutrinos estériles, al no interactuar fuertemente con otras partículas, pueden ser más masivos y explicar la ligereza de los neutrinos observados. Por otro lado, el mecanismo ISS es una extensión del mecanismo SS que introduce nuevas partículas para explicar el comportamiento de los neutrinos. En el mecanismo ISS, además de los neutrinos izquierdos y derechos estériles, se agregan tres singletes fermiónicos adicionales. Estas nuevas partículas interactúan con los neutrinos izquierdos y derechos de una manera específica, lo que resulta en una "inversión" en las masas de los neutrinos. En lugar de tener neutrinos ligeros y neutrinos estériles masivos, el mecanismo ISS puede generar neutrinos masivos y neutrinos estériles ligeros o incluso sin masas. Este modelo es de interés porque puede explicar la observación de neutrinos masivos sin depender de una escala de energía muy alta, lo que podría ser relevante para la Física más Allá del Modelo Estándar (BSM, por sus siglas en inglés) y la comprensión de la naturaleza de la Materia Oscura (DM, por sus siglas en inglés) en el Universo [3].

OSCILACIÓN DE NEUTRINOS

Existen tres tipos de neutrinos asociados con tres sabores diferentes: neutrino electrónico ($\boldsymbol{\nu_e}$), neutrino muónico ($\boldsymbol{\nu_\mu}$) y neutrino tauónico ($\boldsymbol{\nu_\tau}$). Cada tipo de neutrino se asocia con una partícula leptónica cargada correspondientemente (electrón, el muón y el tauón). Inicialmente, se creía que estos neutrinos eran partículas completamente estables y que no podían cambiar de un tipo a otro durante su viaje. Sin embargo, las observaciones experimentales han demostrado que los neutrinos pueden cambiar de sabor a medida que se propagan en el espacio, lo que se conoce como oscilación de neutrinos. La oscilación de neutrinos es un fenómeno fundamental en la Física de Partículas predicho por Bruno Pontecorvo [4]. Este comenzó presentándose como un defecto en las mediciones del flujo de neutrinos provenientes del Sol para luego ser conocido como "el problema de los neutrinos solares". Fue hasta que en 1987 el experimento Kamiokande en Japón, obtuvo los primeros resultados que demostrarían la oscilación usando la reacción $\boldsymbol{\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-}$, que fue medida en agua ultra-pura mediante detectores Cherenkov. En 1989 la teoría adquirió fuerza con el experimento SNO que medía los neutrinos generados por el mecanismo productor de $\boldsymbol{^8B}$ por las reacciones $\boldsymbol{x, y}$ y $\boldsymbol{z}$, siendo estas dos últimas los factores decisivos para probar la veracidad del Modelo Estándar del Sol y explicar el problema de los neutrinos solares [5]. La oscilación de neutrinos atmosféricos fue la primera evidencia incuestionable encontrada. Fue detectado por primera vez en 1998 en el observatorio Super-Kamiokande con una precisión que dejó menos del 5% de incertidumbre en las mediciones de la razón $\boldsymbol{R = \frac{\nu_\mu}{\nu_e}}$ [6]. Este fenómeno implica la transformación de un tipo de neutrino en otro a medida que se propagan en el espacio [7]. Los neutrinos son partículas subatómicas eléctricamente neutras que se producen en varias reacciones nucleares, como las que ocurren en el Sol o en supernovas, así como en experimentos de laboratorio.

De los aspectos más importantes del mecanismos Seesaw son: (*i*) El mecanismo Seesaw es la teoría más ampliamente aceptada en la actualidad; (*ii*) el mecanismo Seesaw proporciona una explicación elegante para la pequeñez de las masas de los neutrinos, conectando sus propiedades con la simetría fundamental de las interacciones débiles. La probabilidad de oscilación para el caso de dos neutrinos queda descrita por la ecuación siguiente:

$$\boldsymbol{P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \text{sen}^2(2\theta)\text{sen}^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right)},$$

con $\boldsymbol{L}$ como la distancia entre la fuente y el detector, $\boldsymbol{E}$ la energía del sistema y $\boldsymbol{\text{sen}^2(2\theta)}$ el ángulo de mezcla entre los dos neutrinos. Tomando valores numéricos aleatorios de $\boldsymbol{L}$ es posible visualizar el comportamiento de la probabilidad de oscilación, donde es destacable el cumplimiento de no

sobrepasar la probabilidad igual a uno, tal como se muestra en la Figura 1, la cual muestra el gráfico de probabilidades de oscilación para el caso de dos neutrinos [8].

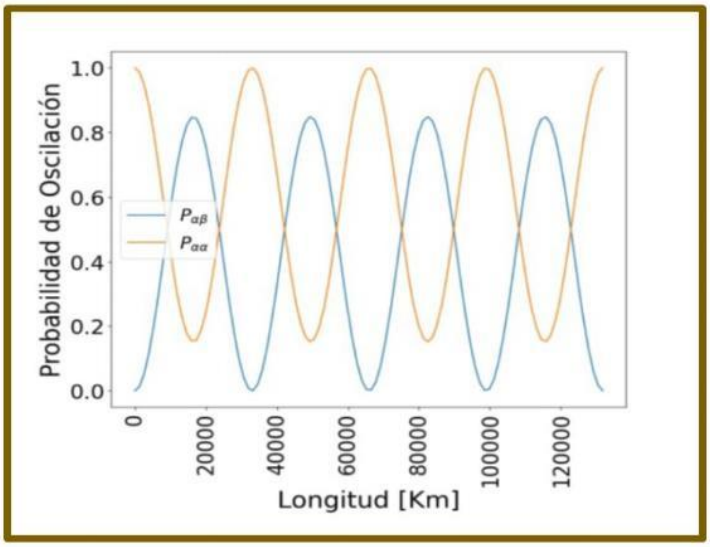


Figura 1 *Gráfico de probabilidades de oscilación para el caso de dos neutrinos.*

La Tabla 1 muestra los resultados del análisis global de oscilaciones de neutrinos (2018), para tres neutrinos mixtos masivos con el fin de determinar los intervalos de valores permitidos para los parámetros relevantes ya descritos con la matriz PMNS, VPMNS [9].

	$\boldsymbol{bfp \pm 1\sigma}$	$\boldsymbol{3\sigma}$
$\boldsymbol{\text{sen}^2\theta_{12}}$	$\boldsymbol{0.310^{+0.013}_{-0.012}}$	$\boldsymbol{0.275 - 0.350}$
$\boldsymbol{\text{sen}^2\theta_{23}}$	$\boldsymbol{0.582^{+0.015}_{-0.019}}$	$\boldsymbol{0.428 - 0.624}$
$\boldsymbol{\text{sen}^2\theta_{13}}$	$\boldsymbol{0.02240^{+0.00065}_{-0.0066}}$	$\boldsymbol{0.02240 - 0.02437}$
$\boldsymbol{\frac{\Delta m^2_{21}}{10^{-5}\ eV^2}}$	$\boldsymbol{7.39^{+0.021}_{-0.020}}$	$\boldsymbol{6.79 - 8.01}$
$\boldsymbol{\frac{\Delta m^2_{31}}{10^{-5}\ eV^2}}$	$\boldsymbol{2.525^{+0.033}_{-0.031}}$	$\boldsymbol{2.431 - 2.622}$

Tabla 1 *Parámetros de oscilación de tres sabores desde nuestro ajuste a los datos globales [10].*

NEUTRINOS MASIVOS DE DIRAC Y DE MAJORANA

En el ME se asume que los neutrinos son partículas Weyl exactamente sin masa. Esta suposición concuerda con todos los experimentos de búsqueda directa de masa, que han establecido los límites superiores sobre las masas de los estados propios de masa primarios $(\boldsymbol{\nu_1, \nu_2, \nu_3,})$ de los neutrinos electrones, muones y tau $\left(\boldsymbol{M_{\nu_1} < 15\ \text{eV}, M_{\nu_2} < 0.17\ \text{MeV}, M_{\nu_3} < 18.2\ \text{MeV}}\right)$ [11] . Además, de acuerdo con la colaboración Planck,

$$\sum_{i=1}^{3} m_i < 0.12 \text{ eV}.$$

Si los neutrinos tienen masas, pueden ser partículas de Dirac o de Majorana. Un campo de neutrino de Dirac masivo describe cuatro estados independientes: estados de partículas con espín izquierdo y derecho (ν_L, ν_R), así como estados de antipartículas con espín izquierdo y derecho$(\bar{\nu}_L, \bar{\nu}_R)$.

LAGRANGIANOS EN TÉRMINOS DE WEYL

Al encontrarnos en el grupo SU(2), los espinores de Dirac y Majorana, que describen fermiones de estas dos clases, se pueden representar mediante dobletes:

$$\psi^D = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}, \ \psi^M = \begin{pmatrix} \psi_R^c \\ \psi_R \end{pmatrix}, \quad (1)$$

donde $\psi_R = P_R\psi$ denota al espinor derecho y $\psi_L = P_L\psi$ al espinor izquierdo. Estos son los llamados espinores de Weyl.

En el caso de Dirac, el lagrangiano de masa se puede escribir ahora en términos de estos espinores, obteniendo:

$$\mathcal{L}^D = \frac{1}{2} m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L). \quad (2)$$

En contraste, para los fermiones de Majorana, que en la convención de Majorana se tiene que $\psi_R^c = +\sigma_2\psi_R^* = \psi\bar{\psi}$, actúa como espinor izquierdo, el lagrangiano de masa toma la forma:

$$\mathcal{L}^M = \frac{1}{2} m(\bar{\psi}_R^c\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_R^c) \quad (3)$$

La ecuación de Majorana describe el comportamiento de partículas de espín 1/2 neutras, prediciendo que podrían ser idénticas a sus antipartículas, ya que las funciones de onda de partícula y antipartícula están relacionadas por conjugación compleja. Esto significa que los fermiones de Majorana no tienen carga conservada opuesta como los fermiones de Dirac [12].

El término de masa tipo Majorana tiene algunas características importantes, como su autoconjugación de carga, lo cual implica que el campo de Majorana es su propia antipartícula, sin distinguir entre materia y antimateria. Además, los términos de masa de Majorana violan el número de lepton en dos unidades, lo que podría explicar fenómenos como la oscilación de neutrinos y su pequeña masa comparada con otros fermiones.

MECANISMO DE SEESAW

El mecanismo Seesaw es la teoría más ampliamente aceptada en la actualidad para abordar el enigma de la pequeña masa de los neutrinos, explicando por qué tienen masas tan diminutas en comparación con otros fermiones. Según esta teoría, la masa reducida del neutrino con helicidad definida como izquierda está vinculada a la existencia de su contraparte con helicidad derecha, la cual debe ser considerablemente más pesada. Además, el mecanismo de SeeSaw contempla ambos tipos de términos de masa, Dirac y Majorana. Los autores de este mecanismo, los doctores Rabindra

Nath Mohapatra y Goran Senjanovic, proponen que la pequeñez de la masa del neutrino se debe a que la interacción débil viola de manera máxima la simetría de Paridad. En resumen, el mecanismo SeeSaw proporciona una explicación elegante para la pequeñez de las masas de los neutrinos, conectando sus propiedades con la simetría fundamental de las interacciones débiles [13].

Así, la matriz de masa que se considera en este contexto (hablando de las tres familias de neutrinos), que considera términos de masa tipo Dirac y tipo Majorana está dada como:

$$\boldsymbol{M_{SS}^{\nu}} = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \boldsymbol{m_D} \\ \boldsymbol{m_D^T} & \boldsymbol{M_R} \end{pmatrix}, \qquad \boldsymbol{con\ |m_D| \ll |M_R| \Longrightarrow \widehat{m}_{\nu} \approx m_D M_R^{-1} m_{D.}^T} \tag{4}$$

En lo que respecta al lagrangiano de Dirac, para el caso de una generación de neutrinos izquierdos y una de neutrinos derechos, se desarrolla de la siguiente manera con la inclusión de la matriz de masas del SS:

$$-\boldsymbol{\mathcal{L}_D} = \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{2}} (\overline{\boldsymbol{X}}^{\mathbf{0}}) \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \boldsymbol{m_D} \\ \boldsymbol{m_D} & \boldsymbol{M_R} \end{pmatrix} (\boldsymbol{X}^{\mathbf{0}})$$

$$= \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{2}} [\boldsymbol{m_D}(\bar{\nu}_L \nu_R + \bar{\nu}_R \nu_L + \bar{\nu}_L^c \nu_R^c + \bar{\nu}_R^c \nu_L^c) + \boldsymbol{M_R}(\bar{\nu}_R \nu_R^c + \bar{\nu}_R^c \nu_R)]. \tag{5}$$

Con lo que al comparar con el lagrangiano de Dirac, vemos un término adicional. Por lo tanto, en este mecanismo debe considerarse a los neutrinos como partículas de Majorana, con lo cual coincide el lagrangiano obtenido.

MECANISMO DE SEESAW TIPO I (SS)

El mecanismo de Seesaw Inverso es una forma alternativa de explicar por qué los neutrinos tienen masas tan pequeñas, pero sin introducir nuevas partículas muy pesadas. Según este mecanismo, los neutrinos son partículas de Majorana, es decir, que son idénticas a sus antipartículas. Este mecanismo se llama Seesaw Inverso porque la masa de los neutrinos ligeros es directamente proporcional al cuadrado de la masa de las nuevas partículas, a diferencia del mecanismo de Seesaw normal [14], esto es,

$$\boldsymbol{\widehat{m}_{\nu} \approx m_{D,k} M_R^{-1} m_{D,i.}^T}, \tag{6}$$

o en el caso de una generación de neutrinos con $\boldsymbol{m_{\nu} \propto \frac{M_D^2}{M_R}}$, asumiendo $\boldsymbol{|m_D| \ll |M_R|}$ [13], se obtiene

$$\boldsymbol{M_{SS}^{\nu}} = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \boldsymbol{m_{D,k}^T} \\ \boldsymbol{m_{D,k}^T} & \boldsymbol{M_R} \end{pmatrix}. \tag{7}$$

Así, con el fin de encontrar acuerdo con los datos de oscilaciones de neutrinos, usamos la matriz de mezcla $\mathbf{U}_{PMNS}$, para obtener los eigenestados de masa de neutrinos ligeros, de tal forma que:

$$\boldsymbol{m \cong -m_D M^{-1} m_D^T \equiv U_{PMSN}^{*} m_{\nu}^{diag} U_{PMSN}^{\dagger}}, \tag{8}$$

donde $\boldsymbol{m_\nu^{diag}} = (\boldsymbol{m_1}, \boldsymbol{m_2}, \boldsymbol{m_3})$, con $\boldsymbol{m_i}$ $(\boldsymbol{i} = \boldsymbol{1}, \boldsymbol{2}, \boldsymbol{3})$ las masas de los neutrinos ligeros. Por otro lado, la ecuación (6) puede resolverse para $\boldsymbol{m_D}$ y esto conduce a la parametrización Casas-Ibarra [15], de tal manera que:

$$\boldsymbol{m_D^T} = \boldsymbol{i}\sqrt{\boldsymbol{m_N^{diag}}}\,\boldsymbol{R}\,\sqrt{\boldsymbol{m_\nu^{diag}}}\,\boldsymbol{U}^\dagger, \tag{9}$$

de esta manera, tenemos ahora todo en términos de las masas a excepción de $\boldsymbol{R}$, que es una matriz compleja ortogonal.

MECANISMO DE SEESAW INVERSO (ISS)

El mecanismo de SeeSaw Inverso es una forma alternativa de explicar por qué los neutrinos tienen masas tan pequeñas, pero sin introducir nuevas partículas muy pesadas. En este caso, después del rompimiento espontaneo de la simetría, se obtiene un matriz de masa $\boldsymbol{M_{ISS}^\nu}$ de 9 × 9 simétrica compleja dada por:

$$\boldsymbol{M_{ISS}^\nu} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{0} & \boldsymbol{m_{D,k}} & \boldsymbol{0} \\ \boldsymbol{m_{D,k}^T} & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{M_R} \\ \boldsymbol{0} & \boldsymbol{M_R^T} & \boldsymbol{\mu_X} \end{pmatrix} \quad \rightarrow \quad \boldsymbol{m_\nu} \propto \boldsymbol{\mu_X}\frac{\boldsymbol{M_D^2}}{\boldsymbol{M_R^2}}, \tag{10}$$

con la aproximación $|\boldsymbol{\mu_X}| \ll |\boldsymbol{m_{D,k}}| \ll |\boldsymbol{M_R}|$ y la matriz $\boldsymbol{M_{ISS}^\nu}$ puede ser diagonalizada por bloques. De manera análoga al caso del SS, se tiene la aproximación para los neutrinos ligeros dada por

$$\widehat{\boldsymbol{m}}_\nu \approx \boldsymbol{m_{D,k}}\boldsymbol{M_R^{T-1}}\boldsymbol{\mu_X}\boldsymbol{M_R^{-1}}\boldsymbol{m_{D,k}^T}. \tag{11}$$

denotando $\boldsymbol{M} = \boldsymbol{M_R}\boldsymbol{\mu_X^{-1}}\boldsymbol{M_R^T}$ puede ser reescrita como:

$$\boldsymbol{m_\nu} \cong \boldsymbol{m_D}M^{-1}\boldsymbol{m_D^T}. \tag{12}$$

Comparando con la ecuación (8), se tiene la misma forma, de tal manera que la parametrización Casas-Ibarra es

$$\boldsymbol{m_D^T} = \boldsymbol{i}\boldsymbol{V}^\dagger\sqrt{\boldsymbol{M^{diag}}}\,\boldsymbol{R}\,\sqrt{\boldsymbol{m_\nu^{diag}}}\,\boldsymbol{U}^\dagger, \tag{13}$$

igualmente aplicable en este caso, donde $\boldsymbol{V}$ es la matriz que diagonaliza a $\boldsymbol{M}$. Para nuestro análisis numérico con enfocamos en el caso en que $\boldsymbol{V} = \mathbb{I}$.

RESULTADOS NUMÉRICOS

A continuación se muestran los eigenvalores para los caso obtenidos de la diagonalización numérica de la matriz de masas de neutrinos:

Caso SS: $\boldsymbol{m_1} = \boldsymbol{1} \times \boldsymbol{10^{-12}}$ GeV, $\boldsymbol{m_R} = \boldsymbol{1} \times \boldsymbol{10^{14}}$ GeV

Caso ISS: $\boldsymbol{m_1} = \boldsymbol{1} \times \boldsymbol{10^{-12}}$ GeV, $\boldsymbol{m_R} = \boldsymbol{1} \times \boldsymbol{10^{4}}$ GeV y $\bar{\boldsymbol{\mu}} = \boldsymbol{1} \times \boldsymbol{10^{-4}}$ GeV.

En la Tabla 2 se muestran los resultados, los eigenvalores de los casos SS e ISS.

Eigenvalor	SS(GeV)	ISS (GeV)
$\boldsymbol{\lambda_1}$	$\mathbf{1 \times 10^{-12}}$	$\mathbf{6.2690066097494 \times 10^{-11}}$
$\boldsymbol{\lambda_2}$	$\mathbf{8.654 \times 10^{-12}}$	$\mathbf{2.5050311682325 \times 10^{-10}}$
$\boldsymbol{\lambda_3}$	$\mathbf{5.023 \times 10^{-11}}$	$\mathbf{2.5550723914513 \times 10^{-10}}$
$\boldsymbol{\lambda_4}$	$\mathbf{1 \times 10^{15}}$	$\mathbf{10000.0030890495}$
$\boldsymbol{\lambda_5}$	$\mathbf{1 \times 10^{15}}$	$\mathbf{10000.0031890495}$
$\boldsymbol{\lambda_6}$	$\mathbf{1 \times 10^{15}}$	$\mathbf{10000.0124854923}$
$\boldsymbol{\lambda_7}$	-	$\mathbf{10000.012585492}$
$\boldsymbol{\lambda_8}$	-	$\mathbf{10000.012724992}$
$\boldsymbol{\lambda_9}$	-	$\mathbf{10000.0128249917}$

Tabla 2 Eigenvalores para cada caso (SS e ISS) obtenidos de la diagonalización de la matriz de masas de neutrinos, en cada caso.

Los resultados obtenidos pueden analizarse en el marco de las masas de los neutrinos activos y derechos y compararlos con los resultados experimentales.

CONCLUSIONES

En este trabajo se estudió la generación de masa de los neutrinos en el contexto del mecanismo SeeSaw inverso. Se compara este con el mecanismo SeeSaw tipo I, que explica la pequeñez de la masa del neutrino, incluyendo neutrinos derechos singletes del Modelo Estándar con una escala de masas muy grande ($\approx \mathbf{10^{14}}$ GeV). En el caso del SS (6) hemos reproducido el comportamiento esperado, es decir los eigenvalores de $\boldsymbol{\mathcal{M}_{SS}^{\nu}}$ SS se separan en dos tipos los neutrinos ligeros y los neutrinos pesados. En el caso del ISS, obtuvimos un espectro de masas diferente al caso del SS, aquí se reproducen las masas de los neutrinos ligeros y se obtiene tres pares de neutrinos pesados cuasi-degenerados ($\sim \bar{\boldsymbol{\mu}}$). Finalmente, dada la forma de la matriz de masa de los neutrinos ligeros en el caso del ISS (7), se observa que la reproducción de la pequeñez del neutrino se reparte entre $\boldsymbol{M_R} \approx (\mathbf{1} - \mathbf{10})$ TeV y $\boldsymbol{\mu_X}$ pequeña ($\approx \mathbf{1 \times 10^{-4}}$) GeV. Esta escala de energía es mucho más interesante para los estudios en colisionadores actuales y futuros que podrán alcanzar tales energías.

BIBLIOGRAFÍA

1. Rabindra N Mohapatra. Seesaw mechanism and its implications. In SEESAW 25, pages 29–44. World Scientific, 2005.
2. Salvador Centelles Chuliá, Rahul Srivastava, and Avelino Vicente. The inverse seesaw family: Dirac and majorana. Journal of High Energy Physics, 2021(3):1–29, 2021.
3. Sanjoy Mandal, Nicolas Rojas, Rahul Srivastava, and Jose WF Valle. Dark matter as the origin of neutrino mass in the inverse seesaw mechanism. *Physics Letters* B, 821:136609, 2021.
4. Bruno Pontecorvo. Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge. *Zhur. Eksptl'. i Teoret. Fiz.*, 34, 1958.
5. Manuel Aguilar Benítez. El neutrino cumple 80 años. 2010.
6. Y. Fukuda et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Let*t., 81:1562–1567, 1998.
7. S. M. Bilenky, [arXiv:1408.2864 [hep-ph]].
8. Moises Zeleny. Onelooplfvhd, 2022. Accessed: 2024-06-24.

9. Ivan Esteban, Maria Conceptión González-García, Alvaro Hernandez-Cabezudo, Michele Maltoni, and Thomas Schwetz. Global analysis of three-flavour neutrino oscillations: synergies and tensions in the determination of θ23, δcp, and the mass ordering. Journal of High Energy Physics, 01(1):1–35, 2019.
10. P. F. de Salas, D. V. Forero, C. A. Ternes, M. Tortola and J. W. F. Valle, Phys. Lett. B 782 (2018), 633-640 doi:10.1016/j.physletb.2018.06.019 [arXiv:1708.01186 [hep-ph]]
11. S. Navas et al. Review of particle physics. Phys. Rev. D, 110(3):030001, 2024.
12. Ettore Majorana. Teoria simmetrica dell'elettrone e del positrone. Il Nuovo Cimento (1924-1942), 14(4):171–184, 1937.
13. Rabindra N Mohapatra. Seesaw mechanism and its implications. In SEESAW 25, pages 29–44. World Scientific, 2005.
14. Rabindra N Mohapatra. Mechanism for understanding small neutrino mass in superstring theories. Physical review letters, 56(6):561, 1986.
15. JA Casas and A Ibarra. Oscillating neutrinos and {mu}{yields} e,{gamma}. Nuclear Physics. B, 618, 2001.

SÍNTESIS "VERDE" A BAJA TEMPERATURA DE LOS PUNTOS CUÁNTICOS DE CARBONO COMO TINTAS FLUORESCENTES

Oxana Vasilievna Kharissova, Isauro Alejandro Treviño Pérez, Daniela Sarahí Zúñiga Bueno

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas,Universidad Autónoma de Nuevo León.
oxana.kharissova@uanl.edu.mx, daniela.zunigabn@uanl.edu.mx

RESUMEN

Los puntos cuánticos de carbono (CQDs) son una nueva clase de nanomateriales de carbono fluorescentes de dimensión cero (0D) con tamaños inferiores a 10 nm. En 2004, Xu et al. fueron pioneros en la preparación de las CQDs. Las nanopartículas de CQD tienen propiedades especiales como fotoluminiscencia propiedades ópticas con alto rendimiento cuántico (QY), fabricación simple y rentable a partir de biomateriales, propiedades de excitación y emisión ajustables, alta estabilidad térmica y óptica, fácil funcionalización química y poca citotoxicidad con buena biocompatibilidad. Estas nanopartículas de carbonos han atraído considerable atención debido a sus excepcionales propiedades y ventajas, lo que los hace versátiles en una amplia gama de aplicaciones. Su fotoluminiscencia, combinada con su biocompatibilidad, solubilidad en agua y varios grupos funcionales de superficie, posicionan a los CQDs como componentes críticos en los campos de la nanotecnología, la ciencia de los materiales y la medicina. Pero uno de los problemas de la de producción de CQDs es utilización sustancias nocivas (HNO3, H2SO4, KMnO4, hidrato de hidracina entre otros), lo que está asociado con los riesgos para él la salud humana y para medio ambiente y limitación de uso de estas nanoestructuras para aplicaciones médicas. Como objetivo de este trabajo fue estudió de la síntesis de los QDs por el método "verde" a partir de agua destilada, grafeno o grafeno oxidado, o grafito, o carbón negro con agentes reductoras (teraftal (sal de cobalto de 4,5-octacarboxiftalocianina) y ácido ascórbico, o ácido cítrico) en las proporciones 1:1:1 o 1:1:2, aplicando el ultrasonido (US) a una frecuencia de 40 kHz durante 10-20 minutos e irradiación de microondas (MW) durante 10-20 segundos. Las nanopartículas obtenidas fueron caracterizadas mediante espectroscopia de FTIR, espectroscopia de UV-vis, fluorescencia.

INTRODUCCIÓN

Actualmente, nos encontramos en la segunda fase del calendario de la implantación de la nanotecnología. En dicha fase se encuentra el enfoque para síntesis de nanopartículas "top-down" conviviendo con el otro enfoque llamado "bottom-up". El enfoque "top-down" consiste en la destrucción, rompimiento o desgaste de un material de macro escala para reducirlo a nano escala (10^{-9} m), mientras que en el enfoque "bottom-up" se utilizan métodos químicos para la agrupación o acumulación de moléculas, grupos o átomos [1].

Los puntos cuánticos son un tipo de nanopartículas, estas tienen diámetros menores a 10 nm, conformada por 10 a 10,000 átomos. Descubiertas en 1981, por el físico ruso Alexei Ekimov (ganador del Premio Nobel de Química en 2023 por este descubrimiento). Ekimov y su colega intentaba conocer las propiedades ópticas de partículas dopadas con átomos de cobre. Mediante un tratamiento térmico, obtuvo estas nanopartículas a las cuales llamaría "microcristales tridimensionales semiconductores" [2]. Después en 1986, el físico Mark Reed nombraría estos microcristales como "puntos cuánticos (quantum dot, QD)" [3].

Presentan increíbles propiedades luminiscentes debidas al confinamiento cuántico que exhiben las nanopartículas. El efecto de confinamiento cuántico describe que, cuando un fotón con la energía necesaria incide contra el punto cuántico, es excitado un electrón desde su banda de valencia hasta su banda de conducción, haciendo un hueco en su lugar, mejor conocido como excitón (electrón-hueco). Cuando el tamaño del punto cuántico es menor al radio de Bohr del excitón, se genera energía de confinamiento debido a que el excitón es comprimido [4]. Se entiende que cuando más

pequeño es el punto cuántico, más comprimido está el excitón, por lo que nos produce más energía. La emisión de luz de los puntos cuánticos más pequeños tiende hacia el azul, mientras que los más grandes tienden al rojo. Alexei Ekimov también nos describió que, el tiempo de síntesis y la temperatura juega un papel importante en el tamaño de estas nanopartículas, relatando que a mayor tiempo y temperatura se pueden obtener puntos cuánticos más pequeños [2].

Las aplicaciones de estos puntos cuánticos son diversas. Por sus propiedades ópticas, son útiles para la aplicación de imágenes, como sensores fluorescentes, en LED, entre otros. Sin embargo, existen múltiples negativas en los puntos cuánticos. Los puntos cuánticos están compuestos por semiconductores, entre ellos, podemos encontrar el cadmio, plomo, telurio, los cuales son elementos tóxicos y nocivos para la salud. Además, el proceso de las síntesis de estos también puede ser prejudiciales para el medio ambiente, ya que son liberados parte de estos elementos mediante gases producidos por la síntesis. Los puntos cuánticos sintetizados con los métodos con enfoque "top-down", que es un enfoque físico, nos proporcionan puntos cuánticos con diferentes tamaños, es decir, se tiene menos control sobre el tamaño de estas nanopartículas, por lo cual, las nanopartículas con un tamaño no deseado suelen ser desechados, filtrándose en las plantas de tratamiento de agua, y al ser de tamaños nanométricos, estas se infiltran en las máquinas, dañando los equipos [5,6].

En 2004, mediante la purificación de nanotubos de carbono de pared simple, se obtuvieron accidentalmente unas impurezas: carbono fluorescente y fragmentos tubulares cortos [7]. Este carbono fluorescente fue posteriormente reconocido como punto cuántico de carbono (carbon quantum dot, CQD) [8]. Al igual que los puntos cuánticos de semiconductores, los CQDs tienen propiedades de luminiscencia. Presentan también, una fuerte absorción óptica en la región ultravioleta (230 – 320 nm), junto a una cola que se expande hasta el rango de luz visible. También presentan fotoluminiscencia (cuando es excitado por un tipo de luz).

A diferencia de los QDs, los CQDs tienen varios mecanismos de fotoluminiscencia, es decir, el tamaño del CQD no necesariamente define su emisión de luz. Entre los mecanismos podemos encontrar el estado superficial, el efecto sinérgico, el estado molecular, entre otros [9,10].

En este trabajo, no solo se busca sintetizar puntos cuánticos, sino que también es de nuestro interés utilizar precursores "verdes" provenientes del carbono, haciendo uso de una metodología controlada (enfoque bottom-up), reduciendo la generación de residuos al momento de sus síntesis. Además de que estos métodos de síntesis son fáciles, accesibles y rápidos de llevar a cabo.

TEORÍA

a) Síntesis asistida por ultrasonido.

Este método utiliza ondas ultrasónicas con frecuencias altas, Estas ondas generan un fenómeno llamado "cavitación acústica", el cual consiste en la creación de microburbujas, las cuales se expanden, para posteriormente colapsar de manera brutal (véase Figura 1), generando temperaturas y presiones elevadas dentro del liquido. Estas temperaturas y presiones desencadenan reacciones químicas que favorecen el rompimiento de enlaces químico [11].

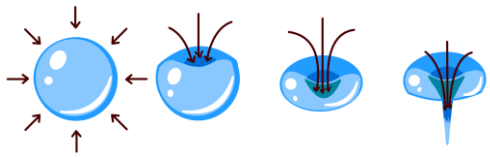


Figura 1. Representación del fenómeno cavitación acústica generada por ultrasonido.

b) Síntesis asistida por microondas.

En este método, se irradian microondas a las soluciones acuosas, haciendo que las moléculas de agua roten tratando de alinearse con el campo eléctrico de las microondas generadas (véase FIGURA #). Generando fricción molecular, propiciando la formación de nanoestructuras debidas a las reacciones químicas que se obtienen por el calentamiento [12].



Figura 2. Representación de las moléculas de agua rotando debido a microondas.

PARTE EXPERIMENTAL

Para la síntesis de los CQDs, se hizo uso de los siguientes materiales.

- Ácido ascórbico (AA) L-Ascorbic acid, reagent grade, Sigma-Aldrich, Cat. No. A0278, Lot. No. SLCC2424, 100 g.
- Teraftal (TF), sal sódica de cobalto octa-4,5-carboxiftalocianina, FGUP GNTs NIOPIK, Rusia, Lot. No. 021010.
- Agua destilada (AD) CTR Scientific, Lot. No. 240659, CAS:7732-18-5, 20 L.
- Grafito (G) Descripción técnica: Grafito, escamas, 99% base carbono, tamaño de partícula de malla -325 (≥99%), natural, Carbono (C, CAS 7782-42-5). Peso molecular = 12.01 g/mol. Rol experimental: Como estructura de carbono para la interacción con los dopantes (TF, AC). Proveedor: Comercializado por SIGMA-ALDRICH (EE. UU.), pureza ≥99%.
- Carbono Negro (CN) Descripción técnica: Ketjenblack EC-600JD, conductive carbon black, Carbono (C, CAS 1333-86-4). Peso molecular = 12.01 g/mol. Rol experimental: Como estructura de carbono para la interacción con los dopantes (TF, AC). Proveedor: Comercializado por SIGMA-ALDRICH (EE. UU.), pureza <= 100 %.
- Grafeno (GN) Descripción técnica: Grafeno, capas 1 – 3, espesor de 1 – 3 nm, 98% base carbono. Peso molecular = 5 - 10 mg/ml. Rol experimental: Como estructura de carbono para la interacción con los dopantes (TF, AC). Proveedor: Comercializado por Nanostructured & Amorphous Materials, Inc., pureza ≥98%.
- Grafeno Oxidado (GNO) Descripción técnica: Polvo, 15-20 láminas, 4-10 % de oxidación en los bordes, n.º promedio de capas, 15-20, Carbono, Oxigeno e Hidrogeno (CxOyHz). Peso molecular = 4,239.48 g/mol. Rol experimental: Como estructura de carbono para la interacción con los dopantes (TF, AC). Proveedor: Comercializado por SIGMA-ALDRICH (EE. UU.).

La instrumentación empleada para la síntesis.

- Limpiador ultrasónico Fisher Scientific FS140, frecuencia 42 kHz a 135 W de potencia.
- Microondas DAEWOO ELECTRONICS KOR-630A, frecuencia 2,450 MHz, 700 W de potencia.

Se prepararon 7 muestras, con proporciones 1:1 de AA y TF, disueltas en 10 ml de AA, como se muestra en la Tabla 1.

Tabla 1. Tabla de contenidos de muestras con AA y TF.

Nombre de la muestra	AA (g)	TF (g)
D-C (Control)	0.0014	0.0017
D-U10	0.0011	0.0015
D-U20	0.0010	0.0013
D-M10	0.0010	0.0015
D-M20	0.0014	0.0012
D-U10M10	0.0013	0.0015
D-U20M20	0.0016	0.0017

A estas muestras se le aplicaron ultrasonido y microondas en tiempos variados y relativamente cortos (ver Tabla 2).

Tabla 2. Tratamientos aplicados a cada muestra.

Nombre de la muestra	Método aplicado	Tiempo US (min)	Tiempo MW (s)
D-C	Ninguno	0	0
D-U10	US	10	0
D-U20	US	20	0
D-M10	MW	0	10
D-M20	MW	0	20
D-U10M10	US+MW	10	10
D-U20M20	US+MW	20	20



Figura 3. Procedimiento esquematizado de síntesis de puntos cuánticos a base de carbono con el uso de la técnica de ultrasonido.

Instrumentación empleada en la caracterización.

- Espectrómetro de UV-Vis Thermo Scientific Evolution 600 UV-Visible para conseguir los espectros de absorbancia que tienen los CDQs.
- Espectrómetro de infrarrojo por transformada de Fourier (FT-IR) Thermo Scientific FT-IR Nicolet iS10, el cual nos es útil para identificar los grupos funcionales de los CQDs.
- Espectrofotómetro de fluorescencia Perkin Elmer LS55, que nos permite identificar los picos del espectro de emisión.

Tabla 3. Contenido de las muestras sometidas a 12 hrs de US, en intervalos de 3 hrs.

Nombre de muestra	Grafito (g)	CN (g)	Grafeno (g)	Grafeno oxidado (g)	AA (g)	TF (g)	US (hrs)
GR2	0.005	-	-	-	0.001	0.001	12
CN2	-	0.005	-	-	0.001	0.001	12
GN2	-	-	0.005	-	0.001	0.001	12
GO2	-	-	-	0.005	0.001	0.001	12

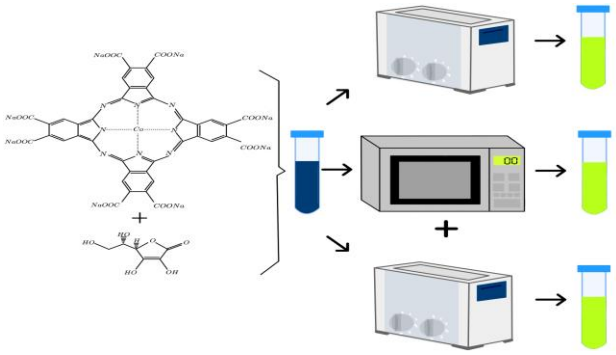


Figura 4. Procedimiento esquematizado de síntesis de puntos cuánticos a base de carbono con el uso de US, MW y su combinación.

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Los resultados de las muestras analizadas mediante espectroscopia FTIR (Figura 5), espectroscopia UV-vis(Figura 6) demuestran como fue cambio estructural con el aumento de tiempo de aplicación de ultrosonido de 3 a 12 horas.

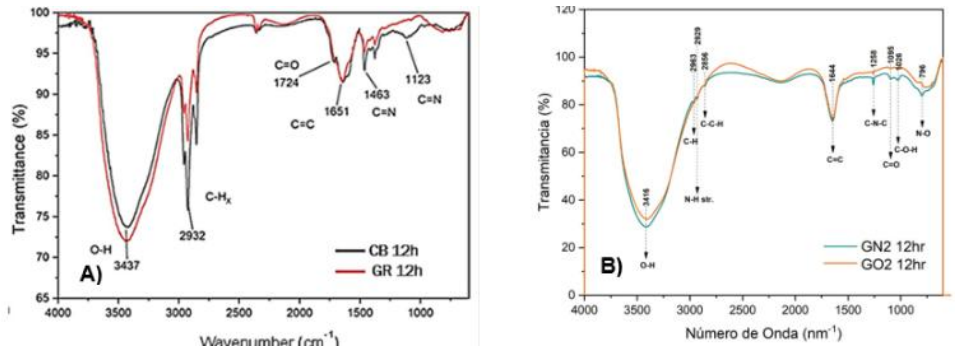


Figura 5. A), B) Espectroscopia IR de puntos cuánticos obtenidos a partir de grafito (GR2), carbono negro (CN2), grafeno (GN2) y óxido de grafeno (GO2).

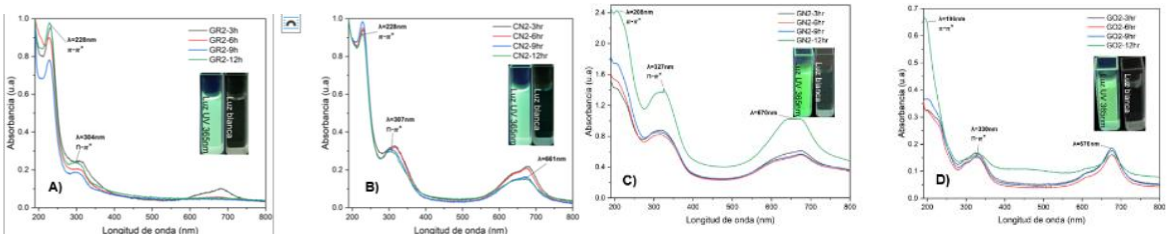


Figura 6. A – D) Espectros de absorción UV de puntos cuánticos sintetizados con diferentes precursores (grafito, carbono negro, grafeno y óxido de grafeno), variando el tiempo de ultrasonido de 3 a 12 horas.

Además, las muestras con grafito y carbono negro también fueron analizadas por espectroscopia de fotoluminiscencia (Figura 7).

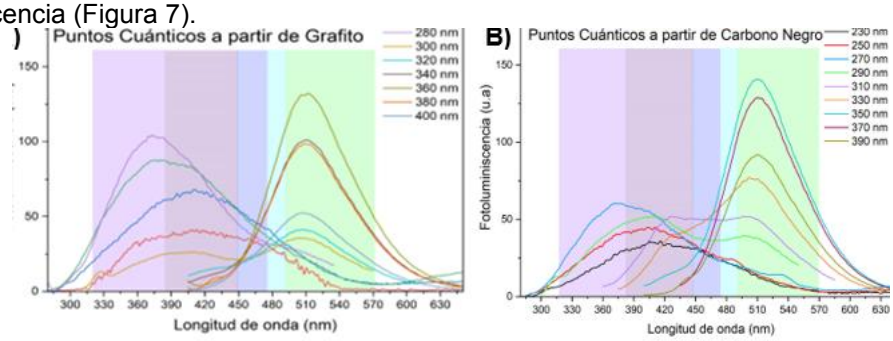


Figura 7 Espectroscopia PL de puntos cuánticos obtenidos a partir de precursor: A)GR2; B) CN2, todos a 12 de ultrasonido a diferentes longitudes de onda de excitación, utilizando 350 µL de solución en 3 ml de agua destilada.

En las Figuras 8 y 9 se pueden observar diferentes picos de absorbancia, en la Figura 8 con los rangos 233 – 258 nm obtenemos picos correspondientes a la transición aromática $\pi \rightarrow \pi*$ del doble enlace C=C, también en los rangos 300 – 330 nm tenemos picos que corresponden a la transición electrónica $n \rightarrow \pi*$ de enlaces C=O. Los picos son característicos de las transiciones electrónicas en materiales carbonosos conjugados. Mientras que los picos 607 y 672 nm puede estar relacionada con estados defectuosos, dopaje o agregación. Podrían asociarse a las bandas Q características de ftalocianina metálicas, lo que puede indicar la incorporación parcial o interacción superficial de los fragmentos de CoPc con los CQDs.

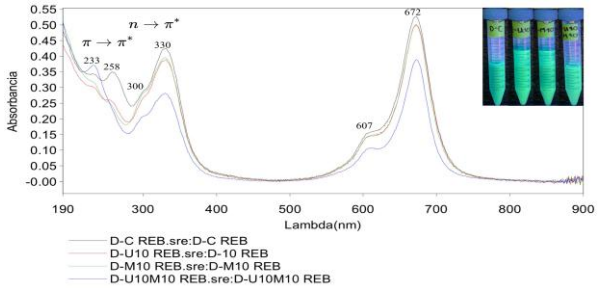


Figura 8. Espectros de absorción de las muestras con 10 min de US y 10segundos de MW.

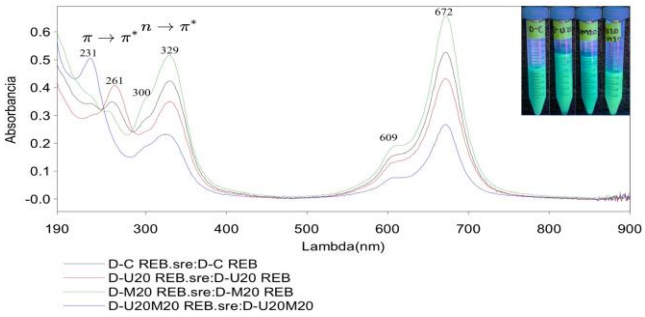


Figura 9. Espectros de absorción de las muestras con 20 min de US y 20 s de MW.

Los resultados obtenidos por el espectrómetro de infrarrojo de las muestras de aplicación primeramente de 20 min ultrasonido y posterior de 20 segundos de MW se presentan en la Figura 10a. Como podemos ver existe cambio comparado con la muestra de control de los picos de C-H. Podemos observas las comparaciones en las Figura 10 de los espectros de IR. En todas las muestras se observa un amplio pico en 3270 cm-1, atribuido al grupo O – H. Mientras también se observan picos ligeros en 2864-2880 y 679 cm-1, correspondientes al grupo C – H, 1633 cm-1 que corresponde al enlace doble C=O.

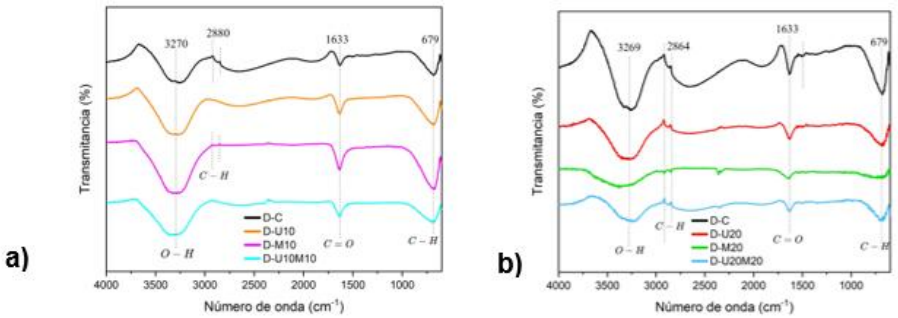


Figura 10. Espectros IR de las muestras sintetizadas: a) Espectros IR de las muestras con 10 min US y 10 s MW; b) Espectros IR de las muestras con 20 min US y 20 s de MW.

CONCLUSIONES

La metodología utilizada para la síntesis de puntos cuánticos de carbono mediante el enfoque bottom-up nos ayudó para obtener CQDs de manera más rápida y fácil de manejar. El empleo de ultrasonido y la irradiación de microondas hacia las soluciones con ácido ascórbicos y teraftal facilitan la formación de estas nanoestructuras, emitiendo un color verde a luz UV 365 nm y con una tonalidad azulada a luz visible. Comparando los picos de las gráficas en UV-Vis e IR podemos deducir que la muestra D-U10M10 y D-U20M20 son prometedoras para emplearlas como tintas fluorescentes, debido a que muestran un pico definido en 672 nm, indicando una mayor estabilidad de CoPc, una mayor interacción entre los CQDs y los fragmentos dopantes, el hecho de que sea más estrecho y definido nos puede señalar que tiene una menor dispersión en el tamaño de los CQDs. Además, la combinación de estos dos métodos (US y MW) pueden mejorar la cristalización y favorecer el dopaje superficial. También, analizando y comparando las graficas en IR, podemos deducir que en D-U20M20 tiene una posible integración estructural o superficial del dopante metálico, lo que sugiere que este tratamiento favorece la funcionalización y dopaje con ftalocianina, resultando en una superficie más activa químicamente. Por lo tanto, D-U20M20 presenta características ópticas y estructurales adecuadas para la aplicación como tinta fluorescente. Aún es necesario analizar

mediante espectroscopia de fuerza atómica o espectroscopia electrónica de transmisión para conocer su morfología y entender si es candidato para tal aplicación.

BIBLIOGRAFÍA

1. N. Kumar and R. Kumar, “Chapter 1 - introduction,” in Nanotechnology and Nanomaterials in the Treatment of Life-threatening Diseases, pp. 1–51, Oxford: William Andrew Publishing, 2014.
2. A. Ekimov and A. Onushchenko, “Quantum size effect in three-dimensional microscopic semiconductor crystals,” Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, vol. 34, p. 345, Sept. 1981.
3. M. A. Reed, R. T. Bate, K. Bradshaw, W. M. Duncan, W. R. Frensley, J. W. Lee, and H. D. Shih, “Spatial quantization in gaas-algaas multiple quantum dots,” Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics Processing and Phenomena, vol. 4, pp. 358–360, 01 1986.
4. S. Brkic, “Optical properties of quantum dots,” European International Journal of Science and Technology, vol. 5, 01 2016.
5. A. Keller, S. McFerran, A. Lazareva, and S. Suh, “Global life cycle releases of engineered nanomaterials,” Journal of Nanoparticle Research, vol. 15, 06 2013.
6. A. Lazareva and A. Keller, “Estimating potential life cycle releases of engineered nanomaterials from wastewater treatment plants,” ACS Sustainable Chemistry & Engineering, vol. 2, p. 1656–1665, 06 2014.
7. X. Xu, R. Ray, Y. Gu, H. J. Ploehn, L. Gearheart, K. Raker, and W. A. Scrivens, “Electrophoretic analysis and purification of fluorescent single-walled carbon nanotube fragments,” Journal of the American Chemical Society, vol. 126, pp. 12736–12737, 10 2004.
8. Y. Dong, H. Pang, H. B. Yang, C. Guo, J. Shao, Y. Chi, C. M. Li, and T. Yu, “Carbon-based dots co-doped with nitrogen and sulfur for high quantum yield and excitation-independent emission,” Angewandte Chemie - International Edition, vol. 52, pp. 7800–7804, 7 2013.
9. J. Yu, C. Liu, K. Yuan, Z. Lu, Y. Cheng, L. Li, X. Zhang, P. Jin, F. Meng, and H. Liu, “Luminescence mechanism of carbon dots by tailoring functional groups for sensing fe3+ ions,” Nanomaterials, vol. 8, 4 2018.
10. Y. Song, S. Zhu, S. Zhang, Y. Fu, L. Wang, X. Zhao, and B. Yang, “Investigation from chemical structure to photoluminescent mechanism: A type of carbon dots from the pyrolysis of citric acid and an amine,” Journal of Materials Chemistry C, vol. 3, pp. 5976–5984, 6 2015.
11. S. Kentish and M. Ashokkumar, The Physical and Chemical Effects of Ultrasound, pp. 1–12. New York, NY: Springer New York, 2011.
12. M. Tanaka and M. Sato, “Microwave heating of water, ice and saline solution: Molecular dynamics study,” The Journal of chemical physics, vol. 126, p. 034509, 02 2007.

MODELO SIMPLE DE VIOLENCIA ECONÓMICA-PSICOLÓGICA HACIA EL GUARDA-CUSTODIO E HIJO(A) Y EL IMPACTO DE LAS LEYES SABINA Y VICARIA EN MÉXICO

Montserrat Itzel Luevano Campos1, Diego Derek Rodríguez Gutiérrez1, Escarly Yarelli Villegas Rueda2, Rafael Zamorano Ulloa3 y Verónica Lucero Villegas Rueda1

1UPIITA. Av. Instituto Politécnico Nacional 2580, La Laguna Ticomán, Gustavo A. Madero, 07340 Ciudad de México, CDMX, México, 2Centro Universitario México. Atlautla, Estado de México, México, 3ESFM. Av. Instituto Politécnico Nacional S/N, Edificio 9 UPALM,
Zacatenco.drodriguezg1900@alumno.ipn.mx
veyarle@gmail.com

RESUMEN

En México durante 2023 y 2024 se han aprobado leyes de protección a las infancias y adolescencias con el propósito de disminuir los abusos y violencia de todo tipo, sin embargo, una de ellas ha sido controversial y ha tenido gran difusión e impacto en la sociedad y es referida a los deudores alimenticios. La ley Sabina y ley Vicaria fueron aprobadas como estrategia nacional para la protección de alrededor 4 millones de menores de edad y los padres que estén a cargo de la guarda-custodia de ellos, implementando estrategias como el registro nacional de deudores alimenticios. Lo anterior, tiene impacto en la vida cotidiana de las personas involucradas y en este trabajo planteamos un modelo matemático simple usando un sistema de ecuaciones diferenciales para cuantificar de algún modo la violencia ejercida sobre el padre o madre con la guarda-custodia (G) y el hijo o hija (H), sin irse a los extremos, sólo consideramos en particular la violencia económica y psicológica; se supone que ambas violencias son variables dependientes del tiempo y usamos coeficientes propuestos que simulan-cuantifican las tazas de ocurrencia sobre G y sobre H, el modelo incluye los factores de impacto de la ley Sabina y la ley Vicaria, recientemente aprobadas en el senado de la república, proponiendo coeficientes de eficiencia de aplicación de las leyes para amortiguar las violencias económica y psicológica ejercidas sobre G y H en cierto intervalo de tiempo.

Palabras clave: Modelo matemático, matemáticas sociales, violencia económica, ley Sabina, ley Vicaria.

INTRODUCCIÓN

En los últimos años en México se han aprobado reformas legislativas orientadas a fortalecer la protección de las infancias y adolescencias en contextos de vulnerabilidad familiar. Nuevas leyes como la Ley Sabina y la Ley Vicaria — fueron aprobadas a nivel nacional en 2023 y 2024, respectivamente— para generar un cambio significativo en el marco jurídico la ley Sabina regula las obligaciones alimentarias y la ley Vicaria la violencia familiar de carácter indirecto. La primera busca combatir el incumplimiento de pensiones alimenticias mediante mecanismos como el Registro Nacional de Deudores Alimentarios, mientras que la segunda reconoce y sanciona la violencia vicaria, entendida como aquella que se ejerce sobre los hijos con el fin de dañar a la madre, padre o persona que ostenta la guarda y custodia.

Estas leyes impactan en los derechos fundamentales de aproximadamente 4.5 millones de niños de padres separados, que ya han pasado por un proceso de pensión alimenticia en juzgados civiles y ya con sentencias de pensión alimenticia para cubrir las necesidades básicas por parte de ambos padres, donde generalmente a uno de los padres se le dicta el pago de una pensión alimenticia mensual calculada para cada situación y contexto de los hijos, sin embargo, el padre que debe cubrir la pensión alimenticia no cumple con la sentencia del juez y no cubre las necesidades básicas del menor a pesar de que dicho padre o madre tenga solvencia económica. En el contexto anterior la implementación de las leyes Sabina y Vicaria apenas se comienzan a implementar y muestran retos asociados en su ejecución. La eficacia de la aplicación de estas leyes es de sumo interés debido a

que impacta profundamente en el desarrollo integral de las infancias durante la infancia y la adolescencia. Ambas leyes entran para disminuir y sancionar eficientemente la violencia ejercida al hijo y a su guardia-custodio que generalmente es la madre, que, si bien ya existen leyes para sancionar la violencia, estas se especializan en contrarrestar el abandono parental y maltrato físico-psicológico que estadísticamente ejerce quien abandona a su hijo. Un interés particular está en lograr cuantificar el efecto que estas reformas tienen sobre la violencia económica y psicológica sufrida por el guarda-custodio (G) y por los hijos o hijas (H) bajo su cuidado. En la figura 1 se muestran una madre con su hija, lo que es el registro nacional de obligaciones alimentarias y mujeres que impulsan la aplicación de las leyes.



Figura 1. Mujeres que apoyan la aplicación de las leyes y el registro nacional de obligaciones alimentarias.

En este trabajo proponemos un modelo matemático simple basado en un sistema de ecuaciones diferenciales con el objetivo de describir y analizar la evolución de la violencia económica y psicológica que sufre G y H a lo largo del tiempo. Estas formas de violencia se modelan como variables dinámicas cuya tasa de cambio depende de factores estructurales, sociales y jurídicos, incluyendo los efectos de la implementación de la Ley Sabina y la Ley Vicaria. Se introducen parámetros que representan tasas hipotéticas de ocurrencia de violencia, así como coeficientes de eficiencia legislativa que simulan distintos escenarios de aplicación normativa, permitiendo evaluar la capacidad de dichas leyes para amortiguar el impacto negativo en los individuos afectados. La figura 2 muestra un violentómetro vicario y un mapa de avances de la aprobación de la ley vicaria en México.



Figura 2. Violentómetro vicario y un mapa de avances de la aprobación de la ley vicaria en México.

El presente trabajo no pretende agotar la complejidad del fenómeno ni establecer causalidades absolutas, sino ofrecer un marco matemático que contribuya a la discusión interdisciplinaria sobre la efectividad de las políticas públicas recientes, así como a la generación de nuevas hipótesis

empíricas que puedan ser exploradas en investigaciones futuras. De este modo, se busca abrir un espacio para el diálogo entre las ciencias sociales y las matemáticas aplicadas, en la construcción de modelos más robustos y representativos de la realidad social contemporánea.

MODELO MATEMÁTICO SIMPLE Y CALCULOS NUMÉRICOS

Se proponen un sistema de ecuaciones diferenciales para cuantificar de algún modo la violencia ejercida sobre el padre o madre con la guarda-custodia (G) y el hijo o hija (H), sin irse a los extremos, sólo consideramos en particular la violencia económica y psicológica; se supone que ambas violencias son variables dependientes del tiempo y usamos coeficientes propuestos que simulan-cuantifican las tazas de ocurrencia sobre G y sobre H, el modelo incluye los factores de impacto de la ley Sabina y la ley Vicaria, recientemente aprobadas en el senado de la república.

Las variables principales son G: guarda-custodia (en 80% de casos es la madre o abuelas), H: el hijo o hija. Tomamos las definiciones siguientes NG: será el que no tiene la guardia y custodia del Hijo; dG/dt: razón de cambio de la violencia ejercida a G y dH/dt: razón de cambio de la violencia ejercida a H. Algunos factores a considerar son α: factor de violencia económica NG-H (no pagar pensión alimenticia, deudor alimenticio); β: violencia ejercida cuando están juntos G-H; $\boldsymbol{\gamma}$: violencia ejercida por NG sobre G cuando están juntos únicamente NG-G; δ: violencia familia de NG-G; κ: violencia familia de NG-H; ε: factor de acción de justicia contra la violencia económica NG-H (Ley Sabina); λ: factor de acción de justicia contra la violencia NG-G (Ley Vicaria); ω: factor de acción de justicia contra la violencia familia de NG-H & NG-G (Ley Vicaria).

El modelo considera que $(\boldsymbol{\alpha}+\boldsymbol{\delta})$ aumentan la violencia sobre G y que $(-\boldsymbol{\lambda}-\boldsymbol{\omega})$ disminuyen la violencia sobre G, $\boldsymbol{\beta}$ aumenta la violencia al ser ejercida cuando G y H están juntos, así como $(\boldsymbol{\alpha}+\boldsymbol{\kappa})$ aumentan la violencia sobre H y $(-\boldsymbol{\varepsilon}-\boldsymbol{\omega})$ mitigan la violencia sobre H y estas entran aumentando y disminuyendo correspondientemente el cambio en la violencia que sufre G y H. Nuestro modelo simple queda como en el sistema de ecuaciones (1).

$$\begin{aligned}\frac{\boldsymbol{dG}}{\boldsymbol{dt}} &= (\boldsymbol{\alpha}+\boldsymbol{\delta}-\boldsymbol{\lambda}-\boldsymbol{\omega})\boldsymbol{G}+\boldsymbol{\beta}\,\boldsymbol{GH}\\ \frac{\boldsymbol{dH}}{\boldsymbol{dt}} &= (\boldsymbol{\alpha}+\boldsymbol{\kappa}-\boldsymbol{\varepsilon}-\boldsymbol{\omega})\boldsymbol{H}+(\boldsymbol{\gamma}-\boldsymbol{\lambda}-\boldsymbol{\omega})\boldsymbol{G}+\boldsymbol{\beta}\boldsymbol{GH}\end{aligned} \qquad (1)$$

Para los cálculos numéricos seleccionamos factores supuestos por nosotros para llevar a cabo el primer análisis del modelo con $\boldsymbol{\alpha}=\mathbf{0.002},\boldsymbol{\beta}=\mathbf{0.001},\boldsymbol{\delta}=\mathbf{0.007},\boldsymbol{\gamma}=\mathbf{0.01},\boldsymbol{\kappa}=\mathbf{0.02},\boldsymbol{\varepsilon}=\mathbf{0.03},\boldsymbol{\lambda}=\mathbf{0.25}\ \boldsymbol{y}\ \boldsymbol{\omega}=\mathbf{0.011}$, propusimos unidades de tiempo en días, el software que usamos para los cálculos numéricos fue Wolfram Mathematica 12 y resolvimos con los comandos NDSolve, hicimos uso del comando Plot para generar las soluciones numéricas correspondientes, los resultados se muestran en las figuras 3.

```
"ECUACIONES DIFERENCIALES DEL MODELO MATEMÁTICO DE LA VIOLENCIA ECONÓMICA
   HACIA TUTOR E HIJO Y EL IMPACTO QUE TIENEN LAS LEYES SABINA Y VICARIA";

α = 0.002;
β = 0.001;
δ = 0.007;
γ = 0.01;
κ = 0.02;
ε = 0.03;
λ = 0.25;
ω = 0.011;

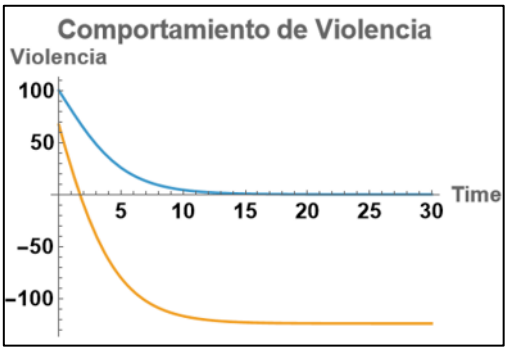
T = 30;

"dG/dt=(α+δ-λ-ω)G+β GH, dH/dt=(α+κ-ε-ω)H+(γ-λ-ω)G+βGH"

sol0 = NDSolve[{G'[t] == (α + δ - λ - ω) * G[t] + β * G[t] * H[t],
    H'[t] == (α + δ - λ - ω) * G[t] + (γ - λ - ω) G[t] + β * G[t] * H[t], G[0] == 100, H[0] == 67},
   {G, H}, {t, 0, T}, MaxSteps → Infinity];


Needs["PlotLegends`"]

Plot[Evaluate[{G[t], H[t]} /. sol0], {t, 0, T1}, PlotStyle → Thick,
 LabelStyle → {Bold, 16}, PlotLabel → "Comportamiento de Violencia",
 AxesStyle → {{Bold, 16}, {Bold, 16}}, AxesLabel → {"Time", "Violencia"},
 AspectRatio → 2 / 3]
```




```
"ECUACIONES DIFERENCIALES DEL MODELO MATEMÁTICO DE LA VIOLENCIA ECONÓMICA
   HACIA TUTOR E HIJO Y EL IMPACTO QUE TIENEN LAS LEYES SABINA Y VICARIA";

α = 0.002;
β = 0.004;
δ = 0.007;
γ = 0.001;
κ = 0.02;
ε = 0.3;
λ = 0.25;
ω = 0.011;

T = 30;

"dG/dt=(α+δ-λ-ω)G+β GH, dH/dt=(α+κ-ε-ω)H+(γ-λ-ω)G+βGH"

sol0 = NDSolve[{G'[t] == (α + δ - λ - ω) * G[t] / 4 + β * G[t] * H[t] / 2,
    H'[t] == (α + κ - ε) * G[t] / 3 + (γ - λ - ω) * G[t] / 3 + β * G[t] * H[t] / 2,
    G[0] == 100, H[0] == 67}, {G, H}, {t, 0, T}, MaxSteps → Infinity];


Needs["PlotLegends`"]

Plot[Evaluate[{G[t], H[t]} /. sol0], {t, 0, T1}, PlotStyle → Thick,
 LabelStyle → {Bold, 16}, PlotLabel → "Comportamiento de Violencia",
 AxesStyle → {{Bold, 16}, {Bold, 16}}, AxesLabel → {"Tiempo", "Violencia"},
 AspectRatio → 2 / 3, PlotLegends → Placed[{"G", "H"}, {Right, Above}]]
```




```
α = 0.002;
β = 0.007;
δ = 0.007;
γ = 0.001;
κ = 0.02;
ε = 0.3;
λ = 0.25;
ω = 0.011;

T = 30;

"dG/dt=(α+δ-λ-ω)G+β GH, dH/dt=(α+κ-ε-ω)H+(γ-λ-ω)G+βGH"

sol0 = NDSolve[{G'[t] == (α + δ - λ - ω) * G[t] / 4 + β * G[t] * H[t] / 2,
    H'[t] == (α + κ - ε) * G[t] / 3 + (γ - λ - ω) * G[t] / 3 + β * G[t] * H[t] / 2,
    G[0] == 100, H[0] == 67}, {G, H}, {t, 0, T}, MaxSteps → Infinity];


Needs["PlotLegends`"]

Plot[Evaluate[{G[t], H[t]} /. sol0], {t, 0, T1}, PlotStyle → Thick,
 LabelStyle → {Bold, 16}, PlotLabel → "Comportamiento de Violencia",
 AxesStyle → {{Bold, 16}, {Bold, 16}}, AxesLabel → {"Tiempo", "Violencia"},
 AspectRatio → 2 / 3, PlotLegends → Placed[{"G", "H"}, {Right, Above}]]
```



Figura 3. Resultados proponiendo valores numéricos.

CONCLUSIONES

El modelo matemático propuesto en este estudio representa un primer acercamiento formal al análisis dinámico de la violencia económica y psicológica ejercida sobre el guarda-custodio (G) y el hijo o hija (H), en el contexto de la implementación de la Ley Sabina y la Ley Vicaria en México. Al emplear un sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias, se logró describir de manera simplificada cómo dichas formas de violencia podrían evolucionar en el tiempo bajo la influencia de factores sociales y legislativos, permitiendo observar posibles trayectorias y puntos de inflexión según distintos niveles de eficacia en la aplicación de las leyes.

Uno de los principales aportes de este trabajo radica en haber formalizado, por primera vez desde una perspectiva cuantitativa, las interacciones entre variables psicosociales y jurídico-normativas asociadas a estas reformas. Si bien el modelo es deliberadamente simple, los resultados permiten identificar relaciones sensibles entre los coeficientes de ocurrencia de violencia y los parámetros de mitigación legislativa, subrayando la necesidad de analizar con rigor y profundidad los efectos reales de las políticas públicas en contextos de alta vulnerabilidad.

Desde un enfoque metodológico, este trabajo también evidencia el potencial de las matemáticas aplicadas —y en particular de los modelos diferenciales— como herramienta complementaria en el estudio de problemáticas sociales complejas. Aunque tradicionalmente estas áreas se han abordado desde perspectivas cualitativas o empíricas descriptivas, la formalización matemática puede ofrecer nuevas formas de pensar y visualizar fenómenos sociales, generar hipótesis verificables y estimular una aproximación interdisciplinaria en el diseño e implementación de políticas públicas.

Es importante reconocer que el modelo aquí desarrollado tiene limitaciones inherentes a su carácter exploratorio: no incorpora múltiples variables contextuales como la respuesta institucional, la judicialización de los casos, ni las diferencias de género, nivel socioeconómico o ubicación geográfica. Asimismo, la estimación de parámetros ha sido propuesta de forma teórica, por lo que futuras investigaciones deberán complementar el modelo con datos empíricos y validaciones cuantitativas mediante simulaciones o regresiones ajustadas a casos reales.

Finalmente, se destaca la necesidad de avanzar hacia modelos más sofisticados, tanto en términos estructurales (por ejemplo, modelos de sistemas no lineales, redes dinámicas o sistemas acoplados) como en su calibración con evidencia estadística. La evolución de este tipo de herramientas dentro del campo emergente de las matemáticas sociales puede contribuir no solo al entendimiento de fenómenos como la violencia intrafamiliar, sino también al diseño de intervenciones más efectivas, equitativas y adaptadas a las realidades locales.

BIBLIOGRAFÍA

1. DOF-2023, DOF 2024 Leyes Sabina y Vicaria.

ESTUDIO TEÓRICO DE LA ESTRUCTURA ELECTRÓNICA DE MOLÉCULAS ELETROACEPTORAS EN CELDAS SOLARES ORGÁNICAS BASADAS EN QUINOXALINAS (Qx-H, Qx-Br Y Qx-Cl)

Montserrat Zamora Fonseca[1], José Guadalupe Facio Muñoz[2], Jaime Gustavo Rodríguez Zavala[2]

[1]Posgrado en Ciencia y Tecnología, Centro Universitario de los Lagos, [2]Departamento de Ciencias Exactas y Tecnología, Centro Universitario de los Lagos, Universidad de Guadalajara.
montserrat.zamora9121@alumnos.udg.mx

RESUMEN

Desde el punto de vista teórico y experimental, se trabaja en el desarrollo de tecnologías para el aprovechamiento de la energía solar como la alternativa renovable más prometedora. En este contexto, los aceptores no fulerenos (NFAs, por sus siglas en inglés)[10] utilizados como aceptores de electrones en celdas solares orgánicas (OSCs, por sus siglas en inglés) han demostrado mejor estabilidad, absorción óptica más amplia y mayor eficiencia en la conversión de potencia (PCE, por sus siglas en inglés)[4-5]. Como ejemplo de tales moléculas aceptoras, se tiene a las derivadas de Quinoxalina (Qx), las cuales muestran una baja energía de reorganización y altas posibilidades de modificación estructural que contribuyen a reducir la pérdida de energía, mejorando así el rendimiento fotovoltaico[18]. De acuerdo a estudios experimentales[1], al combinarse con tiofenos halogenados, dichas moléculas exhiben un gran potencial para construir materiales aceptores de OSCs de alto rendimiento.

Con esta motivación, en este trabajo se realiza un estudio bajo el marco de la Teoría del Funcional de la Densidad (DFT, por sus siglas en inglés)[33], donde se analiza la estructura electrónica de Qxs con unidades de tiofeno halogenadas, con el objetivo de comprender y dar explicación teórica a las mejoras en PCE, de particularmente las moléculas halogenadas Qx-Br, Qx-Cl además de la estructura deshalogenada Qx-H. El nivel de teoría para el presente trabajo, después de realizar un *benchmark*, fue mediante HSE/6-311++G**, implementado en el paquete computacional Gaussian 16 y su interfaz gráfica GaussView 6.

Respecto a los resultados, se obtienen las estructuras que corresponden a los mínimos sobre la superficie de energía potencial. Los orbitales moleculares de frontera HOMO y LUMO presentan diferencias sutiles entre sistemas. En lo que concierne a el momento dipolar, tanto en fase gaseosa como en presencia de cloroformo, los valores mínimos los presentan Qx-Cl y Qx-Br respectivamente. En presencia de solvente, las Qxs muestran una mejora en su capacidad electroaceptora, esto de acuerdo a los valores obtenidos para la afinidad electrónica, poder electroaceptor y electronegatividad aceptora. Por otro lado, los valores de las energías de reorganización, concuerdan con la naturaleza electroaceptora de las moleculas en estudio.

Se concluye que las estructuras optimizadas muestran una geometría similar con disposición espacial aparentemente plana, hecho de suma importancia debido a que dicha planaridad sugiere deslocalización electrónica y por ende, movilidad efectiva de párticulas. Los indices de reactividad de las moleculas halogenadas son bastantes similares, lo cual tiene concordancia con lo reportado experimentalmente[6] respecto a las energías de los orbitales moleculares.

INTRODUCCIÓN

El agotamiento de los combustibles fósiles y la necesidad de garantizar el acceso sostenible a la energía, han impulsado la búsqueda de fuentes renovables, entre las cuales la energía solar se destaca por su disponibilidad y viabilidad tecnológica[1-3]. En este contexto, uno de los enfoques más prometedores es el desarrollo de tecnologías fotovoltaicas, especialmente las OSCs, que ofrecen ventajas notables como flexibilidad, bajo costo de fabricación y ligereza[4,5].

Durante las últimas décadas, la PCE de las OSCs ha aumentado significativamente, superando el 19%[6-9], gracias al diseño de nuevos materiales fotoactivos. Entre estos, los aceptores NFAs, particularmente los de la serie Y como el Y6[10], han jugado un papel fundamental debido a su capacidad para optimizar la absorción de luz y el transporte de carga. Estos aceptores se basan en estructuras fusionadas con núcleos deficientes en electrones, como el benzotiadiazol (BT), que permiten afinar sus propiedades electrónicas. Entre las modificaciones a esas moléculas aceptoras, se tiene la sustitución con halógenos[11–14], para tener más sitios químicamente reactivos debido a que este tipo de átomos son altamente electronegativos, lo que significa que atraen densidad electrónica hacia sí mismos generando un efecto inducido, es decir, deslocalizan la densidad electrónica en la molécula[15].

Por otra parte, investigaciones recientes han explorado la sustitución del núcleo central tradicional por nuevas unidades, como la Qx[16], con el objetivo de mejorar las propiedades fotovoltaicas. Los aceptores de la serie Qx, como Qx-1 y Qx-2[18], han demostrado menores pérdidas de energía en comparación con Y6[14-17], lo que se traduce en una conversión más eficiente del excitón y una menor recombinación no radiativa. Asimismo, estudios han incorporado unidades de tiofeno, bromadas o cloradas, a las estructuras Qx[14], aprovechando la polarizabilidad del azufre y la reactividad del anillo de tiofeno. Esta estrategia ha dado lugar a nuevos aceptores como Qx-H, Qx-Br y Qx-Cl, los cuales presentan mejor absorción, niveles LUMO más altos, mayor interacción π–π y mayor cristalinidad.
Dado el impacto de estas modificaciones estructurales en el desempeño fotovoltaico, surge la necesidad de comprender, desde una perspectiva teórica, las propiedades electrónicas subyacentes que explican dichos resultados experimentales. Por ello, este trabajo se orienta al estudio computacional de estas moléculas aceptoras, con el fin de analizar su estructura electrónica y establecer una relación con parámetros fotovoltaicos, además de contribuir al diseño de nuevos materiales para OSCs de alto rendimiento.

METODOLOGÍA

En el estudio realizado por Romo-Gutiérrez y colaboradores[3], se analizó la estructura electrónica de aceptores de la serie Y6, encontrando que el funcional híbrido de intercambio y correlación HSE[19] proporciona una descripción más precisa de las energías de los orbitales moleculares de frontera en comparación con los valores experimentales. A partir de estos resultados, se decidió emplear dicho funcional en el presente estudio para el análisis de las moléculas aceptoras.

Para evaluar su desempeño, el funcional HSE fue probado en combinación con seis conjuntos de bases distintos: 6-31G, 6-31G(d,p)[20], 6-31++G(d,p), 6-311G[21], 6-311G(d,p) y 6-311++G(d,p). Se llevaron a cabo optimizaciones geométricas de todas las moléculas (aceptoras y donadora) con cada conjunto de base. Adicionalmente, se calcularon las frecuencias vibracionales para confirmar que las estructuras optimizadas correspondieran a mínimos en la superficie de energía potencial (PES, por sus siglas en inglés). Los resultados se presentan en la Tabla 1.

Conjunto base	Molécula	ΔHOMO	ΔLUMO	ΔEg
6-311++G**	Qx-Br	0.03	0.06	0.03
	Qx-Cl	0.02	0.06	0.04
	Qx-H	0.03	0.06	0.03
	PM6	0.22	0.81	0.49

Tabla 1. Diferencia de energía en electrovolts (eV) entre los datos experimentales reportados por Dingding et al.[1] y los calculados utilizando el funcional HSE y seis conjuntos de bases.

Según los resultados obtenidos, el funcional HSE con el conjunto de base 6-311++G** ofreció una descripción uniforme de la energía del LUMO (0.06 eV), uno de los parámetros clave en las moléculas aceptoras ya que debe ser adecuado para permitir la transferencia de electrones desde el donador. Asimismo, la brecha energética HOMO-LUMO (Eg) mostró una buena aproximación con

los datos experimentales reportados en la literatura[14], lo que además refuerza el nivel teórico utilizado en este trabajo.

En el caso del donador PM6, los cálculos se realizaron sobre una unidad del polímero. No obstante, se observó que los valores obtenidos para los orbitales de frontera de esta molécula, mostraron menor concordancia con los datos experimentales en comparación con los aceptores, independientemente del conjunto de base empleado. Dado que el enfoque principal del estudio se centra en los aceptores, esta discrepancia no compromete la elección del nivel de teoría. Por el contrario, la consistencia de los resultados obtenidos para las moléculas aceptoras, justifica y respalda el uso del nivel de teoría HSE/6-311++G** como una herramienta confiable para la descripción de la estructura electrónica de materiales fotovoltaicos, al ofrecer un equilibrio adecuado entre precisión y costo computacional.

Todas las optimizaciones geométricas, cálculos de frecuencias vibracionales, puntos únicos, estados excitados, así como la inclusión del efecto del solvente con el modelo de solvatación basado en densidad (SMD),[22] se realizaron empleando el paquete computacional Gaussian 16[23]. Aunque los aceptores estudiados presentan buena solubilidad en solventes orgánicos típicos como cloroformo, tolueno y clorobenceno[14], en este trabajo se consideró exclusivamente la interacción con cloroformo (CF) como medio solvente, por ser uno de los más utilizados en la fabricación de dispositivos OSCs.

RESULTADOS

Esta sección está organizada en cuatro subsecciones: sección A, donde se describen las geometrías de los mínimos encontrados sobre la superficie de energía potencial. Sección B, describe los resultados del momento dipolar. En seguida, en la sección C se discuten los resultados de descriptores de transferencia de carga y en la sección D, se muestran los valores obtenidos en lo que respecta a las energías de reorganización.

A. Geometrías de las moléculas Qx-Br, Qx-Cl, Qx-H y PM6.

Con el propósito de obtener estructuras energéticamente estables y en equilibrio con sus respectivos grados de libertad, se llevó a cabo la optimización geométrica tanto de las moléculas aceptoras como de la molécula donadora, mediante el nivel de teoría antes mencionado, para confirmar que corresponden a mínimos locales en la PES, se calcularon las frecuencias vibracionales para cada estructura. La Figura 1 presenta las estructuras optimizadas de los tres NFAs, Qx-H, Qx-Br y Qx-Cl, así como de una subunidad representativa del polímero donador PM6.

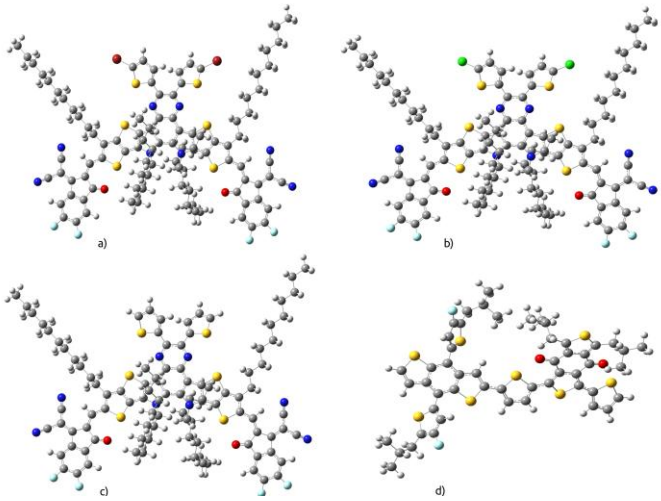


Figura 1. Estructura electrónica optimizada. a) Qx-Br b) Qx-Cl c) Qx-H d) PM6.

Se empleó una sola unidad del polímero donador para mantener coherencia con estudios previos que muestran mejor concordancia teórica-experimental[3].

Los resultados obtenidos muestran que los tres NFAs presentan geometrías similares, todas con grupo puntual de simetría C_1, lo cual indica que la incorporación de átomos halogenados en el anillo de tiofeno tiene poco impacto estructural sobre la conformación global del aceptor. En particular, las estructuras optimizadas comparten la misma orientación espacial de las cadenas laterales alquílicas, y exhiben una configuración prácticamente plana a lo largo del eje principal. Es decir, los anillos que conforman el núcleo molecular se encuentran alineados en un mismo plano, sin curvaturas ni deformaciones significativas.

Esta planaridad estructural es un aspecto clave en el desempeño de materiales aceptores, ya que favorece la deslocalización electrónica a lo largo del sistema conjugado, lo que se traduce en una mayor eficiencia en la transferencia de carga y una mejor movilidad de partículas, características fundamentales para el funcionamiento óptimo de dispositivos fotovoltaicos orgánicos[24, 25].

B. Momento dipolar.

El momento dipolar es una propiedad molecular que refleja la distribución de la densidad electrónica dentro de una molécula. Un valor bajo de este parámetro sugiere una mayor deslocalización de los electrones π, lo cual es deseable en materiales semiconductores, ya que está asociado con una mayor movilidad de portadores de carga y, por ende, con un mejor desempeño en dispositivos electrónicos y fotovoltaicos[26].

En la Tabla 2 se presentan los valores del momento dipolar calculados para el donador y los tres aceptores, tanto en fase gaseosa (GP) como en presencia de cloroformo (CF) como medio solvente. Los resultados muestran que, en fase gaseosa, el aceptor Qx-Cl exhibe el menor valor de momento dipolar, con una diferencia mínima de 0.02 Debye respecto a Qx-Br. Sin embargo, al considerar el entorno solvatado en cloroformo, el Qx-Br es el que presenta el valor más bajo, lo cual coincide con su mejor rendimiento observado experimentalmente.

Molécula	GP	CF
Qx-Br	3.77	3.15
Qx-Cl	3.75	3.32
Qx-H	5.77	5.62
PM6	1.13	1.51

Tabla 2. Momento dipolar calculado para todas las moléculas en GP y CF (Debye).

Qx-Br y Qx-Cl muestran mayor deslocalización de carga y mejor transporte de portadores. Aunque estructuralmente similar, Qx-H presenta un momento dipolar más alto debido a la ausencia de halógenos, ya que los átomos electronegativos (Br y Cl) inducen una distribución electrónica más simétrica en las moléculas halogenadas.

C. Descriptores de tranferencia de carga.

Los procesos de donación y aceptación de carga de una molécula, se describen mediante los índices de reactividad tales como el potencial de ionización (I), afinidad electrónica (A), electronegatividad donadora (χ^-), electronegatividd aceptora (χ^+), poder electrodonador (ω^-) y poder electroaceptor (ω^+), cuyos valores se presentan en la Tabla 3. Un menor valor de I, χ^- y ω^- indica mejor capacidad donadora, mientras que valores mayores para A, χ^+ y ω^+ reflejan mejor comportamiento como aceptor.

Solvente	Molécula	I	A	χ^-	χ^+	ω^-	ω^+
GP	Qx-Br	6.56	3.14	5.71	4.00	9.52	4.67
	Qx-Cl	6.56	3.14	5.71	4.00	9.52	4.66
	Qx-H	6.51	3.10	5.66	3.95	9.38	4.58
	PM6	6.39	1.76	5.23	2.92	5.91	1.84
CF	Qx-Br	5.55	3.60	5.06	4.08	13.11	8.54
	Qx-Cl	5.55	3.60	5.06	4.08	13.12	8.55
	Qx-H	5.52	3.58	5.04	4.07	13.09	8.54
	PM6	5.53	2.65	4.81	3.37	8.02	3.93

Tabla 3. Índices de reactividad I, A, $\chi-$, $\chi+$, $\omega+$ y $\omega-$ para las moléculas estudiadas en GP y CF en eV.

En fase gaseosa, los tres NFAs muestran mayor I y A que el donador, confirmando su carácter electroaceptor. Qx-Br y Qx-Cl presentan valores casi idénticos para todos los descriptores, con una mínima diferencia en ω^+ (0.01 eV), lo cual concuerda con su desempeño similar reportado experimentalmente[14]. Esta similitud se atribuye a las propiedades electrónicas comparables de los halógenos. Qx-H muestra valores cercanos a sus análogos halogenados, lo cual sugiere un efecto menor del halógeno sobre las propiedades electrónicas globales.

La inclusión del solvente cloroformo, no altera significativamente la tendencia observada en fase gaseosa, aunque se detecta una ligera mejora en el carácter aceptor de Qx-Cl de acuerdo a la diferencia de 0.01 en ω^+ en comparación con Qx-Br. En solución, se observa una disminución general de I y χ^-, posiblemente por estabilización de los iones, y un aumento de ω^-, lo que sugiere que el solvente facilita la donación electrónica. Del mismo modo, los índices A, χ^+ y ω^+ también aumentan en presencia de cloroformo, mejorando la capacidad aceptora de los NFAs.

D. Energías de reorganización.

Durante el transporte de carga en celdas solares, las moléculas donadoras y aceptoras experimentan ajustes estructurales para adaptarse a los cambios en el estado de carga[28]. Este fenómeno se cuantifica mediante las energías de reorganización λ_+ para huecos (ausencia de un electrón en la banda de valencia) y λ_- para electrones, las cuales reflejan el costo energético asociado a estos cambios[29–32]. Para un transporte eficiente, se busca que estos valores sean lo más bajos posible.

La Tabla 4 presenta los valores de λ_+ y λ_- para todas las moléculas, tanto en GP como en presencia de CF.

Solvente	Molécula	λ_+	λ_-
GP	Qx-Br	0.173	0.116
	Qx-Cl	0.190	0.109
	Qx-H	0.175	0.113
	PM6	0.232	0.275
CF	Qx-Br	0.165	0.100
	Qx-Cl	0.164	0.100
	Qx-H	0.167	0.101
	PM6	0.237	0.317

Tabla 4. Energías de reorganización de huecos y electrones para las moléculas estudiadas en fase gaseosa (GP) y cloroformo (CF) en eV.

En general, los NFAs muestran valores de λ_- significativamente menores que sus respectivos λ^+, lo que sugiere una mayor facilidad para el transporte de electrones, coherente con su función aceptora. Entre ellos, Qx-Cl destaca con la menor λ_- en fase gaseosa, indicando mejor capacidad para aceptar electrones. En solución, los tres NFAs presentan valores idénticos de λ_-, incluso ligeramente menores (≈ 0.01 eV) que en GP, lo que sugiere que el solvente favorece este proceso.

Por su parte, la molécula donadora PM6 muestra valores más altos tanto para λ_+ como para λ_- en ambos entornos, pero con λ_+consistentemente menor, lo que indica una mayor eficiencia en el transporte de huecos, es decir, en la donación electrónica. En presencia de cloroformo, se observa un pequeño incremento en λ_+ (de 0.232 a 0.237 eV) y uno más notable en λ_- (de 0.275 a 0.317 eV), reforzando la idea de que PM6 se comporta como un mejor donador que aceptor en ambos medios.

CONCLUSIONES

El análisis teórico de los aceptores Qx-Br y Qx-Cl muestra que presentan propiedades electrónicas favorables, como baja reorganización y alta planaridad beneficiando el transporte eficiente de electrones. Estos resultados explican su alto desempeño en celdas solares y validan el enfoque computacional como herramienta para diseñar materiales fotovoltaicos eficientes.

BIBLIOGRAFÍA

1. Bella, A.P., Panneerselvam, M., Vedha, S.A., Jaccob, M., Solomon, R.V., Merlin, J.P.: Dft tddft framework of diphenylamine based mixed valence compounds for optoelectronic applications – structural modification of π- acceptors. Computational Materials Science 162, 359–369 (2019). https: //doi.org/10.1016/j.commatsci.2019.02.014
2. Ans, M., Iqbal, J., Ayub, K., Ali, E., Eliasson, B.: Spirobifluorene based small molecules as an alternative to traditional fullerene acceptors for organic solar cells. Materials Science in Semiconductor Processing 94, 97–106 (2019).https://doi.org/10.1016/j.mssp.2019.01.039
3. Romo-Gutiérrez, A., Cisneros-García, Z.N., Rodríguez-Zavala, J.G.: Improvement of photovoltaic-related parameters through bromination and the role of chlorine, bromine, iodine, and dehalogenation in the flu-orinated y6 small molecule. Molecular Physics 120(23), 2135466 (2022). https://doi.org/10.1080/00268976.2022.2135466
4. Shen, Y.F., Zhang, H., Zhang, J., Tian, C., Shi, Y., Qiu, D., Zhang, Z., Lu, K., Wei, Z.: In situ absorption characterization guided slot-die-coated high-performance large-area flexible organic solar cells and modules. Advanced Materials 35(10), 2209030 (2023)
5. Ma, L., Zhang, S., Ren, J., Wang, G., Li, J., Chen, Z., Yao, H., Hou, J.: Design of a fully non-fused bulk heterojunction toward efficient and low-cost organic photovoltaics. Angewandte Chemie International Edition 62(5), 202214088 (2023)
6. Chen, H., Jeong, S.Y., Tian, J., Zhang, Y., Naphade, D.R., Alsufyani, M., Zhang, W., Griggs, S., Hu, H., Barlow, S., Woo, H.Y., Marder, S.R., Anthopoulos, T.D., McCulloch, I., Lin, Y.: A 19% efficient and stable organic photovoltaic device enabled by a guest nonfullerene acceptor, Springer Nature with fibril-like morphology. Energy Environ. Sci. 16(3), 1062–1070 (2023). https://doi.org/10.1039/D2EE03483B
7. Zhou, M., Liao, C., Duan, Y., Xu, X., Yu, L., Li, R., Peng, Q.: 19.10% efficiency and 80.5% fill factor layer-by-layer organic solar cells realized by 4-bis(2-thienyl)pyrrole-2,5-dione based polymer additives for inducing vertical segregation morphology. Advanced Materials 35(6), 2208279 (2023). https://doi.org/10.1002/adma.202208279
8. Li, D., Deng, N., Fu, Y., Guo, C., Zhou, B., Wang, L., Zhou, J., Liu, D., Li, W., Wang, K., Sun, Y., Wang, T.: Fibrillization of non-fullerene acceptors enables 19% efficiency pseudo-bulk heterojunction organic solar cells. Advanced Materials 35(6), 2208211 (2023). https://doi.org/10.1002/adma.202208211

9. Xiao, C., Wang, X., Zhong, T., Zhou, R., Zheng, X., Liu, Y., Hu, T., Luo, Y., Sun, F., Xiao, B., Liu, Z., Yang, C., Yang, R.: Hybrid cycloalkyl-alkyl chain-based symmetric/asymmetric acceptors with opti- mized crystal packing and interfacial exciton properties for efficient organic solar cells. Advanced Science 10(7), 2206580 (2023). https://doi.org/10.1002/advs.202206580
10. Yuan, J., Zhang, Y., Zhou, L., Zhang, G., Yip, H.-L., Lau, T.-K., Lu, X., Zhu, C., Peng, H., Johnson, P.A., Leclerc, M., Cao, Y., Ulanski, J., Li, Y., Zou, Y.: Single-junction organic solar cell with over 15% efficiency using fused-ring acceptor with electron-deficient core. Joule 3(4), 1140–1151 (2019). https://doi.org/10.1016/j.joule.2019.01.004
11. Xie, L., Zhang, J., Song, W., Ge, J., Li, D., Zhou, R., Zhang, J., Zhang, X., Yang, D., Tang, B., Wu, T., Ge, Z.: Rational tuning of intermolecular and intramolecular interactions enabling high-efficiency indoor organic photovoltaics. Nano Energy 99(107414)
12. Xia, Z., Zhang, J., Gao, X., Song, W., Ge, J., Xie, L., Zhang, X., Liu, Z., Ge, Z.: Fine-tuning the dipole moment of asymmetric non-fullerene acceptors enabling efficient and stable organic solar cells. ACS Applied Materials & Interfaces 13(20), 23983–23992 (2021). https://doi.org/10.1021/acsami.1c02652
13. Zhang, S., Ma, X., Niu, L., Jeong, S., Woo, H., Zhou, Z., Zhang, F.: 18.66% efficiency of polymer solar cells employing two nonfullerene acceptors with fluorine or chlorine substitution. Solar RRL 7(1), 2200957 (2022). https://doi.org/10.1002/solr.202200957
14. Dingding, Q., Jianqi Zhang, L. Kun, Zhixiang, W.: Halogenated thiophene substitutions on quinoxaline unit to achieve morphology optimization in efficient organic solar cells. Nano Research 16(9), 11630–11637 (2023). Springer Nature. https://doi.org/10.1007/s12274-023-5723-x
15. Chen, H., Liang, H., Guo, Z., Zhu, Y., Zhang, Z., Li, Z., Cao, X., Wang, H., Feng, W., Zou, Y., Meng, L., Xu, X., Kan, B., Li, C., Yao, Z., Wan, X., Ma, Z., Chen, Y.: Central unit fluorination of non-fullerene acceptors enables highly efficient organic solar cells with over 18% efficiency. Angewandte Chemie International Edition 61(41), 202209580 (2022). https://doi.org/10.1002/anie.202209580
16. Liu, W., Zhang, J., Xu, S., Zhu, X.: Efficient organic solar cells achieved at a low energy loss. Science Bulletin 64(16), 1144–1147 (2019). https: //doi.org/10.1016/j.scib.2019.07.005
17. Zhou, Z., Liu, W., Zhou, G., Zhang, M., Qian, D., Zhang, J., Chen, S., Xu, S., Yang, C., Gao, F., Zhu, H., Liu, F., Zhu, X.: Subtle molecular tailoring induces significant morphology optimization enabling over 16% efficiency organic solar cells with efficient charge generation. Advanced Materials 32(4), 1906324 (2020). https://doi.org/10.1002/adma.201906324
18. Shi, Y., Chang, Y., Lu, K., Chen, Z., Zhang, J., Yan, Y., Qiu, D., Liu, Y., Adil, M.A., Ma, W., Hao, X., Zhu, L., Wei, Z.: Small reorganization energy acceptors enable low energy losses in non-fullerene organic solar cells. Nature Communications 13(1), 3256 (3256). https://doi.org/10.1038/s41467-022-30927-y
19. Heyd, J., Scuseria, G.E., Ernzerhof, M.: Hybrid functionals based on a screened coulomb potential. The Journal of Chemical Physics 118(18), 8207–8215 (2003). https://doi.org/10.1063/1.1564060
20. Ditchfield, R., Hehre, W.J., Pople, J.A.: Self-consistent molecular-orbital methods. ix. an extended gaussian-type basis for molecular-orbital studies of organic molecules. The Journal of Chemical Physics 54(2), 724–728 (1971). https://doi.org/10.1063/1.1674902
21. Krishnan, R., Binkley, J.S., Seeger, R., Pople, J.A.: Self-consistent molecular orbital methods. xx. a basis set for correlated wave functions. Journal of Chemical Physics 72(1), 650–654 (1980). https://doi.org/10.1063/1.438955
22. Marenich, A.V., Cramer, C.J., Truhlar, D.G.: Universal solvation model based on solute electron density and on a continuum model of the solvent defined by the bulk dielectric constant and atomic surface tensions. The Journal of Physical Chemistry B 113(18), 6378–6396 (2009). https://doi.org/10.1021/jp810292n
23. Frisch, M.J., Trucks, G.W., Schlegel, H.B., Scuseria, G.E., Robb, M.A.,Springer Nature Cheeseman, J.R., Scalmani, G., Barone, V., Petersson, G.A., Nakatsuji, H., Li, X., Caricato, M., Marenich, A.V., Bloino, J., Janesko, B.G., Gomperts, R., Mennucci, B., Hratchian, H.P., Ortiz, J.V., Izmaylov, A.F., Sonnenberg, J.L., Williams-Young, D., Ding, F., Lipparini, F., Egidi,

F., Goings, J., Peng, B., Petrone, A., Henderson, T., Ranasinghe, D., Zakrzewski, V.G., Gao, J., Rega, N., Zheng, G., Liang, W., Hada, M., Ehara, M., Toyota, K., Fukuda, R., Hasegawa, J., Ishida, M., Nakajima, T., Honda, Y., Kitao, O., Nakai, H., Vreven, T., Throssell, K., Montgomery Jr., J.A., Peralta, J.E., Ogliaro, F., Bearpark, M.J., Heyd, J.J., Brothers, E.N., Kudin, K.N., Staroverov, V.N., Keith, T.A., Kobayashi, R., Normand, J., Raghavachari, K., Rendell, A.P., Burant, S.S. J.C.and Iyengar, Tomasi, J., Cossi, M., Millam, J.M., Klene, M., Adamo, C., Cammi, R., Ochterski, J.W., Martin, R.L., Morokuma, K., Farkas, O., Foresman, J.B., Fox, D.J.: Gaussian 16, Revision B.01, Wallingford, CT (2016)

24. Liu, D., Kan, B., Ke, X., Zheng, N., Xie, Z., Lu, D., Liu, Y.: Extended conjugation length of nonfullerene acceptors with improved planarity via noncovalent interactions for high-performance organic solar cells. Advanced Energy Materials 8(26), 1801618 (2018). https://doi.org/10.1002/aenm.201801618
25. Dong, X., Yang, K., Tang, H., Hu, D., Chen, S., Zhang, J., Kan, Z., Duan, T., Hu, C., Dai, X., Xiao, Z., Sun, K., Lu, S.: Improving molec- ular planarity by changing alky chain position enables 12.3% efficiency all-small-molecule organic solar cells with enhanced carrier lifetime and reduced recombination. Solar RRL 4(1), 1900326 (2020). https://doi.org/10.1002/solr.201900326
26. Borsenberger, P.M., Fitzgerald, J.J.: Effects of the dipole moment on charge transport in disordered molecular solids. The Journal of Physical Chemistry 97(18), 4815–4819 (1993). https://doi.org/10.1021/j100120a038
27. Szabo, A., Ostlund, N.S.: Modern Quantum Chemistry: Introduction to Advanced Electronic Structure Theory, Revised edn. Dover Publications, Mineola, New York (1996). https://books.google.com.mx/books?id=6mV9gYzEkgIC
28. Marcus, R.A.: On the theory of oxidation-reduction reactions involving electron transfer. i. The Journal of Chemical Physics 24(5), 966–978 (1956). https://doi.org/10.1063/1.1742723
29. Rostami, Z., Saedi, L., Beheshti, K., Vahabi, V., Ostadhosseini, N.: Design of a novel series of small molecule donors for application in organic solar cells. Solar Energy 186, 72–83 (2019). https://doi.org/10.1016/j.solener.
30. Luo, D., Jin, R.: Theoretical characterisation and design of d–π–a star- shaped molecules with triphenylamine as core and diketopyrrolopyrroles as arms for organic solar cells. Molecular Physics 117(14), 1825–1832 (2019). https://doi.org/10.1080/00268976.2018.1549337
31. Imahori, H., Tkachenko, N.V., Vehmanen, V., Tamaki, K., Lemmetyinen, H., Sakata, Y., Fukuzumi, S.: An extremely small reorganization energy of electron transfer in porphyrin-fullerene dyad. The Journal of Physical Chemistry A 105(10), 1750–1756 (2001). https://doi.org/10.1021/jp003207n.
32. Chen, H.-Y., Chao, I.: Effect of perfluorination on the charge-transport properties of organic semiconductors: density functional theory study of perfluorinated pentacene and sexithiophene. Chemical Physics Letters 401(4), 539–545 (2005). https://doi.org/10.1016/j.cplett.2004.11.125
33. Walter Kohn and Lu Jeu Sham. Self-consistent equations including exchange and correlation effects. Physical review, 140(4A):A1133, 1965.

ESTUDIO Y CARACTERIZACIÓN DE MATERIALES NANOESTRUCTURADOS (MAGNETITA) PARA APLICACIONES BIOMÉDICAS

David Ravelo Acuña[1], Juana Angelica Ortega Cardenas[1], Mitzi Alejandra Cuin Neri[2], Sofía Quirós González[2] y Jaime Santoyo Salazar[1]

[1]Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del Instituto Politécnico Nacional, [2]Instituto Politécnico Nacional - Unidad Profesional Interdisciplinaria en Energía y Movilidad.
draveloa@ipn.mx

RESUMEN

El comportamiento magnético de los materiales está relacionado con diversas características propias del material, tales como; la estructura cristalina, composición química, morfología, tamaño de partícula, entre otros. La morfología y el tamaño de partícula son dos de las características que deben ser considerados para determinar el comportamiento magnético del material. El comportamiento magnético de los materiales masivos se divide en: diamagnético, paramagnético, ferromagnético y ferrimagnético. Los materiales magnéticos tienen una estructura (magnética) bien definida; esta estructura es considerada estructura multidominio, en donde el momento magnético de pequeñas regiones tiene una dirección preferencial, cuando el tamaño de partícula disminuye hasta llegar a un tamaño crítico (30 nm en la magnetita) la estructura multidominio cambia a una estructura monodominio, por debajo del tamaño crítico el comportamiento que exhibe el material es superparamagnético. Este comportamiento permite que las nanopartículas puedan ser direccionables, esta propiedad es una de las más interesantes en la aplicación de hipertermia magnética, y remediación ambiental. Los materiales magnéticos pueden ser sintetizados utilizando diversas técnicas tales como; físicas, químicas y biológicas. El presente trabajo muestra la obtención de nanopartículas de magnetita por los métodos químicos de coprecipitación y descomposición térmica, asimismo, se presentan los resultados de la caracterización de la estructura cristalina, morfología, tamaño de partícula y propiedades magnéticas. Las muestras fueron caracterizadas por difracción de rayos X (DRX), espectroscopía infrarroja (IR), microscopía electrónica de transmisión (TEM) además de caracterizar el comportamiento magnético. Los resultados muestran una diferencia en cuanto al tamaño y morfología de las partículas, la estructura cristalina no se ve afectada, ambas muestras presentan un patrón de difracción correspondiente a una estructura cristalina espinel inversa, el comportamiento magnético se caracterizó con base en la curva de magnetización, mostrando una curva de histéresis cerrada, propia de un comportamiento superparamagnético. Finalmente se concluye que ambos métodos son óptimos para la obtención de magnetita, esto se ve reflejado en los resultados de DRX e IR, sin embargo, la morfología y el tamaño varía en cuanto el tipo de síntesis, por lo que depende de la aplicación, el método puede ser seleccionado. En aplicaciones como la hipertermia magnética el método de descomposición térmica muestra un tamaño y morfología más uniforme con respecto al método de coprecipitación, lo que favorecería direccionar las nanopartículas y, así, generar de manera controlada la energía térmica necesaria.

ABSTRACT

The magnetic behavior of materials is related to various characteristics such as the crystalline structure, chemical composition, morphology, particle size, etc. Morphology and particle size are two of the characteristics that must be considered to determine the magnetic behavior of the material. Magnetic behavior of massive materials can be classified as diamagnetic, paramagnetic ferromagnetic and ferrimagnetic. Magnetic materials have a multidomain magnetic structure, where the magnetic moment of small regions has a preferential direction, when particle size decreases until a critical size (30 nm in magnetite), the multidomain structure changes to a single-domain structure; under this critic size, superparamagnetic behavior is presented, which allows the nanoparticles may

be addressable, this property is one of the most interesting in magnetic hyperthermia, and environmental remediation. Magnetic materials can be synthetized using physical, chemical and biological methods. In this work, the result of synthesis of magnetite by coprecipitation and thermal decomposition methods are presented. Also, crystal structure, morphology, particular size and magnetic properties were characterized. The samples were characterized by X-Ray diffraction (XDR), Infrared spectroscopy (IR), transmission electron microscopy (TEM) and magnetic behavior were analyzed using magnetization curves (magnetic field versus saturation magnetization). The results suggest a difference about the particles size and their morphology; crystal structure is not affected. It is because of diffraction peaks corresponding to inverse spinel crystal structure, magnetic behavior was characterized based on magnetization curve, showing a close hysteresis loop, which corresponds to superparamagnetic behavior. Finally, both methods are suitable to obtain magnetite, it is because of results by XRD and IR. Although, differences in morphology and particle size depend on synthesis method. In applications such as magnetic hyperthermia, the thermal decomposition method shows a size and morphology more uniform with respect to the coprecipitation method, which can promote a better control of thermal energy generated.

INTRODUCCIÓN

En las últimas décadas, la nanociencia y nanotecnología han obtenido un creciente interés debido a sus múltiples aplicaciones en campos como la medicina, electrónica, mecánica, etc. Particularmente, los nanomateriales magnéticos han mostrado un gran potencial para su implementación en el ámbito biomédico, ya sea como agentes de contraste en imagenología médica, fármacos o en tratamientos como la hipertermia magnética (Lanza et al., 2004; Guibert et al., 2015).

Las nanopartículas magnéticas (NPMs), por su tamaño inferior a los 30 nm y su comportamiento superparamagnético (donde la energía térmica es similar a la energía magnética), permiten una interacción efectiva con estructuras celulares y subcelulares, lo que las convierte en herramientas ideales para terapias localizadas. La magnetita (Fe_3O_4), en particular, destaca por su alta biocompatibilidad y propiedades magnéticas adecuadas, lo que ha impulsado su estudio mediante distintas técnicas de síntesis, como la coprecipitación; que es el método más sencillo y eficiente con morfología controlada a pesar de que genera una alta aglomeración de las nanopartículas magnéticas (NPMs), o la descomposición térmica con el que se obtienen nanopartículas más dispersas (Ali et al., 2016).

Uno de los desafíos clave en el desarrollo de NPMs para aplicaciones clínicas es evitar su aglomeración y controlar su dispersión. Para ello, el recubrimiento de estas partículas, especialmente con dióxido de silicio (SiO_2), ha demostrado mejorar su estabilidad, funcionalización y compatibilidad biológica (Revia & Zhang, 2016; Pasandideh et al., 2016). Estas estructuras recubiertas, conocidas como sistemas core-shell, permiten integrar funcionalidades como la capacidad de respuesta a estímulos externos como campos magnéticos o radiación infrarroja (Espinosa et al., 2016).

Por lo tanto, el estudio, síntesis y caracterización de nanopartículas magnéticas con recubrimiento adecuado continúa siendo un área crítica en la investigación aplicada a la biomedicina moderna, con implicaciones directas en el diagnóstico y tratamiento de enfermedades complejas como el cáncer.

TEORÍA

MAGNETISMO A ESCALA NANOMÉTRICA

El origen magnético de los materiales se basa en el movimiento de los electrones que orbitan alrededor del núcleo y sus interacciones (ec. 1.1). Un sistema de partículas cargadas (electrones girando alrededor del núcleo) genera un momento magnético, el cual es proporcional a su momento angular denotado por:

$$\vec{L} = \mathrm{m}\,\vec{v} \times \vec{r} \tag{1.1}$$

donde m: masa de la partícula ($[\mathrm{m}]$=g), v: velocidad ($[\vec{v}]$=m/s) y $\vec{r}$: radio de la órbita del electrón ($[\vec{r}]$=m).

Dos tipos de momentos magnéticos se generan debido al movimiento de los electrones;

i. Momento magnético orbital ($\vec{\mu}_{orb}$), generado por el movimiento del electrón alrededor del núcleo.
ii. Momento magnético de spin ($\vec{\mu}_S$), propiedad intrínseca del electrón, inducido por el movimiento sobre su propio eje.

La combinación de $\vec{\mu}_{orb}$ y $\vec{\mu}_S$ genera el llamado momento magnético atómico o momento magnético total $\vec{\mu}_{Total}$.

$$\vec{\mu}_{Total} = \vec{\mu}_{orb} + \vec{\mu}_S = -\frac{e}{2\mathrm{m}_e}\vec{L} - \frac{e}{\mathrm{m}_e}\vec{S} \tag{1.2}$$

Las propiedades magnéticas de un material o substancia son caracterizadas por la susceptibilidad magnética χ.

i. En el vacío $\chi = 0$.
ii. Diamagnético $\chi < 0$.
iii. Paramagnético y antiferromagnético $\chi > 0$.
iv. Ferromagnético y ferrimagnético $\chi \gg 1$.

La susceptibilidad magnética es la propiedad que tienen los materiales o substancias de ser magnetizados en función de un campo magnético externo H.

$$\mathrm{M} = \chi \cdot \mathrm{H} \tag{1.3}$$

la magnetización M representa el momento magnético por unidad de volumen. Los electrones en los orbitales atómicos que se encuentran pareados cancelan el momento magnético de spin y consecuentemente el momento magnético total. Por otra parte, electrones desapareados responderán a un campo magnético externo aplicado.

El comportamiento diamagnético se caracteriza por no tener electrones desapareados en su estructura electrónica por tanto el momento magnético es cero. Por otro lado, los materiales paramagnéticos se caracterizan por tener electrones desapareados los cuales tienden a moverse en dirección del campo magnético aplicado. En el caso del ferromagnetismo, estos materiales tienen la característica de tener regiones o dominios con un momento magnético, estos materiales presentan una magnetización espontánea antes de aplicar un campo magnético externo. Los materiales ferrimagnéticos se caracterizan por tener dos subredes en las cuales los espines son antiparalelos, por lo tanto, el momento magnético generado de estos espines no es igual, luego entonces, no se compensan completamente, resultando en un momento magnético total diferente de cero (Laurent S., 2012).

El comportamiento magnético de los materiales se puede caracterizar mediante la curva de magnetización que está descrita por la ecuación (1.3). En una curva de magnetización presenta dos parámetros principales: magnetización de saturación y campo coercitivo. La magnetización de saturación M_s se presenta cuando la mayor cantidad de dominios magnéticos se alinean en dirección de un campo magnético externo aplicado, ésta puede ser una $M_s > 0$ o $M_s < 0$ dependiendo de la dirección del campo magnético aplicado, por otro lado, el campo coercitivo H_c es el valor del campo

magnético para el cual la magnetización es cero, es decir cuando la sumatoria de los momentos magnéticos es nula Fig. 1.

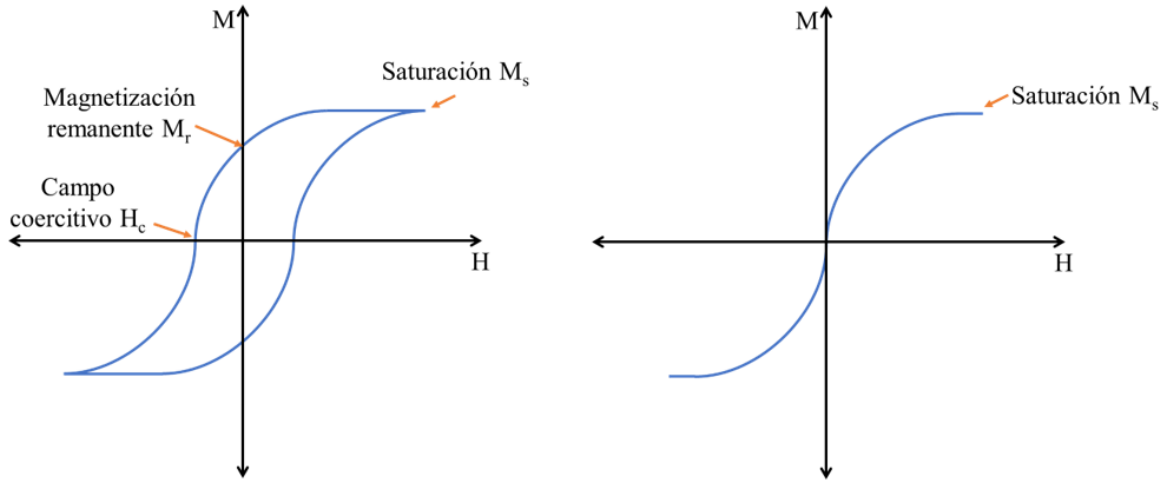


Figura 1 Curva de magnetización para un material: a) ferromagnético o ferrimagnético, b) superparamagnético.

Un material superparamagnético no presenta curva de histéresis o bien es un área muy reducida, lo cual significa que cuando el campo magnético externo se retira entonces, se desmagnetiza completamente. El grado de alineación del momento magnético depende de interacciones spin-spin y fluctuaciones térmicas; a una temperatura alta, el grado de alineación del momento magnético del material es menor. En caso contrario, cuando la temperatura es mayor el grado de alineación del momento magnético del material es mayor. A temperaturas muy altas, la energía magnética supera la energía magnética lo que se traduce en una magnetización igual a cero.

El hierro (Fe) es el primer metal de transición del grupo VIIIA de la tabla periódica, uno de los elementos químicos más abundantes sobre la tierra (~4.7%). Los estados de oxidación del Fe pueden ser Fe^{2+} y Fe^{3+} denotados como ferroso y férrico respectivamente. El Fe_3O_4 a escala masiva tiene un comportamiento ferrimagnético y forma parte de los materiales conocidos como espinelas. La forma general de este tipo de materiales es $\{A^{2+}B_2^{2+}O_4^{2+}\}$ donde A y B pueden ser cationes divalentes, trivalentes o cuadrivalentes como magnesio, zinc, hierro, manganeso, aluminio, cromo, titanio y silicio (Rob Onyenwoke, 2011).

El Fe_3O_4 tiene una estructura cristalina FCC (Face Center Cubic) con grupo espacial Fd3m (227) y una celda unitaria o parámetro de red a= 8.397 Å. Esta celda unitaria consiste en 56 átomos, de los cuales 32 son de oxígeno, 16 de Fe^{+3} y 8 de Fe^{+2}. Distribuidos en una celda unitaria con 32 sitios octaédricos (B) y 64 sitios tetraédricos (A), donde los cationes de Fe^{+2} ocupan ¼ de los sitios octaédricos ($8Fe^{2+}$) mientras que los de Fe^{+3} ocupan ¼ de los sitios octaédricos ($8Fe^{3+}$) y 1/8 de los sitios tetraédricos ($8Fe^{3+}$). Los iones Fe^{3+} tienen una coordinación con 4 iones de oxígeno y los iones Fe^{2+} con 8 iones de oxígeno. Por esta razón la celda unitaria de la magnetita se representa como $(Fe^{3+})_8$ $[Fe^{3+}Fe^{2+}]_8$ O_{32}. A esta configuración cristalográfica se le denomina espinela inversa y se mantiene cuando T_V < 120 K (-153.15 ^{0}C) (R.U. Onyenwoke, 2011).

Al parecer su estructura de espinela inversa es la razón de su alta conductividad electrónica, que hace posible el intercambio continuo entre iones F^{3+} y Fe^{2+}, debido a sus configuraciones electrónicas. Tanto para la Fe_3O_4 y la maghemita (γ-Fe_2O_3), se tiene que la configuración del ion Fe^{3+} es $1s^22s^22p^63s^23p^63d^5$ y para el ion Fe^{2+} es $1s^22s^22p^63s^23p^63d^6$. Siendo los electrones del orbital 3d del Fe los que determinan las propiedades magnéticas donde ocurre el intercambio continuo. Sus configuraciones electrónicas revelan que el Fe^{3+} tiene cinco electrones no apareados mientras que

el Fe^{2+} tiene cuatro. Los iones Fe^{3+} y Fe^{2+} en coordinación octaédrica se acoplan ferromagnéticamente mediante un mecanismo de doble intercambio. Los electrones con spines opuestos se intercambian entre los dos sitios octaédricos. Los iones Fe^{3+} en los sitios tetraédricos y octaédricos se acoplan anti-ferromagnéticamente mediante un mecanismo de superintercambio. Esto significa que los spines del Fe^{3+} se cancelan unos con otros, y los spines desapareados del Fe^{2+} en los sitios octaédricos contribuyen a la magnetización. Es esta configuración de momento magnético la que origina el ferrimagnetismo en la magnetita (Mohammad Reza Ghazanfari, 2016), (Picozzi, 2012).

PARTE EXPERIMENTAL

El método de coprecipitación para la obtención de nanopartículas superparamagnéticas de óxido de hierro (Fe_3O_4) es de los métodos más directos y eficientes, se basa en la reacción química de sales férricas (Fe^{3+}) y ferrosas (Fe^{2+}) en una solución acuosa bajo condiciones alcalinas. En este trabajo se preparó una solución estequiométrica de cloruro ferroso y férrico ($FeCl_2$ y $FeCl_3$), que fue añadida gota a gota a una solución de hidróxido de amonio (NH_4OH), manteniendo un control estricto de la temperatura (80 °C) y del pH (>10) durante la reacción. La ecuación general que describe la reacción está dada por

$$Fe^{2+} + 2Fe^{3+} + 8OH^- \rightarrow Fe_3O_4 + 4H_2O \text{ H} \qquad (1.3)$$

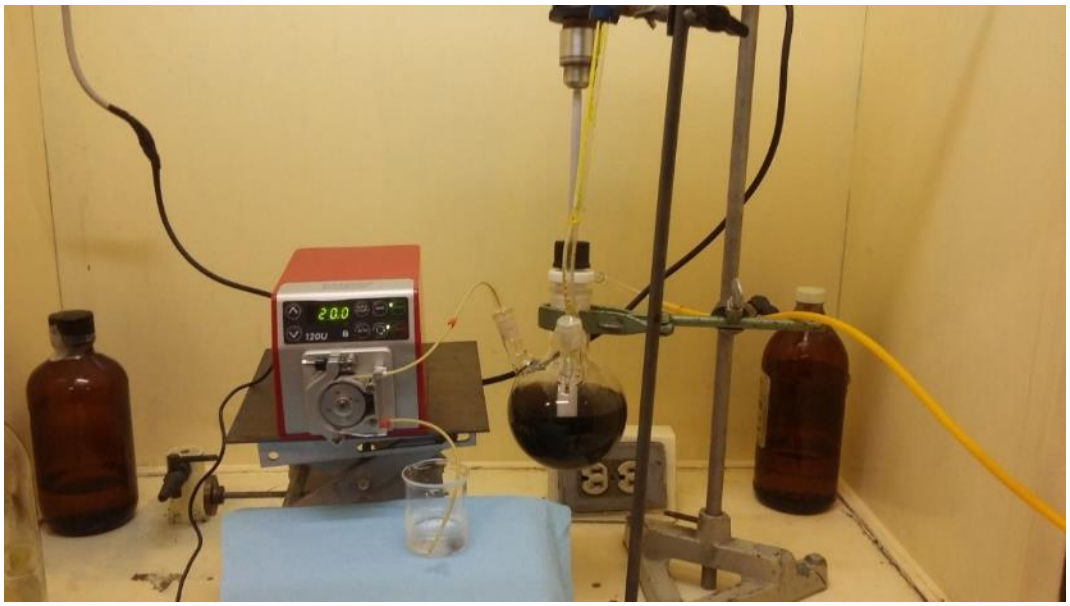


Figura 2. Arreglo experimental de la síntesis de nanopartículas de magnetita por el método de coprecipitación. Matraz de tres bocas acoplado con un agitador magnético y una bomba peristáltica (para controlar el goteo)

Durante la síntesis, se emplearon agentes surfactantes como el ácido oleico para reducir la aglomeración de partículas y favorecer una morfología más homogénea. Sin embargo, uno de los inconvenientes más comunes de este método es la tendencia de las nanopartículas a formar agregados debido a su elevada energía superficial. Se han reportado tamaños promedio de partícula entre 10 y 40 nm, con una magnetización de saturación que puede variar entre 58 y 75.9 emu/g, dependiendo de las condiciones de reacción como temperatura, pH y proporción Fe^{2+}/Fe^{3+} (Shen et al., 2014; Petcharoena & Sirivat, 2012).

Para la caracterización, las muestras fueron lavadas repetidamente con agua desionizada y etanol, y posteriormente secadas por liofilización para preservar la integridad de las partículas.

Por otro lado, se empleó el método de descomposición térmica; este método permite obtener nanopartículas con una morfología más controlada y una mayor dispersidad, lo que lo hace ideal para aplicaciones biomédicas que requieren un alto grado de uniformidad. Esta técnica utiliza compuestos organometálicos como el acetilacetonato de hierro ($Fe(acac)_3$) como precursor, disueltos en solventes de alto punto de ebullición como el bencilo éter, en presencia de surfactantes como ácido oleico y oleilamina.



Figura 3. Arreglo experimental de la síntesis de nanopartículas de magnetita por el método de descomposición térmica. Matraz de tres bocas acoplado con un suministro de nitrógeno (globo con nitrógeno) y un termómetro para registrar su temperatura.

La presencia de los surfactantes es fundamental en esta técnica, ya que no solo actúan como agentes estabilizantes sino también como reductores parciales del Fe^{3+}, favoreciendo la formación de la fase magnetita (Fe_3O_4). Posterior a la síntesis, las nanopartículas fueron recuperadas mediante centrifugación y lavadas con etanol y hexano para remover residuos orgánicos (Sun et al., 2002; Xu et al., 2009).

Ambos métodos permiten la obtención de nanopartículas magnéticas, sin embargo, presentan diferencias clave en cuanto a control morfológico y estabilidad. Mientras que la coprecipitación es adecuada para producciones a gran escala con requerimientos básicos, la descomposición térmica ofrece una mejor definición estructural y funcional para aplicaciones sensibles como la liberación dirigida de fármacos. Aunque, esta última implica mayores costos, la manipulación de atmósferas inertes y el uso de precursores más sofisticados.

RESULTADOS

La caracterización de las propiedades estructurales, composición y modificación de superficie, morfológicas, magnéticas de las nanopartículas magnéticas son fundamentales para determinar la viabilidad de las aplicaciones en el área de la biomedicina. En este apartado se presenta la caracterización estructural mediante DRX, grupos funcionales y modificación de la superficie mediante FT-IR, morfología y tamaño de partícula por TEM. Las propiedades magnéticas se

caracterizaron utilizando un equipo de superconductividad de interferencia cuántica (Superconducting Quantum Interference Device SQUID).

Estructura cristalina

La identificación de la fase cristalina se obtuvo por DRX. La Figura 4 muestra el patrón de difracción de las muestras obtenidas por los métodos Coprecipitación y Descomposición Térmica. Los patrones de difracción fueron comparados con la base de datos de las cartas cristalográficas *PDF* (por sus siglas en inglés Powder Diffraction File), que corresponden a la fase cristalina de la magnetita (JCPDS No. 19-0629) con grupo espacial *Fd3m* (227) y parámetro de red a=8.396 *Å*a=8.396 Å.

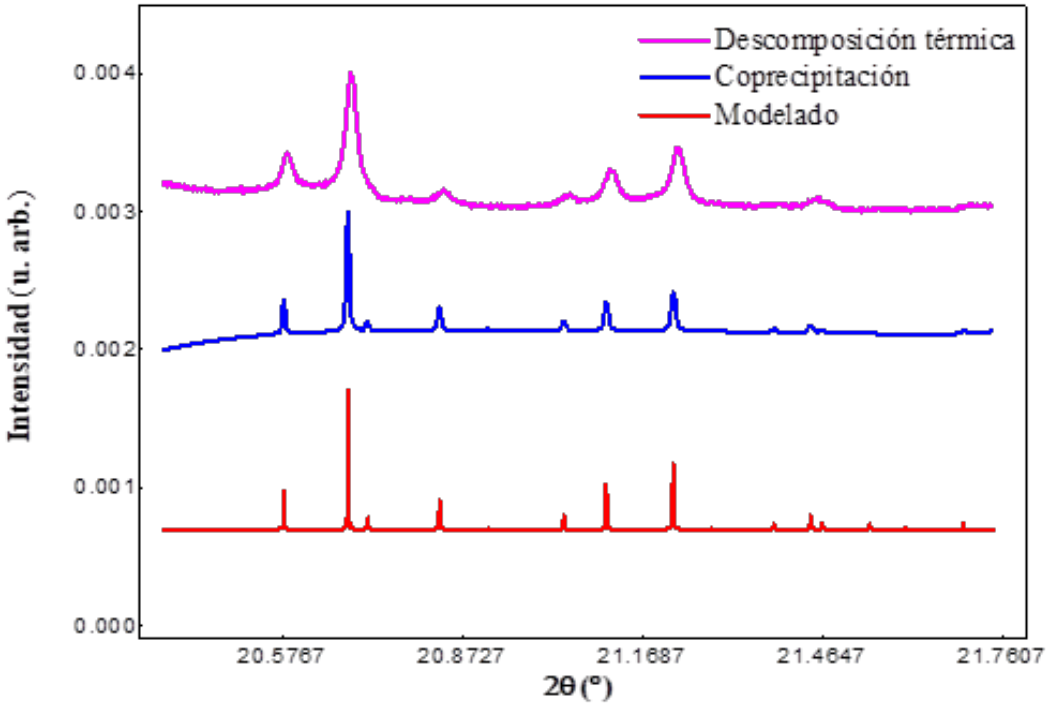


Figura 4. Patrones de difracción de las muestras obtenidas por ambos métodos, coprecipitación y descomposición térmica, además se presenta el patrón modelado de una estructura cubica espinel inversa correspondiente a la estructura cristalina de la magnetita.

Modificación de superficie

La muestra de magnetita lavada con agua hasta un pH 7 por el método de coprecipitación fue analizada por la técnica de IR, identificando las bandas vibracionales de los posibles compuestos que están presentes en el material. Las bandas vibracionales corresponden con las bandas vibracionales de la magnetita las cuales aparecen entre 560-570 cm^{-1} (Mahnaz Mahdavi, 2013). Las muestras analizadas por IR confirmaron la presencia de magnetita, así como también la presencia de ácido cítrico (funcionalización de la magnetita), se observa la banda característica de la magnetita en 550 cm^{-1} y la banda característica del cloruro de amonio en 1400 cm^{-1}. No se observa la banda característica de la maghemita en 450 cm^{-1} (Thi Kim Oanh Vuong, 2015), (Vitalii Patsula, 2016).

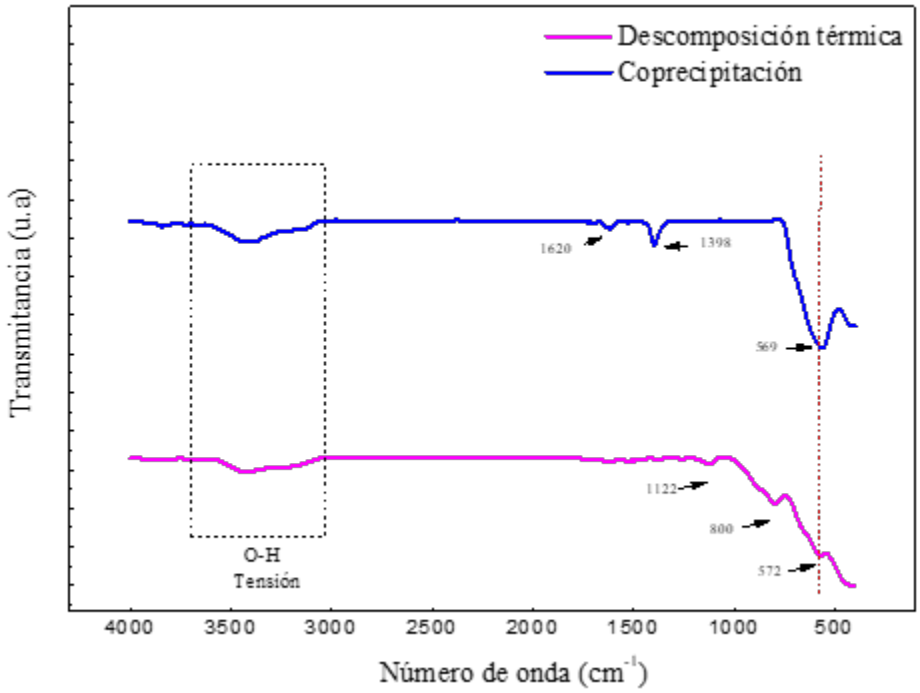


Figura 5. Espectros infrarrojos de las muestras obtenidas por ambos métodos, coprecipitación y descomposición térmica. Se presentan los enlaces característicos de la magnetita que aparece alrededor de los 570 cm^{-1}, además se observan bandas vibracionales debido a los residuos de los compuestos utilizados en ambas síntesis.

Morfología y tamaño de partícula

En las imágenes obtenidas por TEM, se observa la distribución de tamaño de partícula obteniendo, la estimación del tamaño de partícula promedio es 9.8 nm. La Figura 6. a), b) corresponde a la muestra obtenida por el método de coprecipitación, en donde se aprecia aglomeración entre las partículas, formado conglomerados de entre 100 y 150 nm. Figura 6. d) corresponde a la muestra obtenida por descomposición térmica, donde se aprecia una mayor dispersión de partículas con respecto a la muestra obtenida por coprecipitación, la morfología de las partículas es cuasi esférica con un tamaño de 10 nm. La disparidad que se puede observar en las micrografías se debe al ácido oleico que se enlaza de forma covalente con la superficie de las nanopartículas de Fe_3O_4, la cadena del ácido oleico funciona como un surfactante con los terminales CH_2 – CH_3 en los extremos que impide la interacción partícula-partícula, este recubrimiento funciona también como un estabilizador para el sistema de nanopartículas de Fe_3O_4 (F. C. Nalle, 2019).

Mas aún, debido al número de partículas que se presentan en las micrografías, se puede calcular la distribución de tamaños de partícula (Figura 6, c)), se utilizó el software Digital Micrograph para determinar el tamaño de partícula y se analizaron 100 “nanopartículas” y se obtuvo un tamaño promedio de partícula de 10 nm con una desviación estándar de 1.2 %, que es congruente con el tamaño de cristalita calculado por DRX. Se presenta una desviación de la distribución de tamaños de partícula más estrecha en el presente trabajo con respecto a la literatura consultada (Ryo Hayasaka, 2008), (Hergt R., 2008).

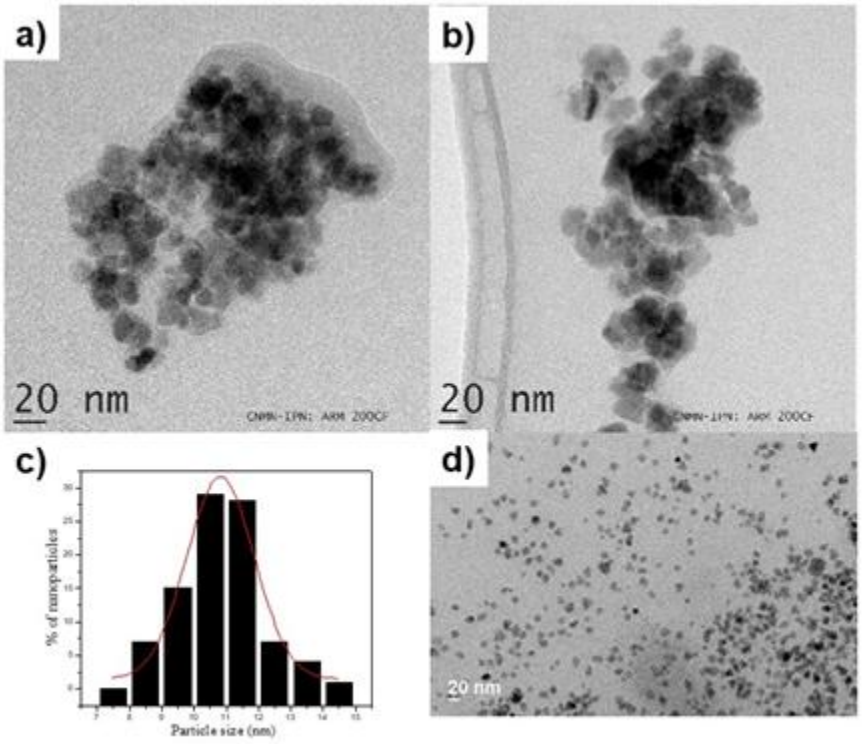


Figura 6. Micrografías y distribución de tamaños de partícula. a), b) Micrografía de la muestra obtenida por el método de coprecipitación. c) Distribución de tamaño de partícula de la muestra obtenida por descomposición térmica, d) Micrografía de la muestra obtenida por descomposición térmica, se puede apreciar una mayor dispersión con respecto a la muestra obtenida por descomposición térmica.

Mediciones magnéticas

Por otra parte, la Figura. 7, presenta la curva de magnetización para la muestra DT, los valores de campo coercitivo (H_c) y magnetización de saturación (M_s) son de 30.05 Oe y 25.05 emu/g respectivamente, el campo coercitivo y la magnetización de saturación se ven reducidas debidos al tamaño de partícula y a la dispersión de las partículas obtenidas por el método DT. El tamaño promedio de las partículas obtenidas por descomposición térmica es de 10 nm, lo que sugiere una estructura monodominio, luego entonces el comportamiento superparamagnético se refleja en los valores de M_s, H_c y la curva de histéresis (Mostafa Ahmadzadeh, 2018).

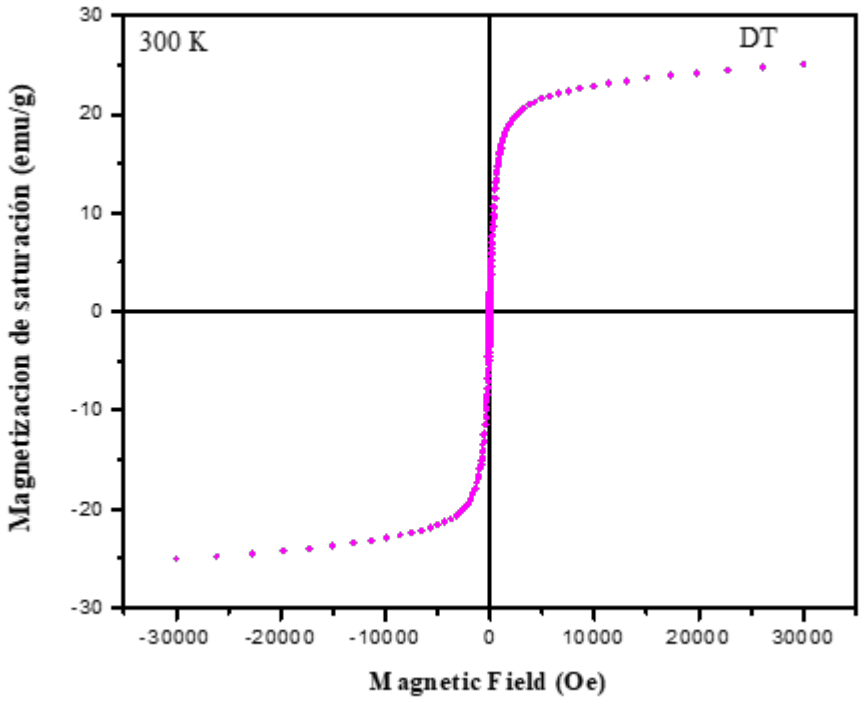


Figura 7. Curva de magnetización de la muestra obtenida por descomposición térmica. Se aprecia una curva de histéresis cerrada, característico de una estructura monodominio con comportamiento superparamagnético.

CONCLUSIONES

Los núcleos de magnetita fueron sintetizados satisfactoriamente. La técnica de Difracción de Rayos-X permitió identificar la fase cristalina de las muestras, mediante la comparación y asignación de los picos de difracción con la base de datos, los cuales corresponden con la estructura cristalina de la Fe_3O_4 (estructura cúbica espinel inversa). Además, la determinación del tamaño de cristalita corresponde con el tamaño de partícula obtenido por TEM por lo que se puede concluir que se obtienen nanopartículas de Fe_3O_4.

La espectroscopia infrarroja presenta, para ambos métodos, la banda vibracional característica de la magnetita 580 cm^{-1} así como la banda vibracional característica (difusa) de la Fe_2O_3 lo que sugiere una oxidación superficial del material. La muestra por el método sonoquímico presenta remanentes de los reactivos utilizados, mientras que por el método de DT se presenta un corrimiento de las bandas vibracionales correspondientes a los grupos carboxilos COOH del ácido oleico, lo que sugiere que se está incorporado en la superficie de las partículas de Fe_3O_4. No obstante, esta característica no afecta el comportamiento magnético de las nanopartículas. La curva de magnetización responde a una estructura monodominio, presentando un lazo cerrado de histéresis, con valor de magnetización de saturación es de 25.5 Oe respectivamente, presentando el comportamiento superparamagnético.

BIBLIOGRAFÍA

1. F. C. Nalle, R. W. (2019). SYNTHESIS AND CHARACTERIZATION OF MAGNETIC Fe3O4 NANOPARTICLES USING OLEIC ACID AS STABILIZING AGENT. *Rasayan Journal of Chemistry, 12*(1), 14-21.
2. Hergt R., D. S. (2008). Effects of size distribution on hysteresis losses of magnetic nanoparticles for hyperthermia. *J Phys Condens Matter, 20*(38), 1-13.
3. Mahnaz Mahdavi, M. B. (2013). Synthesis, Surface Modification and Characterisation of Biocompatible Magnetic Iron Oxide Nanoparticles for Biomedical Applications. *molecules, 2013*(18), 7533-7548.
4. Mostafa Ahmadzadeh, C. R. (2018). Magnetic analysis of commercial hematite, magnetite, and their mixtures. *AIP ADVANCES, 8*(5), 056807-1 - 056807-6.
5. Ryo Hayasaka, M. A. (2008). Influences of magnetic particle–particle interactions on orientational distributions and rheological properties for a colloidal dispersion composed of rod-like particle with a magnetic moment normal to the particle axis. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 320*(15), 103-109.
6. Thi Kim Oanh Vuong, D. L. (2015). Synthesis of high-magnetization and monodisperse Fe3O4 nanoparticles via thermal decomposition. *Materials Chemistry and Physics, 163*(2015), 537-544.
7. Vitalii Patsula, L. K. (2016). Superparamagnetic Fe3O4 Nanoparticles: Synthesis by Thermal Decomposition of Iron(III) Glucuronate and Application in Magnetic Resonance Imaging. *ACS Appl. Mater. Interfaces, 8*(11), 7238-7247.
8. Laurent S., H. C. (14 de Diciembre de 2012). Chapter 2 Magnetic Properties. En S. L. al, *MRI Contrast Agents From Molecules to Particles* (págs. 5-11). Singapore: Springer.
9. Mohammad Reza Ghazanfari, M. K. (2016). Perspective of Fe3O4 Nanoparticles Role in Biomedical Applications. *Biochemistry Research International, 2016*(7840161), 1-33.
10. Picozzi, K. Y. (2012). Orbital degrees of freedom as origin of magnetoelectric coupling in magnetite. *PHYSICAL REVIEW B, 85*(8), 1-5.
11. R.U. Onyenwoke, a. J. (2011). Magnetite: Structure, Properties and Applications. En *Structure, Properties, Microbiology and Applications of Magnetite* (págs. 297-316). Nova.
12. Rob Onyenwoke, J. W. (2011). *Magnetite: Structure, Properties and Applications.* North Carolina: ResearchGate.

PEQUEÑO DETECTOR DE RAYOS CÓSMICOS A BASE DE UNA BARRA DE ACRÍLICO

Carlos Pinedo Guadarrama[1], Luis Alberto Torres Luna[1], Julián Félix Valdez[2]

[1]División de Ciencias e ingenierías, Universidad de Guanajuato, [2]Departamento de Física, DCI-CL Universidad de Guanajuato.
carlospinedo1293@gmail.com

RESUMEN

Los rayos cósmicos primarios – fotones, núcleos de átomos como el hidrógeno, el hierro, etc.-, provenientes de fuentes galácticas y extra galácticas, inciden sobre las moléculas de la atmósfera de la tierra produciendo rayos cósmicos secundarios -piones, muones, fotones, electrones, etc.-, que llegan a la superficie de la tierra donde son detectados y estudiados. Para detectar y estudiar los rayos cósmicos, planeamos, diseñamos, construimos, caracterizamos y operamos un pequeño detector de rayos cósmicos basado en una barra de acrílico de 20 cm de longitud y 10.16 cm de diámetro, por su alta transparencia y adecuado índice de refracción. La barra es pulida a espejo por los extremos; en un extremo colocamos un espejo y el otro un tubo fotomultiplicador (PMT) RCA. Cubrimos la superficie lateral de la barra con papel fieltro negro y después se cubrió completamente con cinta de aluminio. El PMT fue protegido con un tubo de PVC forrado completamente con cinta de aluminio. Con el PMT, -a 1400 Vdc- colectamos los fotones que se generan -por efecto Cherenkov o por centelleo- en la barra de acrílico por incidencia de rayos cósmicos. En el PMT, por efecto fotoeléctrico, los fotones se inter convierten a una señal eléctrica -electrones- que es amplificada por el mismo PMT hasta una señal medible con un osciloscopio o con un sistema de adquisición de datos. Cada señal detectada -en el osciloscopio o en el sistema de adquisición de datos- es un indicio de la incidencia de una partícula cósmica. Inyectamos señales de fotones a la barra, a una frecuencia de 1 kHz, con 1.5 V de amplitud, usando un diodo led emisor de luz verde, y detectamos señales en un período de 1 ms, usando un osciloscopio. Con esto demostramos que el sistema funciona bien detectando fotones. Detectamos señales de amplitud entre 600 mV y 1600 mV producidas por la incidencia de rayos cósmicos en la barra de acrílico, usando un osciloscopio. Usando dos detectores similares, colocados tocándose los espejos, operamos el detector para medir el tiempo de tránsito de los rayos cósmicos. Las señales coincidentes se distribuyen alrededor de cero. En media hora colectamos cerca de 4000 eventos consistentes con rayos cósmicos. Medimos el flujo de rayos cósmicos y obtuvimos 0.0274 rayos cósmicos/(cm^2 s). El detector de rayos cósmicos funciona tal como fue planeado. Esta es la primera medición de rayos cósmicos realizada en León Guanajuato, con equipo totalmente hecho en León Guanajuato, y la Universidad de Guanajuato.

INTRODUCCIÓN

En las últimas décadas, la detección de partículas provenientes del espacio exterior ha adquirido un papel relevante en la investigación de frontera en física, tanto por su capacidad para validar modelos fundamentales como por su potencial en la exploración de fenómenos astrofísicos extremos. Los rayos cósmicos, constituidos por partículas de alta energía que impactan la atmósfera terrestre, representan una ventana directa hacia procesos energéticos que ocurren a escalas galácticas y extragalácticas. Su estudio no solo permite entender mejor la composición y dinámica del universo, sino también desarrollar nuevas tecnologías de detección y procesamiento de señales.

Uno de los retos principales al estudiar rayos cósmicos es su baja tasa de incidencia, aleatoriedad y la necesidad de detectarlos con precisión a nivel del suelo, lo que ha motivado la construcción de detectores cada vez más sensibles. Entre los métodos más accesibles para su detección se encuentran aquellos que aprovechan fenómenos cuánticos como el efecto fotoeléctrico, el efecto Cherenkov y el centelleo. Estos efectos permiten convertir eventos de naturaleza subatómica en señales ópticas o eléctricas observables, que luego pueden ser procesadas mediante sistemas electrónicos de adquisición de datos.

En este contexto, el presente trabajo describe el diseño y construcción de un detector de rayos cósmicos de bajo costo y alta sensibilidad, basado en una barra de acrílico como medio de interacción y un fotomultiplicador como sistema de amplificación de señal. El acrílico, por sus propiedades ópticas, mecánicas y su índice de refracción adecuado, permite la producción eficiente de radiación Cherenkov cuando una partícula cargada lo atraviesa a velocidades superiores a la velocidad de la luz en el material. Esta radiación, junto con el posible centelleo inducido por la interacción energética, genera fotones que se propagan por reflexión interna hasta llegar al fotomultiplicador, donde se lleva a cabo la conversión de la señal luminosa en una corriente eléctrica amplificada mediante cascadas de electrones secundarias.

El diseño del detector incorpora también técnicas de blindaje óptico y electromagnético para evitar interferencias, así como un sistema de validación por coincidencia de señales que incrementa la confiabilidad de la detección. Se implementaron dos configuraciones con el fin de evaluar la eficiencia del sistema y cuantificar la incidencia de rayos cósmicos en función del tiempo, área y el número de eventos registrados.

Este prototipo tiene un doble propósito: por un lado, brinda al estudiante una experiencia tangible en la aplicación de conceptos sobre física cuántica; por el otro, sirve como prueba de concepto para el desarrollo de detectores modulares y escalables.

TEORÍA

Desde la época de Sir Isaac Newton (s. XVII), la naturaleza de la luz era tema de gran interés entre los grandes pensadores. El debate era simple, la luz ¿es una onda o una partícula? La visión de Newton era que la luz, como es de esperarse, es un conjunto de corpúsculos que viajan por el medio, sin embargo, científicos como Huygens y Hooke ya pensaban que la luz, por tener fenomenologías propias de una onda como la reflexión y refracción, debía ser una onda (Papp, 1961). En ciertas épocas el debate se realzaba al tener evidencia de una de las posturas, como lo fue durante el s. XIX en el apogeo de la teoría de la electrodinámica clásica. Además del amplio desarrollo del electromagnetismo debido al trabajo de científicos como Ørsted, Ampère, Faraday, Ohm, Henry, Maxwell, Hertz y Lorentz, el físico Thomas Young realizó en 1801 el experimento de las rendijas de Young, este consistía en hacer pasar un haz de luz por un orificio más estrecho que el ancho del haz, por lo que al pasar por este se dividía y en una pantalla al otro lado de la rendija se podía notar un patrón de interferencia. Estos comportamientos de la luz dejaban claro que la luz era más bien una onda.

La postura de la luz como onda tuvo su apogeo con el ya mencionado desarrollo del electromagnetismo, en esta teoría se sabía que los cambios del campo eléctrico en el tiempo provocan perturbaciones en el campo magnético alrededor y viceversa, como se relacionan en los principios de Ampère-Maxwell y de Faraday-Lenz. Por esto, Maxwell pensó que las perturbaciones mutuas entre los campos eléctricos y magnéticos a lo largo del tiempo generaban una perturbación combinada que se propagaría como una reacción en cadena, y al percatarse de que estos campos cumplían la ecuación de onda

$$1) \quad \boldsymbol{\nabla^2 \Phi} = \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2}$$

en consecuencia, la velocidad de propagación de estas ondas era una conocida, la velocidad de la luz, aproximadamente $\mathbf{2.9979 \times 10^8}$ ms^{-1} según experimentos como el de Michelson-Morley (Cassini, 2005).

Según la electrodinámica clásica, la luz era una radiación electromagnética producida por campos eléctricos y magnéticos oscilantes que se propagaban como una onda electromagnética en el medio. El experimento de Hertz que mostraba la existencia de las ondas electromagnéticas reforzaba que el campo eléctrico $\vec{\boldsymbol{E}}$ y magnético $\vec{\boldsymbol{B}}$ cumplen la ecuación de onda en regiones alejadas a las fuentes generadoras de los campos, una densidad de carga eléctrica $\boldsymbol{\rho}$ y una densidad de corriente eléctrica $\vec{\boldsymbol{J}}$, y cuya velocidad es $(\boldsymbol{\epsilon_0 \mu_0})^{-1/2}$,de nuevo la velocidad de la luz. Sin embargo, fue el mismo H.R. Hertz quien descubrió un fenómeno interesante que contradecía toda la argumentación

acerca de la naturaleza ondulatoria de la luz; la carga eléctrica de un objeto cambiaba cuando se irradiaba con luz ultravioleta, y además este objeto emitía electrones, a este fenómeno le denominó efecto fotoeléctrico.

Efecto fotoeléctrico

La teoría clásica falló, pues sus predicciones no coincidían con las observaciones. Se pensaba que la energía absorbida por los átomos del material irradiado por luz monocromática debía aumentar con la intensidad de la luz, y que la luz de cualquier frecuencia debía ser capaz de provocar la emisión de electrones. Además, los átomos absorbían la energía de la luz continuamente, de modo que sus electrones no harían saltos entre niveles de energía, entonces el intervalo temporal en el que se emitían electrones era inversamente proporcional a la intensidad de la luz incidente. En el año 1905, el físico alemán Albert Einstein publicó un artículo (Einstein, 1905) titulado "Sobre un punto de vista heurístico concerniente a la producción y transformación de la luz" donde mencionó

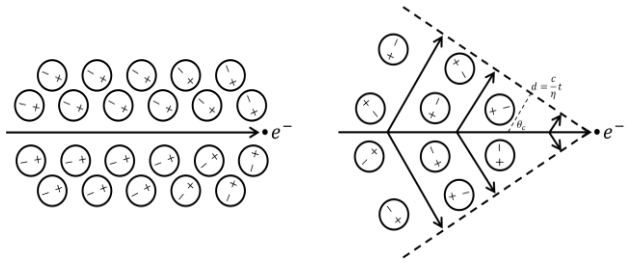
> "La teoría ondulatoria de la luz, que opera con funciones continuas en el tiempo, ha probado ser magnífica en la descripción de fenómenos puramente ópticos (...) las observaciones ópticas se refieren a promedios temporales más que a valores instantáneos; y es de esperar que, a pesar de la completa confirmación de la teoría de la difracción, reflexión, refracción, dispersión, etc., por experimentación, que la teoría de la luz, operando con funciones continuas en el espacio, lleve a contradicciones al aplicarse al fenómeno de la emisión y transformación de luz."

En este mismo trabajo, Einstein dio una explicación al fenómeno del efecto fotoeléctrico. Al irradiar un objeto con luz monocromática, ésta, como una onda, lleva cuantos de energía localizados puntualmente en el espacio y que sólo pueden ser absorbidos o generados como un todo. Estos cuantos son capaces de excitar a los átomos de la superficie del objeto, de manera que si la energía del cuanto debida a la frecuencia de la luz, $\mathbf{h\nu}$ (como lo propuesto por Max Planck), era mayor al trabajo necesario $\boldsymbol{\phi}$ para expulsar a un electrón de su átomo y que lleve cierta energía cinética máxima $\mathbf{K_{máx}}$, entonces la radiación incidente causaría la emisión de electrones del objeto, llamados fotoelectrones, provocando la ionización de los átomos del objeto. Tiempo después, el cuanto que lleva la luz se llamaría fotón. Por el principio de conservación de la energía, el efecto fotoeléctrico se expresa matemáticamente de la siguiente manera

$$2) \quad \boldsymbol{h\nu = \phi + K_{máx}}$$

Efectos Cherenkov y centelleo

Cuando una partícula con carga eléctrica es acelerada dentro de un medio material, cuyo índice de refracción es $\boldsymbol{\eta}$, de modo que adquiere una velocidad $\mathbf{v_p}$ que supere a la velocidad de fase de la luz $\mathbf{v = c/\eta}$ de ese medio, entonces la partícula polarizará eléctricamente a las moléculas del medio en el que viaja, excitando los átomos de éstas, y a medida que la partícula viaje por el medio las moléculas que queden detrás del camino de la partícula volverán a su estado fundamental emitiendo fotones o luz coherente (con la misma frecuencia, longitud de onda y fase). Es decir, el paso de la partícula cargada eléctricamente que fue acelerada en un medio material es seguido por emisiones de luz monocromática azul cuando $\mathbf{v_p > v}$, esto forma un cono de luz que crece a medida que la partícula se mueve. Este fenómeno natural es denominado como efecto Cherenkov



Polarización de las moléculas del medio debido al paso de una partícula con carga eléctrica. Cono de luz generado, efecto Cherenkov. Figura propia.

Cuando alguna radiación ionizante interactúa con la materia excita a sus moléculas y al cabo de un muy corto tiempo éstas regresan a su estado fundamental emitiendo fotones. Usualmente, materiales transparentes como el acrílico emiten luz o centellean al interactuar con partículas de alta energía o con fotones de alta energía (luz de altas frecuencias), aunque estas emisiones pueden ser de baja energía. Este fenómeno es llamado centelleo, es un tipo de fenómeno de radioluminiscencia y, aunque el centelleo y el efecto Cherenkov son similares puesto que en ambos efectos se emite luz, el centelleo no requiere que una partícula supere la velocidad de la luz en el medio material para que ésta pueda excitar sus moléculas y entonces emitir fotones (Tavernier, 2010). Algunos materiales tienen la característica de convertir la energía de excitación en luz emitida de manera más eficiente, estos son llamados materiales centelladores. Además, para partículas que viajan a velocidades cercanas a la de la luz ($\mathbf{2.9979 \times 10^8}$ ms^{-1}) las emisiones del efecto Cherenkov son 100 veces menores que las emisiones de un buen material centellador (Tavernier, 2010).

Sobre el acrílico

El llamado acrílico es un plástico que se fabrica generalmente en gránulos a partir de la polimerización de metacrilato de metilo, es decir, de la unión de estas moléculas. Por lo anterior, el acrílico recibe el nombre formal de polimetilmetacrilato. Este polímero es muy usado por sus propiedades

- Fácilmente maleable.
- Resistente a impactos (pero se raya fácilmente).
- Resistente a rayos UV y a la exposición a la intemperie.
- Buen aislante térmico y acústico.
- Ligero, con una densidad de $\mathbf{1180}$ kg/m^3 y transparente.
- Es resistente al contacto con una gran variedad de compuestos químicos como la acetona, el ácido sulfúrico, el etanol, etc.

La fórmula química del polímero es $(C_5H_8O_2)_n$, donde $C_5H_8O_2$ es el metacrilato de metilo.

PROPIEDAD	
DENSIDAD	$\mathbf{1180}$ kgm^{-3}
PUNTO DE FUSIÓN	$\mathbf{433}$ K
COEFICIENTE DE DILATACIÓN TÉRMICA	$\mathbf{50 \times 10^{-6}}$ °C^{-1} – $\mathbf{90 \times 10^{-6}}$ °C^{-1}
CONDUCTIVIDAD TÉRMICA	$\mathbf{0.08}$ Wm^{-1}K^{-1} – $\mathbf{0.25}$ Wm^{-1}K^{-1}
CAPACIDAD CALORÍFICA ESPECÍFICA	$\mathbf{1490}$ Jkg^{-1}K^{-1} – $\mathbf{1610}$ Jkg^{-1}K^{-1}
ÍNDICE DE REFRACCIÓN	$\mathbf{1.49 - 1.56}$
MÓDULO ELÁSTICO	$\mathbf{2.24}$ GPa – $\mathbf{1.56}$ GPa
CONSTANTE DIELÉCTRICA	$\mathbf{3.20 - 3.40}$

Propiedades fisicoquímicas del acrílico (Harper, 2003).

Rayos cósmicos y tubos fotomultiplicadores

Los rayos cósmicos (RC por sus siglas) son partículas con carga eléctrica provenientes del cosmos y que viajan a altas velocidades. Éstos pueden ser protones $\boldsymbol{p}$, electrones $\mathbf{e}^-$, positrones $\boldsymbol{e}^+$, núcleos ligeros, partículas alfa (núcleos de Helio), piones, muones, kaones e incluso neutrinos (Schlickeiser, 2013). Gracias a los efectos relativistas, como la dilatación del tiempo y la contracción de las

longitudes, podemos detectar RC como los muones en la superficie de la Tierra. Estos RC son acelerados por ondas de choque por explosiones, como las supernovas, por púlsares o estrellas de neutrones, por cuásares, etc., y continuamente llegan a la Tierra donde, con una gran variedad de técnicas, es posible detectarlos (Leo, 1994). En este caso, haremos especial énfasis en la detección de RC con el uso de materiales centelladores como el acrílico y la tecnología fotomultiplicadora.

Un PMT o tubo fotomultiplicador es un dispositivo que convierte luz en corriente eléctrica (Wright, 2017). Consiste en un fotocátodo hecho de un material fotosensible, una sección llamada cadena de dínodos, y un ánodo donde se toma la señal final. Se aplica un alto voltaje en el sistema cátodo-dínodo-ánodo tal que se genera un gradiente de potencial eléctrico, es decir, un campo eléctrico. Cuando un fotón incide sobre el fotocátodo se emite un fotoelectrón debido al efecto fotoeléctrico, el voltaje del sistema dirige y acelera al fotoelectrón hacia el primer dínodo de la cadena, y al chocar con éste transfiere parte de su energía a los electrones del dínodo, esto sucede para cada dínodo de la cadena completa de modo que del fotoelectrón inicial se emiten más electrones. Al generarse un conjunto de electrones, éstos llegan al ánodo y se recolectan para medir una corriente eléctrica que puede analizarse en un osciloscopio (Leo, 1994). Cuando se detecten señales debidas a rayos cósmicos, es posible medir la intensidad de rayos cósmicos en el detector. Si se detectan $\boldsymbol{N}$ rayos cósmicos que pasan a través de un área $\boldsymbol{A}$ durante un tiempo de incidencia $\boldsymbol{t}$, la intensidad de éstos RC se mide como

$$3) \quad \boldsymbol{I} = \frac{\boldsymbol{N}}{\boldsymbol{At}}$$

PARTE EXPERIMENTAL

La construcción del detector de partículas comienza con el pulido de las bases de la barra de acrílico, donde es importante que quede plano, al mismo nivel, sin suciedad y transparente. Para lograr que quede plano en las bases, se colocó tiras de papel en el área lateral de la barra de acrílico junto a un cintillo de metal para asegurar que éste no se moviera al momento de pulir. Así, se logró que las bases de la barra de acrílico estuvieran planas, al mismo nivel y lo más limpias posibles.



Barra de acrílico con el papel colocado, el cintillo de metal y la lija utilizada. Foto propia.

Posteriormente, se colocó una cubierta de papel fieltro de color negro para que la luz se mueva solamente entre las bases del acrílico. Así, una vez se colocó el cubierto de papel fieltro y un espejo en la base inferior de la barra de acrílico, se colocó cinta de papel de aluminio, esto con el fin de evitar radiación electromagnética, o cualquier otro tipo de radiación, entre al detector, asegurándonos de que lo que cruzó el detector fue una partícula; es necesario dejar un círculo sin cinta de aluminio para colocar el fotomultiplicador.



Barra de acrílico, papel fieltro y cinta adhesiva. Foto propia.



Barra de acrílico con el papel fieltro colocado junto la cinta de aluminio. Foto propia.

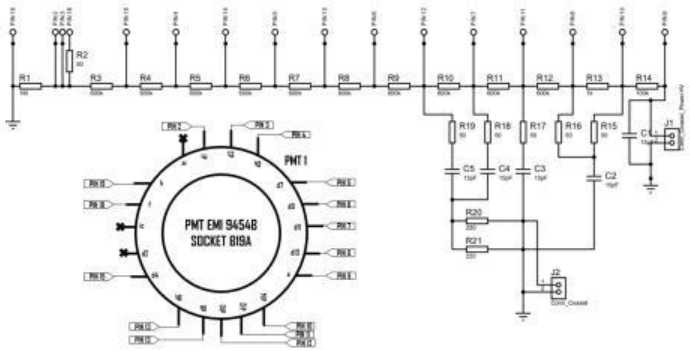
Las bases del detector de partículas se colocaron en la parte superior e inferior de la barra de acrílico, además, se diseñó un cintillo con un agujero en el centro de este para colocar un led verde que funcionará como calibración del detector.



Barra de acrílico cubierta por cinta de aluminio; barra de acrílico con las bases colocadas y cubiertas de cinta de aluminio. Foto propia.

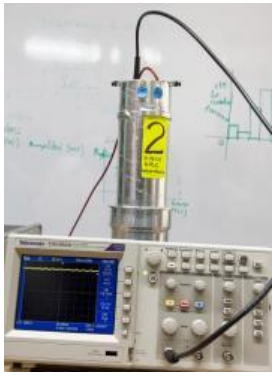
Tanto las bases como el cintillo se cubrieron de cinta de aluminio para evitar cualquier presencia de radiación en el detector. Finalmente, en la parte de construcción, se coloca en la base superior

el PMT, conectando éste a una fuente de alto voltaje de -1200V y al circuito divisor de voltaje para poder alimentarlo.



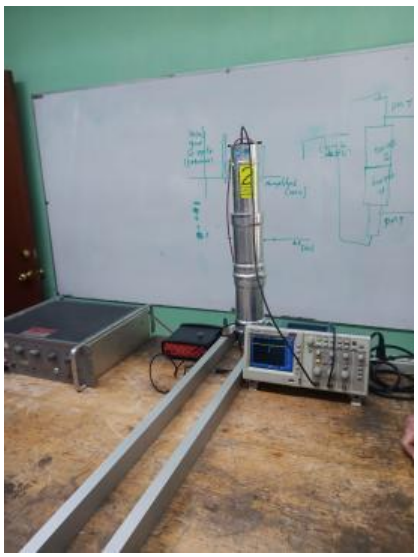
Circuito divisor de voltaje. Ejemplo de divisor de tensión para un PMT. Diseño propio.

Finalmente, para las mediciones, se conectó el PMT a un osciloscopio donde, cuando detectamos un posible rayo cósmico, veremos un pico de voltaje en el osciloscopio.



Primera configuración del detector. Foto propia.

También se realizó una configuración donde se coloca un detector sobre otro y, por ende, tendríamos dos fotomultiplicadores. Con esta configuración, tenemos más seguridad de que, lo que detectamos, es una partícula, esto debido a que ésta misma atravesará ambas barras de acrílico y, así, podremos ver dos señales iguales en el osciloscopio.

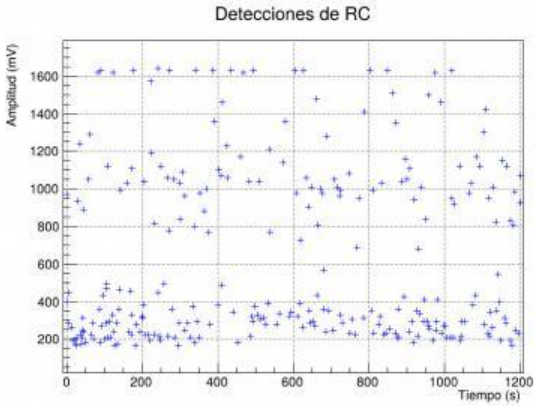


Segunda configuración del detector. Foto propia.

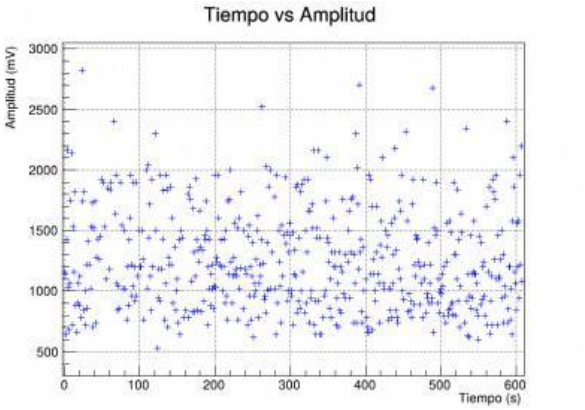
RESULTADOS

Las mediciones realizadas con ambas configuraciones de detectores fueron analizadas a través de la aplicación ROOT, mientras que la toma de datos se realizó con un equipo CAEN de adquisición de datos DT5724; por otro lado, las mediciones de las amplitudes de las señales se realizaron un osciloscopio Tektronix., pudiendo obtener gráficas que nos ayudan a visualizar de una mejor manera los datos.

Estos datos se midieron, para la primera configuración, el martes cinco de noviembre del 2024 y, para la segunda configuración, el martes 12 de noviembre del 2024; estos datos se obtuvieron a partir de las amplitudes mostradas en el osciloscopio, donde observamos que todas las señales tienen el mismo tiempo de caída dadas por, aproximadamente, 2.5 μs. A continuación, se muestran las gráficas obtenidas, se muestran las amplitudes registradas para ambas configuraciones.

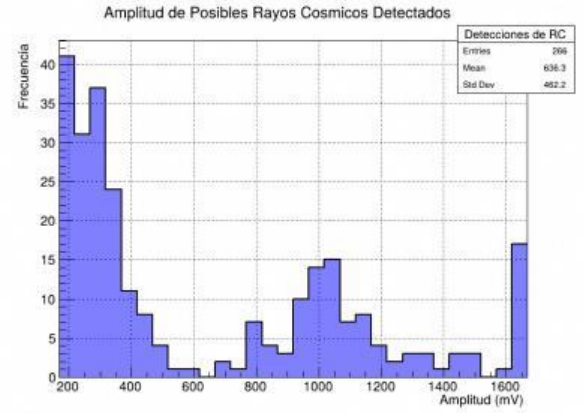


Amplitudes registradas a lo largo de 1200 segundos para la primera configuración. Figura propia.

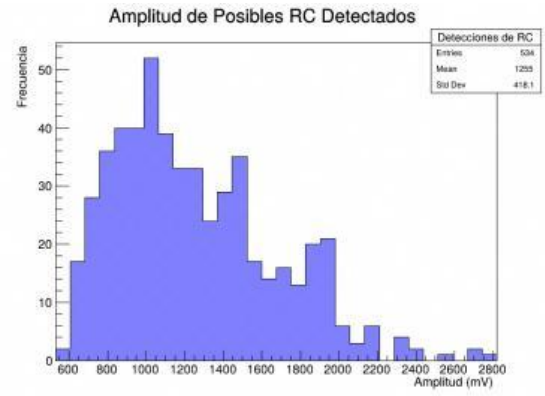


Amplitudes registradas a lo largo de 600 segundos para la segunda configuración. Figura propia.

A continuación, se muestran las gráficas obtenidas: se muestran las frecuencias de las amplitudes registradas para ambas configuraciones.



Frecuencia de las amplitudes registradas en 1200 segundos para la primera configuración. Incertidumbre del 0.0613. Figura propia.



Frecuencia de las amplitudes registradas en 1200 segundos para la segunda configuración. Incertidumbre del 0.0432. Figura propia.

De esta forma, podemos obtener la incidencia de rayos cósmicos en el detector, esto si

$$4) \quad I = \frac{N}{At}$$

Donde *N* es el número de cuentas, *A* el área de incidencia y *t* el tiempo total en el que se realizaron las mediciones. Así, podemos determinar la incidencia para los siguientes valores.

Eventos	Área (cm²)	Tiempo (min)	Incidencia (eventos $cm^{-2}\ min^{-1}$)
1800	25π	10	2.29
534	25π	10	0.68
266	25π	20	0.17
39	25π	10	0.05

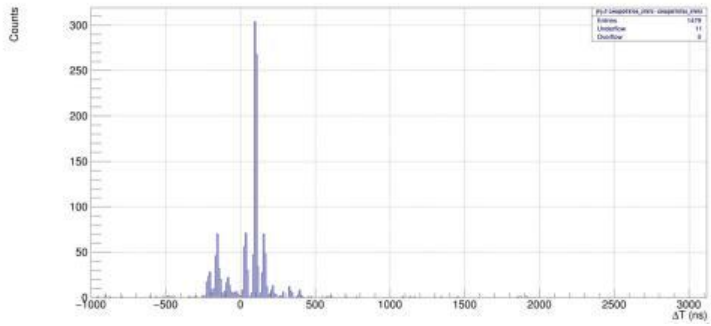
Con incertidumbres dadas por

$$5) \quad \epsilon = \frac{1}{\sqrt{N}}$$

donde *N* es el número de datos.

Número de datos	Incertidumbre
1800	0.024
534	0.043
266	0.061
39	0.160

A continuación se muestra la gráfica de cuentas por unidad de tiempo realizadas con la segunda configuración del detector de rayos cósmicos.



Amplitudes registradas a lo largo de 600 segundos para la segunda configuración.

CONCLUSIONES

El detector de rayos cósmicos es funcional, vemos cómo este detecta posibles rayos cósmicos con éxito. Tanto la primera configuración como la segunda son funcionales, sin embargo, la segunda configuración, tiene una mayor posibilidad de detectar rayos cósmicos. Esto debido a la presencia de dos barras de acrílico provocando que, si tenemos dos señales iguales, lo que detectamos fue un rayo cósmico.

Por otro lado, la detección de los rayos cósmicos no sigue una distribución clara, las amplitudes registradas no muestran una distribución continua, si no que el flujo de rayos cósmicos en la superficie es aleatorio, es decir, no sigue una distribución clara. Además, estos suelen presentar una diferencia de tiempo detectado entre 0 ns y 500 ns, mostrando que el detector funciona correctamente.

Sin embargo, la mayoría de los rayos cósmicos se encuentran por debajo de los 400 mV de amplitud, seguidos por los superiores a 1600 mV y, finalmente, los que se encuentran alrededor de los 1000

mV. También puede observarse que, de acuerdo con la tabla tres, la incidencia de rayos cósmicos sobre la superficie terrestre es aleatoria, es decir, no depende del tiempo total en el que se tome la medición deseada, estos presentarán distintos valores de incidencia.

En conclusión, el detector de rayos cósmicos puede aumentar su probabilidad de detectar rayos cósmicos a partir de aumentar la cantidad de barras de acrílico que se colocan en el detector, provocando que, según los fotomultiplicadores que detecten la misma señal y la configuración de las barras de acrílico, podamos aproximar la trayectoria del rayo cósmico. Si bien, no podemos determinar el tipo de partícula detectado, podemos determinar si lo detectado ha sido un rayo cósmico y, además, podemos determinar la trayectoria del rayo cósmico bajo la propuesta descrita anteriormente, siendo así que, a mayor cantidad de barras de acrílicos y fotomultiplicadores colocados, mayor probabilidad de que lo detectado sea un rayo cósmico.

BIBLIOGRAFÍA

1. Papp, D. (1961). *Historia de la física: desde la antigüedad hasta los umbrales del siglo XX. Apéndice con una selección de textos clásicos. 2a edición...* Espasa-Calpe.
2. Cassini, A., & Levinas, L. (2005). La reinterpretación radical del experimento de Michelson-Morley por la relatividad especial. *Scientiae Studia*, *3*, 547-581.
3. Einstein, A. (1905). On a heuristic point of view concerning the production and transformation of light. *Annalen der Physik*, *17*(132), 1-16.
4. Tavernier, S., & Tavernier, S. (2010). Detectors Based on Scintillation. *Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics*, 167-208.
5. Harper, C. A., & Petrie, E. M. (2003). *Plastics materials and processes: a concise encyclopedia*. John Wiley & Sons.
6. Schlickeiser, R. (2013). *Cosmic ray astrophysics*. Springer Science & Business Media.
7. Leo, W. R. (1994). *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach*. Springer Science & Business Media.
8. Wright, A. G. (2017). *The photomultiplier handbook*. Oxford University Press.

ANÁLISIS NUMÉRICO DE LA GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO BAJO LA DINÁMICA DE FISIÓN DE UN SOLITÓN EN FIBRA ÓPTICA ESTÁNDAR

Luis Fernando Morales Larraga, Hugo Enrique Ibarra Villalón, José Rubén Luevano Enríquez, Armando Gómez Vieyra.

División de Ciencias Básicas e Ingeniería, Universidad Autónoma Metropolitana Unidad Azcapotzalco.
heiv@azc.uam.mx

RESUMEN

La generación de supercontinuo es un proceso en el cual un pulso óptico con una banda de frecuencias inicialmente estrecha se propaga por un medio no lineal hasta alcanzar un ensanchamiento espectral significativo. Por consiguiente, se buscan las condiciones necesarias para que el pulso alcance un ensanchamiento espectral extremo debido a efectos no lineales. En particular, en este trabajo se analizó numéricamente un sistema de fibra optimizado para generar espectros de supercontinuo a partir del bombeo de pulsos cortos (~ps), específicamente solitones fundamentales de diferentes ordenes (η) con una duración de 1 ps. Dicho sistema operando a una longitud de onda centrado en $\lambda_0 = 1550$ nm, se caracterizó con una etapa de amplificación, introducida por 1 m de fibra óptica dopada con erbio, y una etapa de propagación de 200 m de fibra SMF-28. Cabe destacar que, la validación de la operación de este sistema se realizó bajo el modelo de propagación de la ecuación de Schrödinger no lineal en una versión escalar extendida, introduciendo las respuestas ópticas no lineales instantánea y retardada del medio, la cual se resolvió numéricamente bajo la implementación del método de Fourier de división de paso simetrizado. Como resultado, se verificó que la etapa de amplificación ayudo a compensar la dispersión de segundo orden, comprimiendo el pulso, así mismo introdujo un incremento en la potencia pico del pulso. Mientras que, la etapa de propagación en fibra SMF-28 introdujo las contribuciones de efectos no lineales y dispersivos que conducen la generación de un espectro de supercontinuo. Como conclusión, se destaca la generación de supercontinuo en este sistema de fibra de orden superior ($\eta \geq 2$) y un ancho temporal de 1 ps, ya que la compresión y amplificación del pulso obtenidas en la etapa de amplificación promovió una dinámica de fisión de solitones, la cual fue conducida por el efecto Raman y dispersión de orden superior, cuyos corrimientos espectrales generaron un espectro de supercontinuo.

INTRODUCCIÓN

La generación de supercontinuo es un proceso en el cual se introducen pulsos con una banda de frecuencias estrecha en un medio no lineal, particularmente esta banda sufre un ensanchamiento espectral debido a corrimientos en frecuencia inducidos por efectos no lineales. Como resultado, el espectro a la salida del medio presenta un perfil con un ensanchamiento extremo [1], tal como se muestra en la Figura 1. El primer trabajo que reporto este fenómeno fue publicado en el año de 1970 por Alfano y Shapiro [2], en el cual se demostró experimentalmente la generación de supercontinuo en una ventana del espectro visible. Dicho supercontinuo se logró desarrollar al incidir pulsos cortos, generados por un láser de neodimio, sobre vidrios de borosilicato.

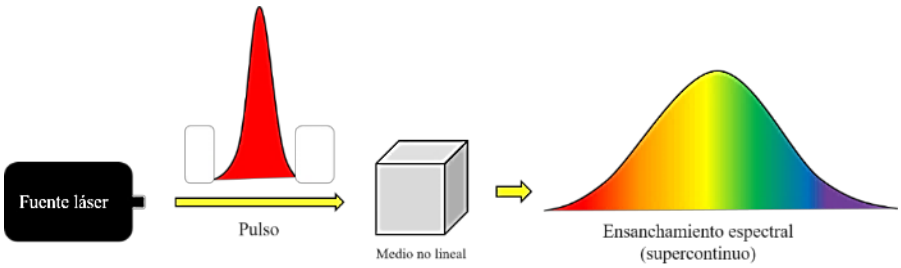


Figura 1. Esquematización de la generación de supercontinuo.

Para llevar a cabo la generación de supercontinuo en fibra óptica, la cual actúa como el medio no lineal referido anteriormente, se utilizan generalmente diferentes tipos de estas, tales como fibras de cristal fotónico, fibras de alta no linealidad y fibras estándar. En general, una fibra óptica es una guía de onda cilíndrica conformada por un núcleo embebido en un revestimiento, tal como se muestra en la Figura 2. En principio, la luz se propaga en el núcleo a partir de un mecanismo de reflexión total interna en la interface entre el núcleo y revestimiento. Particularmente, las fibras de cristal fotónico consisten en un patrón de huecos con diferentes distribuciones geométricas que se extienden a lo largo de la fibra, cada uno de estos pueden contener aire u otro gas [1]. Estas fibras tienen la ventaja de que en su fabricación se pueden manipular diferentes parámetros de estas, tales como la dispersión, atenuación, birrefringencia, no linealidad, entre otros. Por otro lado, la fibra de alta no linealidad, como su nombre lo indica, introduce una alta no linealidad debido a su arquitectura, algunas de estas pueden presentar un decrecimiento progresivo en el diámetro del núcleo. Como resultado, las fibras de alta no linealidad pueden ser consideradas como las más adecuadas para llevar a cabo corrimientos espectrales. Sin embargo, este tipo de fibras tienen un precio muy alto en el mercado [1]. En contraparte, una fibra óptica monomodal estándar es una guía de onda que se utiliza actualmente en telecomunicaciones y también es de las más accesibles en el mercado, al presentar una arquitectura simple de un núcleo (diámetro ≤ 10 μm) embebido en un revestimiento (diámetro $\sim 120\ \mu m$) [1,3], tal como se ilustra en la Figura 2. Específicamente, con estas fibras es posible llevar a cabo la generación de supercontinuo, considerando que es necesario emplear una gran longitud de esta [4-5].



Figura 2. Esquema de una fibra óptica estándar.

Por otro lado, es importante destacar que, en una fibra monomodal estándar, a pesar de tener un parámetro no lineal muy bajo en comparación con cristales no lineales, es posible inducir efectos no lineales debido a que la luz se confina en una sección transversal pequeña y la propagación se da en longitudes grandes. Por consiguiente, este medio es idóneo para la generación de supercontinuo conducida por una respuesta óptica no lineal retardada, la cual induce el efecto de esparcimiento Raman [3]. Como resultado, bajo ciertas condiciones, a partir del efecto Raman es posible que un pulso bombeado a una fibra óptica tenga una redistribución de la energía hacia componentes espectrales de longitud de onda más largas, lo que se traduce en el ensanchamiento extremo del perfil espectral dando pie a la generación de supercontinuo.

TEORÍA

En este trabajo se presenta un análisis numérico de la generación de supercontinuo a partir de un sistema de fibra, descrito por el bombeo de pulsos cortos (~ps) en diferentes segmentos de fibra. Por consiguiente, en esta sección se describe teóricamente el modelo de propagación implementado en la simulación numérica, el cual se basa en la ecuación de Schrödinger no lineal (NLSE, por sus siglas en inglés *nonlinear Schrödinger equation*), así como el método numérico utilizado para resolver esta ecuación.

Una fibra óptica es una guía de ondas cilíndrica diseñada con el propósito de confinar un haz de luz, el cual es propagado desde una fuente hasta un receptor. En general, una fibra está constituida por un núcleo embebido por un revestimiento, como se discutió anteriormente. Particularmente, el sílice (SIO_2) del núcleo de la fibra óptica se puede modelar como un medio centrosimétrico [3]. Como resultado, en una fibra se pueden inducir efectos no lineales de tercer orden, los cuales se pueden fundamentar a partir de una componente de polarización no lineal $\boldsymbol{P}_{NL}$ [3,6]. Por lo tanto, la representación de la polarización (momento dipolar por unidad de volumen) en una fibra se define como:

$$\boldsymbol{P}(\boldsymbol{r},t) = \boldsymbol{P}_L(\boldsymbol{r},t) + \boldsymbol{P}_{NL}(\boldsymbol{r},t), \qquad (1)$$

donde $\boldsymbol{P}_L$ y $\boldsymbol{P}_{NL}$ representan la linealidad y no lnealidad de la polarización ($\boldsymbol{P}$ se puede representar como un tensor). En la polarización no lineal $\boldsymbol{P}_{NL}$ están contenidas la respuesta óptica no lineal instantánea, así como la respuesta óptica no lineal retardada de la fibra [6]. La respuesta instantánea induce el efecto Kerr [1,3], mientras que la respuesta instantánea retardada induce el efecto de esparcimiento Raman [3,6].

La propagación de un pulso en una fibra óptica monomodal puede ser modelada a partir de la NLSE, la cual es formulada dentro de la teoría clásica del electromagnetismo, partiendo de una ecuación de onda no lineal, en la que se introduce la polarización (Ec. 1), hasta definir un modelo de la propagación del perfil temporal del pulso $A(z,T)$, cuya deducción se reporta en [3,7]. De las diferentes versiones de este modelo de propagación, en este trabajo se consideró una versión extendida de la NLSE, la cual válida la propagación de un pulso ultracorto ($< 1\ ps$), considerando la respuesta óptica no lineal retardada conducida por el efecto Raman. Adicionalmente, se hace mención de que esta versión es un modelo de propagación de un pulso ultracorto a nivel escalar ya que se desprecian los efectos de polarización, estos últimos refiriéndose a los que modifican el estado de polarización del pulso. La versión extendida de la NLSE se define como:

$$\frac{\partial}{\partial z}A(z,T) = \left(\widehat{D} + \widehat{N}\right)A(z,T), \qquad (2)$$

donde $\widehat{D}$ es el operador de dispersión y $\widehat{N}$ es el operador no lineal. El operador $\widehat{D}$ introduce los efectos de dispersión de segundo y tercer orden, cuya expresión es

$$\widehat{D} = -i\frac{\beta_2}{2!}\frac{\partial^2}{\partial T^2} + \frac{\beta_3}{3!}\frac{\partial^3}{\partial T^3}, \qquad (3)$$

donde los términos β_2 y β_3 representan los parámetros de dispersión de segundo y tercer orden, respectivamente, los cuales se introducen bajo la metodología descrita a detalle en [7].
Por otra parte, el operador $\widehat{N}$ introduce los efectos Kerr y Raman, dicho operador se define como:

$$\widehat{N} = \widehat{N}_{Kerr} + \widehat{N}_{Raman}. \qquad (4)$$

El efecto Kerr, el cual induce un efecto de automodulación de fase (SPM, por sus siglas en inglés *self-phase modulation*), se expresa como:

$$\widehat{N}_{Kerr} = (1 - f_R)i\gamma|A|^2, \qquad (5)$$

donde $\gamma = 1.3\ W^{-1}Km^{-1}$ es el parámetro no lineal de la fibra, el término $(1 - f_R)$ es la proporción introducida por el efecto Kerr, la cual disminuyo debido a la existencia del efecto Raman.

Por otro lado, el efecto Raman, es introducido mediante el siguiente operador:

$$\widehat{N}_{Raman} = f_R \int_0^{\infty} h_R(t')|A(z, T - t')|^2 \, dt', \qquad (6)$$

donde h_R es la función de respuesta Raman que se puede introducir a partir del modelo propuesto por Lin-Agrawal [8]. Este modelo propone una función que introduce las contribuciones isotrópica y anisotrópica de las vibraciones moleculares del sílice, las cuales inducen el efecto de esparcimiento Raman estimulado (SRS, por sus siglas en inglés *stimulated Raman scattering*), bajo la interacción del medio con luz incidente de alta potencia. Como resultado, la función de respuesta Raman se introduce a partir de la siguiente expresión:

$$h_R(t) = h_I(t) + h_A(t), \qquad (7)$$

donde $h_I = f_a h_a$es la respuesta isotrópica de las vibraciones moleculares, en la cual f_a es la fracción de esta respuesta con respecto a la respuesta Raman total y $h_a = t_1(t_1^{-2} + t_2^{-2}) \times \exp(-t/t_2)\sin(t/t_1)$ es la función que modela dicha respuesta, introduciendo el inverso de la frecuencia de las vibraciones moleculares t_1 y el tiempo de amortiguamiento del modo fundamental de la vibración t_2. En particular, la respuesta isotrópica es modelada por un único modo vibración. Por otra parte, $h_A = f_c h_a + f_b h_b$ es la respuesta Raman anisotrópica, donde $h_b = ((2t_b - t)/t_b^2)e^{(-t/t_b)}$, $t_b$es el tiempo de la respuesta asociada a una inestabilidad vibracional, f_c y f_b son factores de la contribución anisotrópica. Dicha contribución anisotrópica introduce una inestabilidad en el espectro de ganancia Raman, la cual se valida a partir de un pico bosónico alrededor de 3 THz. En la Tabla 1 se definen los parámetros utilizados en este modelo.

Por consiguiente, bajo este modelo es posible representar el espectro de ganancia Raman ($G \propto \mathrm{Im}\{\tilde{h}_R(\omega)\}$, así como la función $h_R(t)$ (Ec. 7), las cuales se muestran en las Figuras 3(a) y 3(b), respectivamente.

Tabla 1. Parámetros utilizados en el modelo de Lin-Agrawal [3]

• $\boldsymbol{t_1 = 12.2}$ (fs)	• $f_a = 0.75$
• $\boldsymbol{t_2 = 32}$ (fs)	• $f_b = 0.21$
• $\boldsymbol{t_b = 96}$ (fs)	• $f_c = 0.04$

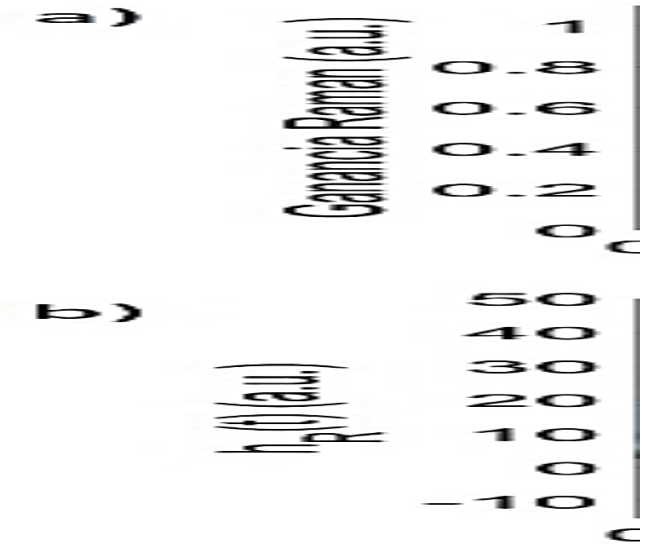


Figura 3. Respuesta Raman definida en el modelo de Lin-Agrawal. a) Espectro de ganancia y b) función temporal $h_R(t)$.

En particular, en una fibra óptica se puede inducir el efecto SRS con niveles de potencia moderados, tal como se mencionó previamente. En general, el efecto SRS en una fibra óptica produce una redistribución de la energía promovida por transiciones Stokes. Específicamente, una señal pulsada propagándose en la fibra bajo el efecto de SRS introduce un efecto de esparcimiento Raman intrapulso [3,9], lo cual implica una auto-redistribución de la energía que va de componentes espectrales de mayor frecuencia hacia componentes de menor frecuencia, estos corrimientos de energía en frecuencia se producen en diferentes proporciones de acuerdo con el espectro de ganancia Raman.

Para integrar numéricamente la NLSE (Ec. 2) se puede utilizar el método de Fourier de división de paso simetrizado (S-SSFM, por sus siglas en inglés *symmetrized split-step Fourier method*) [6], el cual consiste en un método numérico pseudo-espectral que introduce una exactitud de tercer orden en el tamaño del paso iterativo $\vartheta(h^3)$. Este método consiste en la ejecución alternante de tres subpasos a cada paso iterativo h, siguiendo la secuencia mostrada en la Figura 4.

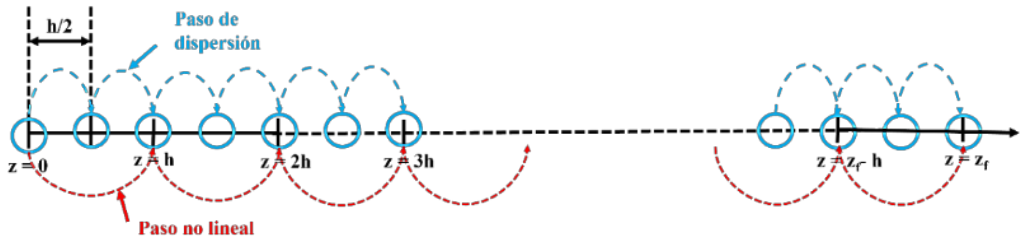


Figura 4. Ilustración de la secuencia de subpasos utilizados en el método S-SSFM.

En la secuencia del método S-SSFM la contribución de dispersión es integrada en dos subpasos, los cuales son alternados entre un subpaso en el que se integra la parte no lineal. En consecuencia, el m-ésimo paso iterativo del método S-SSFM es expresado de la siguiente forma:

$$A(z_m, T) = F^{-1}\left\{e^{\frac{h}{2}\widehat{D}(\omega)} F\left[e^{h\widehat{N}} F^{-1}\left(e^{\frac{h}{2}\widehat{D}(\omega)} F(A(z_{m-1}, T))\right)\right]\right\}, \qquad (8)$$

donde F y F^{-1} son la transformada de Fourier y su inversa, respectivamente, h es el tamaño del paso iterativo, $\widehat{N}$ es el operador no lineal definido en el dominio temporal y $\widehat{D}(\omega)$ es el operador de dispersión definido en el dominio de la frecuencia. Cabe aclarar que la transformada de Fourier y su inversa pueden implementarse en este método a partir de la transformada rápida de Fourier (fft, por sus siglas en inglés *fast Fourier transform*) y su inversa (ifft, por sus siglas en inglés *inverse fast Fourier transform*). Sin embargo, es necesario verificar que las definiciones discretas de la fft e ifft sean congruentes con las definiciones continúas utilizadas en la deducción de la NLSE, tal como se discute en [7].

SIMULACIÓN NUMÉRICA DE UN SISTEMA DE FIBRA ÓPTICA OPTIMIZADO PARA LA GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO

En este trabajo se analizó numéricamente la generación de supercontinuo en fibra óptica estándar monomodal bajo la dinámica de la fisión de un solitón. Para tal proceso se propusó un sistema de fibra óptica que consta de un láser pulsado, el cual en un caso ideal en la simulación numérica se representó a partir del bombeo de solitones de alto orden al sistema, seguido de una etapa de amplificación, la cual consiste en 1 m de fibra dopada con erbio (EDF, por sus siglas en inglés *erbium doped fiber*), y una etapa de propagación del pulso en una fibra óptica SMF-28 (200 m), dicha configuración se ilustra en la Figura 5. En esta última etapa de la fibra SMF-28 se introducen los

efectos no lineales y dispersivos que favorecen la fisión del solitón, el cual es un mecanismo que produce un espectro de supercontinuo.

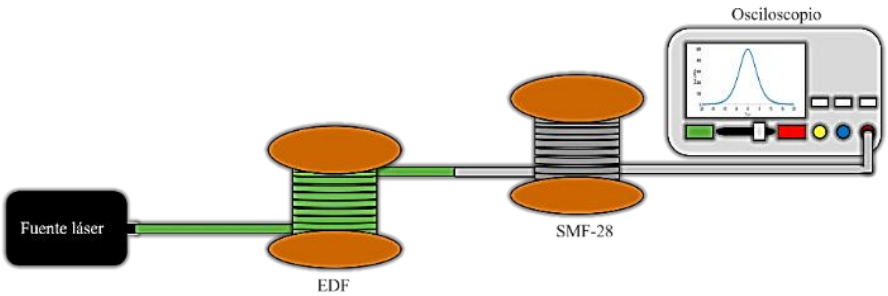


Figura 5. Esquematización del sistema de fibra óptica utilizado para validar la generación de supercontinuo.

Para validar la generación de supercontinuo en el sistema propuesto es necesario modelar la propagación de un pulso en los segmentos de las fibras EDF y SMF-28 a partir de la NLSE, siguiendo el siguiente algoritmo presentado en el diagrama de la Figura 6. A continuación, se describen las etapas a seguir en dicho algoritmo:

- Definición de parámetros iniciales: En esta primera etapa se establecen los parámetros de la fibra EDF, así como los parámetros de la fibra SMF-28, los cuales se especifican en la Tabla 2. Al mismo tiempo, se introduce el ventaneo temporal-espectral utilizado en la simulación, definiendo adecuadamente a los vectores tiempo y frecuencia. Así mismo, se establecen los parámetros a utilizar en la función de respuesta Raman (Tabla 1). Adicionalmente, se introduce la condición inicial de un solitón de orden η, cuya expresión está definida como

$$A(z=0,T)=\sqrt{P_0}\,\mathrm{sech}\left(\frac{T}{T_0}\right), \qquad (9)$$

  donde $P_0=(\eta^2|\beta_2|)/(\gamma T_0^2)$ es la potencia pico inicial, T es el vector tiempo y T_0 es el ancho temporal inicial.
- Simulación numérica de la etapa de amplificación: en esta etapa de amplificación se define la ventana espacial, en la cual se establecen la longitud de la fibra EDF (1 m) y el tamaño del paso iterativo $h=1\times10^{-3}$ m introducido en el método S-SSFM. Adicionalmente, se debe incorporar el efecto de ganancia de la EDF, el cual se reproduce a partir de la siguiente función de ganancia [6]:

$$g=\frac{g_0}{1+\frac{E_p}{E_{sat}}}, \qquad (10)$$

  donde g_0 es la ganancia de señal pequeña, $E_p=\int_{-\infty}^{\infty}|A|^2dT$ es la energía del pulso y E_{sat} es la energía de saturación, los cuales se especifican en la Tabla 2. Esta función (Ec. 10) introduce adecuadamente el proceso de amplificación de la EDF, no obstante, es importante mencionar que a nivel experimental una amplificación conducida por la EDF necesita un bombeo óptico a 980 nm, ó 1480 nm, que favorezca la amplificación de una señal a partir de un proceso de emisión estimulada. Posteriormente, bajo la ventana espacial y los parámetros especificados previamente, se implementa el método S-SSFM para resolver la NLSE conducida por la contribución simultanea del operador de dispersión $\widehat{D}$ y el operador no lineal $\widehat{N}$, ejecutando el paso iterative asociado (Ec. 8) bajo la condición inicial establecida en la Ec. 9. En particular, en el operador de dispersión se introduce la dispersión de segundo orden en un régimen de dispersión normal y la función de ganancia de la EDF ($\widehat{D}\rightarrow 0.5i\beta_2\omega^2+0.5g$). Mientras que en el operador no lineal se introduce la contribución del efecto Kerr ($\widehat{N}\rightarrow i\gamma|A(z,T)|^2$).

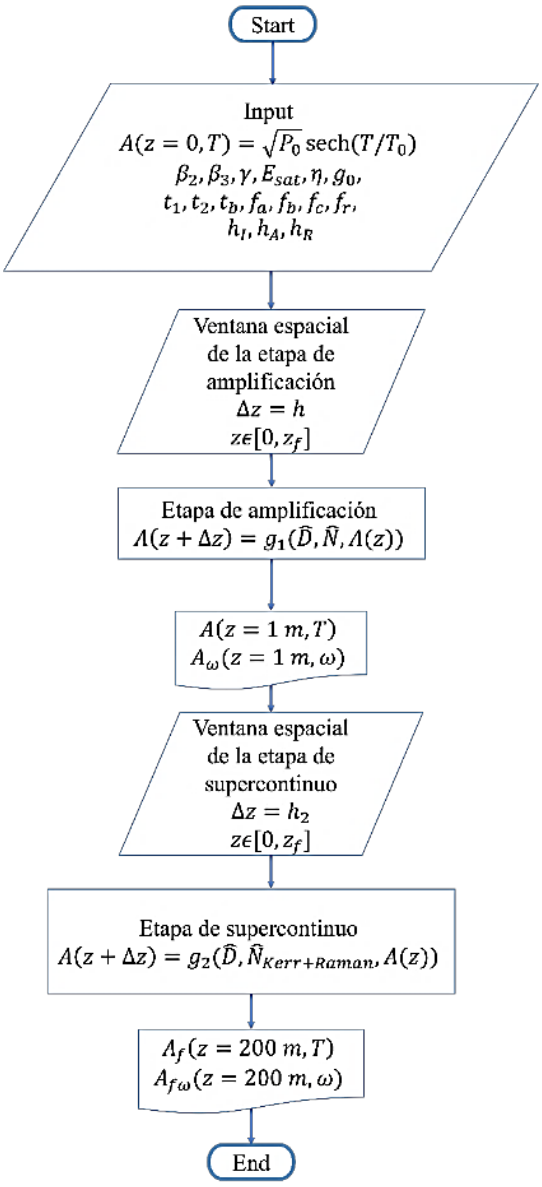


Figura 6. Diagrama del algoritmo implementado para validar la generación de supercontinuo en un sistema de fibra con una etapa de amplificación.

Tabla 2. Parámetros iniciales de las fibras EDF y SMF-28

Parámetros de la fibra EDF	Parámetros de la fibra SMF-28
$\mathbf{E_{sat}} = \mathbf{1500}$ (pJ) %Energía de saturación	$\gamma = 1.3 \times 10^{-3}$ (1/W/m) %Parámetro no lineal
$\mathbf{g_0} = \mathbf{1.2}$ (1/m) %Ganancia de señal pequeña	$\beta_2 = -2.056 \times 10^{-5}$ (fs^2/nm) %Parámetro de dispersión de segundo orden
$\boldsymbol{\beta_2} = \mathbf{1.91 \times 10^{-5}}$ (fs^2/nm) %Parámetro de dispersión de segundo orden	$\beta_3 = 1.226 \times 10^{-4}$ (fs^3/nm) %Parámetro de dispersión de tercer orden
$\boldsymbol{\gamma} = \mathbf{1.3 \times 10^{-3}}$ (1/W/m) %Parámetro no lineal	

- Simulación numérica de la etapa de generación de supercontinuo: En la etapa de generación de supercontinuo se define una nueva ventana espacial, en la cual se establece el tamaño del paso iterativo $h = 0.5 \times 10^{-3}$, así como la longitud de fibra óptica SMF-28 ($d_2 = 200\,m$). Adicionalmente, en esta etapa es necesario resolver la versión extendida de la NLSE (Ec. 2), lo cual implica introducir la función de la respuesta Raman (h_R) definida en el modelo de

Lin-Agrawal discutido previamente (Ec. 7). Bajo los parámetros de la fibra SMF-28 y su ventana espacial, así como el ventaneo temporal-espectral especificado previamente, se implementa el método S-SSFM para simular la propagación del pulso conducida por efectos dispersivos y no lineales, ejecutando el paso iterativo del método (Ec. 8) bajo la condición inicial definida por los perfiles temporales y espectrales obtenidos al finalizar la etapa de amplificación ($A(z = 1\ m, T)$ y $A_\omega(z = 1\ m, \omega)$). En particular, en los subpasos de dispersión se introdujo el operador $\widehat{D}$ en el dominio de la frecuencia, incluyendo las contribuciones de la dispersión de segundo orden y de tercer orden ($\widehat{D} \rightarrow 0.5i\beta_2\omega^2 + (1/6)i\beta_3\omega^3$). Por otra parte, en el subpaso no lineal se introdujo al operador $\widehat{N} = \widehat{N}_{Kerr} + \widehat{N}_{Raman}$ bajo la contribución del efecto Kerr ($\widehat{N}_{Kerr} \rightarrow i\gamma(1 - f_r)|A(z,T)|^2$) y del efecto Raman ($\widehat{N}_{Raman} \rightarrow i\gamma f_r dt\ fft\left(h_{R\omega}\ \ ifft(|A(z,T)|^2)\right)$, donde $h_{R\omega} = n\ ifft(h_R)$) y $n = 2^{17}$ es el tamaño de puntos discretos que conforman el perfil temporal.

RESULTADOS

La generación de supercontinuo se validó al simular numéricamente la propagación de un solitón a lo largo del sistema de fibra óptico propuesto (Figura 6). Dicha propagación en las dos secciones del sistema se modelo a partir de la NLSE (Ec. 2), siguiendo el algoritmo descrito anteriormente, en el cual se introdujo la condición inicial definida en la Ec. 9 y el orden del solitón η. En particular, se analizó numéricamente la propagación de tres solitones a diferentes ordenes ($\eta = 1, \eta = 2\ \&\ \eta = 3$). Los primeros resultados obtenidos mediante la simulación numérica de la propagación del solitón de primer orden ($\eta = 1$) a lo largo de las dos etapas del sistema: etapa de amplificación en 1 m de fibra EDF y etapa de propagación de 200 m de fibra SMF-28, se muestran en la Figura 7. A nivel temporal, la evolución del solitón sigue un comportamiento periódico (Figura 7(a)), lo cual es consistente con un incremento en el orden del solitón ($1 < \eta < 1.7$) debido a la etapa de amplificación, sin alcanzar un proceso de fisión del solitón. Por otro lado, a nivel espectral, la evolución del perfil sigue una evolución periódica (Figura 7(b)) sin evidenciar una redistribución de las componentes espectrales conducidas por el efecto Raman. Esta evolución es consistente con la reportada en [9].

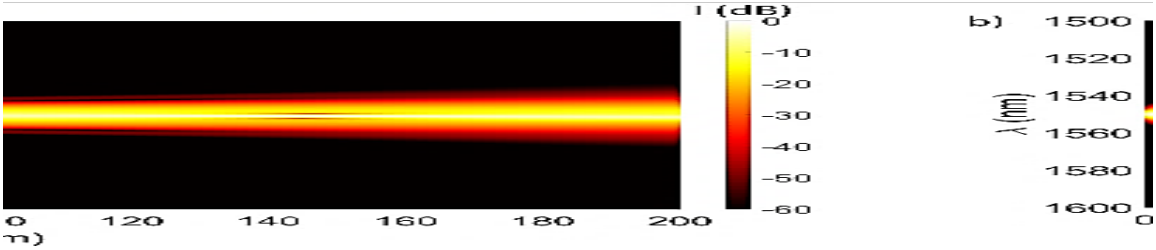


Figura 7. Solitón de primer orden ($\eta = 1$). Propagación de los perfiles de intensidad a) temporal y b) espectral en el sistema de fibra.

Por otra parte, la generación de supercontinuo en el sistema de fibra se logra evidenciar a partir del bombeo de solitones de orden superior ($\eta \geq 2$). En particular, al introducir un solitón de segundo orden ($\eta = 2$) es posible validar la fisión del solitón a una distancia de $\sim 30\ m$, pasando por 1 m de fibra EDF en la etapa de amplificación y 200 m de fibra SMF-28, como se ilustra en la Figura 8. A nivel temporal, el perfil de intensidad describe una dinámica de fisión de solitón, en la cual el solitón se fragmenta hasta eyectar solitones fundamentales, uno de estos solitones es eyectado hacia tiempos positivos, mientas que otros dos permanecen en un paquete central ($T = 0\ ps$), como se ilustra en la Figura 8(a). A nivel espectral, durante el proceso de fisión del solitón se inducen corrimientos espectrales hacia longitudes de onda más largas con respecto a la longitud de onda central $\lambda_0 = 1550\ nm$, lo cual es consistente con el efecto Raman, como se muestra en la Figura 8(b). Por consiguiente, los perfiles de intensidad temporal y espectral observadas en la simulación numérica reproducen las características cualitativas de la generación de supercontinuo conducida por la fisión de un solitón [9].

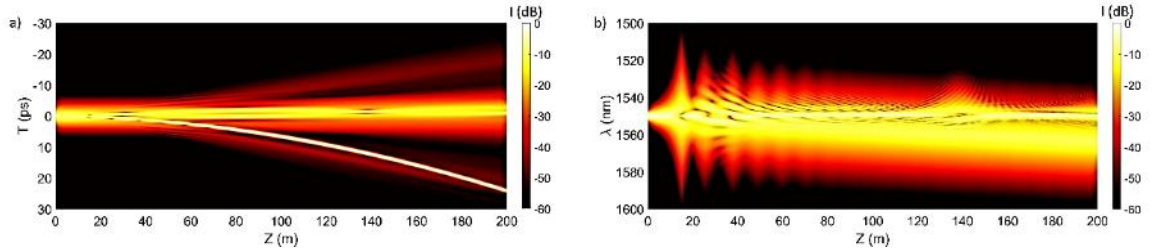


Figura 8. Solitón de segundo orden ($\eta = 2$). Propagación de los perfiles de intensidad a) temporal y b) espectral en el sistema de fibra.

Al igual que el caso anterior, al introducir un solitón de tercer orden ($\eta = 3$) al sistema es posible evidenciar la generación de supercontinuo conducida por un proceso de fisión de solitón, la cual se obtuvo a una distancia de $\sim 15\ m$, tal como se visualiza en la Figura 9. A nivel temporal, en la dinámica de la fisión de solitón se eyectan 4 solitones, esto es consistente con un incremento en el orden del solitón propiciada por la etapa de amplificación, dos de estos se atrasan con respecto al paquete central, como se ilustra en la Figura 9(a). A nivel espectral, la dinámica de fisión del solitón induce corrimientos espectrales hacia longitudes de onda más largas debido a la redistribución de la energía conducida por el efecto Raman, como se verifica en la Figura 9(b).

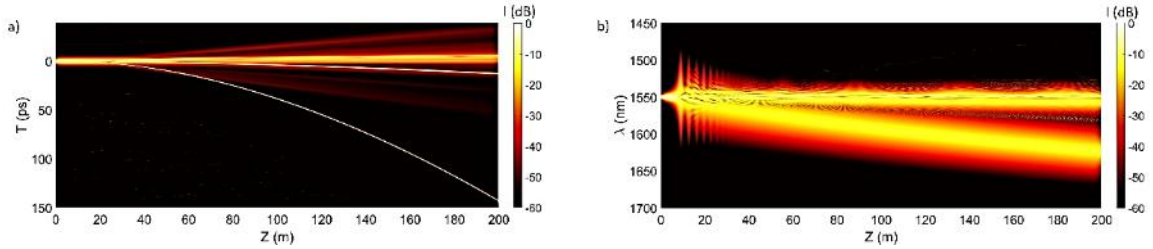


Figura 9. Solitón de tercer orden ($\eta = 3$). Propagación de los perfiles de intensidad a) temporal y b) espectral en el sistema de fibra.

En estos resultados es importante precisar que la generación de supercontinuo solo se alcanzó cuando el sistema es bombeado con solitones de segundo ($\eta = 2$) y tercer orden ($\eta = 3$), destacando que un incremento en el orden del solitón introduce mayores corrimientos espectrales. En particular, en la etapa de amplificación del sistema, 1 m de fibra EDF, el pulso sufrió un incremento en la potencia pico y una compresión temporal, esta última al introducir una compensación de la dispersión. Mientras que, la etapa de propagación del pulso a lo largo de los 200 m de fibra SMF-28 se promovió la fisión del solitón conducida por la operación simultanea de la dispersión de tercer orden y la contribución del efecto Raman. Dicha fisión se alcanzó debido a que en la etapa de amplificación el pulso alcanzo las condiciones necesarias en potencia pico y reducción de su ancho temporal (de ps a centenas de fs) para inducir los efectos referidos.

CONCLUSIONES

En este trabajo se propuso un sistema de fibra optimizado para generar un espectro de supercontinuo, cuya operación se analizó numéricamente a partir de la solución de una versión extendida de la NLSE, la cual se integró utilizando el método S-SSFM. Específicamente, se implementaron dos etapas en el sistema, una primera etapa de amplificación introducida por 1 m de fibra EDF y una etapa de propagación de 200 m de fibra SMF-28. Como resultado, se concluye que en este sistema es posible generar supercontinuo a partir del bombeo de pulsos con una duración de 1 ps bajo la operación simultanea de efectos de dispersión de alto orden y el efecto Raman, destacando que la etapa de amplificación promueve que el pulso alcance el ancho y la potencia necesaria para inducir dichos efectos. En particular, en el sistema se validó numéricamente la generación de supercontinuo a partir del bombeo de solitones de orden superior ($\eta \geq 2$) con un ancho temporal de 1 ps los cuales evolucionaron bajo una dinámica de fisión. En contraparte, es importante

destacar que el proceso de generación de supercontinuo inducido por un pulso ultracorto, o bien múltiples subpulsos ultracortos como en un pulso de ruido, es un proceso complejo que incluye diferentes procesos disipativos propios de una configuración experimental que no fueron considerados en el sistema. No obstante, los resultados presentados pueden servir de referencia para comprender los mecanismos involucrados en el proceso de generación de supercontinuo, destacando que si el sistema de fibra se bombea con pulsos cortos ($\sim ps$) es necesario introducir una etapa de amplificación que incluya un proceso de compensación de dispersión, esto con la finalidad de incrementar la potencia pico y reducir el ancho temporal, lo cual promueve a que se pueda inducir el efecto Raman.

BIBLIOGRAFÍA

1. R. Paschotta*, RP Photonics Encyclopedia.* https://www.rp-photonics.com/encyclopedia.html (Consultado en Mayo 2025)
2. R. R. Alfano y S. L. Shapiro*,* “Emission in the Region 4000 to 7000 Å Via Four-Photon Coupling in Glass,” Phys. Rev. Letts. 24*,* 584-587 (1970).
3. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 6th ed. (Academic Press, 2019).
4. J. C. Hernández García, O. Pottiez y J.M. Estudillo-Ayala, “Supercontinuum generation in a standard fiber pumped by noise-like pulses from a figure-eight fiber laser,” Laser Phys. 22, 9, 221-226 (2012).
5. J. P. Lauterio Cruz, O. Pottiez, Y. E. Bracamontes-Rodriguez, *et al.*, “Comparative study of supercontinuum generation using standard and high-nonlinearity fibres pumped by noise-like pulses,” Laser Phys. 27, 065107 (2017).
6. H. E. Ibarra Villalón, *“Estudio numérico de la generación y dinámicas de pulsos múltiples en un láser de fibra de amarre de modos pasivos”* (Ph. D. thesis, Universidad Autónoma Metropolitana Unidad Azcapotzalco, CDMX, México, 2022) https://zaloamati.azc.uam.mx/handle/11191/8773.
7. H. E. Ibarra-Villalón, O. Pottiez, A. Gomez-Vieyra, J. P. Lauterio-Cruz y Y. E. Bracamontes Rodriguez, “Numerical study of the fibre dispersion contribution in the pulse propagation problema,” Eur. J. Phys. 42, 025303 (2021).
8. Q. Lin y G. P. Agrawal, “Raman response function for silica fibers,” Opt. Lett. 31, 3086-3088 (2006).
9. H. E. Ibarra-Villalón, O. Pottiez, A. Gomez-Vieyra, J. P. Lauterio-Cruz y Y. E. Bracamontes Rodriguez, “Embedded split-step methods optimized with a step size control for solving the femtosecond pulse propagation problem in the nonlinear fiber optics formalism,” Phys. Scr. 96, 075502 (2021).

MEDICIÓN DEL DIRECCIONAMIENTO DE EPR A PARTIR DE UNA NUEVA MEDIDA PROPUESTA Y COMPARACIÓN DE SU DESEMPEÑO

Alma Elena Piceno Martínez, Laura Elena Casandra Rosales Zárate

Centro de Investigaciones en Óptica, A.C.
elenapiceno@cio.mx

RESUMEN

Las correlaciones cuánticas son una consecuencia significativa de los fundamentos de la mecánica cuántica, en la actualidad se entienden como recursos que un sistema tiene para poder realizar protocolos de información cuántica. El direccionamiento (steering) de EPR es una de estas correlaciones; surge de las propiedades observadas en el famoso experimento de EPR. Debido a que permite la realización de tareas cuánticas, es importante poder discernir si existe o no direccionamiento en un sistema cuántico y qué tanto del recurso hay disponible. Esto lo hacemos con criterios y medidas de direccionamiento, respectivamente. El avance en el desarrollo de criterios de direccionamiento ha sido significativo en las últimas décadas, sin embargo, el caso de las medidas no es el mismo. En este trabajo proponemos una medida entrópica del direccionamiento para el estado de un sistema basada en un criterio[1] que surge de una relación de incertidumbre entrópica. Con esta relación de incertidumbre se puede definir una cantidad que llamamos indicador; permitiendo crear una sencilla relación: si el indicador es más chico que la cota de la relación de incertidumbre, entonces hay direccionamiento cuántico. Una vez que sabemos esto, proponemos una medida para cuantificar el direccionamiento como el máximo valor de la violación a la relación anterior, comparando los valores del indicador y la cota para un estado cuántico dado. Aquí hablaremos sobre las propiedades de tal medida propuesta y discutiremos cómo se compara con otras medidas en cuanto a sensibilidad de detección. La medida que proponemos posee propiedades importantes desde el punto de vista de la cuantificación de las correlaciones cuánticas, así como tiene la característica de ser asimétrica, reflejando la propiedad del direccionamiento de no ser igual en ambas direcciones el efecto de la correlación de un sistema sobre el otro. En cuanto a la comparación con otras cantidades existentes, lo hacemos a través del análisis de un tipo fundamental de estados en el campo de la información cuántica: los estados de dos qubits con ruido, incluyendo estados de Werner, estudiando las medidas consideradas a través de los parámetros de ruido del estado. Obtuvimos el valor de nuestra medida con el parámetro de ruido, calculamos diversos criterios y el valor crítico del parámetro de ruido donde se comienza a detectar direccionamiento. Los valores críticos de nuestra medida se comparan bien con aquellos de las otras cantidades consideradas, detectando direccionamiento para un mayor rango de estados. Hay que remarcar que no todos los criterios calculados fueron capaces de demostrar la presencia de direccionamiento en nuestro sistema. Estos resultados demuestran la incrementada sensibilidad de esta medida y señalan al hecho de que es adecuada para asignarle un valor al grado de direccionamiento. [1] A. C. S. Costa, R. Uola y O. Gühne; Entropy 20, 762 (2018).

INTRODUCCIÓN

El concepto de correlación viene de estadística, se dice que dos distribuciones de probabilidad están correlacionadas si no son independientes, es decir, que podemos conocer algo de una a partir de la otra. La mecánica cuántica al ser una teoría probabilística también presenta correlaciones, las cuales se denominan correlaciones cuánticas, las cuales han sido estudiadas a profundidad desde los años treinta del Siglo XX, cuando Schrödinger describió a lo que hoy se conoce como enredamiento cuántico. Por mucho tiempo se pensó que el enredamiento era sinónimo de correlación cuántica, pero gracias al avance de la mecánica e información cuánticas hoy sabemos que existen varias correlaciones cuánticas. En particular, el direccionamiento de EPR (*steering*, en inglés) es una correlación asociada al comportamiento altamente no clásico, pues permite alterar a un sistema alejado por medio de otro correlacionado que se encuentra a nuestro alcance [1, 2]. Por tal motivo, en la actualidad, las correlaciones cuánticas, como el direccionamiento, son consideradas como un recurso para realizar tareas particulares, como protocolos de comunicación cuántica, teleportación cuántica, criptografía cuántica y distribución de llave cuántica unilateral e independiente del aparato

(*One-Sided-Device-independent-Quantum-Key-Distribution*) [3, 4]. Al formar parte primordial de aplicaciones, necesitamos asegurar la presencia de direccionamiento en los sistemas cuánticos de interés, además de determinar la cantidad que tenemos disponible para implementarlas.

TEORÍA

El direccionamiento es una correlación cuántica que viene directamente de los fundamentos de la teoría. En 1935, en el famoso artículo de Einstein, Podolsky y Rosen se destacó la "espeluznante" acción a distancia que la teoría cuántica permite [2], es decir, si tenemos dos sistemas cuánticos que interactuaron y luego se separaron, entonces al realizar una medición sobre uno de ellos nosotros podemos conocer el estado de la otra parte, en general, muy alejada espacialmente. Este fenómeno es contraintuitivo si lo comparamos con lo que nosotros vivimos día con día, pero se ha comprobado experimentalmente su existencia y las aplicaciones que existen y se están desarrollando han ido en aumento en los últimos años. De esto, sale la importancia del desarrollo de criterios y medidas de direccionamiento para poder determinar su existencia y la cantidad que existe en determinados sistemas, un gran avance en el desarrollo de criterios se ha observado últimamente en la literatura mientras que en el caso de las medidas el avance ha sido prácticamente nulo.

Entre las formas de certificar direccionamiento [5] se encuentran las desigualdades de incertidumbre locales, criterios de modelos de estados de variables ocultas locales, criterios lineales, criterios de positividad, desigualdades de incertidumbre entrópicas y criterios de direccionamiento relacionados con programación semidefinida. Algunos intentos para cuantificar direccionamiento van entorno al uso de medidas de tipo informacional como medidas entrópicas y lo que se denomina como monótonos de direccionamiento, también se ha pretendido utilizar programación semidefinida con la idea de describir de una buena manera al conjunto convexo de estados sin direccionamiento y así tomar distancias entre este y un estado con presencia de direccionamiento.

RESULTADOS

Propuesta de una medida entrópica para estados de dos subsistemas discretos de dimensión 2

La mecánica cuántica tiene un principio fundamental que guía lo que podemos obtener al realizar mediciones entre dos sistemas: el principio de incertidumbre. Es una cota sobre lo que podemos saber de los sistemas después de realizar mediciones. El direccionamiento nos da información definitiva del estado que se obtendrá en el otro sistema, violando la cota fundamental del principio de incertidumbre.

Nos fijamos en la descripción que dan las entropías de un sistema y sus mediciones. Si las mediciones sobre B cumplen una relación de incertidumbre entrópica con una cierta cota, las correlaciones pueden ser caracterizadas por la entropía relativa entre las mediciones de los subsistemas. Para la q-entropía de Tsallis, si las mediciones sobre B cumplen con $\sum_m \boldsymbol{S_q}(\boldsymbol{B_m}) \geq \boldsymbol{B_B^q}$, existe direccionamiento si se viola la desigualdad

$$\sum_{\boldsymbol{m}} \left[\boldsymbol{S_q}(\boldsymbol{B_m}|\boldsymbol{A_m}) + (\mathbf{1}-\boldsymbol{q})\boldsymbol{C}(\boldsymbol{A_m},\boldsymbol{B_m})\right] \geq \boldsymbol{B_B^q},$$

con

$$\mathbf{C}(\mathbf{A_m},\mathbf{B_m}) = \sum_{\mathbf{i}} \mathbf{p_i^q}\, \mathbf{ln_q^2}(\mathbf{p_i}) - \sum_{\mathbf{i,j}} \mathbf{p_{ij}^q}\, \mathbf{ln_q}(\mathbf{p_i})\, \mathbf{ln_q}(\mathbf{p_{ij}}).$$

Nosotros hemos desarrollado una medida del direccionamiento dada por:

$$\mathbf{S^q}(\boldsymbol{\rho}) = \mathbf{max}\{\mathbf{0}, -(\mathbf{I_q}(\boldsymbol{\rho}) - \mathbf{B_B^q})\},$$

usando un indicador:

$$\mathbf{I_q(\rho|A_m, B_m) = \sum_m \left[S_q(B_m|A_m) + (1-q)C(A_m, B_m)\right].}$$

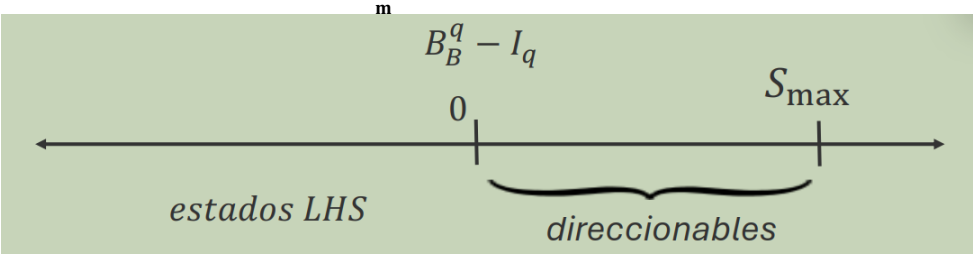


Figura 1. Esquema de nuestra medida de direccionamiento, la diferencia entre $\boldsymbol{B_B^q}$e $\mathbf{I_q(\rho)}$ mide que tanto direccionamiento posee el sistema.

Entre algunas propiedades de nuestra medida destacan:
a) Da un valor de 0 para el direccionamiento contenido en un estado para el que no existe direccionamiento de acuerdo con el criterio de Ref. [6]. b) Posee un valor máximo dado por la propia cota de la relación de incertidumbre. c) Refleja la influencia de las mediciones en el subsistema A sobre el estado del subsistema B. d) Aprovecha las ventajas de las cantidades entrópicas para la descripción de los sistemas cuánticos. e) Utiliza una de las más importantes familias de entropías generalizadas.

Implementación: estados de dos qubits con ruido

Los estados de dos qubits son los estados cuánticos más sencillos en los que encontramos correlaciones. Se componen de dos subsistemas cuánticos de dos niveles conocidos como qubits. Cuando introducimos ruido a los estados de Bell, estados con un enredamiento máximo, se disminuye la cantidad de enredamiento contenida; con esto podemos simular estados generales presentes en la naturaleza.

Un tipo de estados que se forman así son los estados de Werner:

$$\boldsymbol{\rho_W = (1-\omega)\,\mathbb{I}/4 + \omega\rho_{Bell},}$$

ampliamente usados para investigar las correlaciones y comparar la idoneidad de criterios y medidas. Estudiamos estados en los que consideramos un ruido adicional $\boldsymbol{\Delta}$ en el estado máximamente enredado, previo al ruido blanco de Werner:

$$\boldsymbol{\rho(\omega, \Delta) = \omega\rho_{Bell} + \omega\Delta(d, \delta) + (1-\omega)\mathbb{I}/4.}$$

Consideramos familias de estados que se generan con su parámetro $\boldsymbol{\omega}$, el parámetro de Werner, la primera es la de los estados de Werner, $\boldsymbol{\rho_W(\omega)}$, y otras dos familias, $\boldsymbol{\rho_2(\omega)}$ y $\boldsymbol{\rho_3(\omega)}$ con dos valores del ruido adicional distintos, $\boldsymbol{\Delta_2}$ y $\boldsymbol{\Delta_3}$.

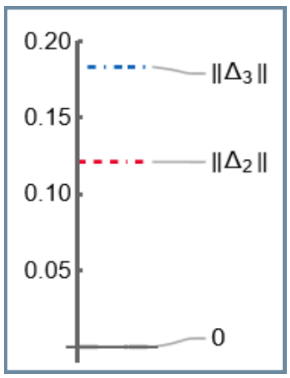


Figura 2. Tamaño del ruido $\boldsymbol{\Delta}$, para las familias $\boldsymbol{\rho_2, \rho_3}$.

Cuantificación del direccionamiento usando esta medida: La medida propuesta determina una mayor cantidad de direccionamiento conforme incrementa la contribución del estado máximamente enredado con el ruido $\boldsymbol{\Delta}$. Encontramos que esta cuantificación del direccionamiento presenta propiedades importantes: 1) De la figura podemos ver que la gráfica es curva y cóncava. 2) El direccionamiento es siempre mayor para $\boldsymbol{\rho_W}$ y mayor para $\boldsymbol{\rho_2}$ que para $\boldsymbol{\rho_3}$, para todos los $\boldsymbol{\omega}$. 3) Hay una región de valores medios de $\boldsymbol{\omega}$ para los que sólo $\boldsymbol{\rho_W}$ presenta direccionamiento. 4) En el caso de los estados de Werner, se alcanza el valor máximo de 1 cuando el estado no contiene ruido y es el estado máximamente enredado. El valor de $\boldsymbol{\omega} = \sqrt{\frac{1}{3}}$ es el valor crítico para el que los estados de Werner comienzan a presentar correlaciones [7].

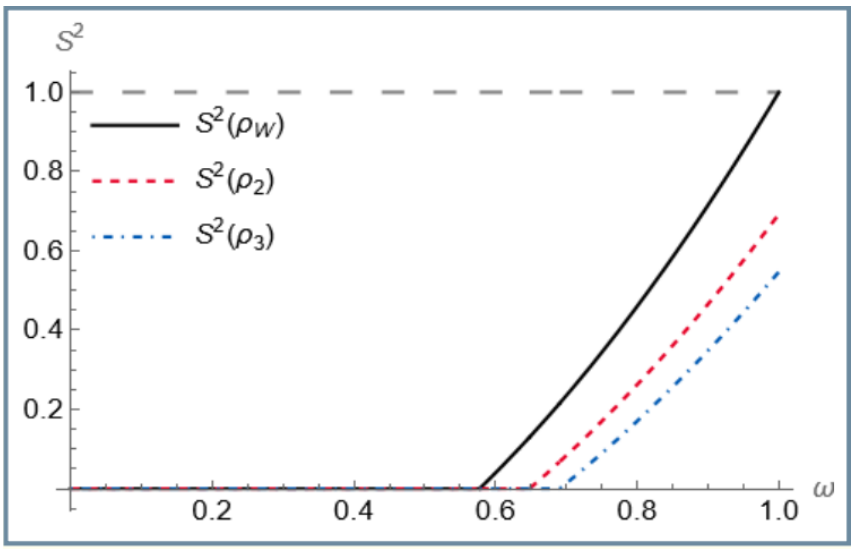


Figura 3. La medida de direccionamiento propuesta $\boldsymbol{S^2}$, usando la 2-entropía de Tsallis, calculada para las familias de estados con ruido estudiadas en función del parámetro de Werner $\boldsymbol{\omega}$.

El enredamiento de los estados de dos qubits con ruido

Cuantificamos también el enredamiento de estas tres familias con la negatividad. Nuestro resultado para los estados de Werner replica el resultado conocido, el punto crítico del enredamiento para estados de Werner es $\boldsymbol{\omega_N} = \frac{1}{3}$. Para el sistema estudiado el enredamiento es siempre mayor que el direccionamiento en los tres casos, lo cual corresponde a la relación adecuada entre estas dos correlaciones. Los estados de Werner presentan tanto enredamiento [7] como direccionamiento a partir del valor crítico de $\boldsymbol{\omega} = \frac{1}{\sqrt{3}}$.

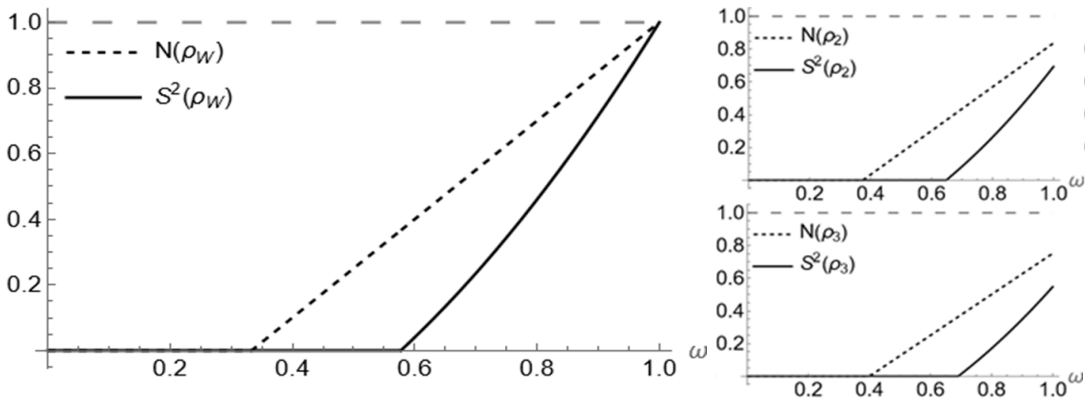


Figura 4. La negatividad para las tres familias de estados de dos qubits con ruido como función de $\boldsymbol{\omega}$ (líneas punteadas), comparada con la medida del direccionamiento $\boldsymbol{S^2}$ (líneas sólidas).

Comparación con otros criterios y medidas de direccionamiento

Criterios lineales

Tienen una forma como sumas de varianzas, cuando se viola la cota del criterio se detecta direccionamiento en el sistema

El criterio lineal de Cavalcanti et al [8]

$$\boldsymbol{S_C = \frac{1}{\sqrt{3}}\left|\langle\sigma_X^A\sigma_X^B\rangle + \langle\sigma_Y^A\sigma_Y^B\rangle + \langle\sigma_Z^A\sigma_Z^B\rangle\right| \leq 1}$$

El punto crítico de $\boldsymbol{\omega}$ a partir del cual empieza a detectar direccionamiento coincide con el que encontramos para la familia de Werner y es mayor para las otras dos familias.

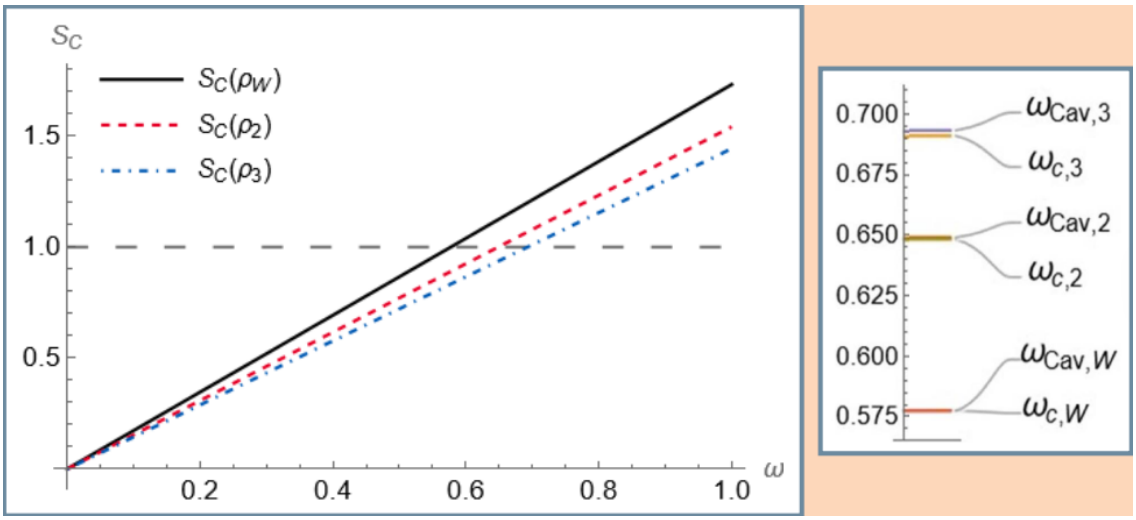


Figura 5. Izquierda: La cantidad $\boldsymbol{S_C}$ del criterio de Cavalcanti et al. [8] para las familias de estados consideradas, y el límite del criterio, graficados contra $\boldsymbol{\omega}$. Derecha: Comparación de los puntos críticos para el criterio de Cavalcanti et al. [8], $\boldsymbol{\omega_{Cav}}$, y la detección con la medida $\boldsymbol{S^2}$, $\boldsymbol{\omega_c}$.

Criterios de varianzas inducidas

El criterio de Reid [9]: Es un importante criterio por su significado histórico y utilidad, relaciona el escenario de EPR y el principio de incertidumbre.

$$\boldsymbol{S_R = \Delta^A_{inf}(\sigma^B_X)\Delta^A_{inf}(\sigma^B_Y) \geq \frac{1}{2}\langle\sigma^B_Z\rangle}$$

Estos criterios **no detectan** direccionamiento en nuestros estados.

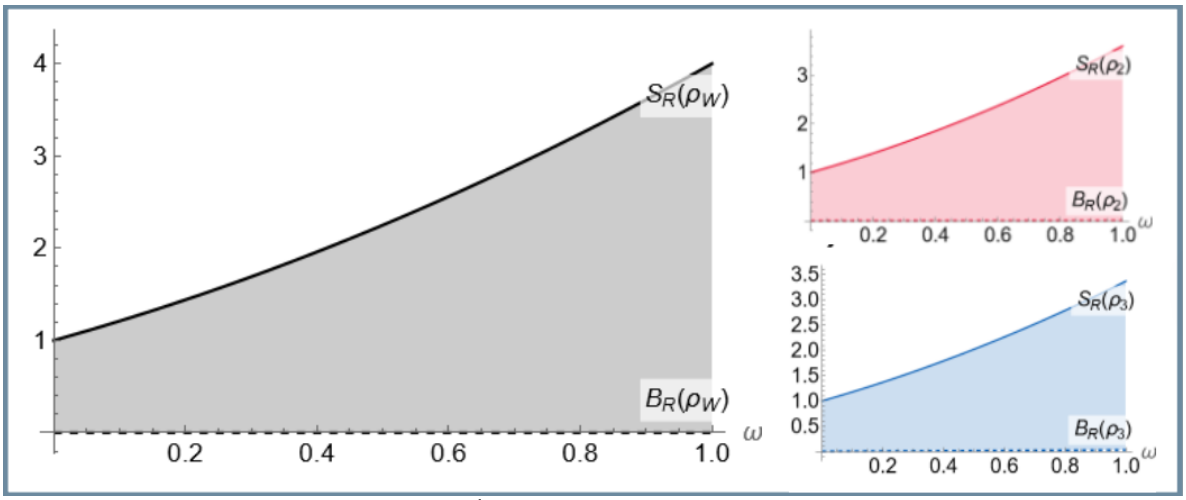


Figura 6. La cantidad $\boldsymbol{S_R}$ y la cota $\boldsymbol{B_R = \frac{1}{2}\langle\sigma^B_Z\rangle}$ del criterio de Reid [9] como función de $\boldsymbol{\omega}$.

Una medida de direccionamiento para estados de Werner: La distancia de traza geométrica consistente [10]

Esta medida depende de la geometría del conjunto de los estados que no presentan direccionamiento. Esta medida sólo se puede calcular para los estados de Werner. La medida cuantifica el direccionamiento dependiendo de $\boldsymbol{\omega}$ como sigue:

$$\boldsymbol{S_{TD}(\rho_W) = \begin{cases} \frac{1}{4}\left(\omega - \frac{1}{\sqrt{3}}\right) & si\ \omega > \frac{1}{\sqrt{3}} \\ 0 & si\ \omega < \frac{1}{\sqrt{3}} \\ \equiv 0 & si\ \omega = \frac{1}{\sqrt{3}} \end{cases}}$$

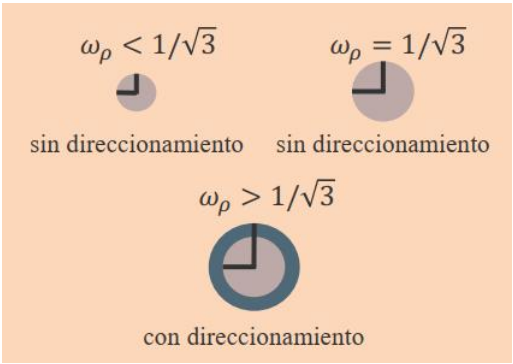


Figura 7. Diagrama de la medida distancia de traza geométrica consistente para los estados de Werner. El círculo representa al estado de Werner dependiendo de su parámetro $\boldsymbol{\omega}$, en la figura

interior, el círculo claro representa el límite de estados con direccionamiento, mientras que el círculo exterior es el estado de Werner considerado.

Esta medida se comporta de una manera muy similar a la medida que proponemos, siendo la mayor diferencia que esta tiene un comportamiento lineal y determina una cantidad de direccionamiento existente en los estados de Werner ligeramente mayor. El punto crítico corresponde a $\boldsymbol{\omega_{TD}} = \frac{\mathbf{1}}{\sqrt{\mathbf{3}}}$, el mismo que con la medida propuesta $\boldsymbol{S^2}$. Así mismo, ambas medidas alcanzan el máximo para $\boldsymbol{\omega} = \mathbf{1}$.

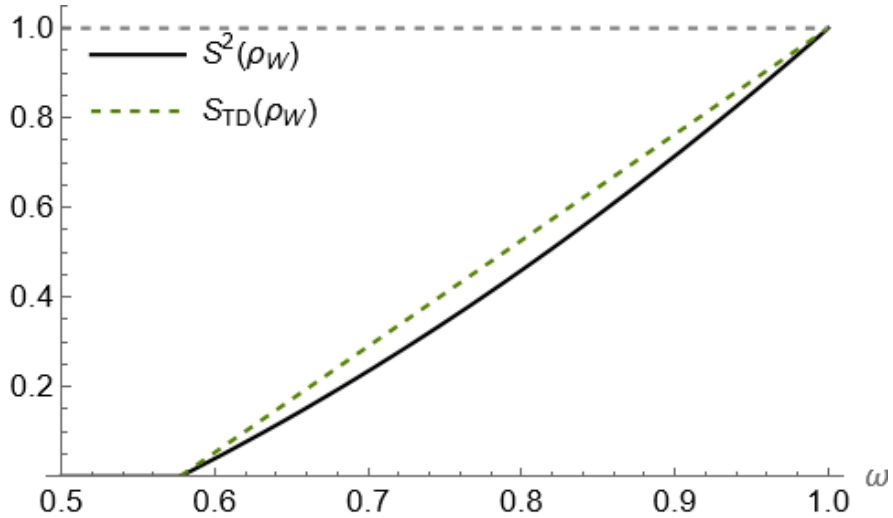


Figura 8. La medida de traza distancia para los estados de Werner como función de $\boldsymbol{\omega}$ (línea punteda) y comparación con la medida propuesta $\boldsymbol{S^2}$ (línea sólida).

CONCLUSIONES

Proponemos una medida de direccionamiento a partir de la máxima violación de un criterio adecuado. Tiene propiedades importantes, como el dar el valor nulo para sistemas sin direccionamiento y ser creciente, así como que tiene un valor máximo.

Con esta estudiamos el steering de una clase importante de estados: estados de dos qubits con ruido. Encontramos que la cantidad de steering incrementa con la contribución del estado máximamente enredado. También, como es requerido, es siempre menor que el enredamiento determinado por la negatividad.

En cuando a la comparación con otros resultados previos, la detección es consistente con los otros criterios y medidas estudiados cuando éstos últimos detectan el direccionamiento. Criterios importantes no detectan direccionamiento en estos estados.

Finalmente, esta medida posibilita la cuantificación de tipos de estados más complejos que los estados de Werner.

BIBLIOGRAFÍA

1. E. Piceno Martínez y L. E. C. Rosales Zárate, “A generalised entropic measure of steering using Tsallis entropies and the relationship with existent steering criteria”, J. Opt. 26, 2024, pp. 105702.
2. A. Einstein, B. Podolsky, y N. Rosen, Physical Review, Vol. 47, 1935, pp. 777.
3. J. G. Ren et al., Nature, Vol. 549, 2017 pp. 70–73; C. Branciard et al., Phys. Rev. A, Vol. 85, 2012 pp. 010301(R).

4. R. Ursin, et al., Europhys. News Vol. 40, 2009, pp. 26.
5. E. Piceno Martínez, L. E. C. Rosales Zárate y P. Ornelas Cruces, “Certification and applications of quantum nonlocal correlations”. J. Phys. Photonics, Vol. 5, 2023, pp. 042001.
6. A. Costa et al., Entropy, Vol. 20, 2018, pp. 763.
7. R. F. Werner, Phys. Rev A, Vol. 40, 1989, pp. 4277.
8. E. G. Cavalcanti et al., Phys. Rev. A, Vol. 80, 2009, pp. 032112.
9. M. D. Reid. Phys. Rev. A, Vol. 40, 1989, pp. 913.
10. H.-Y. Ku et al., Phys. Rev. A, Vol. 97, 2018, pp. 022338.

PROPIEDADES OPTOELECTRÓNICAS DE NANODIAMANTES FUNCIONALIZADOS CON EXTRACTOS VEGETALES

Deyani Nocedo-Mena[1], Oxana V. Kharissova[1], Laura Verenis López De Arriba[1], Brandom Ocañas Morales[1], Romeo Selvas[1], Juan Luis Morales Landa[2]

[1]Centro de Investigaciones en Ciencias Físico Matemáticas, Facultad de Físico Matemáticas, Universidad Autónoma de Nuevo León, [2]Centro de Investigación y Asistencia en Tecnología y Diseño del Estado de Jalisco, A.C. Subsede Noreste
deyani.nocedomn@uanl.edu.mx

RESUMEN

La Agenda 2030 de la ONU, a través de los Objetivos de Desarrollo Sostenible (ODS), establece metas para mitigar los efectos de la contaminación en la salud humana, incluyendo la reducción de enfermedades transmitidas por el agua, la disminución de la exposición a productos químicos peligrosos y la minimización de la contaminación del aire, agua y suelos. Sin embargo, el monitoreo y control de estos contaminantes sigue siendo un desafío debido a la complejidad y costo de las técnicas analíticas actuales. Por ello, es fundamental desarrollar herramientas de medición eficientes, precisas y accesibles.

Los nanodiamantes (NDs) han surgido como nanomateriales versátiles con un gran potencial en diversos campos, destacando en sensores debido a sus propiedades ópticas excepcionales. En este estudio, se evaluaron nanosistemas híbridos formados por NDs funcionalizados con extractos vegetales para su posible aplicación como biosensores. Los extractos se obtuvieron de tallos (T), hojas secas (HS) y hojas frescas (HF) de *Cissus incisa* mediante maceración en agua destilada y cloroformo/metanol (1:1), seguido de filtrado y almacenamiento en refrigeración. Los extractos acuosos fueron liofilizados para su conservación.

Por otro lado, se prepararon suspensiones de 10 mg de NDs prístinos en 10 mL de agua destilada, sometiéndolos a ultrasonido por 15 h en ciclos de 3 h, midiendo pH y temperatura tras cada ciclo. Posteriormente, los NDs fueron funcionalizados con 100 µL de cada extracto vegetal por separado. Las muestras se caracterizaron mediante espectroscopías FTIR y UV-Vis para identificar grupos funcionales y evaluar su comportamiento óptico. Además, se analizaron sus propiedades optoelectrónicas utilizando una fuente de luz blanca de tungsteno-halógeno acoplada a un banco óptico con conectores de fibra óptica tipo SMA, registrando las bandas de absorción generadas por la transmisión de la luz incidente.

Para evaluar la biocompatibilidad de los nanosistemas, se realizó un ensayo de hemólisis en eritrocitos de sangre de carnero. Los resultados mostraron que la muestra ND-HF (ND funcionalizado con extracto de hojas frescas) presentó una banda de absorción prominente en el rango de 700 a 850 nm. Además, se observó un incremento en la generación de fotones de luminiscencia asistida en la región del verde del espectro visible, lo que sugiere interacciones electrónicas entre los NDs y los compuestos bioactivos del extracto. Estos hallazgos son relevantes para aplicaciones en bioimagen y sensores ópticos. Adicionalmente, los ensayos de hemólisis indicaron que los NDs funcionalizados pueden considerarse seguros para su potencial uso en sistemas biológicos.

Este estudio contribuye al desarrollo de nanodiamantes híbridos con propiedades ópticas clave para aplicaciones en biodetección de alta sensibilidad. La funcionalización con extractos naturales de plantas medicinales, mediante un proceso de síntesis ecológica, representa una estrategia innovadora para mejorar la seguridad y viabilidad de estos nanomateriales en aplicaciones biomédicas.

INTRODUCCIÓN

El crecimiento industrial acelerado, la expansión urbana no planificada y la explotación intensiva de los recursos naturales han dado lugar a una creciente emisión de contaminantes en los principales ecosistemas, comprometiendo la calidad del aire, del agua y del suelo. Esta situación plantea serios desafíos para la salud pública y la conservación ambiental, por lo que el desarrollo de sistemas de monitoreo eficaces se ha vuelto prioritario. La Agenda 2030 para el Desarrollo Sostenible impulsa acciones específicas orientadas a reducir la exposición a sustancias químicas peligrosas y a mejorar la vigilancia de los factores ambientales de riesgo [1].

En este contexto, el monitoreo ambiental requiere herramientas capaces de detectar en tiempo real y con alta sensibilidad la presencia de agentes tóxicos. Si bien las técnicas analíticas convencionales como la espectroscopía, la cromatografía o la espectrometría de masas, ofrecen gran precisión, su aplicación se ve limitada por el alto costo operativo, la dependencia de equipamiento especializado y la necesidad de personal altamente calificado. Estas limitaciones han incentivado el desarrollo de dispositivos alternativos, como sensores y biosensores, que permiten una detección rápida, portátil y rentable de compuestos específicos, incluso en entornos remotos [2].

El diseño de sensores se ha beneficiado ampliamente del avance en materiales nanométricos, los cuales ofrecen propiedades únicas derivadas de su elevada área superficial y su reactividad modificable. Particularmente, los nanodiamantes (NDs) han captado la atención por su biocompatibilidad, estabilidad estructural y capacidad de emitir luminiscencia gracias a la presencia de defectos cristalinos controlados. Estas características los posicionan como plataformas prometedoras en el desarrollo de biosensores ópticos altamente sensibles [3].

Los NDs son nanomateriales de carbono que destacan por su biocompatibilidad, estabilidad estructural y facilidad de funcionalización superficial. Estas propiedades los hacen especialmente atractivos para aplicaciones en biomedicina, sensores y óptica avanzada. Uno de sus atributos más valiosos es la presencia de defectos cristalinos conocidos como centros de vacancia, particularmente los centros NV, formados por un átomo de nitrógeno junto a un sitio vacío en la red (Figura 1). Estos defectos generan una luminiscencia estable y eficiente, resistente al fotoblanqueo, lo que permite utilizar a los NDs como emisores ópticos sensibles en bioimagen y detección a escala nanométrica[4]
.

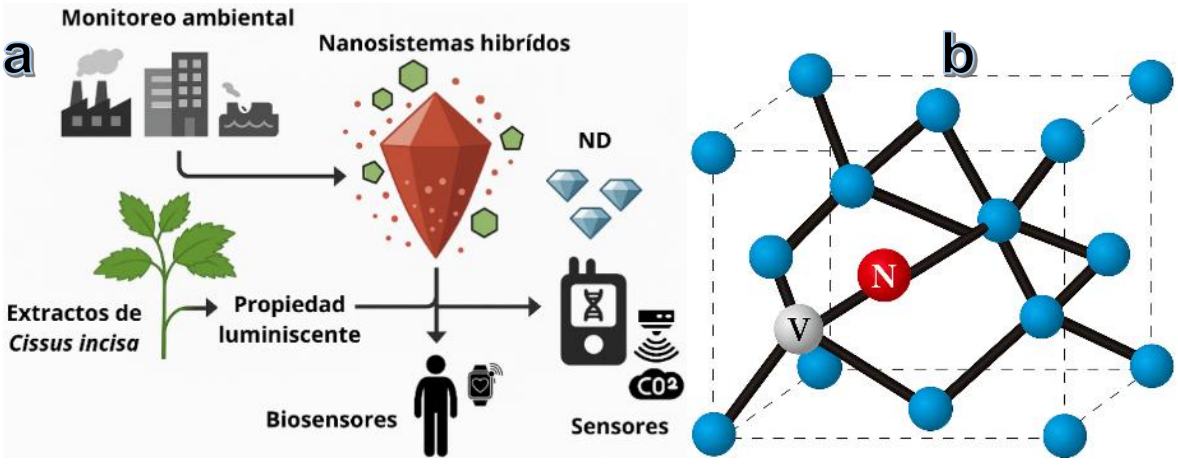


Figura 1: (a) Esquema del nanosistema híbrido basado en ND y extracto de Cissus incisa para sensores. (b) Estructura de centros NV en NDs.

Este estudio propone la elaboración de nanosistemas híbridos a partir de NDs funcionalizados con extractos naturales obtenidos de distintas fracciones de la planta *Cissus incisa*, mediante un enfoque de química verde [4]. La incorporación de compuestos bioactivos de origen vegetal no solo potencia las propiedades ópticas de los NDs, sino que además garantiza la biocompatibilidad del sistema final facilitando su integración en dispositivos para bioimagen y monitoreo ambiental [5].

PARTE EXPERIMENTAL

Los NDs empleados en este estudio fueron obtenidos a partir de tereftalato de polietileno (PET) mediante síntesis hidrotermal asistida por radiación de microondas, con tamaño de nanopartícula <10 nm. Este procedimiento fue realizado en el Laboratorio de Nanoestructuras y Nanomateriales de la Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas (FCFM) de la Universidad Autónoma de Nuevo León, siguiendo el protocolo descrito por Kharissova y col. [6]Su caracterización se realizó por FT-IR fundamentalmente, para identificar bandas características y validar la funcionalización.

En esta fase del estudio trabajamos con dos tipos de sistemas: NDs prístinos dispersos en agua destilada (AD) y NDs funcionalizados con ftalocianina metálica con centro de cobalto (TF), un compuesto nitrogenado utilizado como agente de funcionalización primaria. Para ambas preparaciones, pesamos 10 mg de NDs y los suspendimos en 10 mL de AD. En el caso de las muestras NDs+TF, añadimos 1 mg de TF directamente a la suspensión acuosa de NDs, manteniendo la proporción 10:1 en masa. Esta mezcla se agitó manualmente hasta lograr una dispersión preliminar uniforme. Posteriormente todas las suspensiones fueron sometidas a tratamiento ultrasónico con el fin de mejorar la dispersión coloidal, romper posibles aglomerados y favorecer la activación superficial del material. Para ello, utilizamos un baño ultrasónico FS140 (Fisher Scientific) con una frecuencia de 42 kHz ± 6% y potencia de 135 W. El tratamiento se aplicó durante 15 horas, distribuidas en cinco ciclos de 3 horas, con pausas intermedias para evitar el sobrecalentamiento del sistema. Durante cada pausa, monitoreamos el pH y la temperatura de las soluciones, lo cual nos permitió mantener condiciones experimentales constantes (Figura 2).

Posteriormente las suspensiones fueron centrifugadas durante 20 minutos a 2000 rpm en una centrífuga modelo Centrifugal Machine 800-1. Seguida de una filtración utilizando filtros de jeringa de politetrafluoroetileno (PTFE) con poro de 200 nm, con el objetivo de eliminar residuos sólidos y partículas de mayor tamaño.

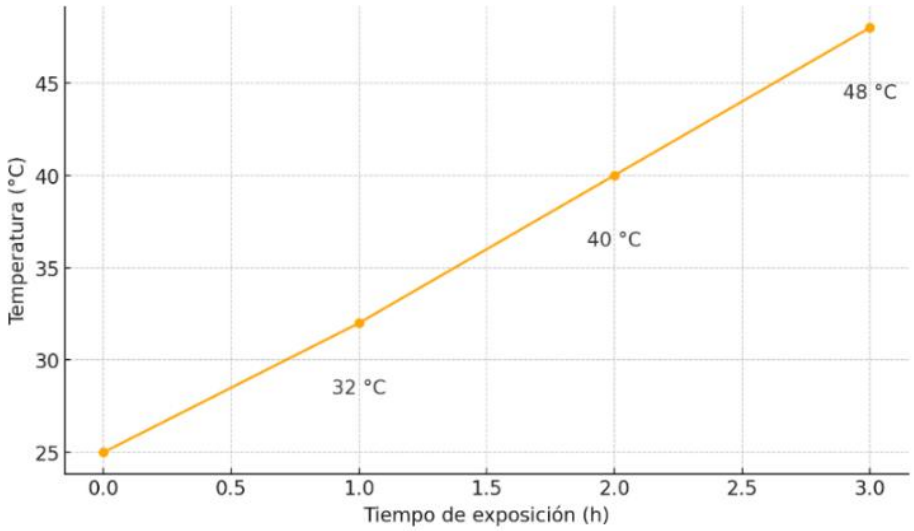


Figura 2: Variación de temperatura durante el tratamiento ultrasónico aplicado a los NDs.

Para la funcionalización con extractos vegetales, se emplearon extractos vegetales de tallos (T), hojas secas (HS) y hojas frescas (HF) de la planta medicinal. Los extractos fueron preparados previamente mediante maceración, utilizando como disolventes AD y una mezcla orgánica de cloroformo/metanol (1:1 v/v) [7].

Antes de ser utilizados en la funcionalización, los extractos fueron sometidos al mismo protocolo de limpieza aplicado a las suspensiones de NDs. Una vez listas tanto las suspensiones de NDs y NDs+TF como los extractos vegetales purificados, procedimos a la etapa de funcionalización. De cada sistema previamente preparado se extrajo un volumen de 1 mL, al cual se le adicionaron 100 µL del extracto correspondiente, bajo condiciones de agitación suave durante 30 minutos a temperatura ambiente (Figura 3). Este tiempo fue suficiente para favorecer las interacciones superficiales entre los grupos funcionales presentes en los extractos (como fenoles, ácidos carboxílicos, flavonoides, entre otros) y las superficies activadas de los NDs. El proceso se llevó a cabo sin aplicar calor ni realizar ajustes de pH, con el objetivo de preservar la integridad estructural y la funcionalidad de los compuestos bioactivos de origen vegetal. Las combinaciones específicas de material y extracto, junto con su nomenclatura correspondiente, se detallan en la Tabla 1.

Tabla 1: Composición de las muestras.

Muestras	NDs (mg)	AD (mL)	TF (mg)	US (h)	Contenido extraído para funcionalizar (mL)	Ex. HS (µL)	Ex. HF (µL)	Ex.T (µL)
NDs	10	10	-	-	-	-	-	-
NDs	10	10	-		1	100	-	-
NDs	10	10	-		1	-	100	-
NDs	10	10	-		1	-	-	100
NDs+TF	10	10	1	-	-	-	-	-
NDs+TF	10	10	1	15	1	100	-	-
NDs+TF	10	10	1	15	1	-	100	-
NDs+TF	10	10	1	15	1	-	-	100

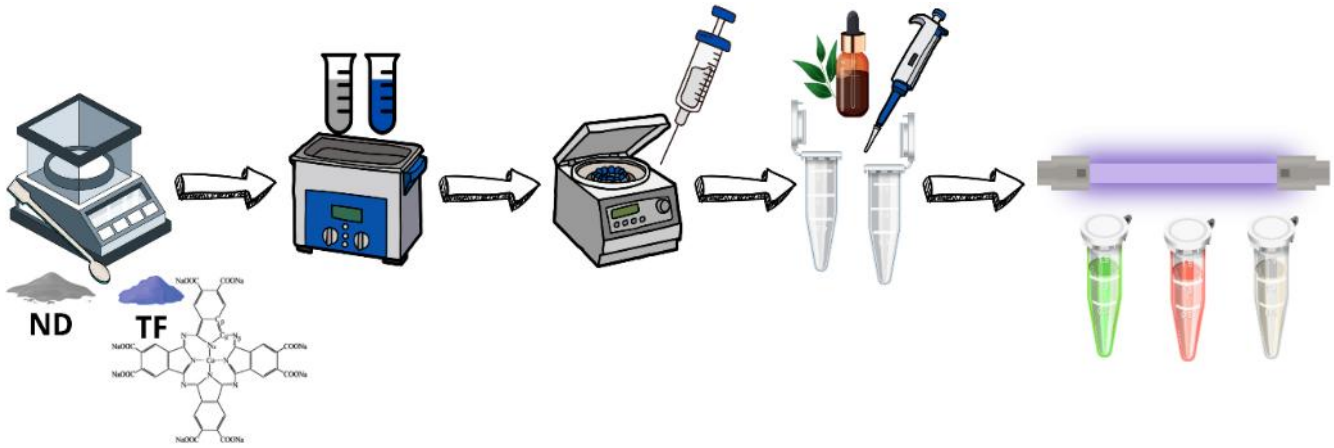


Figura 3: Esquema integral del proceso de funcionalización de las muestras.

Caracterización
Para confirmar la funcionalización superficial y evaluar las propiedades ópticas de los nanosistemas desarrollados, se realizaron análisis por espectroscopía infrarroja con transformada de Fourier (FT-IR) y espectroscopía UV-Visible (UV-Vis).

Para el estudio de los grupos funcionales, se utilizó un espectrómetro Nicolet™ iS™ 10 (Thermo Scientific™), equipado con un cristal de diamante en el módulo de Reflectancia Total Atenuada (ATR). Los espectros se registraron en modo transmitancia, abarcando el rango de 4000 a 400 cm^{-1}. Esta técnica permitió identificar bandas características asociadas a enlaces O–H, N–H, C–H_x, C=O, C=C y C–H_2, permitiendo evidenciar las modificaciones superficiales inducidas por el agente funcional (TF) y los extractos vegetales.

Las propiedades ópticas de las muestras se analizaron utilizando un espectrofotómetro UV-Vis Evolution™ 600 (Thermo Scientific™). Para cada medición se prepararon soluciones en celdas de cuarzo añadiendo 2 mL de AD y 150 µL de la muestra funcionalizada. La concentración final de NDs en la celda fue de 0.063 mg/mL, adecuada para registrar espectros de absorción en el rango de 190 a 900 nm.

Optoelectrónica
Las propiedades optoelectrónicas de las muestras fueron evaluadas utilizando una lámpara de tungsteno-halógeno como fuente de luz blanca, con un rango espectral de emisión de 300 a 2000 nm. La luz generada fue acoplada a una fibra óptica multimodal tipo SMA, integrada a un banco óptico diseñado para la caracterización de materiales. Este sistema permitió intercalar portaobjetos con diversas muestras, incluyendo nanodiamantes funcionalizados con extractos vegetales, en la trayectoria del haz. La señal transmitida a través de cada muestra fue detectada mediante un espectrofotómetro OceanOptics, con capacidad de detección en el rango de 200 a 1000 nm. El diseño experimental permitió registrar las bandas de absorción correspondientes, analizar desplazamientos espectrales y evaluar la interacción entre la funcionalización superficial de los nanomateriales y posibles agentes externos, con el objetivo de explorar su potencial como sensores ópticos ambientales [8] , [9].

Ensayo de hemólisis
Se evaluó la actividad hemolítica de los compuestos mediante un ensayo in vitro utilizando eritrocitos de sangre de cordero desfibrilada. Los glóbulos rojos fueron lavados repetidamente con solución salina tamponada hasta obtener un sobrenadante claro, y luego se preparó una suspensión al 1%. Los compuestos de prueba se disolvieron en DMSO (0.8%) y se prepararon diluciones seriadas para obtener concentraciones finales entre 31.25 y 1000 µg/mL. Las suspensiones de eritrocitos se incubaron con los compuestos a 37 °C durante 60 minutos, y la hemólisis se determinó espectrofotométricamente a 405 nm. Se calcularon los porcentajes de hemólisis comparando con controles positivo (Tween-20 al 10%) y negativo (sin compuesto), utilizando la fórmula estándar para cuantificación relativa [10], [11] .

RESULTADOS

El espectro correspondiente a la muestra de NDs prístinos (curva negra) exhibe las señales típicas de estas nanopartículas cuando no han sido sometidas a tratamientos de modificación superficial. Al incorporar el compuesto TF, el espectro de la muestra ND+TF (curva azul) revela una banda en la región de ~1580–1600 cm^{-1}, atribuida a vibraciones de estiramiento del grupo N–H. Esta señal manifiesta la presencia de estructuras nitrogenadas compatibles con la ftalocianina metálica, cuyo sistema conjugado se caracteriza por una alta densidad de átomos de nitrógeno. Además, se observa una banda alrededor de 680 cm^{-1} correspondiente al enlace Co–N del núcleo metálico de la molécula (Figura 4a).

Tras la funcionalización con extracto vegetal obtenido del tallo de *Cissus incisa*, el espectro de la muestra ND+TF+Ex (curva verde) presenta una nueva banda centrada en 1015 cm^{-1}, la cual se asigna al grupo C–O–H. Esta señal es indicativa de la incorporación de especies oxigenadas como

alcoholes y azúcares, componentes característicos del extracto vegetal, confirmando una modificación química adicional sobre la superficie de los NDs. Estos resultados son consistentes a los reportados por nuestro equipo de trabajo [12].

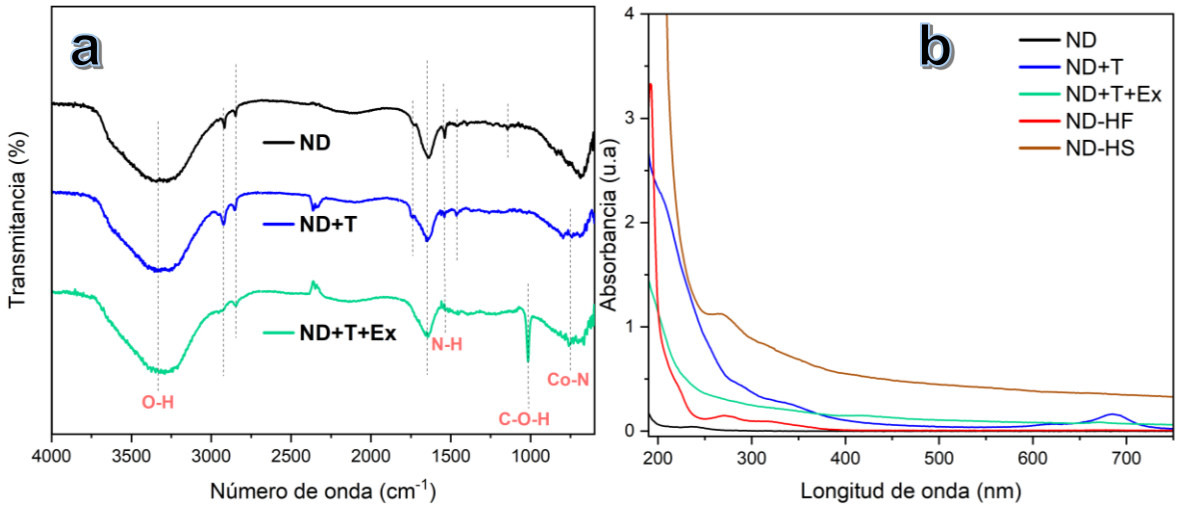


Figura 4: Espectros (a) FT-IR y (b) UV-vis de las muestras de NDs.

El espectro UV-Vis revela cómo la funcionalización progresiva de los NDs modifica su comportamiento óptico en el rango de 200 a 800 nm. La muestra ND (curva negra) presenta una absorción débil y confinada al ultravioleta profundo, y una transición π→π* entre los 200 y 250 nm de muy baja absorbancia. Al incorporar TF (ND+TF, curva azul) se observa un cambio notable en el perfil espectral. Emergen transiciones electrónicas π→π* en el rango de 220 a 280 nm, así como transiciones n→π* entre 280 y 350 nm, lo cual indica la presencia de grupos funcionales con dobles enlaces y heteroátomos. Además, sobresale una banda ancha entre 650 y 700 nm correspondiente a una transición π→π* extendida, característica de sistemas altamente conjugados como el TF. Esta absorción en el visible confirma la incorporación efectiva del núcleo aromático de la ftalocianina a la superficie del ND y su impacto en la estructura electrónica del sistema. Las muestras que incorporan extractos vegetales (ND+T+Ex, ND-HF y ND-HS) presentan un aumento significativo en la absorción entre 200 y 300 nm, producto a la presencia de compuestos aromáticos y oxigenados capaces de inducir transiciones electrónicas π→π* y n→π*. Entre ellas, ND-HS muestra la curva más intensa y extendida, lo que podría deberse a una mayor concentración de especies orgánicas en el extracto de hojas secas.

Por otro lado, los resultados de los experimentos optoelectrónicos se muestran en la figura 5. Se observa el comportamiento espectral de diferentes muestras de ND funcionalizados, comparados con una muestra de NDs prístinos dentro del rango de 200 a 1000 nm. Todas las curvas presentan una transición brusca en amplitud entre 400 y 500 nm, lo que indica una fuerte absorción en la región UV y una alta transmisión o menor absorción en la región visible e infrarroja cercana (NIR). Las diferencias entre las curvas son sutiles, pero evidencian que la funcionalización superficial con distintos tratamientos (extractos de tallo, HS, HF, y combinaciones con TF) influye ligeramente en la respuesta óptica del material, particularmente en la región UV. Las muestras funcionalizadas con extractos vegetales y compuestos como ND-T-HF y ND-T-HS muestran ligeras variaciones en amplitud respecto al control, lo que sugiere un efecto de los componentes bioactivos sobre la transmisión de la luz. Estos resultados respaldan el potencial uso de los nanodiamantes funcionalizados como sensores ópticos, capaces de responder a cambios en superficie y reflejar dicha variación en su espectro de absorción.

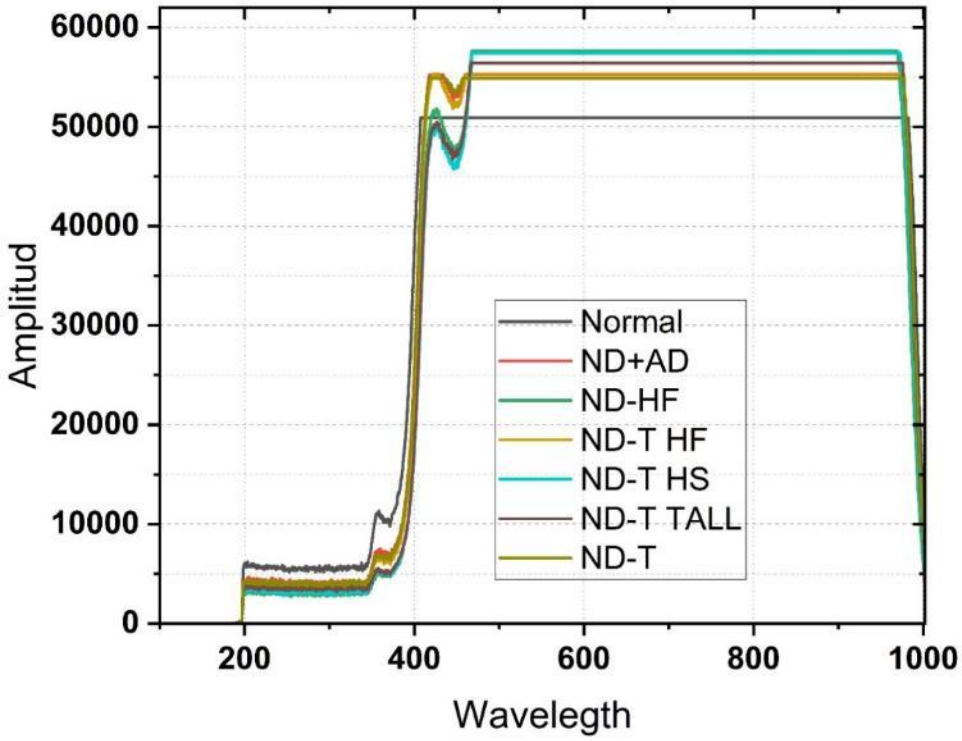


Figura 5. Respuesta espectral de NDs con y sin funcionalización con una fuente de luz blanca.

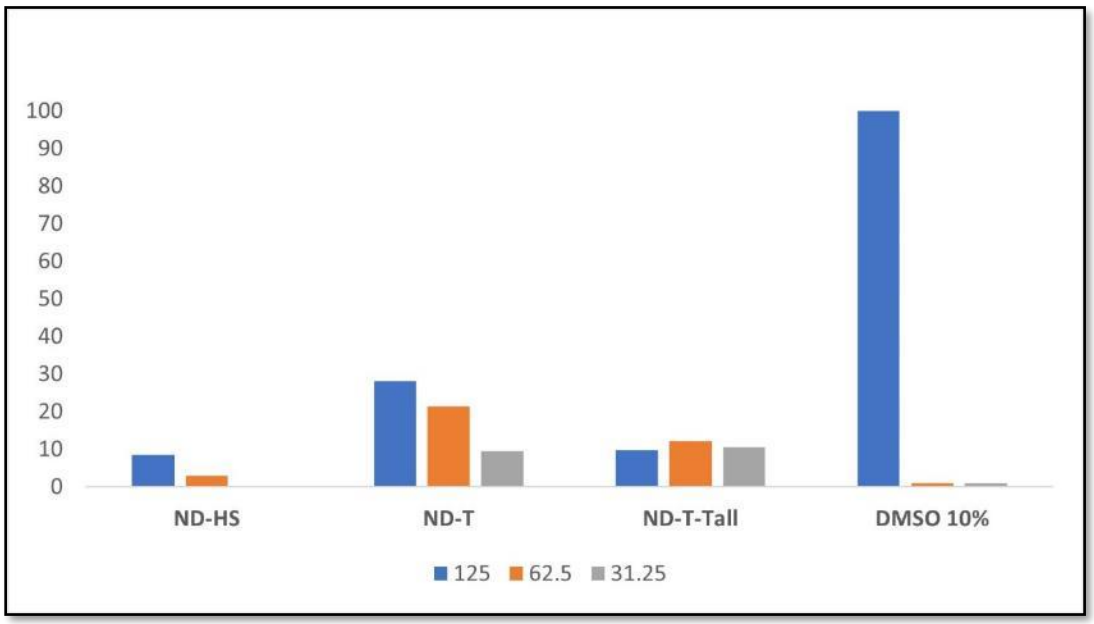


Figura 6. Resultados ensayos de hemólisis.

Para la actividad hemolítica solo se evaluaron las muestras activas (figura 6) (ND-HS, ND-T y ND-T-Tall) a diferentes concentraciones (125, 62.5 y 31.25 µg/mL). Los nanosistemas funcionalizados presentaron una actividad hemolítica notablemente inferior al control. El sistema ND-T muestra la mayor hemólisis entre los funcionalizados, con un 27% aproximadamente a la mayor concentración, seguido de ND-T-Tall y ND-HS. Los niveles de hemólisis son dependientes de la concentración, lo que sugiere que los nanodiamantes funcionalizados con extractos vegetales, presentan un perfil de biocompatibilidad favorable para su uso potencial en aplicaciones biomédicas.

CONCLUSIONES

Este estudio contribuye al desarrollo de nanodiamantes híbridos con propiedades ópticas clave para aplicaciones en biodetección de alta sensibilidad. El mismo reafirma el potencial de los NDs funcionalizados como materiales prometedores para el desarrollo de sensores ópticos. Los ensayos de hemólisis indicaron que los NDs funcionalizados presentan un perfil biocompatible, lo que respalda su potencial uso en sistemas biológicos. La funcionalización con extractos vegetales mediante un enfoque de síntesis ecológica representa una estrategia innovadora que mejora la seguridad y viabilidad de estos nanomateriales para futuras aplicaciones biomédicas.

BIBLIOGRAFÍA

[1] ONU, “Sustainable Development Goals.” Accessed: Dec. 27, 2023. [Online]. Available: https://www.un.org/sustainabledevelopment/
[2] C. Ho, A. Robinson, D. Miller, and M. Davis, “Overview of Sensors and Needs for Environmental Monitoring,” Sensors, vol. 5, no. 1, pp. 4–37, Feb. 2005, doi: 10.3390/s5010004.
[3] G. Hernandez-Vargas, J. Sosa-Hernández, S. Saldarriaga-Hernandez, A. Villalba-Rodríguez, R. Parra-Saldivar, and H. Iqbal, “Electrochemical Biosensors: A Solution to Pollution Detection with Reference to Environmental Contaminants,” Biosensors (Basel), vol. 8, no. 2, p. 29, Mar. 2018, doi: 10.3390/bios8020029.
[4] D. H. Jariwala, D. Patel, and S. Wairkar, “Surface functionalization of nanodiamonds for biomedical applications,” Materials Science and Engineering: C, vol. 113, p. 110996, Aug. 2020, doi: 10.1016/j.msec.2020.110996.
[5] D. Nocedo-Mena and O. V. Kharissova, “Nanoparticles derived from the *Cissus* genus and their antibacterial potential,” Environ Nanotechnol Monit Manag, vol. 22, p. 100967, Dec. 2024, doi: 10.1016/j.enmm.2024.100967.
[6] A. B. Kharissova, E. de Casas Ortiz, O. V. Kharissova, U. O. Mendez, and B. I. Kharisov, “Study and characterization of the carbon-based nanoparticles obtained from PET,” MRS Proceedings, vol. 1549, pp. 149–154, Sep. 2013, doi: 10.1557/opl.2013.1056.
[7] D. Nocedo-Mena, M. Y. Ríos, M. Á. Ramírez-Cisneros, L. González-Maya, J. N. Sánchez-Carranza, and M. del R. Camacho-Corona, “Metabolomic Profile and Cytotoxic Activity of *Cissus incisa* Leaves Extracts,” Plants, vol. 10, no. 7, p. 1389, Jul. 2021, doi: 10.3390/plants10071389.
[8] Y. Zhuo, P. Ma, P. Jiao, and X. Yuan, “Application of Long-Period Fiber Grating Sensors in Structural Health Monitoring: A Review,” CivilEng, vol. 5, no. 3, pp. 559–575, Jul. 2024, doi: 10.3390/civileng5030030.
[9] S. Ban and Y. Lian, “The Structure and Applications of Fused Tapered Fiber Optic Sensing: A Review,” Photonics, vol. 11, no. 5, p. 414, Apr. 2024, doi: 10.3390/photonics11050414.
[10] I. P. Sæbø, M. Bjørås, H. Franzyk, E. Helgesen, and J. A. Booth, “Optimization of the Hemolysis Assay for the Assessment of Cytotoxicity,” Int J Mol Sci, vol. 24, no. 3, Feb. 2023, doi: 10.3390/ijms24032914.
[11] M. H. da Silva et al., “Heterojunction of titanate nanotubes enhanced by curcumin: Synthesis, characterization, and evaluation of hemolytic activity and cytotoxicity,” Colloids Surf A Physicochem Eng Asp, vol. 707, Feb. 2025, doi: 10.1016/j.colsurfa.2024.135848.
[12] L. V. L. De Arriba, O. V. Kharissova, D. N. Mena, and B. I. Kharisov, “Synthesis and characterization of fluorescent nanodiamonds (FNDs) by functionalization with *Cissus Incisa* in theraphthal–containing media,” MRS Adv, Jan. 2025, doi: 10.1557/s43580-025-01123-z.

CAMBIO DE COBERTURA EN LA CUENCA DEL RÍO DUERO, MICHOACÁN

Grecia Rendón Nepomuceno, Jorge Alejandro Ávila Olivera, Alejandra Zayuri Díaz Lorenzo, Luis Rafael Olmos Navarrete

Instituto de Investigaciones en Ciencias de la Tierra (INICIT), Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo (UMSNH)
1340342e@umich.mx

RESUMEN

La cuenca del río Duero es una de las regiones económicas más importantes del Estado de Michoacán, ya que se extiende a través de 24 municipios entre los cuales, algunos de ellos cuentan con actividad agrícola predominante, con cultivos de alto valor como el aguacate y las berries, los cuales han impulsado el crecimiento económico, pero también han generado transformaciones en la cobertura del suelo.

Para analizar cambios en la cobertura y uso de suelo en la cuenca del Río Duero, se compararon dos mapas temáticos: uno del año 2013, obtenido del Instituto Nacional de Estadística y Geografía (INEGI), y otro del año 2024, elaborado a partir de la interpretación de una imagen satelital Sentinel mediante el método de clasificación supervisada con el complemento Semi Automatic Classification Plugin (SCP) en el Sistema de Información Geográfica QGIS. Por medio de este análisis, se identificaron variaciones significativas en la distribución de la cobertura del suelo en el área de interés.

Los resultados muestran que tanto en 2013 como en 2024 predominan los bosques y las áreas agrícolas. Sin embargo, en 2024 se observa un incremento de la superficie dedicada a cultivos, reflejando la expansión agrícola en la región. Este crecimiento puede estar relacionado con el aumento de la demanda de productos como el aguacate y las berries, que han convertido a Michoacán en un referente a nivel tanto nacional como internacional.

El uso de la percepción remota ha sido fundamental para evaluar estos cambios, permitiendo identificar las transformaciones del territorio de manera precisa y eficiente.

El estudio del cambio de cobertura y uso de suelo en la cuenca del río Duero proporciona información clave para la conservación del entorno y el desarrollo sostenible de la región. La integración de datos satelitales permite una gestión más eficiente del territorio, asegurando un equilibrio entre la actividad agrícola y la preservación de los recursos naturales en una de las zonas más relevantes del Estado de Michoacán. Conocer cómo ha cambiado la cobertura del suelo ayuda a planificar el uso adecuado del territorio, promoviendo un equilibrio entre el desarrollo urbano, la actividad agrícola y la conservación de los ecosistemas.

INTRODUCCIÓN

El cambio en la cobertura y uso del terreno es un evento impulsado principalmente por actividades humanas como la urbanización, la agricultura intensiva y la deforestación, representa uno de los fenómenos más significativos en la transformación del entorno natural. Este proceso, se ha intensificado durante las últimas décadas, generando una serie de impactos ambientales, afectando no solo la calidad y funcionalidad del suelo, sino también los ecosistemas que este sustenta y a su vez el equilibrio hidrológico.

Los cambios en la cobertura del suelo, como la conversión de bosques en tierras agrícolas o urbanas, alteran diferentes procesos, como la pérdida de biodiversidad, modificación del ciclo hidrológico, erosión y degradación del suelo, entre otros. Por lo que un estudio del cambio cobertura es indispensable para mitigar las consecuencias y llevar a cabo una adecuada planificación.

El Estado de Michoacán es reconocido como el mayor productor nacional de aguacate y uno de los principales productores de fresa. La expansión agrícola ha tenido un papel determinante en el cambio de uso del suelo. Municipios como Zamora, Tangancícuaro, Jacona y Panindícuaro se destacan por su alta producción agrícola, lo que ha generado transformaciones significativas en la cobertura. Estas áreas forman parte de la cuenca del Río Duero, donde se presume que el desarrollo agrícola ha sido uno de los principales factores del cambio de cobertura.

En el presente trabajo de investigación se realizó la interpretación de la cobertura de la cuenca del Río Duero, con el objetivo de obtener los cambios en la cobertura entre los años 2013 y 2024, utilizando herramientas de teledetección.

TEORÍA

Los patrones de cambio en la cobertura y uso del suelo (CCUS) son procesos de naturaleza espacial que se caracterizan por un comportamiento estocástico, resultado de la interacción dinámica y compleja entre factores físicos, biológicos y sociales (Chu et al., 2010; Mendoza. et al., 2010).

El cambio en la cobertura y uso del suelo representa un tema de gran relevancia en la actualidad, ya que plantea importantes desafíos para la gestión sostenible del territorio, dada la velocidad y magnitud con la que estos procesos están ocurriendo (Betru et al., 2019; Buraka et al., 2023).

La eliminación de la cobertura vegetal y los cambios en los patrones de uso del suelo generan impactos significativos sobre la biodiversidad, así como en la estructura y el funcionamiento de los ecosistemas. Estos cambios pueden intensificar procesos como el deterioro de la fertilidad del suelo, la disminución de la calidad del agua y la pérdida de hábitats, lo que afecta directamente la provisión de bienes y servicios ambientales. (Freeman et al., 2007; Peña-Cortés et al., 2011).

Nuestro país está entre los países con mayor deforestación a nivel mundial; para inicios de los años noventa se perdían anualmente 720,000 ha de bosques, selvas y vegetación semiárida (Masera et al., 1997). Michoacán, es el estado en el que se han reportado históricamente algunos de los procesos más intensos de deforestación y degradación forestales en el país (SARH, 1991).

La subcuenca del Río Duero se encuentra ubicada en la cuenca Lerma-Chapala, la cual es muy importante debido a que en el área que la comprende, se genera más del 30% de la producción industrial, 20% del comercio y se aloja una de cada ocho hectáreas de riego agrícola del país (Peniche, 2010).

La demanda de tierras para actividades agrícolas y urbanas continúa en aumento. A nivel global, la pérdida de superficie forestal está mayoritariamente asociada a la conversión de tierras para agricultura y ganadería, y en menor medida, a la expansión urbana y la construcción de infraestructura vial vinculada a diversas actividades económicas (CEPAL, 2021). Los estudios sobre cambios en el uso del suelo y la cobertura (LUCC) son esenciales para la planificación sostenible del territorio, ya que permiten identificar áreas clave para la conservación de la biodiversidad, la protección de los recursos hídricos y la mitigación de conflictos entre distintos usos del suelo (Wang et al., 2023).

PARTE EXPERIMENTAL

Para analizar los cambios en la cobertura y uso de suelo, se utilizaron imágenes satelitales Sentinel y también un mapa temático elaborado por el Instituto Nacional de Estadística y Geografía (INEGI).

Para el año 2024 se utilizaron cuatro imágenes tipo Sentinel 2A con una resolución espacial de 10 m x 10 m, las cuales se descargaron del sitio Copernicus Data Space de la Agencia Espacial de la Unión Europea.

Previo a la interpretación de cobertura, se realizó un “mosaico” con estas cuatro imágenes, con la intención de cubrir toda el área de estudio; así como el recorte de las mismas, con el objetivo de trabajar únicamente con el área de interés.

Las categorías con las que se decidió trabajar, partieron del mapa de cobertura elaborado por el INEGI correspondiente al año 2013. Sin embargo, se modificaron algunas categorías, quedando de la siguiente manera:

- Localidades
- Cultivos protegidos
- Cultivos
- Huertas de aguacate
- Suelo desnudo
- Pastizal
- Bosque abierto
- Bosque semi-abierto
- Bosque cerrado
- Selva
- Cuerpos de agua

Para la interpretación de las imágenes satelitales se utilizó el complemento Semi-Automatic Classification Plugin (SCP) el cual es una de las herramientas que se pueden descargar y utilizar en el Sistema de Información Geográfica QGis 3.34.10.

Dentro del complemento SCP, se digitalizaron y se dieron de alta polígonos de entrenamiento, los cuales correspondieron a las diferentes categorías mencionadas con las que se decidió trabajar.

Antes de generar la imagen final, se fueron realizando “vistas previas” para comprobar que el programa funcionara correctamente, el algoritmo utilizado dentro de SCP fue el de distancia mínima, debido a que el área de la cuenca es extensa.

Una vez clasificadas cada una de las imágenes, se procedió a unirlas, completando la clasificación de toda la cuenca en estudio.

Para comprobar que la interpretación de la cobertura digitalizada fuese la correcta, se realizó la verificación con ayuda de puntos aleatorios llamados “puntos de verificación” los cuales se exportaron a Google Earth y con su complemento de “imágenes históricas” se pudieron corroborar estos puntos.

Las imágenes históricas que se utilizaron corresponden a febrero del 2024 y se realizó una verificación de 220 puntos.

Finalmente, se obtuvieron las áreas de cada una de las categorías y se compararon con las áreas correspondientes a las áreas del mapa de cobertura y uso del suelo del INEGI. Dado que las categorías no son exactamente las mismas, se procedió a unirlas en categorías más generales. Por ejemplo, la categoría de “Bosques”, en la imagen satelital une las categorías de “Bosque abierto”, “Bosque cerrado” y “Bosque semi-abierto”; en cambio, en las categorías proporcionadas por el INEGI une “Bosque de encino” y “Bosque de coníferas”.

RESULTADOS

Se obtuvo el mapa de cobertura y uso del sueño para el año 2024 con ayuda del complemento SCP de QGIS (Figura 1); para compararlo se usó el mapa de cobertura y uso de suelo del INEGI, para finalmente obtener las áreas de las diferentes coberturas y realizar una comparación de la información.

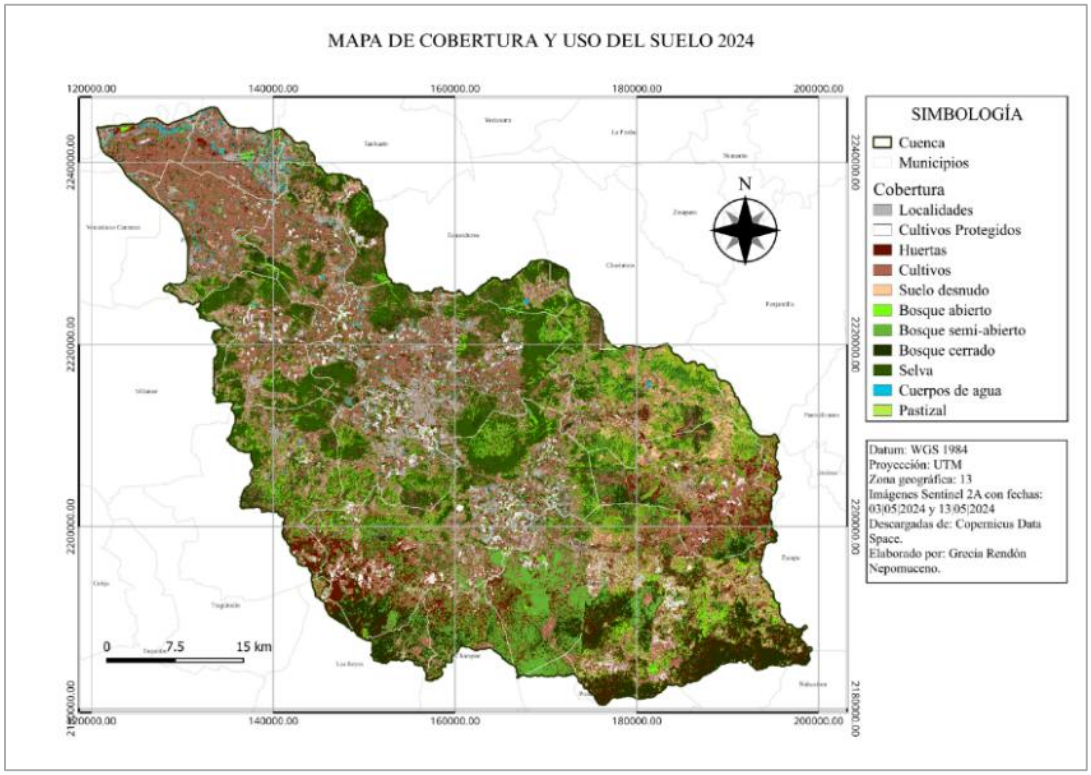


Figura 1. Mapa de cobertura y uso de suelo realizado con el complemento SCP de QGIS.

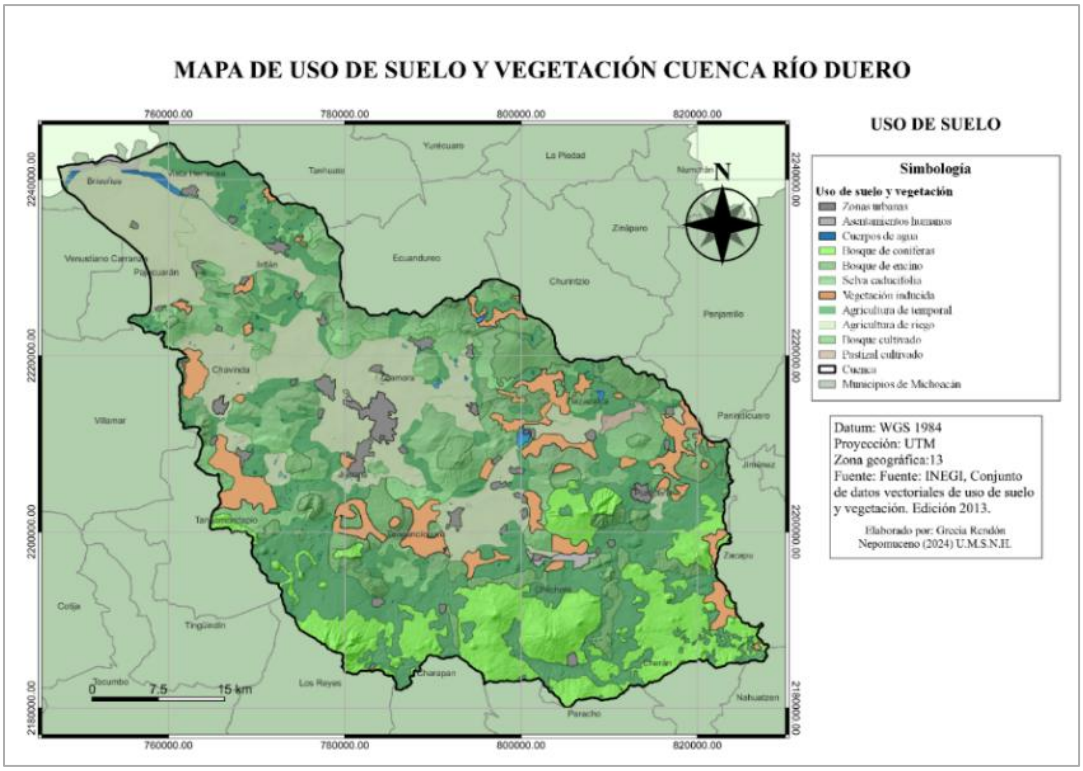


Figura 2. Mapa de uso de suelo y vegetación proporcionado por INEGI (INEGI, 2013).

Categoría	2013		2024	
	Área (km^2)	Área (%)	Área (km^2)	Área (%)
Localidades	79.47	3.04	97.68	3.70
Cultivos	1,403.49	53.63	1,476.79	56.40
Pastizal	7.09	0.27	11.67	0.40
Bosques	614.93	23.50	529.94	20.30
Selva	497.17	19.00	467.42	17.90
Cuerpos de agua	14.61	0.56	33.26	1.30
Total	2,616.76	100.00	2,616.76	100.00

Tabla 1. Áreas obtenidas para los años de análisis.

CONCLUSIONES

El análisis de la cuenca del río Duero entre los años 2013 y 2024 revela cambios significativos en la cobertura del suelo, principalmente en los impulsados por la expansión agrícola. Los resultados muestran un incremento en la superficie destinada a la categoría de “Cultivos” lo que refleja el auge económico vinculado a productos de alto valor como el aguacate, las berries u otro tipo de cultivos. Esta transformación también implica una reducción en las áreas boscosas y de selva, lo que podría tener implicaciones ecológicas importantes. Se puede observar que la categoría “Cuerpos de agua” también tuvo un porcentaje de aumento de área, esto puede deberse a que la clasificación hecha por SCP se realiza a escala de pixeles, y en la digitalización generada por INEGI se muestra que dicha digitalización tiene ciertos errores.

El uso de imágenes satelitales y herramientas de clasificación supervisada permitió una evaluación precisa y eficiente del territorio, destacando la utilidad de la teledetección en estudios ambientales. Estas determinaciones ofrecen información clave para la toma de decisiones orientadas a la planificación territorial y la conservación de recursos naturales, sobre todo, en una región donde el equilibrio entre la producción agrícola y preservación ecológica es cada vez más necesario.

BIBLIOGRAFÍA

1. Betru, T. T, Trends and drivers of land use/land cover change in Western Ethiopia. Applied Geography, 2019, 83-93.
2. Buraka, T. E, Effects os land-use-cover-changes on selected soil physicochemical properties along slope position Coka watershed, Southern Ethiopia 2023. Heliyon.
3. Campos, S. P, Trabajo de tesis: Agua y economía fresera en la cuenca del río Duero, 2010.
4. H. Chu, Y. L, Modelling the hydrologic effects of dynamic land-use change using a distributed hydrologic model and a spatial land-use allocation model. Hydroological Processes 2010, 2538-2554.
5. Freeman, M. P, Hydrologic Connectivity and the Contribution of Stream Headwaters to Ecological Integrity at Regional Scales. Journal of the American Water Resources Association 2007, 5-14.
6. M.E. Mendoza, G. B.-G,Hydrological implications of land use and land cover change: Spatial analytical approach at regional scale in the closed basin of the Cuitzeo Lake, Michoacan, Mexico 2010. Singapore Journal of Tropical Geography, 141-281.
7. Masera O.R., M. O. Carbon emissions from Mexican forests: current situation and long-term scenarios, 1997. Climatic Change, 265-295.
8. Peña-Cortés, F. P.-U.-U. Cambio de uso de suelo en los geosistemas de la cuenca costera del río Boroa (Chile 2011). Revista de la Facultad de Ciencias Agrarias, Universidad Nacional de Cuyo, 1-20.
9. Nicolo Gligo, G. A. La tragedia ambiental de América Latina y el Caribe. Naciones Unidas CEPAL 2021.

10. SARH. Programa Nacional de Reforestación. En S. d. Protegidas, México 1991 Capítulo VI.

FENÓMENO DEL CAOS ELECTROMAGNÉTICO EN UN CONDENSADOR ELÉCTRICO

Casandra Herrejón Calderón[1], Héctor Pérez Aguilar[1], Hugo Enrique Alva Medrano[2]

[1]Facultad de Ciencias Físico Matemáticas, Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo, Av. Francisco J. Múgica S/N, 58030, Morelia, Michoacán, México [2]Tecnológico Nacional de México, Instituto Tecnológico de Morelia, Av. Tecnológico 1500, 58120, Morelia, Michoacán, México

hiperezag@yahoo.com

RESUMEN

En los últimos años la investigación de sistemas caóticos ha sido de gran importancia en diversas áreas de la ciencia, dando resultados muy fructíferos desde el punto de vista académico como tecnológico. En el caso de la física, por ejemplo, han sido objeto de estudio las propiedades de transporte de partículas clásicas en el régimen balístico atrapado en un canal bidimensional con fronteras onduladas, mediante la medición de la resistividad clásica; observándose en ellos comportamientos dinámicos inesperados. En este trabajo se estudia el comportamiento de las trayectorias de partículas cargadas, que son lanzadas dentro de un condensador formado por placas onduladas infinitas y periódicas y por placas plano paralelas que contiene un arreglo periódico de inclusiones cilíndricas circulares inmersas en un campo eléctrico inhomogéneo. Se observa la influencia que ejerce el campo eléctrico en la dinámica de las trayectorias a través de los mapas de Poincaré. Para ello se implementaron dos técnicas numéricas basadas en diferencias finitas y en ecuaciones integro-diferenciales. Los resultados obtenidos muestran que las propiedades de transporte de las partículas cargadas en el condensador eléctrico dependen de la geometría y de la intensidad del campo eléctrico. Concluimos que en ambos sistemas las trayectorias tienden más a ciclos límite u órbitas elípticas (islas), debido a la presencia del campo eléctrico, lo cual muestra indicios del fenómeno del caos electromagnético en ambos sistemas. El estudio numérico de este sistema puede servir de apoyo en posibles aplicaciones con esquemas de encriptación y sincronización de la información mediante el fenómeno de caos electromagnético en condensadores eléctricos.

INTRODUCCIÓN

La teoría del caos ha sido considerada como el tercer mayor descubrimiento en la ciencia y la filosofía del siglo xx, después de la relatividad y la mecánica cuántica. En los últimos 30 años, los científicos y tecnólogos han mostrado el uso potencial del caos en las ciencias naturales y tecnológicas. Un ejemplo de esto son las potenciales aplicaciones del caos en el área de las comunicaciones y en sistemas de encriptación de datos [1-3] donde se han reportado un gran número de trabajos que abordan problemáticas interesantes del mundo real. Es en este sentido que el presente trabajo está motivado en gran parte por la necesidad de una nueva alternativa de desarrollo en la tecnología de telecomunicaciones que sirva de apoyo en las posibles aplicaciones con esquemas de encriptación de la información mediante el fenómeno de caos electromagnético en un condensador eléctrico.

Una de las áreas que ha contribuido a la comprensión del fenómeno del caos, es la teoría de billares. Una gran cantidad de problemas en física se pueden modelar como sistemas dinámicos de billar, donde los bloques de construcción son partículas de masa puntual confinada a un cierto dominio donde se mueve a velocidad constante sin fricción y choca elásticamente con el límite del billar; cuya geometría puede ser usada para reproducir una amplia variedad de comportamientos, en particular los caóticos. La descripción de estas trayectorias conduce a la solución de varias cuestiones, desde el comportamiento de las partículas de un gas en un determinado contenedor, hasta una partícula confinada a un pozo cuadrado infinito. Además, algunas de las propiedades de los billares se han aplicado con éxito, por ejemplo: en fibras ópticas [4], en superconductores [5], en guías de ondas de cristales fotónicos [6,7] y en nano-física [8].

Por otra parte, también se han estudiado las propiedades de transporte en sistemas balísticos para el caso clásico. Se han estudiado propiedades de transporte de partículas en un canal bidimensional con fronteras onduladas y desfasadas, tomando en cuenta pequeñas amplitudes de onda en un canal sinusoidal periódico [9]. En estos trabajos se ha considerado que no existen fuerzas externas sobre las partículas, excepto por fuerzas instantáneas de choque con las paredes del perfil. Se demostró que la resistividad se aumenta considerablemente por desfase de las paredes del canal [10]. Trabajos con geometrías similares a los mencionados pero con guías de ondas cuánticas infinitas muestran que bajo algunas condiciones presenta el comportamiento caótico [7]. De igual manera han tratado el mismo problema desde el punto de vista electromagnético [6]. En ambos sistemas se muestran patrones de intensidades del campo desordenados mediante el cálculo de algunas propiedades estadísticas; en particular, la función de autocorrelación y la longitud de correlación permitiendo caracterizar el fenómeno del caos cuántico o electromagnético en una guía de ondas [4,6,7,11].

Este trabajo se enfoca en el estudio de la dinámica de las trayectorias de partículas cargadas en un condensador eléctrico para dos geometrías diferentes. El primero se caracteriza por tener placas sinusoidales y periódicas, mientras que el segundo está formado por dos placas planas y paralelas que contiene un arreglo periódico de inclusiones cilíndricas circulares. Esto con el interés específico en los efectos que la geometría de los sistemas puede tener sobre las propiedades de transporte; en particular, el fenómeno de caos electromagnético. Los sistemas propuestos tienen como primer problema calcular el potencial en todo punto de la trayectoria, ya que debido a la geometría de los sistemas el potencial resulta ser inhomogéneo. El siguiente problema consiste en poder analizar las trayectorias de partículas y ver como éstas se ven afectadas por la presencia del campo eléctrico. Para tal propósito se emplearán métodos numéricos, como lo son: el Método de la Ecuación Integral (IEM, por sus siglas en inglés) [12,13] y el Método de Diferencias Finitas (FDM, por sus siglas en inglés).

La estructura del artículo se describe a continuación. En la sección de Metodología se presentan los sistemas estudiados y la descripción breve de los dos métodos numéricos rigurosos útiles para resolver el problema planteado en la escala macroscópica. En la sección de Resultados se muestran algunos mapas de Poincaré que indican el comportamiento dinámico de las trayectorias de las partículas dentro de un condensador con las dos geometrías consideradas. Finalmente, en la última sección se mencionan las conclusiones de este trabajo.

METODOLOGÍA

Para estudiar el comportamiento de las trayectorias de partículas cargadas, que son lanzadas dentro de un condensador, se considerarán dos geometrías formadas por placas onduladas infinitas y periódicas y por placas plano paralelas que contiene un arreglo periódico de inclusiones cilíndricas circulares inmersas en un campo eléctrico inhomogéneo.
Para modelar el primero de ellos, consideramos dos superficies conductoras y periódicas de tipo sinusoidal separadas un ancho b, como se muestra en la Fig. 1.

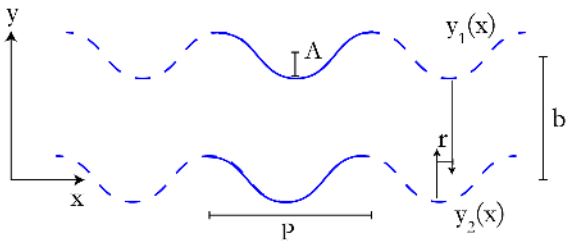


Figura 1: Diagrama de un condensador formado por superficies sinusoidales infinitas de periodo P en el plano x-y.

Los perfiles superior e inferior están representados, respectivamente, por las funciones armónicas:

$$\boldsymbol{y_1(x) = b + A\cos(2\pi x/P)} \quad \boldsymbol{y} \quad \boldsymbol{y_2(x) = A\cos(2\pi x/P + r)} \tag{1}$$

donde A representa la amplitud de la ondulación, P es el periodo y r es una diferencia de fase entre los perfiles. El sistema considerado es bidimensional; es decir, es invariante en la dirección z.
La región entre las placas se supone vacía. Además, las placas están sometidas a un potencial U_1 en la placa superior y otro U_2 en la inferior, que fija la diferencia de potencial entre las placas en un valor de $\Delta U = U_2 - U_1$.

El segundo sistema está formado por dos placas plano paralelas que encierran un arreglo periódico de inclusiones cilíndricas circulares. Las superficies involucradas son materiales conductores y el medio entre las placas y las inclusiones es vacío. La geometría del sistema se muestra en la Fig. 2, donde P es el periodo del condensador en la dirección x, b es la distancia entre las superficies planas y a es el radio de cada inclusión circular. De manera similar, se establece un potencial U_1 en la placa superior, otro U_2en la inferior y un potencial U_3 en cada inclusión.

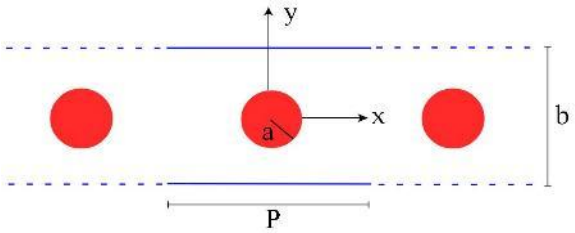


Figura 2: Diagrama de un condensador formado por superficies plano paralelas infinitas y un arreglo de inclusiones cilíndricas circulares de radio a en el plano x-y.

El primer paso en el análisis de los sistemas es establecer el potencial y el campo eléctrico en la región vacía entre las placas conductoras; ya que la geometría considerada en los sistemas da lugar a un potencial y a un campo eléctrico inhomogéneo. Este problema implica la solución de la ecuación de Laplace cuando se especifican las condiciones de frontera para el potencial electrostático. Posteriormente analizar la evolución de la trayectoria de una partícula cargada que es lanzada con condiciones iniciales de posición, (x_0, y_0), y velocidad, (v_{x0}, v_{y0}), conforme va chocando con las paredes.

Para los dos sistemas considerados en este trabajo, el método integral se basa en resolver numéricamente la ecuación de Laplace a partir de ecuaciones integrales [12,13]. El IEM parte del segundo teorema integral de Green, de donde se obtienen ecuaciones integrales acopladas que involucran como incógnitas: el potencial eléctrico y su derivada normal, evaluadas en los perfiles considerados. La discretización de las ecuaciones permite pasar de un sistema de ecuaciones integrales a un sistema de ecuaciones algebraico, cuya solución determina las funciones fuente. Una vez calculadas las fuentes es posible calcular el campo eléctrico del sistema de estudio.

Método de la Ecuación Integral

Como es bien conocido, en la región vacía el potencial electrostático satisface la ecuación de Laplace bidimensional,

$$\boldsymbol{\nabla^2 U(x,y) = 0}, \tag{2}$$

y las condiciones a la frontera dadas en las superficies conductoras. Estas son que el potencial tiene el valor constante U_1 en la superficie superior, U_2 en la inferior y U_3 en las inclusiones cilíndricas circulares. Una vez encontrado el potencial electrostático se pueden hallar otras propiedades del sistema como el campo eléctrico. En el caso de superficies onduladas o de un arreglo de inclusiones circulares, en general no existe la solución exacta para el problema del potencial. A continuación

delinearemos brevemente un método numérico que es original en este trabajo, aunque tiene mucho en común con los métodos presentados en [11-13].

Para resolver el problema planteado consideremos el teorema de Green bidimensional. En este trabajo empleamos el potencial U y la función de Green,

$$\boldsymbol{G}(\mathbf{r},\mathbf{r}') = -\frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{2\pi}}\ln\sqrt{(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}')^2+(\boldsymbol{y}-\boldsymbol{y}')^2}, \tag{3}$$

siendo $\mathbf{r} = (x, y)$ el punto de observación y $\mathbf{r}' = (x', y')$ el punto fuente, obteniendo el sistema de ecuaciones integro-diferencial,

$$\oint_{\boldsymbol{C}} \left(\boldsymbol{G}\frac{\boldsymbol{\partial U}}{\boldsymbol{\partial n}} - \frac{\boldsymbol{\partial G}}{\boldsymbol{\partial n}}\boldsymbol{U}\right)\boldsymbol{ds} = \begin{cases}\boldsymbol{U(x,y)}, & \text{si } (\boldsymbol{x},\boldsymbol{y}) \text{ está en } \boldsymbol{R}\\ \mathbf{0}, & \text{si } (\boldsymbol{x},\boldsymbol{y}) \text{ no está en } \boldsymbol{R}'\end{cases} \tag{4}$$

donde C es un contorno cerrado que sirve como frontera de un dominio R; $\partial U/\partial n = \nabla G \cdot \hat{\mathbf{n}}$ es la derivada normal de G y análogamente para U; $\hat{\mathbf{n}}$ es el vector unitario en el plano x-y que es normal al contorno C y que apunta hacia fuera de la región y ds es el diferencial de arco. A partir de la ec. (4) se puede formular un método numérico que nos permite encontrar el potencial $U(x, y)$ en la región R, que en nuestro caso es simplemente la región vacía entre las superficies conductores. Para esto, se hace una aproximación del punto de observación sobre los contornos que delimitan cada una de las regiones de ambos sistemas propuestos (Figs. 1 y 2) llegando a un sistema de ecuaciones integrales acopladas correspondientes. Los sistemas de ecuaciones integrales obtenidos pueden ser resueltos numéricamente por medio de una discretización sobre cada uno de los contornos, que bajo las condiciones de frontera sobre los perfiles de las placas conductoras, $U(x,y)|_{y_1(x)} = U_1$, $U(x,y)|_{y_2(x)} = U_2$ y de las inclusiones cilíndricas circulares, $U(x,y)|_{y_3(x)} = U_3$ y las condiciones de periodicidad dadas por la simetría de translación en la dirección x de las celdas unitarias de ambos sistemas, $U(x,y) = U(x+P,y)$ y $\partial U(x,y)/\partial n = -\partial U(x+P,y)/\partial n$, se llega a los siguientes sistemas de ecuaciones algebraicos lineales e inhomogéneos:

$$\begin{aligned}\sum_{j=1}^{n_1}\boldsymbol{L_{ij(1)}F_{j(1)}} + \sum_{j=n_1+1}^{n_1+n_2}\boldsymbol{L_{ij(2)}F_{j(2)}} + \sum_{j=n_1+n_2+1}^{n_1+n_2+n_3}\left(\boldsymbol{L_{ij(3)}} - \boldsymbol{L_{ij(4)}}\right)\boldsymbol{F_{j(3)}}\\ - \sum_{j=n_1+n_2+n_3+1}^{n_1+n_2+n_3+n_4}\left(\boldsymbol{N_{ij(3)}} + \boldsymbol{N_{ij(4)}}\right)\boldsymbol{U_{j(3)}} = \boldsymbol{b_i},\end{aligned} \tag{5}$$

donde el término no homogéneo b_i, está dado por

$$\boldsymbol{b_i} = \boldsymbol{U_1}\sum_{j=1}^{n_1}\boldsymbol{N_{ij}} + \boldsymbol{U_2}\sum_{j=n_1+1}^{n_1+n_2}\boldsymbol{N_{ij}}, \tag{6}$$

con $i = 1, 2, \ldots, n_1 + n_2 + n_3 + n_4$, para el condensador eléctrico con placas sinusoidales (ver Fig. 1). Y para el condensador eléctrico con placas plano paralelas que contiene inclusiones cilíndricas circulares (ver Fig. 2), se obtiene el sistema:

$$\begin{aligned}\sum_{j=1}^{n_1}\boldsymbol{L_{ij(1)}F_{j(1)}} + \sum_{j=n_1+1}^{n_1+n_2}\boldsymbol{L_{ij(2)}F_{j(2)}} + \sum_{j=n_1+n_2+1}^{n_1+n_2+n_3}\boldsymbol{L_{ij(3)}F_{j(3)}} + \sum_{j=n_1+n_2+n_3+1}^{n_1+n_2+n_3+n_4}\left(\boldsymbol{L_{ij(4)}} - \boldsymbol{L_{ij(5)}}\right)\boldsymbol{F_{j(4)}}\\ - \sum_{j=n_1+n_2+n_3+n_4+1}^{n_1+n_2+n_3+n_4+n_5}\left(\boldsymbol{N_{ij(4)}} + \boldsymbol{N_{ij(5)}}\right)\boldsymbol{U_{j(4)}} = \boldsymbol{b_i},\end{aligned} \tag{7}$$

donde el término no homogéneo b_i, está dado por

$$\boldsymbol{b_i = U_1 \sum_{j=1}^{n_1} N_{ij} + U_2 \sum_{j=n_1+1}^{n_1+n_2} N_{ij} + U_3 \sum_{j=n_1+n_2+1}^{n_1+n_2+n_3} N_{ij},} \tag{8}$$

con $i = 1, 2, \ldots, n_1 + n_2 + n_3 + n_4 + n_5$.

En las ecs. (5) y (7) se ha considerado n_i como el número puntos a cada uno de los contornos Γ_j en las celdas unitarias, respectivamente. Además, U_j es el potencial electrostático y $F_j = \partial U(x,y)/\partial n|_{s=s_j}$ es la derivada normal del potencial evaluados en el j-ésimo punto s_j; así como los elementos de la matriz:

$$L_{ij} = -\frac{\Delta s}{2\pi}\ln\left(R_{ij}\right)\left(1-\delta_{ij}\right) - \frac{\Delta s}{2\pi}\ln\left(\frac{\Delta s}{2e}\right)\delta_{ij}, \tag{9}$$

$$N_{ij} = \left(\frac{\Delta s}{2\pi}\right)\hat{\mathbf{n}}_j \cdot \frac{\mathrm{R}_{ij}}{R_{ij}^2}\left(1-\delta_{ij}\right) + \left[\frac{1}{2} + \frac{\Delta s}{4\pi}\left(\hat{\mathbf{n}}_j \cdot \hat{\mathbf{t}}_j'\right)\right]\delta_{ij}, \tag{10}$$

donde

$$R_{ij} = \sqrt{\left(x_i - x_j\right)^2 + \left(y_i - y_j\right)^2}, \tag{11}$$

$$\hat{\mathbf{n}}_j \cdot \mathrm{R}_{ij} = -y_j'(s)\left(x_i - x_j\right) + x_j'(s)\left(y_i - y_j\right), \tag{12}$$

$$\hat{\mathbf{n}}_j \cdot \hat{\mathbf{t}}_j' = x_j'(s)y_j''(s) - y_j'(s)x_j''(s). \tag{13}$$

En las ecs. (9) y (10), δ_{mn} es la función delta de Kronecker, la cual es igual a 1 cuando $i = j$ y 0 en cualquier otro caso. El parámetro Δs representa la longitud de arco entre dos puntos consecutivos a lo largo del contorno. Las ecs. (11), (12) y (13) describen las relaciones geométricas del problema definiendo los puntos sobre los perfiles como: $x_j = x(s)|_{s=s_j}$, $y_j = y(s)|_{s=s_j}$, así como sus derivadas: $x_j' = x'(s)|_{s=s_j}$, $x_j'' = X''(s)|_{s=s_j}$, etc.

Método de Diferencias Finitas

Otra de las propiedades bien conocidas de un condensador de dos placas conductoras que están a una cierta diferencia de potencial y en condiciones electrostáticas es el campo eléctrico. Una vez conocido el potencial electrostático en cada punto entre las placas se puede conocer el campo eléctrico por medio de la relación $\mathbf{E} = -\nabla U(x,y)$. Esto nos permite conocer la trayectoria de una partícula de masa m con carga eléctrica q al momento de entrar con una velocidad inicial $\mathbf{v}_0$ entre las dos placas conductoras. El campo eléctrico que actúa sobre la partícula le provoca una aceleración y por medio de las ecuaciones de movimiento se puede calcular la trayectoria de la partícula. Conocida la fuerza debido al campo eléctrico, $\mathbf{F} = q\mathbf{E}$, se puede resolver numéricamente la segunda ley de Newton, $m\,d^2\mathbf{r}/dt^2 = \mathbf{F}$ por el método de diferencias finitas:

$$\frac{\Delta \mathbf{r}}{\Delta \boldsymbol{t}} = \mathbf{v}, \quad \textbf{o bien}, \quad \mathbf{r}(\boldsymbol{t} + \Delta \boldsymbol{t}) = \mathbf{r}(\boldsymbol{t}) + \mathbf{v}(\boldsymbol{t} + \Delta \boldsymbol{t}/\mathbf{2})\Delta \boldsymbol{t} \tag{14}$$

y

$$m\frac{\Delta \mathbf{v}}{\Delta t} = \mathbf{F}, \quad \textbf{o bien}, \quad \mathbf{v}(t + \Delta t/2 + \Delta t) = \mathbf{v}(t + \Delta t/2) + \frac{\mathbf{F}(t + \Delta t)}{m}\Delta t\,, \tag{15}$$

donde $\mathbf{r}$ es el vector de posición en el plano x-y. En las ecuaciones anteriores Δt es un transcurso de tiempo suficientemente pequeño como para que la trayectoria obtenida numéricamente tenga un aspecto de curva continua a la hora de ser representada.

RESULTADOS

Para analizar la dinámica de las partículas construimos los mapas de Poincaré. Para trazar las secciones de Poincaré, elegimos el par conjugado (x, y), donde x es la posición de la partícula en el eje x, $p_y = v\cos\alpha$ es el momento en la dirección y y v es la magnitud de la velocidad. $\alpha = \arctan(v_y/v_x)$ es el ángulo con el que avanza la partícula conforme transcurre el tiempo. En los puntos de colisión con los perfiles se considera el ángulo de reflexión. Para obtener las gráficas de Poincaré, consideramos $P = 2\pi$ y $L = 6\pi$ en el primer caso. Los valores de x considerados están en el intervalo [0, 1].

Condensador eléctrico con placas sinusoidales

En la Fig. 3 se presenta la dinámica de las partículas dentro del condensador al variar la amplitud de la ondulación en las placas separadas por $b = 0.15\pi$ y manteniendo fijo el valor del potencial eléctrico. En las Figs. 3 (a) y (c) se usó un potencial de $U = |0.2|$ para las amplitudes: (a) $A = 0.02\pi$ y (c) $A = 0.045\pi$. Así mismo, en las Figs. 3 (b) y (d) se consideró un potencial de $U = |0.6|$ para las amplitudes: (b) $A = 0.02\pi$ y (d) $A = 0.045\pi$. Se utilizaron 6 fuentes en el condensador con (a) y (b) 20 partículas y (c) y (d) 19 partículas.

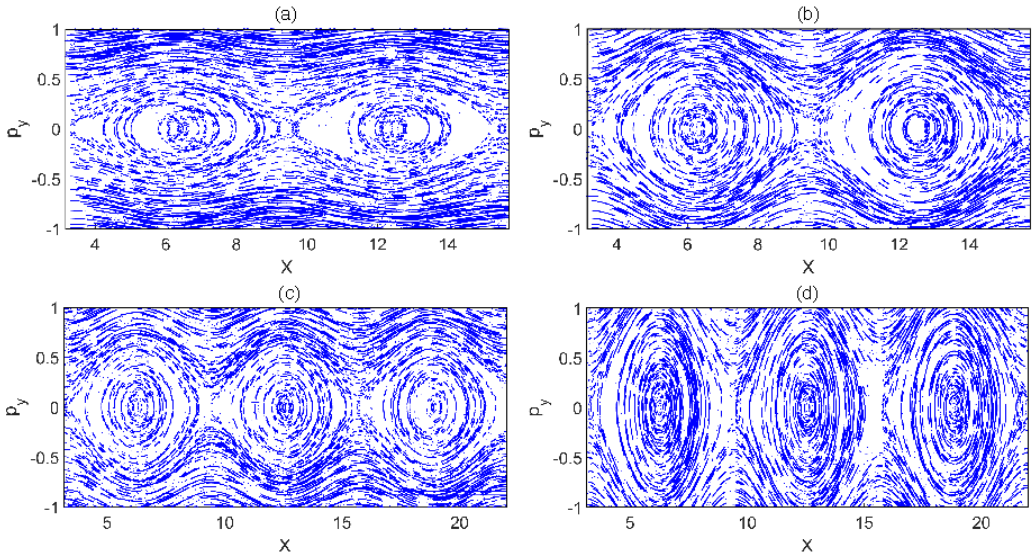


Figura 3. Mapas de Poincaré de las trayectorias de partículas en un condensador con placas onduladas de amplitud (a) y (b) $A = 0.02\pi$, (c) y (d) $A = 0.045\pi$ para los potenciales (a) y (c) $U = |0.2|$, (b) y (d) $U = |0.6|$. En todos los casos el ancho es $b = 0.15\pi$.

En las Figs. 3 (c) y (d) se muestra que al hacer la amplitud mayor los ciclos límite son más notorios. En este caso las trayectorias caen a ciclos límite rápidamente, aún con un campo eléctrico pequeño. Por lo tanto, la amplitud de la ondulación en las placas desempeña un papel importante en el comportamiento de las partículas.

Condensador eléctrico con placas plano paralelas que contiene inclusiones cilíndricas circulares

Ahora se presentan los resultados numéricos obtenidos para la evolución de la trayectoria de $\boldsymbol{n}$ partículas lanzadas de manera simultánea en el condensador con placas plano paralelas que contiene inclusiones cilíndricas circulares. En la fig. 4 se muestran los resultados obtenidos al variar el campo eléctrico en el condensador que tiene separadas las placas con el valor de $\boldsymbol{b = 0.2\pi}$ y variando el valor del potencial eléctrico con los siguientes valores: $\boldsymbol{U_1 = -0.5}$, $\boldsymbol{U_2 = -0.5}$, $\boldsymbol{U_3 = 0.2}$ (Fig. 4 (a)); $\boldsymbol{U_1 = 0.7}$, $\boldsymbol{U_2 = -0.5}$, $\boldsymbol{U_3 = 0.4}$ (Fig. 4 (b)); $\boldsymbol{U_1 = 0.6}$, $\boldsymbol{U_2 = 0.5}$, $\boldsymbol{U_3 = -0.3}$ (Fig. 4 (c)); $\boldsymbol{U_1 = 2.0}$, $\boldsymbol{U_2 = 2.0}$, $\boldsymbol{U_3 = -2.0}$ (Fig. 4 (d)). Para estos casos se usó un condensador con periodo $\boldsymbol{P = 2\pi}$ y se utilizó una longitud (a) $\boldsymbol{L = 4\pi}$ (2 periodos) y 2 fuentes con 12 partículas, (b) $\boldsymbol{L = 10\pi}$ (5 periodos) y 5 fuentes con 14 partículas, (c) $\boldsymbol{L = 8\pi}$ (4 periodos) y 4 fuentes con 14 partículas y (d) 5 fuentes con 12 partículas lanzadas en un condensador con $\boldsymbol{L = 10\pi}$ (5 periodos). Para las inclusiones se consideraron los valores de (a) $\boldsymbol{a = 0.02\pi}$, (b) $\boldsymbol{a = 0.04\pi}$, (c) $\boldsymbol{a = 0.018\pi}$ y (d) $\boldsymbol{a = 0.04\pi}$.

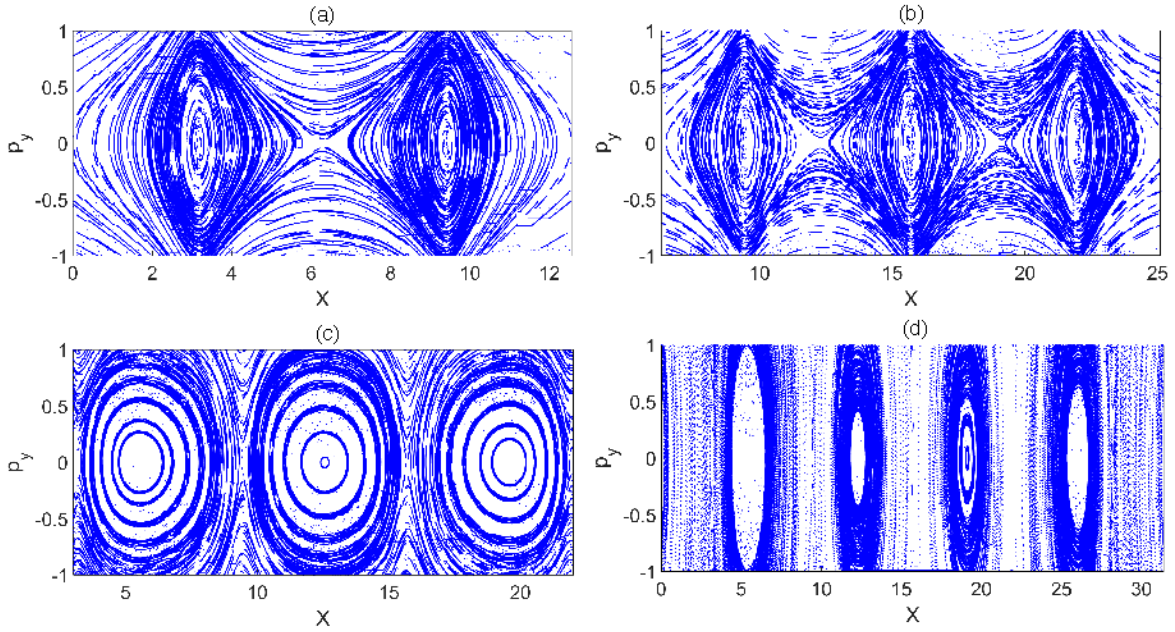


Figura 4. Mapas de Poincaré para un condensador plano con ancho $\boldsymbol{b = 0.2\pi}$ con un arreglo de inclusiones cilíndricas circulares de radios y potenciales eléctricos: (a) $\boldsymbol{a = 0.02\pi}$, $\boldsymbol{U_1 = -0.5}$, $\boldsymbol{U_2 = -0.5}$, $\boldsymbol{U_3 = 0.2}$, (b) $\boldsymbol{a = 0.04\pi}$, $\boldsymbol{U_1 = 0.7}$, $\boldsymbol{U_2 = -0.5}$, $\boldsymbol{U_3 = 0.4}$, (c) $\boldsymbol{a = 0.018\pi}$, $\boldsymbol{U_1 = 0.6}$, $\boldsymbol{U_2 = 0.5}$, $\boldsymbol{U_3 = -0.3}$, y (d) $\boldsymbol{a = 0.04\pi}$, $\boldsymbol{U_1 = 2.0}$, $\boldsymbol{U_2 = 2.0}$, $\boldsymbol{U_3 = -2.0}$.

Los resultados mostrados en la Fig. 4 nos dan a conocer que el ancho del condensador y el campo eléctrico influyen mucho para la formación de órbitas elípticas (islas). A medida que se aumenta el valor del campo eléctrico los ciclos límite no se pierden, solamente se hacen más grandes (ver Fig. 4 (d)) aumentando el número de partículas atrapadas en el condensador, moviéndose de un lado a otro alrededor de un punto fijo estable.

Similarmente, vamos a presentar los resultados para la dinámica de las partículas considerando ahora una separación entre las placas conductoras más pequeña, $\boldsymbol{b = 0.1\pi}$. En la Fig. 5 se muestran los resultados obtenidos de acuerdo a los siguientes parámetros: (a) $\boldsymbol{U_1 = -0.3}$, $\boldsymbol{U_2 = -0.3}$, $\boldsymbol{U_3 = 0.1}$ y (b) $\boldsymbol{U_1 = -0.1}$, $\boldsymbol{U_2 = -0.1}$, $\boldsymbol{U_3 = 0.2}$. Para las inclusiones se consideraron los radios de (a) $\boldsymbol{a = 0.014\pi}$ y (b) $\boldsymbol{a = 0.022\pi}$ y las longitudes del condensador de (a) $\boldsymbol{L = 4\pi}$ (2 periodos) con 2 fuentes con 14 partículas y (b) $\boldsymbol{L = 10\pi}$ (5 periodos) con 5 fuentes de 12 partículas.

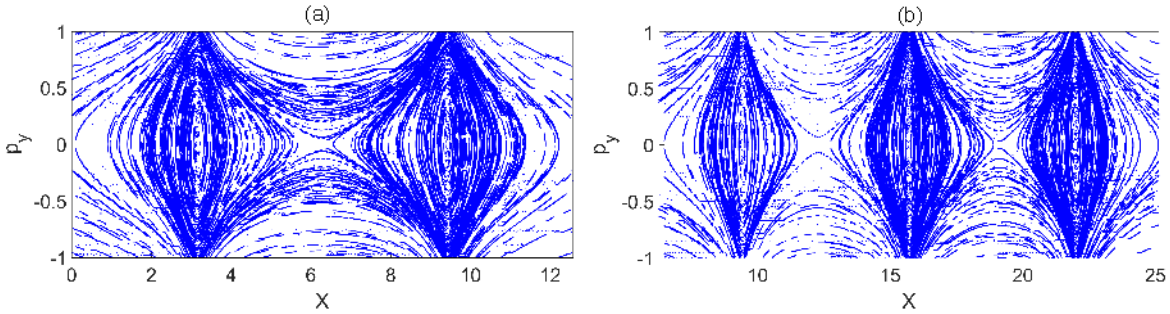


Figura 5. Mapas de Poincaré para un condensador plano con ancho $\boldsymbol{b = 0.1\pi}$ con un arreglo de inclusiones cilíndricas circulares de radios y potenciales eléctricos: (a) $\boldsymbol{a = 0.014\pi}$, $\boldsymbol{U_1 = -0.3}$, $\boldsymbol{U_2 = -0.3}$, $\boldsymbol{U_3 = 0.1}$ y (b) $\boldsymbol{a = 0.022\pi}$, $\boldsymbol{U_1 = -0.1}$, $\boldsymbol{U_2 = -0.1}$, $\boldsymbol{U_3 = 0.2}$.

Por otro lado, en la Fig. 6 se obtuvieron los siguientes resultados tomando en cuenta los valores de los potenciales: (a) $\boldsymbol{U_1 = -0.2}$, $\boldsymbol{U_2 = -0.6}$, $\boldsymbol{U_3 = 0.1}$, (b) $\boldsymbol{U_1 = -0.3}$, $\boldsymbol{U_2 = -0.3}$, $\boldsymbol{U_3 = -0.1}$ y (c) $\boldsymbol{U_1 = 2.0}$, $\boldsymbol{U_2 = 2.0}$, $\boldsymbol{U_3 = -2.0}$. Para las inclusiones se consideraron los radios de (a) $\boldsymbol{a = 0.018\pi}$, (b) $\boldsymbol{a = 0.02\pi}$, (c) $\boldsymbol{a = 0.015\pi}$. Para el periodo de la celda unitaria de $\boldsymbol{P = \pi}$ se tomaron en cuenta las longitudes del condensador de (a) y (c) $\boldsymbol{L = 10\pi}$ (10 periodos) donde se usaron 10 fuentes con 20 partículas, mientras que en (b) $\boldsymbol{L = 20\pi}$ (20 periodos) con 20 fuentes de 14 partículas.

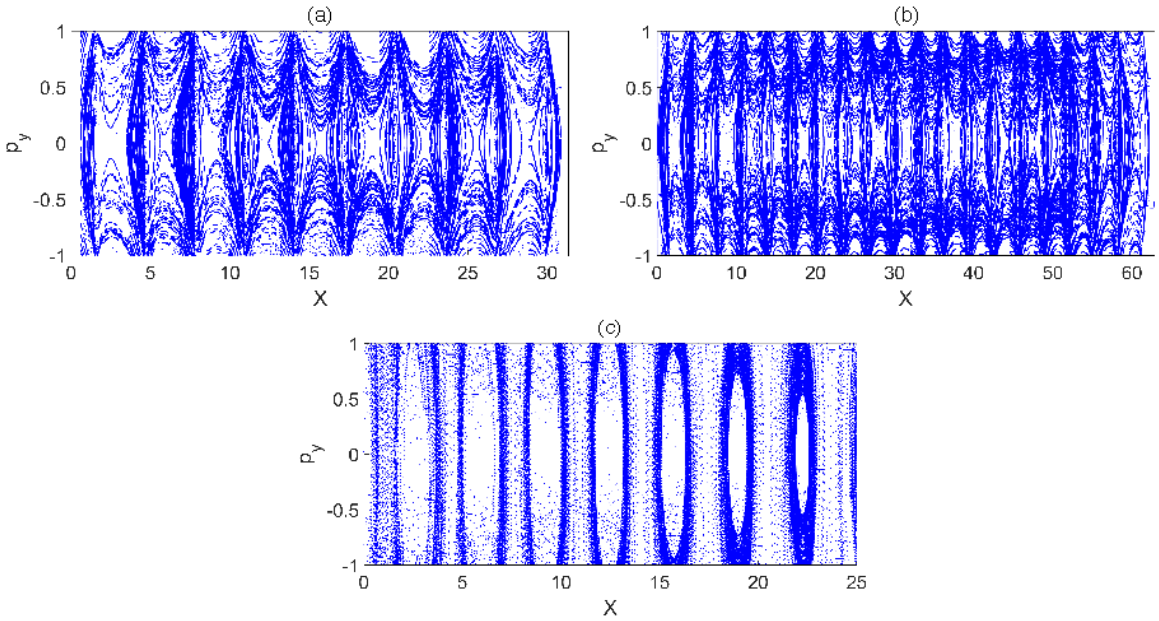


Figura 6. Mapas de Poincaré para un condensador plano con ancho $\boldsymbol{b = 0.1\pi}$ con un arreglo de inclusiones cilíndricas circulares de radios y potenciales eléctricos: (a) $\boldsymbol{a = 0.018\pi}$, $\boldsymbol{U_1 = -0.2}$, $\boldsymbol{U_2 = -0.6}$, $\boldsymbol{U_3 = 0.1}$, (b) $\boldsymbol{a = 0.02\pi}$, $\boldsymbol{U_1 = -0.3}$, $\boldsymbol{U_2 = -0.3}$, $\boldsymbol{U_3 = -0.1}$ y (c) $\boldsymbol{a = 0.015\pi}$, $\boldsymbol{U_1 = 2.0}$, $\boldsymbol{U_2 = 2.0}$, $\boldsymbol{U_3 = -2.0}$.

Podemos ver en la Fig. 6, que si incrementamos el número de periodos (lo cual significa que tendremos un mayor número de colisiones) las elipses comienzan a deformarse, cubriendo una mayor región y en este caso se observan menos trayectorias cerradas.

CONCLUSIONES

En el presente trabajo se ha mostrado un estudio numérico sobre la dinámica de las trayectorias de partículas cargadas en un condensador eléctrico, donde está establecido un campo de potencial

inhomogéneo. Se analizaron los casos de superficies onduladas y periódicas y de superficies plano paralelas que envuelven un arreglo periódico de inclusiones cilíndricas circulares conductoras. Los resultados muestran mediante los mapas de Poincaré que la presencia del campo eléctrico juega un papel muy importante en el comportamiento de las partículas. Gracias a la presencia de éste y su inhomogeneidad; así como la amplitud de la ondulación del canal o el tamaño de la inclusión aumentan, las trayectorias tienden más rápidamente a ciclos límite u órbitas elípticas. Similar a lo que ocurre en el sistema clásico análogo a estos sistemas, donde es conocido que hay una transición de una dinámica regular a una caótica. Esto permitiría tener posibles aplicaciones con esquemas de encriptación y sincronización de la información mediante el fenómeno de caos electromagnético en condensadores eléctricos.

BIBLIOGRAFÍA

1. G. Grassi, “Chaos in the real world: Recent applications to communications, computing, distributed sensing, robotic motion, bio-impedance modelling and encryption systems”, Symmetry, Vol. 13, 2021, pp. 2151.
2. L. Moysis, D. N. Butusov, A. Tutueva, V. Ostrovskii, I. Kafetzis, and C. Volos, “Introducing chaos and chaos based encryption applications to university students-case report of a seminar”, In Proceedings of the 2022 11th International Conference on Modern Circuits and Systems Technologies (MOCAST), 2022, pp. 1-6.
3. R. Núñez, “Comunicador experimental privado basado en encriptamiento caótico”, Revista mexicana de física, Vol. 52, 3, 2006, pp. 285-294.
4. V. Doya, O. Legrand, and F. Mortessagne, “Light scarring in an optical fiber”, Physical Review Letters, Vol. 88, 2002, pp. 14102-14105.
5. J. Diggins, J. F. Ralph, T. P. Spiller, T. D. Clark, H. Prance, and R. J. Prance, “Chaotic dynamics in the rf superconducting quantum-interference-device magnetometer: a coupled quantum-classical system”, Physical Review E, Vol. 49, 3, 1994, pp. 1854-1859.
6. H. Pérez-Aguilar, A. Mendoza-Suárez, E. S. Tututi, and I. F. Herrera-González, “Disordered field patterns in a waveguide with periodic surfaces”, Prog. Electromagn. Res. B, Vol. 48, 2013, pp. 329-346.
7. H. Pérez-Aguilar, A. Mendoza-Suárez, E. S. Tututi, and I. F. Herrera-González, “Chaotic behavior of a quantum waveguide”, Physica B: Condensed Matter., Vol. 411, 2013, pp. 93-98.
8. H. Park, J. Park, A. Lim, E. Anderson, A. Alivisatos, and P. McEuen, “Nanomechanical oscillations in a single-C_{60} transistor”, Nature, Vol. 407, 2000, pp. 57-60.
9. G. A. Luna-Acosta, A. A. Krokhin, M. A. Rodriguez-Meza, and P. H. Hernández-Tejeda, “Classical chaos and ballistic transport in a mesoscopic channel”, Physical review B, Vol. 54, 16, 1996, pp. 11410-11416.
10. I. F. Herrera-González, G. Arroyo-Correa, A. Mendoza-Suárez, and E. S. Tututi, “Study of the resistivity in a channel with dephased ripples”, International Journal of Modern Physics B, Vol. 25, 5, 2011, pp. 683-698.
11. A. Bucio-Gutiérrez, H. Pérez-Aguilar, and H. Alva-Medrano, “Numerical Analysis of Chaos in a Phononic Crystal Waveguide with Circular Inclusions of Real Materials”, Chaos Theory and Applications, Vol. 6, 2, 2024, pp.111-121.
12. A. Mendoza-Suárez, H. Pérez-Aguilar, and F. Villa-Villa, “Optical response of a perfect conductor waveguide that behaves as a photonic crystal”, Prog. Electromagn. Res., Vol. 121, 2011, pp. 433-452.
13. A. Mendoza-Suárez, and H. Pérez-Aguilar, “Numerical integral methods to study plasmonic modes in a photonic crystal waveguide with circular inclusions that involve a metamaterial”, Photon. Nanostruct.: Fundam. Appl., Vol. 21, 2016, pp. 1-12.

PROPAGACIÓN DE HACES BESSEL UNIDIMENSIONALES EN UN MEDIO TIPO LENTE

Pamela Bravo Cassab, Jesús Emmanuel Gómez Correa y Sabino Chávez Cerda

Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica.
pamela.bravo@inaoep.mx

RESUMEN

Un medio con índice de refracción gradiente (o GRIN) es un medio inhomogéneo con índice de refracción variable. Cuando el índice de refracción disminuye cuadráticamente en la dirección transversal, el medio se puede comportar como una lente convergente delgada dentro de una distancia determinada. Cuando un ensemble de rayos paralelos pasan a través de una lente delgada homogénea estos se concentran en un punto que se denomina foco de la lente. Si el mismo ensemble de rayos se propaga dentro de un material GRIN los rayos se curvan de tal forma que coinciden en un punto que puede considerarse como un "pseudo-foco." Por ello a estos medios se les llama medios tipo lente. En esta clase de medios la trayectoria que siguen los rayos está determinada por la ecuación de rayos[1]. Si en lugar de rayos se considera un haz estructurado incidente, se espera que se genere un patrón idéntico al creado por una lente delgada homogénea. Para el caso de un haz Bessel estándar pasando a través de una lente homogénea, las dos ondas cónicas que conforman el haz se enfocarán en un anillo cuyo radio está asociado a la frecuencia espacial del haz Bessel. Si el haz se propaga en un medio GRIN, su patrón en el plano del "pseudo-foco" será el de un anillo[2]. Siguiendo esta misma línea de análisis, se estudió la propagación de distintas configuraciones geométricas usando haces unidimensionales con perfil Bessel. Cabe mencionar que a diferencia de su contraparte radial que se propaga invariante por una distancia definida, este no es el caso para haces con perfil unidimensional Bessel. Para investigar la capacidad del medio para formar imágenes, primero, se obtuvieron analíticamente los patrones correspondientes en el plano focal de una lente usando la integral de difracción de Fresnel. Posteriormente, se resolvió la ecuación de rayos para determinar la distancia en la cual se concentran los rayos en un punto, es decir, el pseudo-foco. Con esta información se resolvió la ecuación paraxial de onda numéricamente; se realizaron simulaciones usando las distintas configuraciones propagando los haces en un medio GRIN y se compararon con los patrones obtenidos analíticamente para una lente homogénea en el plano focal. Los resultados muestran que los patrones están representados por funciones tipo escalón y que el pseudo-foco corresponde a un cuarto del periodo de la trayectoria. Adicionalmente, las simulaciones muestran que existe coincidencia con los patrones calculados analíticamente, como se esperaba. Con esto se verifica una vez más el comportamiento de un medio GRIN como una lente de Fourier con una distancia focal y se muestran a su vez los patrones de difracción de haces Bessel unidimensionales.

INTRODUCCIÓN

Un medio con índice de refracción gradiente (o GRIN por sus siglas en inglés) es un medio inhomogéneo cuyo índice de refracción varia espacialmente[1]. Hay un caso particular de esta clase de medios, aquellos con su índice de refracción cuadrado, estos medios suelen ser conocidos como medios tipo lente.

Ahora, es bien sabido que la ecuación de rayos que describe la trayectoria de los rayos dentro de un medio tipo lente toma la siguiente forma[3]:

$$\frac{\mathrm{d}^2 \boldsymbol{r}}{\mathrm{d}\boldsymbol{\zeta}^2} + \left(\frac{\boldsymbol{\gamma}^2}{\mathbf{4}}\right)\boldsymbol{r} = \mathbf{0} \qquad (1)$$

donde $\boldsymbol{\gamma} = \mathbf{g k w_0^2}$ es un parámetro de normalización que nos ayuda a vincular la ecuación de rayos con la ecuación paraxial de onda, $\boldsymbol{\zeta}$ es la variable de propagación normalizada con el uso de la

longitud de Rayleigh $\boldsymbol{L_D}$, i.e., $\boldsymbol{\zeta = z/L_D}$. Esta normalización nos es útil para analizar el comportamiento de los haces en los medios GRIN, y por tanto se usará al hablar de la propagación en este medio.

Adicionalmente, se ha demostrado que un medio GRIN se comporta como una lente de Fourier con distancia focal (o un "pseudo-foco") determinada por el periodo de oscilación[3] $\boldsymbol{\Lambda = 4\pi/\gamma}$, más exactamente, esta distancia focal será un cuarto del periodo $\boldsymbol{\Lambda}$. Por tanto, sí la transformada de Fourier de un haz Bessel truncado es un patrón de anillo, cuando un haz Bessel se propaga en un medio GRIN el patrón observado en el plano focal, o plano de Transformada de Fourier, tomará la forma de un anillo[2] como se muestra en la Figura 1.

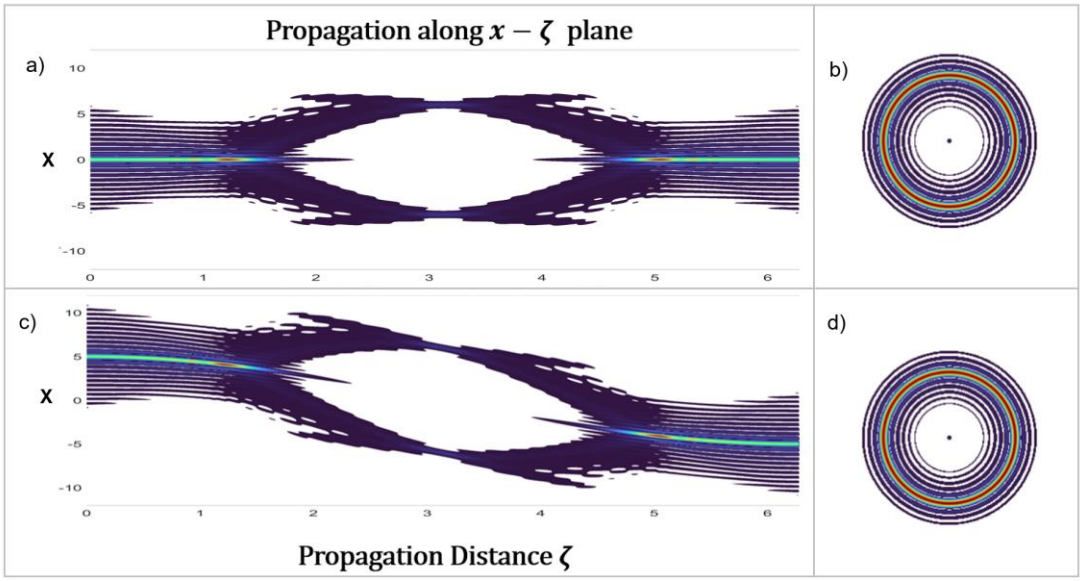


Figura 1. Propagación de un haz Bessel en un medio GRIN: a) evolución de la propagación para un haz Bessel en eje, y b) su perfil de intensidad que es un anillo, c) evolución de la propagación para un haz Bessel fuera de eje, y d) su perfil de intensidad.

En la Figura 1a) tenemos la evolución de un haz Bessel en eje propagándose en el medio tipo lente en el plano $\boldsymbol{x - \zeta}$, en la figura 1b) tenemos su perfil de intensidad obtenido en el plano focal, el cual es un anillo. Así mismo, en la figura 1c) tenemos la evolución de un haz Bessel, pero ahora fuera de eje propagándose en el medio tipo lente en el plano $\boldsymbol{x - \zeta}$, en la figura 1d) tenemos su perfil de intensidad obtenido en el plano focal, que nuevamente es un anillo. Notemos entonces que independientemente de estar en eje o no, el perfil de intensidad del tipo anillo es el mismo.

Si ahora, recordamos algunos patrones típicos como los mostrados en la Figura 2, donde mostramos funciones $\boldsymbol{\mathrm{Sinc}(x)}$ y $\boldsymbol{\mathrm{Sinc}(x)^2}$, cuyas transformadas de Fourier son una función rectángulo (o puerta) y una función triangulo, respectivamente, puede uno preguntarse qué pasa para el caso de funciones Bessel unidimensionales, las cuales tiene un perfil parecido al de las funciones $\boldsymbol{\mathrm{Sinc}(x)}$ y $\boldsymbol{\mathrm{Sinc}(x)^2}$.

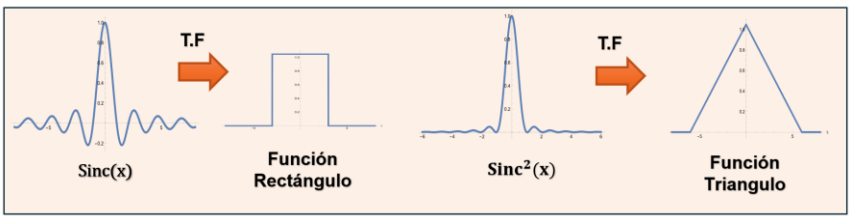


Figura 2. Patrones de transformada de Fourier de funciones del tipo rectángulo y triángulo.

Entonces, siguiendo el análisis planteado al inicio de la sección sobre propagación en medios GRIN y tomando este ejemplo de patrones de transformada de Fourier como primera idea podemos predecir el comportamiento de haz Bessel unidimensional estándar y uno al cuadrado cuando se propagan en un medio tipo-lente.

Para ello se encontró la transformada de Fourier de dos funciones unidimensionales de tipo Bessel, para luego simular su propagación y se observó que el patrón obtenido en el plano focal coincidía el perfil de su transformada de Fourier, como se esperaba.

ENFOCAMIENTO DE UN HAZ BESSEL UNIDIMENSIONAL

Se considerará la propagación de un haz Bessel unidimensional en un medio GRIN en forma de guía de onda plana.

Para calcular el enfocamiento de un haz Bessel unidimensional recurrimos a la integral de Fresnel que cuando se aplica el factor que representa una lente convergente de distancia focal $\boldsymbol{f}$ se reduce al cálculo de una transformada de Fourier que puede ser resuelta analíticamente:

$$\boldsymbol{E(x, z=f) = \frac{\exp(ikf)}{i\lambda f}\int_{-\infty}^{\infty} E(x', z=0)\exp\left\{-\frac{ik}{2f}[x\,x']\right\}dx'} \tag{2}$$

donde el $\boldsymbol{E(x', z=0) = J_0\,(k_x x')}$. Por tanto, utilizando la integral:

$$\boldsymbol{\int_0^{\infty} J_n(\alpha x)\cos(\beta x)\,\mathrm{d}\,x = \frac{\cos\left(n\sin^{-1}\left(\frac{\beta}{\alpha}\right)\right)}{\sqrt{\alpha^2-\beta^2}};\quad \beta < \alpha} \tag{3}$$

Obtenemos que la transformada de Fourier de una función Bessel de orden $\mathbf{n}$ unidimensional:

$$\boldsymbol{E(k'_x) \sim \frac{\cos\left(n\sin^{-1}\left(\frac{k'_x}{k_x}\right)\right)}{\sqrt{{k_x}^2-{k'_x}^2}}} \tag{4}$$

donde $\boldsymbol{k'_x = kx/f}$. Cabe notar que no nos referiremos a este resultado como el patrón de difracción, ya que no se están considerando condiciones de frontera al resolver la integral.

Note que para el caso $\boldsymbol{n=0}$, el cual es el mismo que analizaremos en un medio GRIN, el numerador se hace uno. El resultado muestra una función que es uniforme (casi constante) en casi todo el intervalo, la salvo en los extremos del intervalo donde es singular. Si, para comparación, descartamos los extremos, vemos que es similar a la función tipo rectángulo como se muestra en la Figura 3.

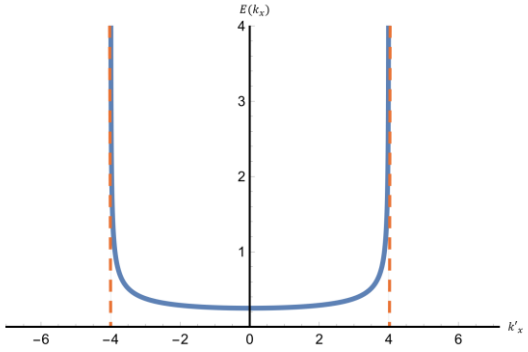


Figura 3. Perfil de la transformada de Fourier de una función Bessel unidimensional con componente transversal de $k_x = 4$ y orden $n = 0$.

De manera similar se estudió el enfocamiento de un haz unidimensional de la forma $\boldsymbol{E(x', z = 0) = J_0^2(k_x x')}$ sustituyendo en la Eq. (2) el resultado se expresa en términos de la función G de Meijer. Los resultados para $\boldsymbol{J_0(k_x x)}$ y $\boldsymbol{J_0^2(k_x x)}$ son mostrados en las Figuras 4a,4b, 4c y 4d.

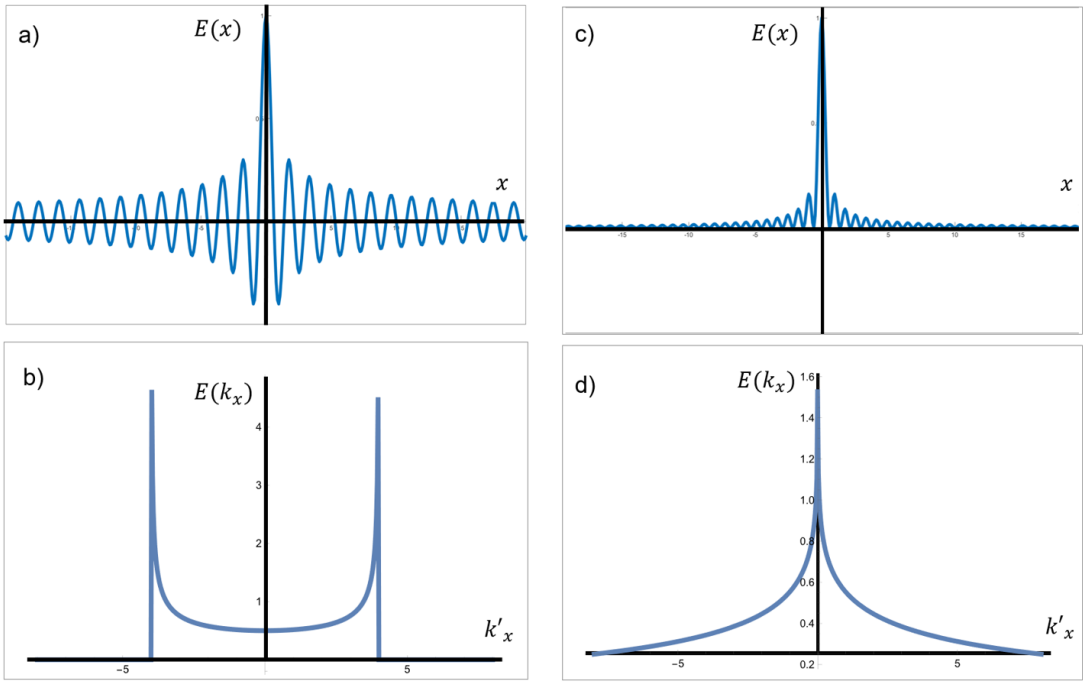


Figura 4. Funciones Bessel y sus transformadas de Fourier con el uso de software matemático: a) función Bessel y b) el perfil de su transformada de Fourier, c) función Bessel cuadrada y d) el perfil de su transformada de Fourier.

Notamos en las Figuras 4b) y 4d), sus perfiles son similares a las funciones tipo rectángulo y triangulo respectivamente. Con esta información podemos predecir la forma del patrón para el caso de un haz Bessel de este tipo al propagarse en un medio GRIN, es decir, el perfil obtenido en el plano de focal será similar a las Figuras 4b) y 4d).

PROPAGACIÓN DE UN HAZ BESSEL UNIDIMENSIONAL EN UN MEDIO TIPO LENTE

Para la simulación numérica se utilizó el software MATLAB, el código implementa el algoritmo BPM (por las siglas en inglés, Beam Propagation Method) que resuelve la ecuación paraxial de onda de Helmholtz. Este programa simula la propagación de un haz Bessel unidimensional en un medio GRIN y la diferencia con el caso presentado en la sección anterior es que podremos observar toda su propagación hasta el plano focal y más allá. Esto se ilustra en el Figura 5a) donde tenemos un haz Bessel apodizado en eje y en la Figura 5b) tenemos un haz Bessel unidimensional apodizado.

Más específicamente, las funciones que se propagaron fueron una función Bessel $\boldsymbol{J_0(k_x x)}$ apodizada por una función super-Gaussiana $\boldsymbol{e^{-(\frac{x}{w_0})^{50}}}$, así como su cuadrado. La función super-Gaussiana es para suavizar el truncamiento de la función Bessel y reducir oscilaciones en su perfil de intensidad al propagarse.

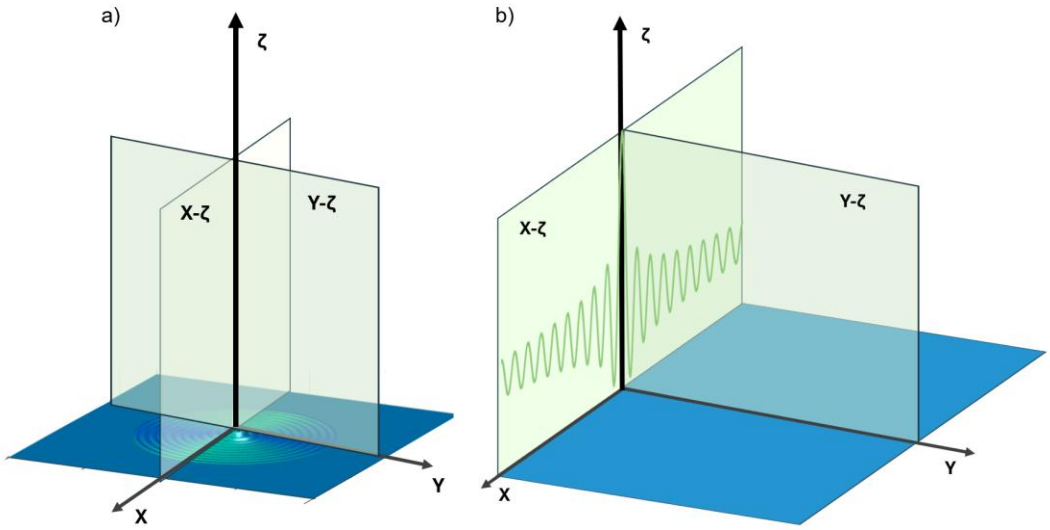


Figura 5. Planos de referencia para la propagación de a) un haz Bessel cilíndrico y b) un haz Bessel unidimensional.

En la Figura 6 se muestra la propagación de un haz Bessel truncado y su cuadrado. En las figuras 6a) podemos observar que, en el plano focal**,** tendremos el perfil tipo rectángulo correspondiente a la Figura 4b). En la figura 6b) tenemos la gráfica de densidad mostrando la propagación en el plano $\mathbf{x-\zeta}$ donde se aprecia mejor que este perfil se enfoca en $\boldsymbol{\zeta = 3.14}$, el plano focal. Esto debido a que el plano focal depende directamente del periodo de oscilación como se mencionó anteriormente.

Similarmente, en la figura 6c) tenemos la evolución del caso al cuadrado donde nuevamente podemos observar un pico que representa la función tipo triangulo, además en la figura 6d) se nota con mayor claridad que este pico está localizado de igual manera en el plano focal $\boldsymbol{\zeta = 3.14}$. En ambos casos podemos notar adicionalmente que los haces siguen la trayectoria de oscilación dictada por la ecuación de rayos Ec. 1.

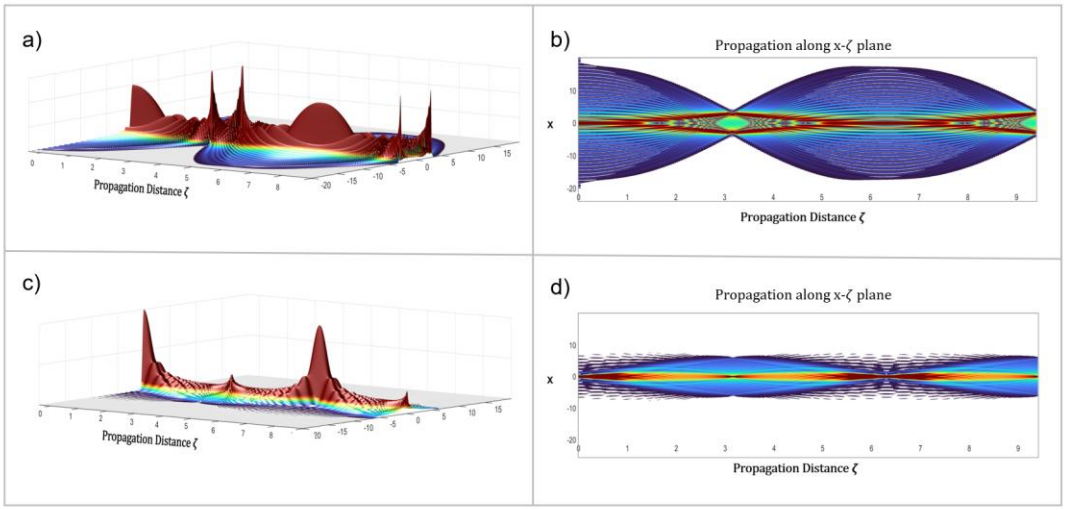


Figura 6. Propagación de un haz Bessel unidimensional y su cuadrado con componente transversal $\mathrm{k_x} = 4$ y orden $\mathrm{n} = 0$: a) evolución de un haz Bessel unidimensional y su b) propagación en el plano $\mathrm{x} - \zeta$, c) evolución de un haz Bessel unidimensional cuadrado y su d) propagación en el plano $\mathrm{x} - \zeta$.

En la Figura 7 se muestran los campos de entrada y el perfil de intensidad obtenido en el plano del focal, el cual como mencionamos está localizado en la posición $\boldsymbol{\zeta = 3.14}$.

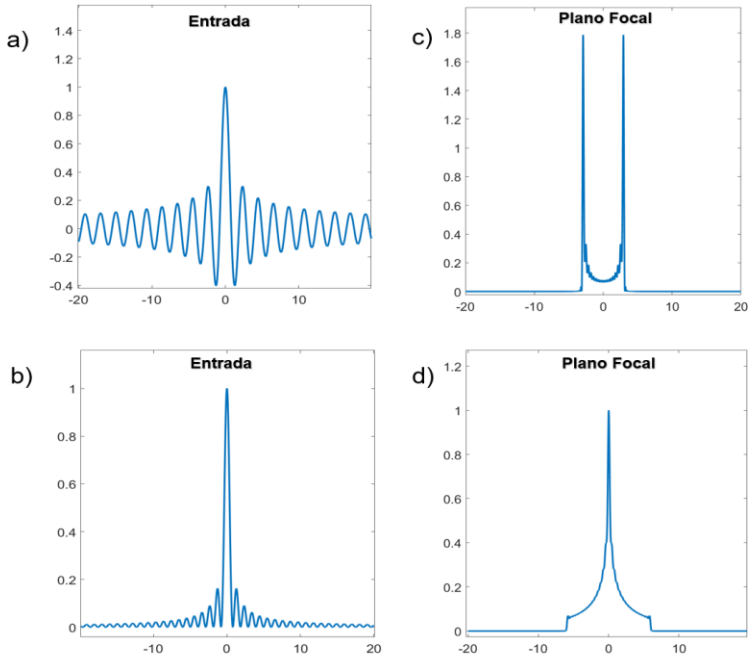


Figura 7. Función de entrada y en el plano focal para propagación en medio GRIN.

Notamos que las funciones obtenidas en este plano de enfocamiento son similares a las funciones tipo rectángulo y triangulo que se obtuviera de manera numérica y analítica en las Figuras 4b) y 4d), como se predijo.

Por tanto, hemos verificado que en el plano focal tendremos un patrón de intensidad correspondiente al de un haz enfocado por una lente delgada, en este caso un haz Bessel unidimensional y su cuadrado, y estos patrones son similares a las funciones rectángulo y triángulo que conocemos.

Configuraciones geométricas

Una vez que se observaron los patrones de las Figuras se realizó la simulación de la propagación de dos haces Bessel unidemensionales: $\boldsymbol{J_0(k_x x)}$ y $\boldsymbol{J_0(k_y y)}$, cada uno igualmente truncado. A esta composición de haces unidimensionales se le agrego la superposición de ondas planas inclinadas. Es decir, se simuló la propagación de un haz descrito por la función $\boldsymbol{J_0(k_x x)J_0(k_y y)\sum_{j=1}^{N} e^{-i(xk_{x_j}+yk_{y_j})}}$, y también el cuadrado de esta función. La N representa el número total de ondas planas inclinadas.

En las Figuras 8 se muestra la propagación tanto para composición de dos haces Bessel estándar y sus cuadrados para el caso de $\boldsymbol{N = 1}$. En las Figuras 8a) y 8d) se muestran los campos de entrada y notemos que al superponer los dos haces Bessel unidimensionales y la onda plana el patrón asemeja una función tipo $\mathbf{Sinc}(r)$ y $\mathbf{Sinc}(r)^2$. Por su parte, en las Figuras 8b) y 8e) se observa la propagación de esta composición de campos en el plano $\boldsymbol{x-\zeta}$ y que estos siguen un comportamiento ondulatorio como señala la ecuación de rayos Ec. (1), y en las Figuras 8c) y 8f) tenemos el perfil de intensidad obtenido en el plano focal que muestran por propiedades de la transformada de Fourier sabemos es el perfil de intensidad es el producto de los perfiles de cada haz unidimensional en su respectiva coordenada ($\boldsymbol{x}$ o $\boldsymbol{y}$), lo que resulta en patrones que parecen formar una caja para el caso de haces Bessel estándar y un tipo pirámide delgada para el caso de haces Bessel al cuadrado.

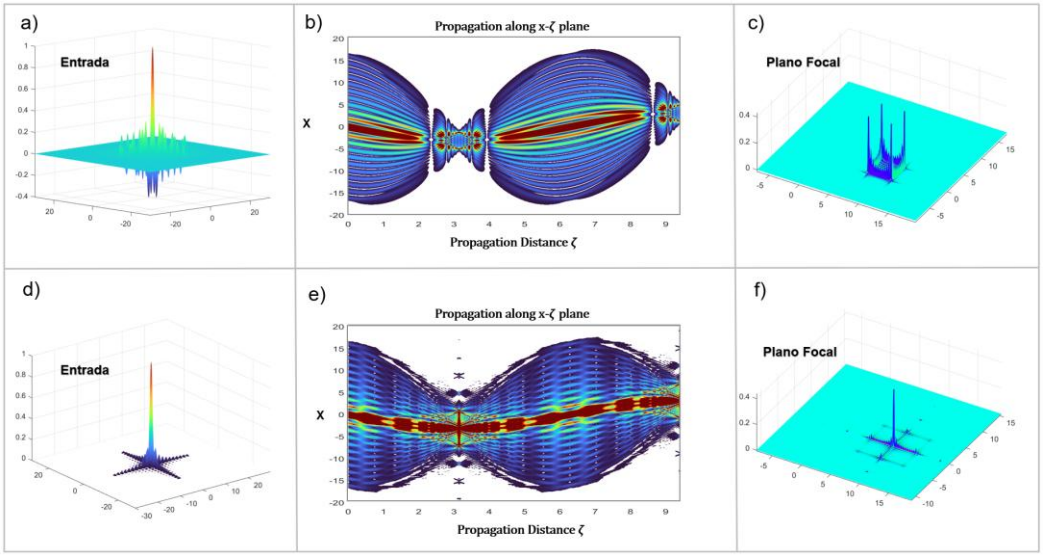


Figura 8. Propagación de haces Bessel unidimensionales con componente transversal $k_x = 2$ y orden $n = 0$ en un medio GRIN: a) y b) campos de entrada de dos Bessel estándar y dos al cuadrado, respectivamente; b) y e) propagación en el plano $x - \zeta$ para el caso estándar y cuadrado respectivamente; c) y f) perfil de intensidad en el plano focal para el caso estándar y cuadrado respectivamente.

En la Figura 9 se muestra la propagación tanto para composición de dos haces Bessel estándar y sus cuadrados, solo que ahora con cuatro ondas planas superpuestas, es decir, $\boldsymbol{N = 4}$. En las Figuras 9a) y 9d) tenemos los campos de entrada y notemos que debido a la superposición de ondas planas inclinadas los perfiles se ven "cortados" y esto es debido a que las ondas planas bloquean algunos de los anillos de cada función Bessel. Las figuras 9b) y 9e) muestran la propagación en el plano $\boldsymbol{x - \zeta}$ donde nuevamente los campos siguen trayectorias ondulatorias. Por otro lado, es interesante observar las figuras 9c) y 9f) donde tenemos los perfiles obtenidos en el plano focal, notamos que obtenemos 4 patrones idénticos en diferentes posiciones para ambos casos. Esto es debido la propiedad de desplazamiento de la transformada de Fourier, entonces en este caso podemos controlar este desplazamiento si modificamos el valor de $\boldsymbol{k_{x_j}}$ y $\boldsymbol{k_{y_j}}$.

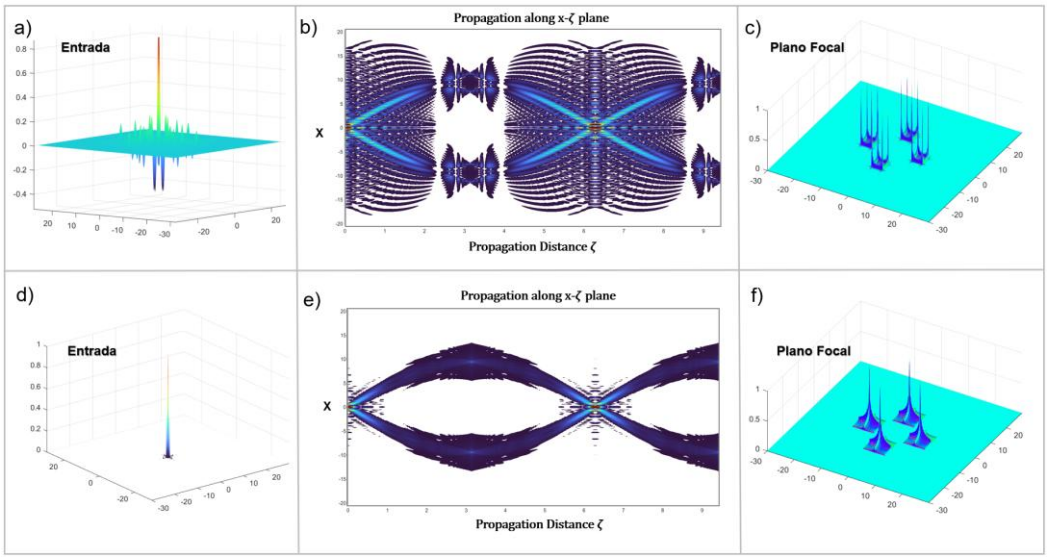


Figura 9. Propagación de la superposición de 4 ondas planas inclinadas con haces Bessel unidimensionales con componente transversal $k_x = 4$ y orden $n = 0$ en un medio GRIN: a) y b) campos de entrada de dos Bessel estándar y dos al cuadrado, respectivamente; b) y e) propagación en el plano $x - \zeta$ para el caso

estándar y cuadrado respectivamente; c) y f) perfil de intensidad en el plano focal para el caso estándar y cuadrado respectivamente.

Cabe mencionar que nosotros solo consideramos el caso donde los dos componentes transversales del vector de onda eran iguales entre sí para ambas coordenadas, y de igual manera el valor de vector de onda de las ondas planas inclinadas aumentaba de manera lineal para cada onda plana. Por ello hacer modificaciones a estos valores de manera más independiente y controlada puede llevar a generar configuraciones geométricas más complejas o llamativas con un mayor número de ondas planas.

CONCLUSIONES

Se verificó una vez más el comportamiento de un medio GRIN como una lente de Fourier y se muestran a su vez los patrones de difracción de haces Bessel unidimensionales los cuales son funciones del tipo rectángulo y triangulo. Además, se mostró que con el conocimiento del comportamiento de la propagación de esta clase de haces en un medio GRIN se pueden construir configuraciones geométricas controlables.

BIBLIOGRAFÍA

1. Gomez-Reino, C., Perez, M.V., Bao, C. (2002). Light Propagation in GRIN Media. In: Gradient-Index Optics. Springer, Berlin, Heidelberg. https://doi.org/10.1007/978-3-662-04741-5_1
2. P. Bravo-Cassab, J.E. Gómez-Correa, S. Chávez-Cerda, “Propagation of Bessel beams in lenslike media” in *Optica Latin America Optics and Photonics Conference (LAOP) 2024, Technical Digest Series (Optica Publishing Group, 2024)*, paper W2B.3.
3. J. Jia, H. Lin, S. Fu, J.E. Gómez-Correa, Z. Li, Z. Chen, S. Chávez-Cerda, “Shadows of structured beams in lenslike media,'' *Opt. Express* 31 (24), 40824–40835 (2023).

ANALISIS CRITICO DE LAS RNN, CNN Y TRANSFORMADORES EN EL APRENDIZAJE AUTOMATICO

Adolfo Meléndez Ramírez[1], Juan Manuel Stein Carrillo[2], Jimena Meléndez Ramírez[3], Leonardo Miguel Moreno Villalba[4]

[1,2,3,4] Tecnológico Nacional de México: Tecnológico de Estudios Superiores de Ecatepec.
adolfo_melendez@ecatepec.tecnm.mx

RESUMEN

Este artículo presenta un análisis crítico del desarrollo e impacto de las Redes Neuronales Recurrentes (RNN), las Redes Neuronales Convolucionales (CNN) y los Transformers en el campo del aprendizaje automático. Analizamos la evolución histórica de estos modelos, evaluamos sus aportes en diversas tareas de aprendizaje automático y examinamos sus fortalezas y debilidades respectivas. El análisis incluye una discusión sobre avances teóricos, aplicaciones prácticas y la evolución continua de estas arquitecturas. Al ofrecer una perspectiva integral, este trabajo busca esclarecer el estado actual y las tendencias futuras de estos modelos de redes neuronales, que han marcado un hito en la disciplina.

INTRODUCCIÓN

Contexto histórico: La evolución de la inteligencia artificial (IA) y el aprendizaje automático (ML) ha estado marcada por hitos significativos, donde cada época ha impulsado nuevos modelos y arquitecturas que transformaron el campo. En sus inicios, las redes neuronales artificiales (ANN) sentaron las bases de las técnicas modernas de aprendizaje profundo. Sin embargo, la introducción de las Redes Neuronales Recurrentes (RNN) en la década de 1980 por Rumelhart et al. (1986) representó un punto de inflexión, al permitir el procesamiento de datos secuenciales y tareas dependientes del tiempo. Las RNN abrieron la puerta a aplicaciones como el reconocimiento de voz y el modelado del lenguaje, donde el orden de las entradas es crítico.

Con la creciente demanda de reconocimiento de patrones más sofisticados, surgieron las Redes Neuronales Convolucionales (CNN) en los años 90, destacándose el trabajo de LeCun et al. (1998). Las CNN revolucionaron el procesamiento de imágenes gracias a capas convolucionales que extraían características de forma automática y jerárquica. Este avance mejoró drásticamente la precisión en tareas como clasificación de imágenes y detección de objetos, consolidando a las CNN como un pilar en la visión por computadora.

El cambio de paradigma más reciente llegó con la arquitectura Transformer de Vaswani et al. (2017). A diferencia de las RNN, los Transformers emplearon un mecanismo de autoatención, procesando secuencias completas de datos en paralelo y superando las limitaciones de las RNN en dependencias de largo alcance. Desde entonces, los Transformers se han erigido como la base de modelos de vanguardia en procesamiento del lenguaje natural (NLP), como BERT (Devlin et al., 2018) y GPT (Brown et al., 2020), extendiéndose incluso a dominios como visión artificial y tareas multimodales.

Objetivo del artículo: El propósito principal de este trabajo es ofrecer un análisis comparativo crítico de las RNN, CNN y Transformers, tres de las arquitecturas más influyentes en el aprendizaje automático. Cada uno de estos modelos representa un enfoque distinto para procesar y comprender datos, con fortalezas y limitaciones únicas. Al examinar sus fundamentos teóricos, su desempeño

en diversas aplicaciones y los avances recientes, este artículo busca resaltar la trayectoria evolutiva de estas arquitecturas y sus posibles direcciones futuras.

Asimismo, el artículo explorará cómo estos modelos han convergido en ciertos aspectos y divergido en otros, brindando perspectivas sobre las tendencias actuales de investigación en aprendizaje automático. Comprender el impacto histórico y el potencial futuro de estas arquitecturas es crucial para investigadores y profesionales que buscan desarrollar la próxima generación de sistemas de IA.

FUNDAMENTO TEORICO

Redes Neuronales Recurrentes (RNN)

Funcionamiento básico de las RNN: Las Redes Neuronales Recurrentes (RNN) son una clase de redes neuronales que destacan en el procesamiento de datos secuenciales al mantener un estado oculto que captura información de pasos de tiempo anteriores. Esta conexión recurrente permite que la red propague información de un paso al siguiente, lo que le facilita modelar dependencias temporales.

La arquitectura de las RNN puede describirse formalmente de la siguiente manera: dada una secuencia de entrada $x = (x_1,\ x_2, \dots, x_T)$, el estado oculto $\boldsymbol{h_t}$ en el paso de tiempo $\boldsymbol{t}$ se calcula como:

$$\boldsymbol{h_t = \sigma(W_{hh} h_{t-1} + W_{xh} x_t)}$$

Donde $\boldsymbol{W_{hh}}$ y $\boldsymbol{W_{xh}}$ son matrices de pesos, y $\boldsymbol{\sigma}$ es una función de activación (Elman, 1990).

Aplicaciones clave: Las RNN se han aplicado ampliamente en diversas tareas secuenciales, particularmente en Procesamiento del Lenguaje Natural (NLP) y predicción de series de tiempo. Han demostrado eficacia en tareas como modelado de lenguaje (Mikolov et al., 2010), reconocimiento de voz (Graves et al., 2013) y traducción automática (Sutskever et al., 2014). En el modelado de lenguaje, las RNN predicen la siguiente palabra en una secuencia basándose en el contexto proporcionado por las palabras anteriores, aprovechando su capacidad para mantener información a lo largo de los pasos de tiempo.

Limitaciones: A pesar de sus fortalezas, las RNN enfrentan desafíos significativos, particularmente el problema del gradiente que se desvanece, que obstaculiza su capacidad para aprender dependencias a largo plazo (Bengio et al., 1994). A medida que los gradientes se retropropagan a través del tiempo, pueden disminuir exponencialmente, dificultando que la red aprenda de información pasada distante. Esta limitación ha llevado al desarrollo de arquitecturas más avanzadas, como las Redes de Memoria a Largo Corto Plazo (LSTM) (Hochreiter & Schmidhuber, 1997) y las Unidades Recurrentes con Puertas (GRU) (Cho et al., 2014), las cuales mitigan este problema al incorporar mecanismos para gestionar mejor el flujo de información a lo largo de los pasos de tiempo.

Redes Neuronales Convolucionales (CNN)

Estructura y funcionamiento de las CNN: Las Redes Neuronales Convolucionales (CNN) están diseñadas para procesar datos estructurados en forma de cuadrícula, como imágenes, aplicando filtros convolucionales que extraen características jerárquicas. Una CNN típicamente consta de capas convolucionales, capas de pooling y capas totalmente conectadas. La capa convolucional aplica un conjunto de filtros entrenables que se deslizan sobre la imagen de entrada, generando mapas de características que capturan jerarquías espaciales en los datos.

Este proceso puede expresarse matemáticamente como:

$$F_{ij}^{k} = \left(W^{k} * X\right)_{ij} + b^{k},$$

Donde F_{ij}^{k} es el mapa de características en la posición (i, j) para el filtro $k - ésimo, W^{k}$ es el peso del filtro y b^{k}es el término de sesgo (LeCun et al., 1998).

Aplicaciones clave: Las CNN se han convertido en el estándar de facto para tareas de visión por computadora gracias a su capacidad para capturar características espaciales con alta precisión. Se han aplicado exitosamente en clasificación de imágenes (Krizhevsky et al., 2012), detección de objetos (Girshick et al., 2014) y segmentación de imágenes (Long et al., 2015). Por ejemplo, en tareas de clasificación de imágenes, las CNN aprenden automáticamente a detectar bordes, texturas y patrones complejos, que luego se utilizan para clasificar imágenes en categorías.

Limitaciones: Aunque las CNN son potentes, presentan desventajas, como su dependencia de grandes conjuntos de datos etiquetados para entrenamiento y su alto costo computacional. Entrenar CNN profundas suele requerir recursos computacionales significativos (como GPU) y grandes volúmenes de datos etiquetados para evitar el sobreajuste (Goodfellow et al., 2016). Además, las CNN no están diseñadas para capturar dependencias temporales, lo que limita su aplicabilidad en tareas que requieren procesamiento de datos secuenciales, como el análisis de video.

Transformers

Arquitectura y mecanismo de atención: Los Transformers, introducidos por Vaswani et al. (2017), representan un cambio de paradigma en el diseño de redes neuronales, especialmente para tareas de secuencia a secuencia. A diferencia de las RNN, que procesan datos secuencialmente, los Transformers utilizan un mecanismo de autoatención que les permite procesar secuencias completas de manera simultánea. Este mecanismo calcula una suma ponderada de la secuencia de entrada, donde los pesos se determinan por la relevancia de cada parte de la secuencia respecto a un token específico.

Esto se expresa matemáticamente como:

$$Attention(Q, K, V) = softmax\left(\frac{QK^{T}}{\sqrt{d_k}}\right)V,$$

donde $Q, K\ y\ V$ son las matrices de consulta, clave y valor, y d_k es la dimensión de los vectores clave (Vaswani et al., 2017).

Aplicaciones clave: Los Transformers se han convertido en la base de modelos de vanguardia en NLP, como BERT (Devlin et al., 2018), GPT (Brown et al., 2020) y T5 (Raffel et al., 2020). Estos modelos han logrado rendimientos sin precedentes en tareas como traducción de lenguaje, resumen de texto y respuesta a preguntas. La capacidad de los Transformers para capturar dependencias de largo alcance y procesar datos en paralelo también ha impulsado su aplicación en áreas más allá del NLP, como visión por computadora (Dosovitskiy et al., 2021) y predicción de estructuras de proteínas (Jumper et al., 2021).

Impacto y eficiencia: La eficiencia y escalabilidad de los Transformers los han posicionado como la opción preferida para aplicaciones a gran escala. A diferencia de las RNN, los Transformers pueden entrenarse de manera más eficiente gracias a la paralelización, lo que reduce significativamente el tiempo de entrenamiento (Vaswani et al., 2017). Además,

su modularidad permite adaptarlos y ajustarlos fácilmente para diferentes tareas y dominios, haciéndolos altamente versátiles en el campo del aprendizaje automático.

ANALISIS COMPARATIVO

Rendimiento

El rendimiento de las Redes Neuronales Recurrentes (RNN), las Redes Neuronales Convolucionales (CNN) y los Transformers varía significativamente según la tarea específica, reflejando sus arquitecturas y filosofías de diseño subyacentes.

Rendimiento de las RNN: Las RNN son especialmente efectivas en tareas que involucran datos secuenciales, como pronósticos de series de tiempo, modelado de lenguaje y traducción automática. Su capacidad para mantener un estado oculto que captura información de entradas previas las hace ideales para tareas donde el contexto temporal es crucial (Elman, 1990). Sin embargo, las RNN estándar tienen dificultades con dependencias de largo alcance debido al problema del gradiente que se desvanece, lo que limita su rendimiento en tareas que requieren retener información en secuencias extensas (Bengio et al., 1994). La introducción de las redes de Memoria a Largo Corto Plazo (LSTM) (Hochreiter & Schmidhuber, 1997) y las Unidades Recurrentes con Puertas (GRU) (Cho et al., 2014) mitigó estos problemas, mejorando su capacidad para manejar secuencias largas.

Rendimiento de las CNN: Las CNN se han convertido en el referente estándar para tareas relacionadas con imágenes, gracias a su capacidad de extraer características jerárquicas. En clasificación de imágenes, por ejemplo, han demostrado un rendimiento de vanguardia, logrando alta precisión al aprender automáticamente bordes, texturas y patrones complejos (Krizhevsky et al., 2012). También han mostrado resultados sobresalientes en detección de objetos y segmentación (Girshick et al., 2014; Long et al., 2015). No obstante, las CNN son menos efectivas para procesar secuencias temporales, lo que restringe su uso en dominios como análisis de video o procesamiento de lenguaje natural.

Rendimiento de los Transformers: Los Transformers han superado a las RNN y CNN en muchas tareas de secuencia a secuencia, especialmente en procesamiento del lenguaje natural (NLP). El mecanismo de autoatención de los Transformers les permite analizar secuencias completas de una vez, capturando dependencias de largo alcance mejor que las RNN (Vaswani et al., 2017). Esto ha impulsado avances en traducción automática, resumen de texto y respuesta a preguntas, con modelos como BERT (Devlin et al., 2018) y GPT (Brown et al., 2020) estableciendo nuevos récords en NLP. Además, se han adaptado a visión artificial, donde modelos como Vision Transformers (ViT) igualan el rendimiento de las CNN en clasificación de imágenes (Dosovitskiy et al., 2021).

Escalabilidad y eficiencia computacional

La escalabilidad y la eficiencia computacional son factores críticos al comparar RNN, CNN y Transformers, especialmente en modelos de gran escala aplicados a conjuntos de datos complejos.

Escalabilidad y eficiencia de las RNN: Las RNN son menos escalables que las CNN y los Transformers debido a su naturaleza secuencial. La necesidad de procesar entradas de manera dependiente del tiempo limita la paralelización durante el entrenamiento, lo que genera tiempos de entrenamiento más largos y costos computacionales elevados, especialmente para secuencias largas (Pascanu et al., 2013). Arquitecturas como LSTM y GRU, aunque más eficientes que las RNN estándar, siguen enfrentando desafíos de escalabilidad por su diseño inherente.

Escalabilidad y eficiencia de las CNN: Las CNN, aunque demandan muchos recursos debido a las operaciones de convolución, se benefician de un alto grado de paralelismo. El uso de GPUs ha mejorado significativamente su eficiencia, permitiéndoles manejar grandes conjuntos de datos de imágenes (Krizhevsky et al., 2012). Sin embargo, la profundidad de las CNN puede aumentar los costos computacionales, especialmente en redes muy profundas como ResNet (He et al., 2016), que requieren más recursos para entrenamiento e inferencia.

Escalabilidad y eficiencia de los Transformers: Los Transformers son altamente escalables y eficientes, especialmente en procesamiento paralelo. El mecanismo de autoatención les permite procesar secuencias en paralelo, reduciendo drásticamente los tiempos de entrenamiento frente a las RNN (Vaswani et al., 2017). No obstante, la complejidad cuadrática de la autoatención (respecto a la longitud de la secuencia) plantea desafíos para secuencias muy largas, lo que ha impulsado investigaciones para optimizar su eficiencia, como mecanismos de atención dispersa (Child et al., 2019) y otras modificaciones para reducir costos computacionales (Katharopoulos et al., 2020).

Transformers Scalability and Efficiency: Transformers are highly scalable and efficient, especially in parallel processing. The self-attention mechanism allows Transformers to process sequences in parallel, significantly reducing training times compared to RNNs (Vaswani et al., 2017). However, the quadratic time complexity of self-attention with respect to sequence length presents challenges for very long sequences, leading to ongoing research in optimizing Transformers for efficiency, such as through sparse attention mechanisms (Child et al., 2019) and other modifications to reduce computational costs (Katharopoulos et al., 2020).

Flexibilidad y aplicaciones

La flexibilidad de estos modelos es clave al elegir la arquitectura adecuada para una aplicación específica.

Flexibilidad y aplicaciones de las RNN: Las RNN son altamente flexibles en aplicaciones con secuencias temporales, como reconocimiento de voz, modelado de lenguaje y traducción automática (Graves et al., 2013; Sutskever et al., 2014). Aunque su capacidad para modelar secuencias las hace adaptables, sus limitaciones con dependencias de largo alcance han llevado al desarrollo de arquitecturas especializadas como LSTM y GRU para manejar secuencias más largas.

Flexibilidad y aplicaciones de las CNN: Las CNN se usan principalmente en visión por computadora, pero también se han adaptado a análisis de video y, con modificaciones, a clasificación de texto (Kim, 2014). Su arquitectura, enfocada en jerarquías espaciales, las hace menos flexibles en tareas no visuales, a menos que se combinen con otras arquitecturas (ej: híbridos CNN-LSTM) para datos temporales.

Flexibilidad y aplicaciones de los Transformers: Los Transformers son altamente versátiles y se han aplicado en NLP, visión artificial (Dosovitskiy et al., 2021), aplicaciones multimodales (Lu et al., 2019) e incluso aprendizaje por refuerzo (Chen et al., 2021). Su capacidad para procesar datos secuenciales y no secuenciales, junto con su escalabilidad, los convierte en la arquitectura más flexible de las tres, adaptándose a un amplio espectro de tareas.

Cada arquitectura de redes neuronales —RNN, CNN y Transformers— tiene sus propios desafíos y limitaciones, que influyen en su efectividad según la tarea.

RESULTADOS

RNN: Desafíos y Limitaciones

- **Gradientes que se desvanecen o explotan:** Las RNN son especialmente susceptibles a este problema durante la retropropagación a través del tiempo (BPTT). Esto ocurre porque los gradientes pueden reducirse o crecer exponencialmente al propagarse en el tiempo, dificultando el aprendizaje de dependencias a largo plazo. Por ello, las RNN suelen tener problemas en tareas que requieren retener información en secuencias largas (Bengio, Simard y Frasconi, 1994). Aunque arquitecturas como LSTM y GRU abordaron este problema, el desafío persiste en redes muy profundas o secuencias extensas (Hochreiter y Schmidhuber, 1997).
- **Limitación del procesamiento secuencial:** Las RNN procesan datos de forma secuencial (una entrada a la vez), lo que limita su eficiencia durante el entrenamiento al no aprovechar el procesamiento en paralelo. Esto genera tiempos de entrenamiento más prolongados y menor escalabilidad frente a arquitecturas como CNN y Transformers (Pascanu, Mikolov y Bengio, 2013).

CNN: Desafíos y Limitaciones

- **Dependencias de datos:** Las CNN requieren grandes volúmenes de datos etiquetados para alcanzar alto rendimiento, especialmente en clasificación de imágenes o detección de objetos. Esto dificulta su aplicación en dominios con datos escasos o costosos de etiquetar (Krizhevsky, Sutskever y Hinton, 2012). Además, pueden sufrir sobreajuste si no se regularizan adecuadamente, sobre todo con datos limitados o poco diversos.
- **Manejo limitado de secuencias:** Aunque las CNN capturan jerarquías espaciales, no están diseñadas para procesar datos secuenciales. Esto las hace menos aptas para tareas temporales (ej: modelado de lenguaje o reconocimiento de voz) sin modificaciones significativas o modelos híbridos (como CNN-LSTM) (Gehring et al., 2017).

Transformers: Desafíos y Limitaciones

- **Complejidad computacional:** Los Transformers, aunque potentes, implican costos computacionales elevados, especialmente con secuencias largas. El mecanismo de autoatención (central en su arquitectura) escala cuadráticamente con la longitud de la secuencia, lo que lo hace computacionalmente costoso para secuencias muy extensas (Vaswani et al., 2017). Esto ha impulsado el desarrollo de variantes más eficientes, como Reformer y Longformer, que buscan reducir la carga computacional de la atención (Kitaev, Kaiser y Levskaya, 2020; Beltagy, Peters y Cohan, 2020).
- **Dependencia de grandes volúmenes de datos:** Al igual que las CNN, los Transformers requieren datos masivos para desempeñarse bien, especialmente en modelado de lenguaje. Su fase de preentrenamiento (ej: BERT y GPT) implica entrenar con corpus enormes, consumiendo recursos y tiempo (Devlin et al., 2018; Brown et al., 2020). Además, el ajuste fino para tareas específicas también demanda recursos considerables.

TRABAJOS FUTUROS

La evolución de RNN, CNN y Transformers continúa, con investigaciones centradas en superar sus limitaciones y ampliar su aplicabilidad.

RNN: Direcciones futuras

- **Mejorar el aprendizaje de dependencias a largo plazo:** Futuras investigaciones podrían enfocarse en arquitecturas o técnicas de entrenamiento que mitiguen el problema del

gradiente evanescente mejor que las soluciones actuales (Bengio et al., 1994). Enfoques como las redes neuronales aumentadas con memoria (MANN) y las máquinas de Turing neuronales son prometedores, permitiendo almacenar y recuperar información en horizontes temporales más largos (Graves et al., 2014).

- **Incorporar mecanismos de atención:** Integrar atención en RNN (como en los Transformers) podría ayudarles a enfocarse en partes relevantes de la secuencia, mejorando su capacidad para manejar secuencias largas y dependencias complejas (Bahdanau, Cho y Bengio, 2015). Este enfoque híbrido podría combinar las fortalezas de RNN y arquitecturas basadas en atención.

CNN: Direcciones futuras

- **Ampliación más allá de la visión:** Aunque las CNN se usan principalmente en visión por computadora, existe un interés creciente en adaptarlas a otros dominios, como el procesamiento de lenguaje natural y la genómica. Los avances en convoluciones unidimensionales y la combinación de CNN con RNN o Transformers podrían mejorar su aplicabilidad a datos secuenciales (Bai, Kolter y Koltun, 2018). Explorar estas aplicaciones cruzadas podría descubrir nuevas capacidades y ampliar los casos de uso de las CNN.
- **Reducción de requisitos de datos:** Abordar la dependencia de datos es un área crítica para futuras investigaciones en CNN. Técnicas como el aprendizaje por transferencia, el aprendizaje semi-supervisado y el aumento de datos se están explorando para reducir la cantidad de datos etiquetados necesarios para entrenar CNN sin comprometer su rendimiento (Zoph et al., 2020). Además, el desarrollo de métodos de aprendizaje con pocos ejemplos (few-shot learning) podría permitir que las CNN generalicen mejor con muestras limitadas, haciéndolas más prácticas en entornos con escasez de datos.

Transformers: Direcciones futuras

- **Modelos Transformer eficientes:** Dados los desafíos computacionales de los Transformers, futuras investigaciones se enfocarán en variantes más eficientes que manejen secuencias largas con menor costo computacional. Modelos como el Reformer (Kitaev et al., 2020) y el Longformer (Beltagy et al., 2020) representan esfuerzos iniciales en esta dirección, pero se necesitan más innovaciones para hacerlos más escalables y accesibles para diversas tareas.
- **Ampliación de capacidades multimodales:** Los Transformers han mostrado potencial en tareas multimodales que integran datos de fuentes como texto, imágenes y audio (Lu et al., 2019). Futuros estudios podrían explorar modelos más sofisticados que procesen múltiples modalidades de manera fluida, creando sistemas de IA más robustos capaces de entender y generar contenido multimodal complejo. Además, el desarrollo de modelos unificados que realicen diversas tareas en distintas modalidades con mínimo ajuste fino es un área prometedora.

CONCLUSIONES

En el campo en constante evolución del aprendizaje automático, las Redes Neuronales Recurrentes (RNN), las Redes Neuronales Convolucionales (CNN) y los Transformers aportan fortalezas y limitaciones únicas a diversas aplicaciones. Tras revisar su desarrollo y rendimiento, destacan las siguientes conclusiones:

1. **Fortalezas específicas para tareas distintas:** Cada arquitectura está especializada en tipos de tareas particulares. Las RNN sobresalen en tareas que involucran datos secuenciales, como análisis de series de tiempo y modelado de lenguaje, gracias a su capacidad para mantener un estado oculto que captura dependencias temporales. Por otro lado, las CNN son altamente efectivas en tareas relacionadas con datos espaciales, como clasificación de imágenes y detección de objetos, debido a su capacidad de extracción jerárquica de características. Los Transformers han demostrado un rendimiento superior en el manejo de dependencias de largo alcance y secuencias complejas, especialmente en tareas de procesamiento del lenguaje natural. Su versatilidad también ha permitido adaptaciones para aplicaciones en visión y multimodalidad.
2. **Desafíos que afectan el rendimiento:** A pesar de sus fortalezas, cada arquitectura enfrenta desafíos significativos. Las RNN tienen dificultades con dependencias a largo plazo debido a los gradientes que se desvanecen o explotan, y su naturaleza de procesamiento secuencial limita su escalabilidad y eficiencia en el entrenamiento. Las CNN requieren grandes cantidades de datos etiquetados y son menos adecuadas para datos secuenciales a menos que se combinen con otras arquitecturas. Los Transformers, aunque potentes, enfrentan altos costos computacionales y demandas de datos, especialmente al manejar secuencias largas. Estos desafíos resaltan la necesidad de investigación continua para mejorar el rendimiento y aplicabilidad de cada arquitectura.
3. **Direcciones futuras e innovaciones:** El futuro de estas arquitecturas radica en abordar sus limitaciones y expandir sus capacidades. Para las RNN, investigaciones sobre la mejora del aprendizaje de dependencias a largo plazo y la integración de mecanismos de atención son prometedoras. Las CNN podrían beneficiarse de innovaciones que reduzcan los requisitos de datos y amplíen su uso más allá de tareas relacionadas con imágenes. Es probable que los Transformers vean avances continuos en eficiencia, con nuevas variantes diseñadas para manejar secuencias largas y datos multimodales de manera más efectiva. El desarrollo de modelos híbridos y arquitecturas novedosas desempeñará un papel crucial para superar las limitaciones actuales y desbloquear nuevas aplicaciones.
4. **Impacto global en el aprendizaje automático:** Los avances en RNN, CNN y Transformers han tenido un impacto profundo en el campo del aprendizaje automático, impulsando el progreso en aplicaciones como visión por computadora, procesamiento del lenguaje natural y aprendizaje multimodal. Comprender las fortalezas y limitaciones de estas arquitecturas permite a los profesionales elegir el modelo más adecuado para sus necesidades específicas y ampliar los límites de lo posible con las tecnologías de aprendizaje automático.

BIBLIOGRAFIA

1. Bengio, Y., Simard, P., & Frasconi, P. (1994). Learning long-term dependencies with gradient descent is difficult. *IEEE Transactions on Neural Networks, 5*(2), 157-166.
2. Brown, T., Mann, B., Ryder, N., Subbiah, M., Kaplan, J., Dhariwal, P., ... & Amodei, D. (2020). Language models are few-shot learners. *Advances in Neural Information Processing Systems, 33*, 1877-1901.
3. Chen, M., Tworek, J., Jun, H., Yuan, Q., de Oliveira Pinto, H. P., Kaplan, J., ... & Zaremba, W. (2021). Decision transformer: Reinforcement learning via sequence modeling. *arXiv preprint arXiv:2106.01345*.
4. Child, R., Gray, S., Radford, A., & Sutskever, I. (2019). Generating long sequences with sparse transformers. *arXiv preprint arXiv:1904.10509*.

5. Cho, K., Van Merriënboer, B., Gulcehre, C., Bahdanau, D., Bougares, F., Schwenk, H., & Bengio, Y. (2014). Learning phrase representations using RNN encoder-decoder for statistical machine translation. *arXiv preprint arXiv:1406.1078*.
6. Devlin, J., Chang, M. W., Lee, K., & Toutanova, K. (2018). BERT: Pre-training of deep bidirectional transformers for language understanding. *arXiv preprint arXiv:1810.04805*.
7. Dosovitskiy, A., Beyer, L., Kolesnikov, A., Weissenborn, D., Zhai, X., Unterthiner, T., ... & Houlsby, N. (2021). An image is worth 16x16 words: Transformers for image recognition at scale. *arXiv preprint arXiv:2010.11929*.
8. Elman, J. L. (1990). Finding structure in time. *Cognitive Science, 14*(2), 179-211.
9. Girshick, R., Donahue, J., Darrell, T., & Malik, J. (2014). Rich feature hierarchies for accurate object detection and semantic segmentation. *Proceedings of the IEEE Conference on Computer Vision and Pattern Recognition (CVPR)*, 580-587.
10. Graves, A., Mohamed, A. R., & Hinton, G. (2013). Speech recognition with deep recurrent neural networks. *2013 IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing*, 6645-6649.
11. He, K., Zhang, X., Ren, S., & Sun, J. (2016). Deep residual learning for image recognition. *Proceedings of the IEEE Conference on Computer Vision and Pattern Recognition (CVPR)*, 770-778.
12. Hochreiter, S., & Schmidhuber, J. (1997). Long short-term memory. *Neural Computation, 9*(8), 1735-1780.
13. Katharopoulos, A., Vyas, A., Pappas, N., & Fleuret, F. (2020). Transformers are RNNs: Fast autoregressive transformers with linear attention. *Proceedings of the 37th International Conference on Machine Learning*, 119, 5156-5165.
14. Kim, Y. (2014). Convolutional neural networks for sentence classification. *arXiv preprint arXiv:1408.5882*.
15. Krizhevsky, A., Sutskever, I., & Hinton, G. E. (2012). Imagenet classification with deep convolutional neural networks. *Advances in Neural Information Processing Systems, 25*, 1097-1105.
16. Lu, J., Batra, D., Parikh, D., & Lee, S. (2019). Vilbert: Pretraining task-agnostic visiolinguistic representations for vision-and-language tasks. *Advances in Neural Information Processing Systems, 32*, 13-23.
17. Pascanu, R., Mikolov, T., & Bengio, Y. (2013). On the difficulty of training recurrent neural networks. *International Conference on Machine Learning*, 1310-1318.
18. Sutskever, I., Vinyals, O., & Le, Q. V. (2014). Sequence to sequence learning with neural networks. *Advances in Neural Information Processing Systems, 27*, 3104-3112.
19. Vaswani, A., Shazeer, N., Parmar, N., Uszkoreit, J., Jones, L., Gómez, A. N., ... & Polosukhin, I. (2017). Attention is all you need. *Advances in Neural Information Processing Systems, 30*, 5998-6008.

ALGORITMO PARA LA DETERMINACIÓN DE LA ABERRACIÓN CROMÁTICA BASADO EN EL ENFOQUE DE IMÁGENES A TRAVÉS DEL ANÁLISIS DE INTENSIDAD Y CONTRASTE

Luis Alberto Torres Muñoz, Natalia de Jesús Gaeta Verdín, Joel Cervantes-L, David Ignacio Serrano García, Geliztle Alejandra Parra Escamilla

Universidad de Guadalajara
luis.torres4350@alumnos.udg.mx

RESUMEN

La evaluación del enfoque en una imagen es un problema fundamental en diversas áreas de la visión por computadora, el procesamiento de imágenes y la metrología óptica. Determinar con precisión si una imagen está bien enfocada o presenta desenfoque es esencial en aplicaciones como la microscopía, la inspección industrial, la astronomía y la fotografía de alta precisión. El enfoque incorrecto puede generar imágenes borrosas, dificultando el análisis cuantitativo de los datos visuales y afectando la calidad de la información obtenida. Por ello, contar con un método confiable para evaluar el grado de enfoque de una imagen se vuelve crucial en estas disciplinas. En este trabajo se propone un algoritmo basado en el análisis de patrones de franjas. El método consiste en capturar imágenes a tres diferentes longitudes de onda (RGB) de un patrón de franjas y analizar la distribución de intensidades a lo largo de una línea de referencia dentro de la imagen. Se normalizan los valores de intensidad y se identifican los bordes de las crestas y valles en la distribución de intensidades. El proceso de evaluación se basa en dos métricas principales: la similitud de la curva de intensidad medida con respecto a un patrón ideal y la amplitud del contraste en la imagen. Para cuantificar la similitud de las curvas, se emplea un método de integración numérica mediante la regla del trapecio. Se dividen las gráficas en regiones correspondientes a valles y crestas, se evalúa la relación entre ambas curvas, sumando y promediando estos valores para obtener un indicador de la calidad del enfoque. Por otro lado, el contraste de la imagen se evalúa midiendo la amplitud de los picos de intensidad, ya que un alto contraste suele ser indicativo de una imagen bien enfocada, mientras que una disminución en la variación de intensidad se asocia con desenfoque progresivo. En conjunto, la combinación de estas dos métricas proporciona un criterio robusto y confiable para la evaluación objetiva del enfoque de una imagen. Este método permite no solo detectar la presencia de desenfoque, sino también cuantificar su grado, lo que resulta útil en aplicaciones donde la precisión de las imágenes es crítica para la correcta interpretación de los datos visuales.

INTRODUCCIÓN

Todos los sistemas ópticos, en mayor o menor medida, presentan aberraciones: esférica, coma, astigmatismo, curvatura de campo, distorsión (de cojín y de barril) y cromática [1-2], las cuales afectan la calidad de imagen y el desempeño de los sistemas ópticos. La aberración cromática ocurre cuando diferentes longitudes de onda se enfocan en puntos distintos, lo que resulta en una disminución de la calidad de las imágenes, especialmente en aplicaciones donde se requiere alta fidelidad óptica. Este efecto es particularmente notable en sistemas ópticos como cámaras fotográficas, telescopios y microscopios, donde la precisión en la reproducción de imágenes es fundamental [3-5]. En la era actual, donde la demanda de imágenes de alta resolución y calidad es creciente en campos como la fotografía profesional, la medicina y la astronomía, comprender y corregir la aberración cromática se ha vuelto esencial para garantizar la fidelidad y precisión en la reproducción de imágenes. Su cálculo no solo permite mejorar el diseño de lentes, sino también garantizar, mediante su corrección, que las imágenes mantengan una fidelidad óptima, lo que es crucial para aplicaciones que requieren precisión y claridad [6].

La aberración cromática ha sido ampliamente estudiada desde perspectivas teóricas y aplicadas. Estudios recientes han analizado su impacto en el ojo humano [7], desarrollado modelos matemáticos para sistemas ópticos no simétricos [8], y han propuesto métodos para calcular coeficientes de aberración mediante series de potencias [9] lo que demuestra el interés sostenido en abordar este fenómeno desde distintas perspectivas. En aplicaciones avanzadas, se han utilizado

enfoques como la función de distribución de Wigner para estudiar sistemas ópticos con aberraciones [10], y se han desarrollado teorías para corregir aberraciones en sistemas ópticos complejos y no simétricos [11]. Además, se han propuesto modelos polinomiales para compensar aberraciones transversales en imágenes multiespectrales [12-13]. A pesar de estos avances, persisten desafíos en la aplicabilidad de los métodos actuales, especialmente en el diseño de lentes y sistemas ópticos complejos.

Actualmente, la instrumentación para evaluar la aberración cromática es limitada, lo que dificulta la obtención de datos cuantitativos precisos. Aunque existen materiales ópticos, como dobletes, tripletes y correcciones digitales, para corregir este problema, la selección adecuada de estos componentes se complica al no contar con mediciones precisas de la aberración. Esta falta de herramientas especializadas representa un desafío significativo en el diseño y optimización de sistemas ópticos. Por ello, este trabajo propone una solución para medir de manera cuantitativa y precisa la aberración cromática mediante un algoritmo basado en análisis de intensidad y contraste.

Para abordar este problema, este estudio tiene como objetivo general desarrollar un algoritmo automatizado para el análisis de imágenes tomadas a tres longitudes de onda (RGB), que permita medir con precisión y cuantificar en tiempo real las aberraciones cromáticas en sistemas ópticos. Las imágenes analizadas presentarán un patrón de imágenes, del cual se tomará una muestra para evaluar el patrón medido comparándolo con uno ideal [14-15]. Para esta comparación, se utilizará la regla del trapecio, midiendo la diferencia de contraste (máximos y mínimos), que permitirá cuantificar las diferencias entre las gráficas obtenidas y las gráficas ideales. Este enfoque facilitará la evaluación sistemática y corrección efectiva de dichas aberraciones, proporcionando datos cuantitativos que permitan seleccionar la solución adecuada para su corrección. La relevancia de este trabajo radica en su potencial para mejorar el diseño de sistemas ópticos y optimizar la calidad de las imágenes en aplicaciones críticas.

TEORÍA

Las aberraciones ópticas son desviaciones de los haces de luz de un sistema óptico ideal que afectan la calidad de las imágenes. La aberración cromática, en particular, ocurre cuando la lente no puede enfocar todas las longitudes de onda en un mismo punto, lo que provoca bordes coloreados y una disminución de la nitidez de la imagen.
La aberración cromática se debe a la dependencia del índice de refracción del material con respecto a la longitud de onda (Eq. 1). Esto se describe mediante la ecuación de dispersión de Sellmeier:

$$\boldsymbol{n(\lambda)} = \sqrt{\mathbf{1} + \frac{\boldsymbol{B_1\lambda^2}}{\boldsymbol{\lambda^2 - C_1}} + \frac{\boldsymbol{B_2\lambda^2}}{\boldsymbol{\lambda^2 - C_2}} + \frac{\boldsymbol{B_3\lambda^2}}{\boldsymbol{\lambda^2 - C_3}}} \qquad \text{Eq. 1}$$

Donde $\boldsymbol{n(\lambda)}$ es el índice de refracción, $\boldsymbol{\lambda}$ es la longitud de onda, y $\boldsymbol{B_i}$, $\boldsymbol{C_i}$ son los coeficientes específicos del material. Este fenómeno es particularmente problemático en sistemas ópticos que operan en un amplio rango espectral.

Con el objetivo de detectar el plano focal de una imagen, se desarrolló un algoritmo especializado. El proceso inicia con la captura de la muestra iluminada con luz blanca; las imágenes obtenidas del patrón de resolución USAF 1951 (grupo -1, elemento 6, con un ancho de línea de 561.23µm), compuesto por franjas paralelas y equidistantes, son procesadas para extraer perfiles de intensidad.

El método del trapecio en análisis de imágenes

La integración numérica constituye una herramienta fundamental en el análisis cuantitativo de señales discretas, especialmente cuando se requiere estimar el área bajo una curva a partir de un conjunto finito de muestras. En este contexto, la regla del trapecio es una de las técnicas más utilizadas debido a su simplicidad computacional y su aceptable precisión en señales suavemente variables. Dada una función continua $\boldsymbol{f(x)}$ definida en el intervalo $[\boldsymbol{a, b}]$, la regla del trapecio

aproxima su integral mediante una partición uniforme en $\boldsymbol{n}$ subintervalos, cada uno de ancho $\boldsymbol{h = (b - a)/n}$, según la fórmula:

$$\int_{a}^{b} \boldsymbol{f(x)\,dx} \approx \frac{\boldsymbol{h}}{\boldsymbol{2}}\left[\boldsymbol{f_{(x_0)}} + \boldsymbol{2}\sum_{\boldsymbol{i=1}}^{\boldsymbol{n-1}} \boldsymbol{f(x_i)} + \boldsymbol{f(x_n)}\right] \qquad \text{Eq. 2}$$

donde $\boldsymbol{x_i = a + ih}$ representa cada uno de los puntos de muestreo y $\boldsymbol{f(x_i)}$ es el valor de la función en dichos puntos.

En el procesamiento de imágenes, este método puede aplicarse al análisis de perfiles de intensidad, particularmente en técnicas de enfoque basadas en patrones de franjas. Dado que los perfiles de intensidad extraídos de franjas presentan una estructura oscilatoria definida por máximos y mínimos, la integración de estos perfiles frente a un patrón ideal permite evaluar cuantitativamente su similitud Fig. 1. En este sentido, la regla del trapecio proporciona una estimación del área bajo la diferencia entre el perfil medido y el patrón teórico. El valor de esta integral actúa como métrica de calidad del enfoque: una alta coincidencia entre ambas curvas (menor área entre ellas) indica un enfoque óptimo, mientras que desviaciones significativas reflejan desenfoque o distorsión óptica, como las provocadas por aberración cromática. Con los datos recopilados, se construye un perfil ideal, mediante análisis numérico Eq. 2.

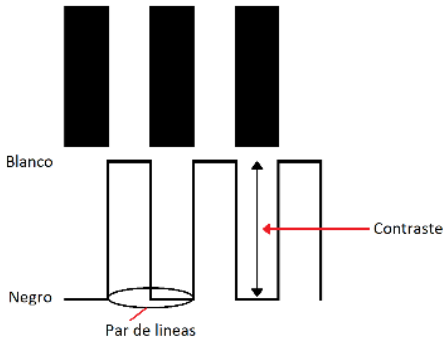


Figura 1. Franjas de muestreo.

Para la identificación de los máximos y mínimos del perfil de la muestra, se emplea un método basado en la detección de variaciones significativas en la intensidad de los píxeles. Este proceso consiste en calcular el promedio de un conjunto de píxeles previos, ya sea para la detección de un máximo o de un mínimo. Dado que la muestra presenta patrones lineales bien definidos, es posible simplificar su representación binaria, en la que los máximos se representan con unos y los mínimos con ceros. Esta clasificación se realiza a partir de umbrales previamente establecidos Fig. 2.

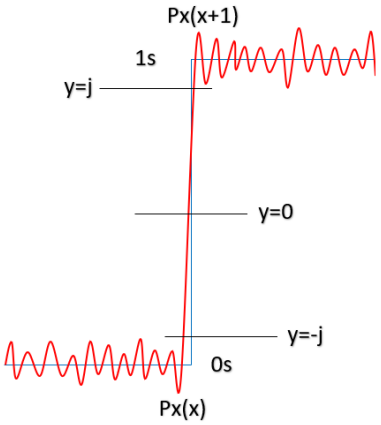


Figura 2. Se convierte la señal en binaria usando dos umbrales en $\boldsymbol{y}$ para $\boldsymbol{j}$ y $-\boldsymbol{j}$.

El sistema captura imágenes de la muestra cuando se ilumina la muestra con tres longitudes de onda correspondientes a los componentes del modelo RGB. Cada una de estas imágenes es comparada con el perfil ideal. El desplazamiento detectado en cada canal de color con respecto al perfil ideal se asocia directamente con el desplazamiento provocado por la aberración cromática en el eje.

La medición de la aberración cromática transversal se realiza comparando los tres perfiles obtenidos (uno por cada componente RGB) con el perfil ideal. Se determina el desplazamiento de cada perfil en píxeles respecto a la referencia, y posteriormente se convierte esta distancia a unidades métricas (milímetros), utilizando la relación de calibración entre tamaño de píxel y distancia física, de la muestra calibrada. Este valor permite cuantificar con precisión la aberración cromática transversal del sistema óptico.

Por otro lado, la aberración cromática longitudinal (Eq. 3) puede ser estimada mediante un modelo de desenfoque (defocus blur model por sus siglas en inglés) es decir,

$$\boldsymbol{\Delta z} = \frac{\boldsymbol{2f}}{\boldsymbol{D}} * \boldsymbol{r} \qquad \text{Eq. 3}$$

Donde $\boldsymbol{r}$ = corrimiento transversal aparente (mm o pixeles), $\boldsymbol{D}$ = diámetro de la pupila, $\boldsymbol{f}$ = distancia focal del sistema y $\boldsymbol{\Delta z}$ = desplazamiento longitudinal del foco respecto al plano del sensor, como se observa en la Fig. 3 se observa que $\boldsymbol{r}$ cambia según el color a medir con respecto a la imagen iluminada con luz blanca.

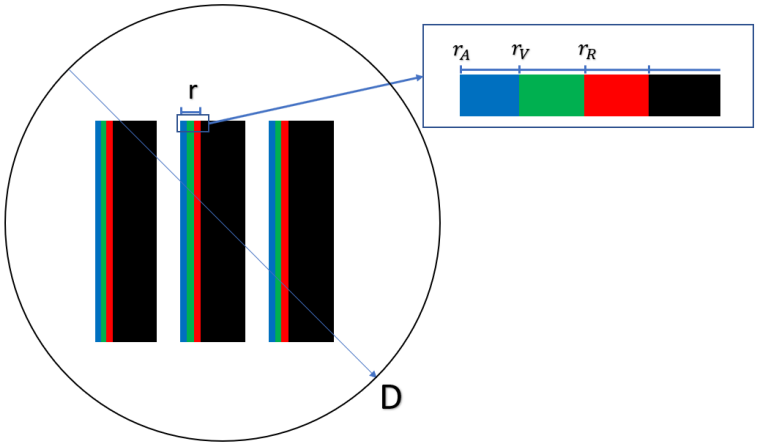


Figura 3. Obtención de $\boldsymbol{r}$ y $\boldsymbol{D}$ en la muestra, $\boldsymbol{r}$ es el corrimiento de la imagen; $\boldsymbol{r_A}$, $\boldsymbol{r_V}$ y $\boldsymbol{r_R}$ representan el desplazamiento para cada canal.

$$\text{Aberración Cromática Relativa} = \frac{\mathrm{f_{rojo}} - \mathrm{f_{azul}}}{\mathrm{f_{lente}}} \qquad \text{Eq. 4}$$

Para poder calcular la aberración relativa Eq. 4 se obtiene la diferencia de distancia focal entre el rojo y el azul medido, y se divide entre el foco de la lente normalmente en 587.6nm. Finalmente, en la lente usada (LA1131-AB), en su plano imagen con luz blanca es casi el mismo que el del canal verde, en este caso se considerará que es cero.

PARTE EXPERIMENTAL

El sistema experimental se ha diseñado con el objetivo de estudiar la aberración cromática longitudinal y transversal en un sistema óptico descrito en la Fig. 4. Se elaboró un eje mecánico, usando un motor a pasos D8-MOTOR80 y un driver drv8825, con este diseño se obtuvo un desplazamiento micrométrico de 0.79µm, permitiendo mayor resolución en el eje z.

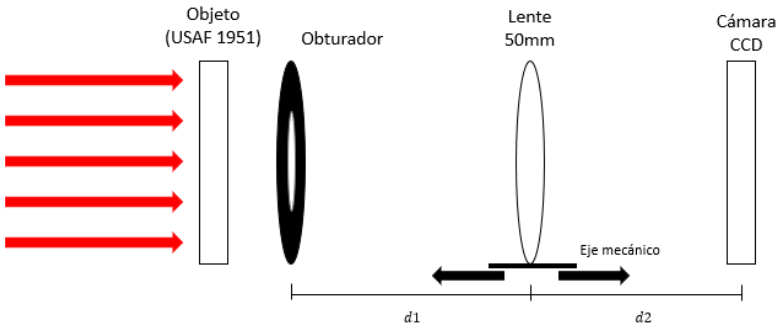


Figura 4. Arreglo experimental que se compone por una fuente led RGB (este tiene 4 tipos de led, rojo, verde, azul y blanco), un patrón de resolución USAF 1951, un obturador, una lente LA1131-AB de THORLABS, un eje mecánico para la lente y una cámara de 2MP monocromática Flare 2M360MCL.

Patrón de resolución (objeto)

El objeto de prueba (grupo -1, elemento 6, con un ancho de línea de 561.23µm) permite evaluar estructuras del orden de cientos de micrómetros, lo cual resulta adecuado para validar la capacidad del sistema para detectar y cuantificar aberraciones cromáticas longitudinales. Si bien el patrón no representa una escala submicrométrica, su uso permite demostrar la sensibilidad del instrumento y del algoritmo para reconocer desplazamientos diferenciales entre los planos focales de las imágenes

RGB. La imagen obtenida con la cámara tiene por pixel 1 píxel ≈ 10.20μm, usando un total de 55px por línea.

Condiciones de iluminación

La fuente de iluminación consiste en LEDs RGB con longitudes de onda centrales aproximadas de 638 nm (rojo), 520 nm (verde) y 455 nm (azul) ver Fig. 5, cada uno con un ancho espectral típico de 20–30 nm. Aunque no se trata de una fuente completamente coherente, la luz emitida por los LEDs es semicoherente, lo que permite cierta coherencia espacial que facilita la diferenciación de los planos focales de cada canal de color. La luz es dirigida hacia el sistema mediante colimación básica, garantizando una iluminación homogénea del objeto de prueba.

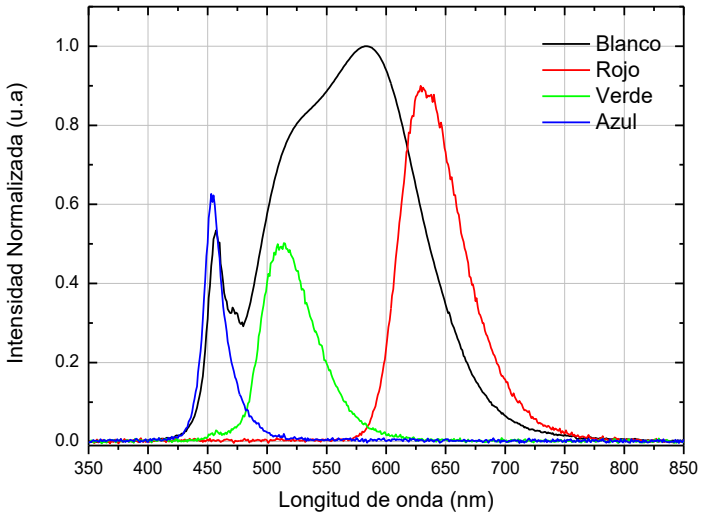


Figura 5. Caracterización de la fuente RGB usando un espectrómetro Ocean Optics 4000.

Calibración y control del sistema

Para garantizar que el desplazamiento del motor a pasos se traduzca con precisión en desplazamientos lineales en la muestra, se realizó una calibración utilizando una escala micrométrica de alta precisión. Esta calibración confirmó que cada paso del motor corresponde a un desplazamiento real de 0.79μm, lo que asegura una resolución suficiente para detectar las diferencias de enfoque entre los canales RGB. Además, el sistema está controlado mediante un algoritmo que ajusta las posiciones del motor de manera iterativa, minimizando el error en la focalización y maximizando la precisión de las mediciones.

Características del algoritmo

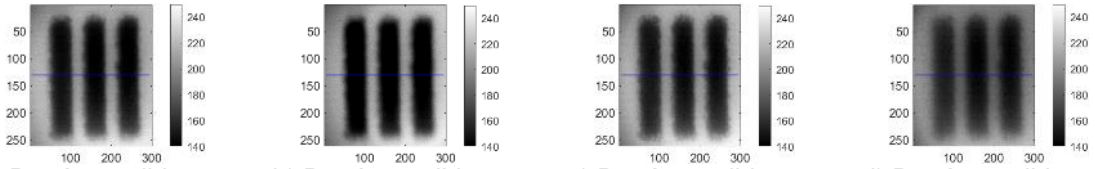
Durante el proceso experimental, el sistema comienza realizando un barrido de posiciones con luz blanca, para determinar la mejor posición de enfoque. En cada una de las posiciones del motor, el algoritmo captura la imagen correspondiente y mide el perfil de intensidad en función de la ubicación del foco. Esta medición se realiza utilizando la regla de trapecio, la cual compara el perfil de la imagen obtenida con un perfil ideal de la imagen perfectamente enfocada. El objetivo es identificar la posición que maximiza la nitidez de la imagen.

Una vez determinada la posición de enfoque óptima en luz blanca, el algoritmo realiza la captura de imágenes de los tres canales RGB en la misma posición del motor. Para cada canal, se extraen los perfiles de intensidad y se mide el desplazamiento transversal o aberración transversal. Este desplazamiento se calcula comparando la diferencia entre los píxeles desplazados en las imágenes obtenidas para cada color.

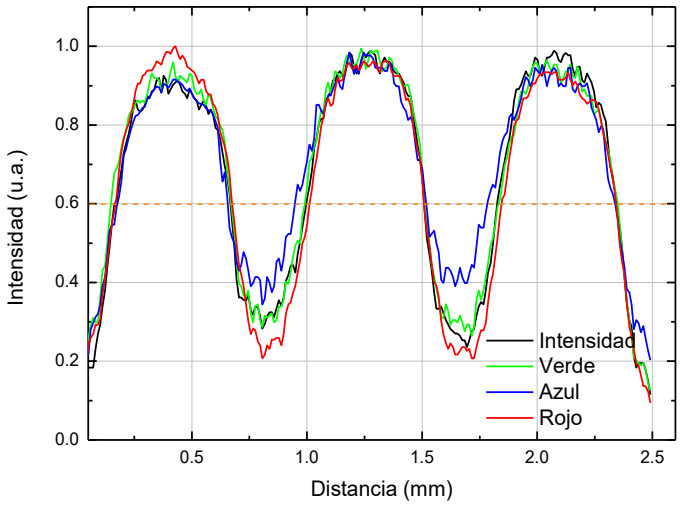
Para medir la aberración longitudinal, se aplica el modelo de difuminado por desenfoque (defocus blur model Eq. 3). Finalmente, para obtener la aberración cromática relativa Eq. 4 que mide la separación de focos

RESULTADOS

A continuación, se presentan los resultados obtenidos del análisis de las imágenes capturadas en el plano focal determinado mediante luz blanca. Para cuantificar el desplazamiento de enfoque entre los canales, se tomó como referencia la posición del canal verde, asumiendo que esta representa el foco nominal de la lente.



a) Patrón medido con luz blanca b) Patrón medido con luz roja c) Patrón medido con luz verde d) Patrón medido con luz azul



e) Perfiles de las muestras medidas, a la intensidad 0.6 se tomó el desplazamiento de la imagen.

Figura 6. Imágenes capturadas en la distancia $\boldsymbol{d1}$ aproximadamente 65.185mm y $\boldsymbol{d2}$ 200mm.

Como se observa en la Fig. 6 e), los perfiles de intensidad extraídos muestran que el perfil correspondiente a la imagen en luz blanca se encuentra notablemente cercano al del canal verde, tanto en forma como en posición del máximo. Esto sugiere que el plano imagen generado por la combinación espectral de la luz blanca coincide, se aproxima con alta fidelidad al plano imagen del canal verde (para la lente utilizada en este experimento).

A partir del análisis de los perfiles individuales de los canales RGB, se obtuvieron los siguientes desplazamientos con respecto a la imagen enfocada en blanco:

-El canal rojo presentó un desplazamiento longitudinal de +51.00µm (5 píxeles).
-El canal azul mostró un desplazamiento de –61.20µm (6 píxeles).
-El canal verde no hubo cambios significativos de desplazamiento.

Se realizaron múltiples mediciones para obtener una precisión mayor del sistema, en la Tabla 1 se muestran los valores obtenidos para las mediciones de distancia entre los diferentes pares de colores. Para la posición Blanco-Azul, se obtuvo un valor promedio medido de 0.874mm, mientras que el valor calculado fue de 0.922mm, lo que representa un error medido de 5.45%. Por otro lado,

en la posición Blanco-Rojo, el valor medido fue de 0.728mm y el calculado de 0.721mm, con un error de 1.03%.

Tabla 1. Tabla de resultados

Posición	Medido (promedio)	Simulada	Error
Blanco-Azul	0.874mm	0.922mm	5.45%
Blanco-Rojo	0.728mm	0.721mm	1.03%
Blanco-Verde	0.000mm	0.000mm	0.00%

La aberración relativa calculada Eq.4 de la lente simulada fue de 3.28% y la medida 3.20%, con una diferencia neta del 0.08%.

En general, los errores obtenidos son bajos, lo que sugiere una buena concordancia entre los datos medidos experimentalmente y los valores teóricos calculados.

CONCLUSIONES

Los resultados del análisis de perfiles de intensidad en imágenes capturadas bajo diferentes longitudes de onda permiten cuantificar de manera precisa la aberración cromática transversal en el sistema óptico evaluado. El mayor desplazamiento se observó entre blanco-azul, coherente con la mayor refracción de longitudes de onda más cortas. El verde tiene una medición en cero y el error lo mismo por dos factores, el enfoque en blanco es el promedio de la suma de las longitudes de onda y este queda muy cercana al verde usado, además la resolución de la cámara es factor clave para la medición precisa. La baja discrepancia entre valores experimentales y simulados (errores <6%) valida la eficacia del método propuesto.

La comparación de la aberración relativa medida y la simulada mostró una diferencia menor al 0.1%, lo que confirma la alta precisión del sistema desarrollado para la caracterización de aberraciones cromáticas.

El poder mover la lente en el eje y la resolución de la cámara son cruciales para obtener mayor resolución y precisión de este sistema.

Además, el método basado en la regla del trapecio optimiza la eficiencia computacional al evitar operaciones derivativas o convoluciones más complejas, lo que permite una evaluación ágil y confiable. Este enfoque representa una herramienta precisa, de bajo costo y de fácil implementación para la evaluación de aberraciones cromáticas en sistemas ópticos, con potencial de aplicación en campos como diseño de lentes, microscopía y fotografía técnica.

BIBLIOGRAFÍA

1. Malacara Hernández, D. (2015). Óptica básica.
2. W. J. Smith. (2000). Modern Optical Engineering, 3rd ed. McGraw-Hill.
3. Sucar, L. E., & Gómez, G. (2011). Visión computacional. Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica. México.
4. Giraldo Bustamante, P. D. (2023). Análisis de patrones de franja en imágenes computacionales de fotoelasticidad digital basado en matrices de co-ocurrencia y correlogramas de colores.
5. Valin-Rivera, J. L., Gonçalves, E., Vinícius-Soares, P., de Almeida Milito, G., Palacios-Fernández, F., Palacios-Roque, G. F., ... & Valin-Fernández, M. (2017). Desarrollo del método de Moiré de proyección de franjas para la evaluación de deformaciones en premolares superiores. Ingeniería Mecánica, 20(1), 22-30.
6. X. Zhang and Y. Li. (2018). "Chromatic Aberration Correction in Digital Imaging," Journal of Optical Engineering, vol. 57, no. 3, p. 033102.

7. D. Atchison, G. Smith, and M. Waterworth. (2010). "Theoretical Effect of Refractive Error and Accommodation on Longitudinal Chromatic Aberration of the Human Eye," Journal of Optics, vol. 25, no. 3, pp. 123-135.
8. D. Cai and H. Gross. (2012). "Generalized Chromatic Aberrations in Non-Rotationally Symmetric Optical Systems-Part I: Mathematical Approach," Optics Express, vol. 18, no. 5, pp. 4567-4580.
9. G. Forbes. (2012). "Weighted Truncation of Power Series and the Computation of Chromatic Aberration Coefficients," Journal of the Optical Society of America A, vol. 29, no. 8, pp. 1657-1665.
10. W. Furlan et al. (2012). "Polychromatic Axial Behavior of Aberrated Optical Systems: Wigner Distribution Function Approach," Optics Letters, vol. 37, no. 12, pp. 2346-2348.
11. R. Herloski. (2012) "Comprehensive Theory of Primary and Secondary Color Correction of Arbitrary Optical Systems," Optical Engineering, vol. 51, no. 7, p. 073001.
12. J. Klein, J. Brauers, and T. Aach. (2012). "Spatial and Spectral Analysis and Modeling of Transversal Chromatic Aberrations and Their Compensation," IEEE Transactions on Image Processing, vol. 21, no. 4, pp. 1635-1645.
13. J. Klein, J. Brauers, and T. Aach. (2012). "Spatio-Spectral Modeling and Compensation of Transversal Chromatic Aberrations in Multispectral Imaging," Optics Express, vol. 20, no. 25, pp. 27958-27972.
14. Sierra Álvarez, S. (2012). Sistema de medición de objetos basado en visión artificial (Bachelor's thesis, Universidad EAFIT).
15. Friedrich, B. (2022). Metrology of Optical Systems. Precision Optics Series.

ESTUDIO DE LOS EFECTOS DE LA DINÁMICA DE POLARIZACIÓN EN LA GENERACIÓN DE PULSOS LÁSER EN FIBRAS ÓPTICAS

Luis Alberto Rodríguez Morales[1,4*], Olivier Pottiez[1], Ivan Armas Rivera[2], Luis Gonzales Vidal[1], Sarahí García Carvajal[3] y Francisco Aguilar Acevedo [2,4]

[1]Centro de Investigaciones en Óptica, A.C., Loma de Bosque 115, Col. Lomas del Campestre, León Gto. 37115, México, [2]Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, L. E. Erro 1, Sta. Ma. Tonantzintla, Pue. 72824, México, [3]Escuela Nacional de Estudios Superiores Unidad León, Universidad Nacional Autónoma de Mexico, Boulevard UNAM #2011 Col. Predio El Saucillo y El Potrero Comunidad de Los Tepetates C.P. 37684 León, Guanajuato, México, [4]Escuela de ingeniería y Actuaría, Universidad Anáhuac Puebla, Calle Orión Norte S/N, Col. La Vista Country Club, San Andrés Cholula, Puebla 72810, México.

*beto7500@hotmail.com

RESUMEN

Este trabajo presenta la investigación experimental de la influencia del control de polarización en la estabilidad del amarre de modos en un láser de fibra dopado con Tulio en una arquitectura de figura-ocho (F8) que utiliza un espejo de lazo óptico no lineal desbalanceado en polarización (PI-NOLM) como absorbedor saturable. Se compararon dos configuraciones: con y sin un polarizador a la entrada del PI-NOLM. En presencia del polarizador, se obtuvo un régimen de pulsos tipo ruido (NLP) estable, con perfiles espectrales consistentes, trazas temporales uniformes y estabilidad mantenida durante más de dos horas de operación continua. Cuando el polarizador es retirado, se observaron pulsos intermitentes, cuyo espectro tenía modulaciones caóticas, además se presentó una evolución temporal desordenada con trayectorias irregulares. Estos resultados demuestran que el polarizador es clave para suprimir inestabilidades inducidas por la birrefringencia intracavitaria, permitiendo una operación confiable del láser en aplicaciones prácticas que requieren trenes de pulsos estables.

INTRODUCCIÓN

En nuestros días, los láseres de fibra dopados con tulio (TDFL, Thulium-Doped Fiber Laser) que operan en la región de 2 $\boldsymbol{\mu m}$ han tomado una gran relevancia por sus aplicaciones como espectroscopía, imagenes biomédicas y procesamiento de materiales[1–5]. Entre las configuraciones más utilizadas para la generación pasiva de pulsos ultracortos se encuentran la cavidad lineal, de anillo y la arquitectura figura-ocho (F8), esta ultima incorpora un espejo de lazo óptico no lineal (NOLM) o un amplificador no lineal de espejo (NALM, Nonlinear Amplifying Loop Mirror) como abedor saturable [6, 7]. Si bien existen varias configuraciones que emplean un NOLM, el NOLM desbalanceado en polarización (PI-NOLM) permite aprovechar la rotación no lineal de la polarización (NPR, Nonlinear Polarization Rotation) para ajustar la característica de transmisión mediante el control del estado de polarización dentro del lazo [8–10].

No obstante, estos sistemas son sumamente sensibles a fluctuaciones ambientales y a la birrefrigencia intracavitaria, lo que puede conducir a dinámicas inestables y pulsos intermitentes [11–13]. Diversos trabajos han reportado que el uso de un polarizador a la entrada del PI-NOLM permite fijar el estado de polarización de entrada y suprimir tales inestabilidades [8, 14–16].

En el presente trabajo, se reporta una comparación experimental entre dos configuraciones de arquitectura F8 dopada con Tulio: una con polarizador en la entrada del PI-NOLM y otra sin él. Se analizan las características espectrales y temporales del tren de pulsos generado en cada caso, destacando el papel del polarizador en la estabilización del modo bloqueado.

CONFIGURACIÓN EXPERIMENTAL.

En el presente trabajo se evaluaron dos configuraciones de un láser de fibra con arquitectura F8, con el propósito de analizar cómo la presencia o ausencia de un polarizador a la entrada del PI-

NOLM afecta la estabilidad del régimen pulsado mediante amarre de modos pasivo. Ambas configuraciones comparten la misma estructura general, diferenciándose únicamente en la inclusión del polarizador.

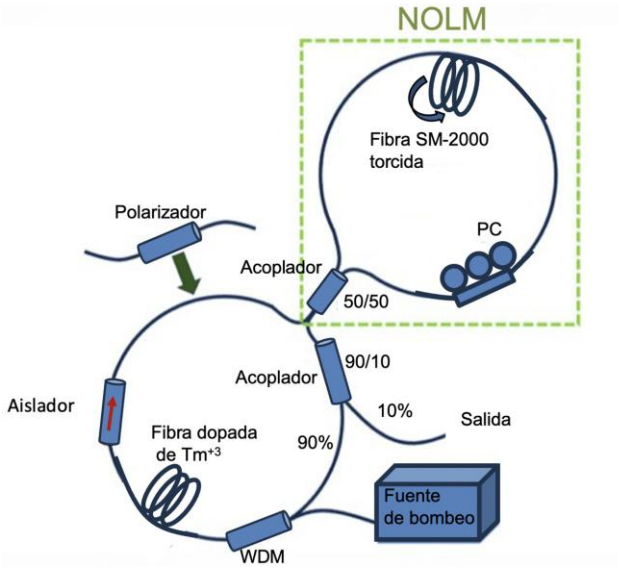


Figura 1. Arreglo experimental

El arreglo experimental se presenta en la Figura 1. La cavidad incluye una sección de anillo y un PI-NOLM. El PI-NOLM fue optimizado para mejorar las propiedades de absorción saturable y mantener la elipticidad del estado de polarización durante la propagación.

El PI-NOLM fue construido con un acoplador simétrico 50/50. La fibra usada en el lazo es un segmento de fibra SM-2000 con longitud de 30 metros torcida a una razón de 7 vueltas por metro, lo cual suprime los efectos de la birrefringencia lineal y garantiza la preservación de la elipticidad [17]. Un controlador de polarización (PC) compuesto por tres placas retardadoras (λ/2, λ/4, λ/2) se ubicó de forma asimétrica cerca del acoplador, permitiendo inducir un desbalance en la fase no lineal entre los haces que se propagan en direcciones opuestas mediante el efecto Kerr [18].

En ambas configuraciones, el sistema se bombeó mediante una fuente láser continua casera centrada en 1550 nm, con una potencia promedio de 600 mW, acoplada a la cavidad a través de un multiplexor WDM (Wavelength Division Multiplexer). Un segmento de 4m de fibra dopada con Tulio actúa como medio de ganancia, permitiendo la amplificación de pulsos en la región de 2 $\boldsymbol{\mu m}$. También se incorporó un aislador óptico independiente de la polarización (PI-ISO, Polarization-independent isolator) para asegurar que la propagación en la cavidad fuera unidireccional.

En la configuración sin polarizador, la longitud total de la cavidad fue de aproximadamente 53.5 m, lo que corresponde a un período fundamental de 267.7 ns. Por otro lado, al introducir un polarizador a 2 $\boldsymbol{\mu m}$ justo antes del acoplador 50/50 del PI-NOLM, la longitud de la cavidad se incrementó a 55.2 m, estableciendo un período fundamental de 276.2 ns.

La caracterización del láser se llevó a cabo extrayendo señal mediante un acoplador 90/10. El puerto de salida del 10% se conectó a un analizador de espectro óptico (OSA, Yokogawa AQ6375) y a un fotodetector de 10 GHz (Newport 818-BB-51F), cuyo voltaje fue registrado por un osciloscopio de 16 GHz y 50 GS/s (Tektronix DPO71604C), lo cual permitió estudiar tanto la estructura espectral como la evolución temporal del tren de pulsos.

RESULTADOS

Cavidad con polarizador

En la configuración donde se inserta un polarizador antes del PI-NOLM, el láser alcanzó un régimen pulsado estable de forma consistente. La Figura 2a muestra el espectro óptico registrado con resolución de 0.01 nm, con un perfil centrado alrededor de 1886 nm y un ancho de banda de aproximadamente 40 nm. La traza temporal de la Figura 2b, obtenida en una ventana de 400 µs, exhibe una secuencia de pulsos con separación constante, sin pérdida de pulsado ni modulación de amplitud, lo que evidencia una operación estable en modo bloqueado durante escalas de tiempo extendidas. Esta estabilidad se logra únicamente cuando se impone un estado de polarización definido a la entrada del PI-NOLM.

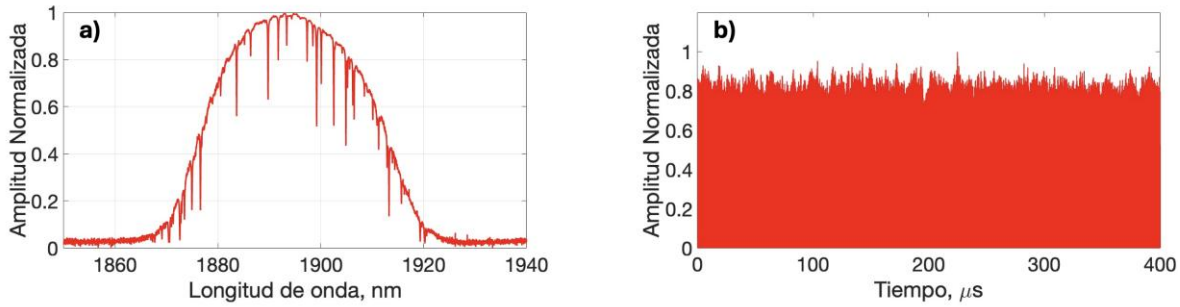


Figura 2. Características de emisión de la cavidad con polarizador (a) Espectro óptico. (b) Traza temporal del tren de pulsos obtenida en un intervalo de 400 µs.

Para una mejor visualización, se ha segmentado la señal temporal completa de la Figura 2b en ciclos individuales a partir del periodo fundamental de la cavidad. De cada ciclo se extrajo la sección central del pulso, la cual se organizó secuencialmente a lo largo de 1493 vueltas (400 $\boldsymbol{\mu s}$), generando el mapa temporal mostrado en la Figura 3a. Este tipo de mapeo permite visualizar directamente la evolución de la forma del pulso a lo largo del tiempo, y confirma la estabilidad de la envolvente y la ausencia de flujos o colapsos súbitos a lo largo del tiempo.

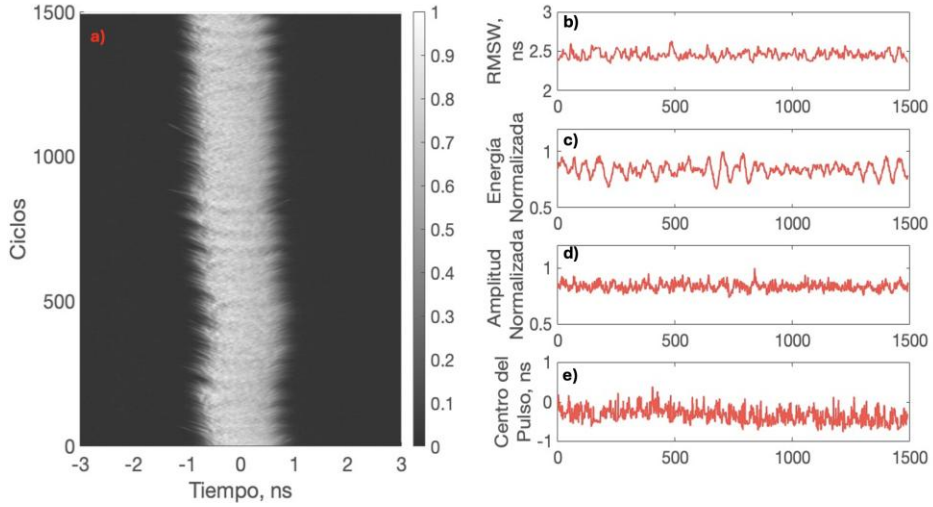


Figura 3 Características temporales del pulso obtenidas de Figura 2b. a) Mapeo temporal. b) RMSW. c) Energía normalizada. d) Amplitud normalizada. e) Posición del pico.

A partir de este conjunto de pulsos extraídos, se calcularon los siguientes parámetros para cada ciclo: el ancho cuadrático medio (RMSW), la energía normalizada, la amplitud del pico, y la posición temporal del máximo, utilizada como estimador del jitter. Estos resultados se presentan en las Figuras 3b a 3e respecivamente. En todos los casos, las fluctuaciones permanecen dentro de rangos estrechos: el RMSW se mantiene centrado en torno a 2.5 ns, la energía y amplitud presentan

variaciones menores al 5 %, y el jitter no excede unos cientos de picosegundos. Estas métricas, extraídas directamente de la señal temporal sin necesidad de promediado, demuestran que el control de polarización garantiza una operación sostenida y estable.

Cavidad sin polarizador

A continuación se muestran los resultados cuando se retira el polarizador de la entrada del PI-NOLM, en este régimen, la cavidad mostró un comportamiento notablemente distinto, caracterizado por una intermitencia en la emisión pulsada. Bajo las mismas condiciones experimentales que en el caso anterior (potencia de bombeo, temperatura ambiente y ajustes de los PC), el sistema fue incapaz de mantener un régimen de modo bloqueado estable. Incluso intentando distintas configuraciones del PC, el láser no alcanzó una operación pulsada estable como en la Figura 2, sino que alternó entre estados de emisión caótica con ráfagas intermitentes.

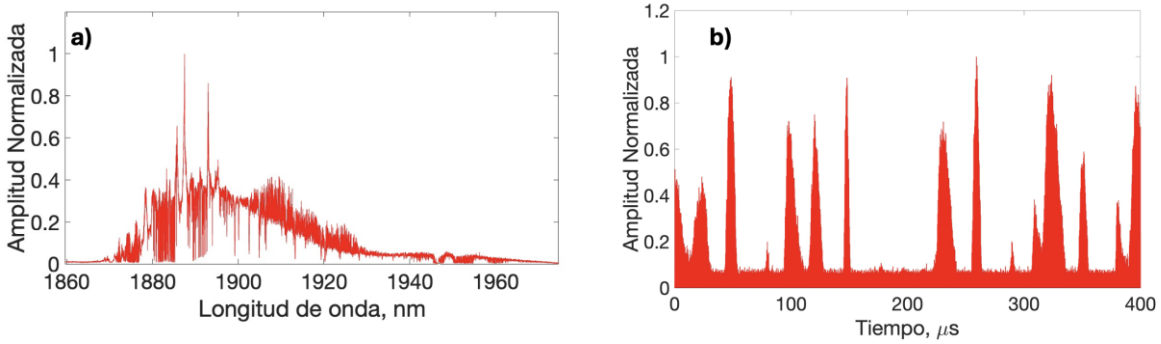


Figura 4. Características de emisión de la cavidad sin polarizador (a) Espectro óptico. (b) Traza temporal del tren de pulsos obtenida en un intervalo de 400 μs.

La Figura 4a muestra el espectro óptico registrado bajo las condiciones descritas anteriormente. A diferencia del caso con polarizador, se observa una envolvente asimétrica e irregular, con picos de intensidad agudos y modulación espectral desordenada la cual varía entre una medición y otra, indicando ausencia de coherencia espectral estable. La Figura 4b presenta la traza temporal obtenida en una ventana de 400 $\boldsymbol{\mu s}$, donde se identifican claramente secuencias de pulsos de amplitud variable intercaladas con zonas de completa ausencia de emisión. Este comportamiento intermitente y errático refleja la incapacidad del sistema para sostener una dinámica pulsada regular, debido a la falta de estabilización del estado de polarización intracavitaria.

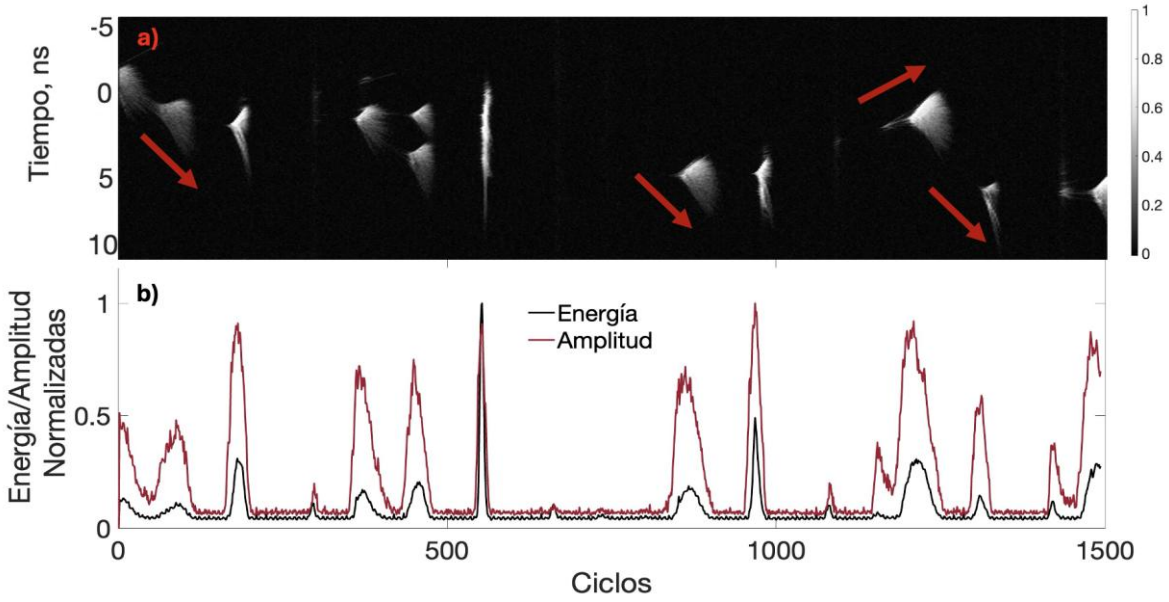


Figura 5. Características temporales del pulso obtenidas de Figura 4b. a) Mapeo temporal. Energía-Amplitud normalizadas, líneas negra y roja respectivamente.

Para comprender con mayor detalle la dinámica inestable observada en la cavidad sin polarizador, se analizó la evolución temporal del tren de pulsos a lo largo de 1493 ciclos. La Figura 5a presenta un mapa temporal obtenido a partir de la alineación ciclo a ciclo de la región central del pulso obtenidos de la Figura 4b con la misma metodología que la Figura 3a. A diferencia del caso estable, Figuras 2 y 3, aquí se observa una fuerte variación entre trayectorias: pulsos que emergen abruptamente, colapsan o se desplazan en el tiempo, como lo indican las flecas rojas en la Figura 5a. Algunas estructuras presentan inclinación o curvatura, lo que indica cambios espectrales asociados a efectos de dispersión o variaciones en la ganancia [19]. También se identifican trayectorias solitónicas aisladas, que se separan del cuerpo principal de radiación.

La Figura 5b muestra la evolución de la energía y la amplitud normalizadas por ciclo. Se identifican múltiples patrones de comportamiento, fases en las que ambos parámetros crecen y decrecen de forma sincronizada, otras donde la energía se eleva mientras la amplitud permanece baja, y transiciones inversas. Estas trayectorias no periódicas reflejan un régimen altamente inestable, con oscilaciones aleatorias inducidas por la libre evolución del estado de polarización intracavitaria.

DISCUSIÓN

Los resultados experimentales presentados en este trabajo, confirman que el control del estado de polarización tiene un papel fundamental en la estabilidad del régimen pulsado en cavidades con arquitectura F8 con un PI-NOLM como ansorbedor saturable. La configuración con polarizador permitió mantener una operación estable y continua, con pulsos NLP de forma y energía casi constantes. Por otro lado, al retirar el polarizador, la cavidad mostró un comportamiento caótico, con ráfagas intermitentes, espectros inestables y pulsos de corta duración, lo que impidió mantener un tren de pulsos sostenido.

Este tipo de inestabilidad ya había sido reportado en trabajos previos [13], y aunque en algunos casos se ha atribuido a la dinámica de ganancia [19], nuestros resultados indican que la evolución no controlada de la polarización intracavitaria es suficiente para inducir estas oscilaciones irregulares. El PI-NOLM, al depender fuertemente del estado de polarización de entrada [8, 9], pierde su capacidad de funcionar como absorbedor saturable cuando no se fija dicho estado. Por tanto, el

uso de un polarizador se confirma como un mecanismo simple y eficaz para garantizar un régimen de amarre de modos robusto, sin necesidad de recurrir a diseños más complejos.

Estos resultados aportan evidencia experimental concreta sobre el papel dominante de la dinámica de polarización en la estabilidad de láseres de fibra ultrarrápidos que usan un PI-NOLM como ansorbedor saturable. Esta observación es particularmente relevante en configuraciones que operan en la región de 2 $\boldsymbol{\mu m}$, donde los efectos no lineales y las variaciones térmicas son más pronunciados, y refuerza la necesidad de incluir estrategias de control de polarización desde el diseño de la cavidad.

CONCLUSIONES

En estre trabajo se investigó experimentalmente la influencia del control de polarización en la estabilidad de un TDFL en configuración F8 con un PI-NOLM como absorbedor saturable. Cuando se utilizó un polarizador en la entrada del PI-NOLM, se logró un régimen NLP estable, mantenido durante cientos de miles de ciclos, con alta repetibilidad espectral y temporal. En contraste, al retirar el polarizador, se observó un comportamiento errático caracterizado por ráfagas pulsadas inestables y trayectorias caóticas. Estos resultados confirman que la dinámica de polarización intracavitaria es causante de las inestabilidades observadas. El uso de un control pasivo de polarización resulta ser una estrategia simple pero altamente efectiva para garantizar la operación robusta de láseres de fibra en la región de 2 μm.

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo fue apoyado por el programa “Ciencia Básica y de Frontera” de la Secretaría de Ciencia, Humanidades, Tecnología e Innovación (CBF2023-2024-612). Luis Alberto Rodriguez Morales e Ivan Armas Rivera agradecen la beca posdoctoral de la Secretaría de Ciencia, Humanidades, Tecnología e Innovación, Ciencias y Tecnologías, número 2482407 y 3701567 respectivamente.

BIBLIOGRAFÍA

1. Zhang Y, Wu K, Guang Z, et al (2024) Advances and Challenges of Ultrafast Fiber Lasers in 2–4 μm Mid-Infrared Spectral Regions. Laser Photon Rev 18

2. Liu M, Liu W, Liu X, et al (2021) Application of transition metal dichalcogenides in mid-infrared fiber laser. Nano Select 2:37–46. https://doi.org/10.1002/nano.202000047

3. Jackson SD, Sabella A, Lancaster DG (2007) Application and development of high-power and highly efficient silica-based fiber lasers operating at 2 μm. IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics 13:567–572. https://doi.org/10.1109/JSTQE.2007.896087

4. Ibarra-Garrido A, Durán-Sánchez M, Pottiez O, et al (2022) Solitons, single- and synchronous dual-wavelength noise-like pulses and hybrid regimes from a thulium-doped fiber laser. Laser Phys Lett 19:. https://doi.org/10.1088/1612-202X/ac9cdf

5. Wang M, Huang Y, Song Z, et al (2020) Two-micron all-fiberized passively mode-locked fiber lasers with high-energy nanosecond pulse. High Power Laser Science and Engineering 8:. https://doi.org/10.1017/hpl.2020.7

6. Pottiez O, Grajales-Coutiño R, Ibarra-Escamilla B, et al (2011) Adjustable noiselike pulses from a figure-eight fiber laser

7. Hernandez-Garcia JC, Pottiez O, Grajales-Coutiño R, et al (2011) Generation of long broadband pulses with a figure-eight fiber laser. Laser Phys 21:1518–1524. https://doi.org/10.1134/s1054660x11150114

8. Pottiez O, Kuzin EA, Ibarra-Escamilla B, et al (2004) Experimental demonstration of NOLM switching based on nonlinear polarisation rotation. Electron Lett 40:892–894. https://doi.org/10.1049/el:20045137

9. Avazpour M, Beltrán-Pérez G, Rodríguez-Morales LA, et al (2019) The use of polarization-imbalanced NOLM to improve the quality of the spectrum compression. Opt Laser Technol 120:. https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2019.105692

10. Rodríguez-Morales LA, Armas-Rivera I, Avazpour M, et al (2018) Experimental investigation of polarization-imbalanced nonlinear loop mirror with double-sense twisted fiber as a filter to clean up solitons. Journal of Optics (United Kingdom) 20:. https://doi.org/10.1088/2040-8986/aa9af8
11. Gonzalez-Vidal LM, Pottiez O, Rodriguez-Morales LA, et al (2025) Weak mode locking dynamics in a thulium-doped fiber laser. Optik (Stuttg) 321:. https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2024.172153
12. Zhou Y, Shi J, Ren YX, Wong KKY (2022) Reconfigurable dynamics of optical soliton molecular complexes in an ultrafast thulium fiber laser. Commun Phys 5:. https://doi.org/10.1038/s42005-022-01068-x
13. Rodríguez-Morales LA, Pottiez O, Armas-Rivera I, et al (2024) Study of complex instability in a Thulium-doped figure-eight fiber laser including a polarization-imbalanced NOLM with no polarization control. Optik (Stuttg) 318:. https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2024.172100
14. Pottiez O, Ibarra-Escamilla B, Kuzin EA (2007) Demonstration of sharp switching from a power-symmetric NOLM and a polarizer. Opt Commun 271:543–550. https://doi.org/10.1016/j.optcom.2006.10.024
15. Ibarra-Escamilla B, Pottiez O, Kuzin EA, et al (2008) Experimental investigation of a passively mode-locked fiber laser based on a symmetrical NOLM with a highly twisted low-birefringence fiber. Laser Phys 18:914–919. https://doi.org/10.1134/s1054660x08070177
16. Santiago-Hernandez H, Pottiez O, Paez-Aguirre R, et al (2015) Generation and characterization of erbium-Raman noise-like pulses from a figure-eight fibre laser. Laser Phys 25:1–8. https://doi.org/10.1088/1054-660X/25/4/045106
17. Ulrich R, Simon A (1979) Polarization optics of twisted single-mode fibers
18. Pottiez O, Kuzin EA, Ibarra-Escamilla B, Méndez-Martínez F (2005) Theoretical investigation of the NOLM with highly twisted fibre and a λ/4 birefringence bias. Opt Commun 254:152–167. https://doi.org/10.1016/j.optcom.2005.05.015
19. Pottiez O, Lauterio-Cruz JP, Bracamontes-Rodríguez YE, et al (2019) Gain-driven spectral-temporal noise-like pulse dynamics in a passively mode-locked fiber laser. Opt Express 27:34742. https://doi.org/10.1364/oe.27.034742

ESTUDIO EXPERIMENTAL DE DINÁMICAS ESPACIO – TEMPORALES EN UN LÁSER DE TULIO EN FIGURA 8

Diego Hernandez Ruiz[1], Luis Alberto Rodríguez Morales[2], Olivier Jean Michel Pottiez[2], Héctor Santiago Hernández[1], Mariana Jazmin Anguiano Lasso[1]

[1]Centro Universitario de Ciencias Exactas e Ingenierías, Universidad de Guadalajara, Guadajalajara, Jalisco, México. [2]Centro de Investigaciones en Óptica, A. C., León, Guanajuato,México
diego.hernandezruiz05@gmail.com

RESUMEN

El estudio de las dinámicas complejas en láseres de fibra dopada con tulio ha recibido un creciente interés en los últimos años. Aunque su exploración ha sido relativamente limitada en comparación con otros medios dopados, su relevancia se ha fortalecido en aplicaciones biomédicas, particularmente en imagenología, cirugía de tejidos blandos, litotricia y ablación, debido a su longitud de onda en la región de 2 μm, que presenta alta absorción en agua y permite una interacción controlada con el tejido. Cuando este tipo de sistemas son combinados con técnicas de amarre de modos, son capaces de construir sistemas de láseres pulsados robustos. En este trabajo se presentan los resultados experimentales de las dinámicas complejas obtenidas en un sistema láser de fibra óptica dopada con tulio en configuración de figura de ocho. Nuestro diseño incorpora un espejo de bucle óptico no lineal con desequilibrio de polarización (PI-NOLM, polarization-imbalanced nonlinear optical loop mirror). La polarización intracavidad en dicho sistema puede variar dinámicamente mediante fluctuaciones de la potencia de bombeo, de temperatura y fenómenos acusto-ópticos, entre otros, modificando la característica de transmisión del NOLM y facilitando la emisión de una amplia gama de pulsos con diferentes dinámicas; solitones, pulsos de ruido, y oscilaciones tipo Q-switching. El análisis de los pulsos generados se realizó mediante el procesamiento de datos adquiridos por un fotodetector (818-BB-51F, Newport) de 10GHz acoplado a un osciloscopio ultrarrápido (Tektronix DPO71604C, 50-GS/s), el cual cuenta con un ancho de banda de 16 GHz y un periodo de muestreo de 20 ps/pt. Esta técnica permitió caracterizar con precisión las dinámicas pulsadas presentes en la cavidad, estudiando la evolución temporal de la señal y evaluar la influencia de las condiciones intracavitarias en la dinámica del láser, revelando la presencia de pulsos de ruido intermitentes, transiciones entre distintos regímenes de operación, incluyendo pérdida temporaria del amarre de modos y oscilaciones tipo Q-switching, así como la evolución compleja del pulso a lo largo de los ciclos dentro de la cavidad. El estudio de estas dinámicas es fundamental para comprender el comportamiento de la emisión láser a 2 μm, especialmente en regímenes no estacionarios, clave para el desarrollo de esta tecnología emergente; el entendimiento de la física asociada a las dinámicas pulsadas permite optimizar estabilidad, eficiencia y versatilidad de las cavidades de tulio.

INTRODUCCIÓN

Los láseres de fibra dopada con tulio (TDFL, por sus siglas en inglés) han adquirido creciente relevancia en aplicaciones industriales y biomédicas debido a su emisión en la banda espectral de 2 μm. Esta longitud de onda coincide con una región de alta absorción del agua, lo cual los vuelve especialmente atractivos para procesos quirúrgicos de tejidos blandos, ablación, litotricia y diagnóstico por imagen, gracias a su interacción precisa con medios biológicos altamente hidratados [1]. Además, su uso se ha extendido en áreas de detección óptica y procesamiento de materiales [2,3]. En el marco de estas aplicaciones, las dinámicas pulsadas generadas por medios dopados con tulio presentan un interés particular.

El presente trabajo explora la generación de dinámicas complejas en un láser de fibra dopada con tulio construido bajo una configuración figura-8, integrando un PI-NOLM. La elección de esta arquitectura responde al interés por analizar el comportamiento de la cavidad bajo condiciones no estacionarias y promover la aparición de pulsos tipo *noise-like* (NLP), los cuales se caracterizan por

una estructura interna compuesta por subpulsos ultracortos caóticos y un espectro óptico amplio y suave [4]. Este diseño experimental prescinde de elementos activos de modulación, basándose exclusivamente en componentes pasivos como acopladores y retardadores de onda. Bajo esta configuración, se observa que variaciones mínimas en las condiciones intracavitarias (como fluctuaciones térmicas o mecánicas) pueden inducir transiciones entre distintos regímenes pulsados, incluyendo la generación espontánea de pulsos QML con estructuras repetitivas. Dicho comportamiento se asocia tanto a la respuesta no lineal del PI-NOLM como a la interacción entre los mecanismos de ganancia, dispersión y rotación de polarización dentro de la cavidad [5].

Técnicas como el *mode-locking* (ML) y el *Q-switching* (QS) permiten acceder a diferentes escalas temporales e intensidades de emisión. Mientras el ML posibilita la generación de trenes de pulsos ultracortos y de alta repetición, el QS favorece la producción de pulsos de alta energía a menor tasa. La combinación de ambas técnicas, conocida como *Q-switched Mode locking* (QML), permite obtener envolventes de pulsos de tipo QS que contienen trenes internos de pulsos ML [6,7].

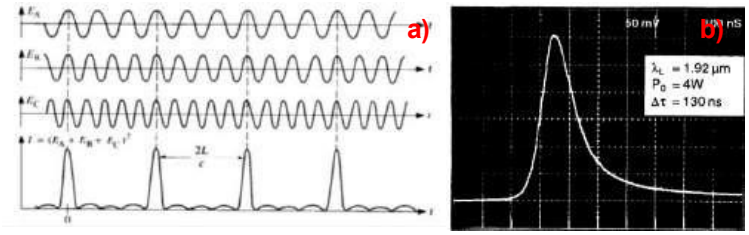


Fig.1 Representación esquemática del amarre de modos (a) y de un pulso típico generado mediante conmutación Q (b). Figura (a) adaptada de Tesis de Maestría No. 16966, CIO; figura (b) modificada de Myslinski et al., Optical Engineering, vol. 32, no. 9, 19

El objetivo principal de este estudio fue inducir y caracterizar estas dinámicas en un entorno experimental controlado, explorando el papel de los parámetros de polarización, la potencia de bombeo y las condiciones del entorno sobre la evolución temporal de los pulsos. Particular atención se presta al análisis de estructuras tipo QML donde pulsos con tasa de repetición de ~267 ns emergen dentro de envolventes de tipo QS, resultado de una acción de absorbedor saturable provocada por el PI-NOLM actuando como filtro dinámico dependiente de intensidad.

TEORÍA

El uso de cavidades figura-8 (F8) con un PI-NOLM ha demostrado eficacia para inducir amarre de modos pasivo y explorar dinámicas pulsadas complejas. Particularmente, implementar un PI-NOLM sin polarizador permite que el estado de polarización intracavitario evolucione libremente, aportando múltiples grados de libertad a la formación de pulsos. Este desequilibrio de polarización se logra utilizando retardadores de onda (λ/4 – λ/2 – λ/4), produciendo una transmisión no lineal dependiente de la potencia mediante la rotación de polarización no lineal (NPR). La configuración emplea una fibra altamente torcida con birrefringencia circular, asegurando consistencia en la NPR durante la propagación. Como resultado, el PI-NOLM presenta una respuesta no lineal de absorbedor saturable artificial, cuyo umbral de potencia está determinado por la evolución no lineal de polarización intracavitaria, lo cual se ve afectada directamente por diferentes fluctuaciones, produciendo varias dinámicas en la curva de transmisión del dispositivo [3,8].

La ausencia del polarizador aumenta notablemente la sensibilidad del sistema ante variaciones externas, facilitando la aparición de ricas dinámicas intracavitarias. Estas incluyen trenes de pulsos Q-switched Mode locking (QML) con subpulsos internos, estructuras repetitivas moduladas y pulsos solitónicos desprendidos [3]. Estas dinámicas son fuertemente influenciadas por las propiedades energéticas del medio activo y parámetros específicos del diseño del láser. En láseres de fibra dopada con tulio, la emisión pulsada se basa principalmente en la transición entre niveles energéticos

$^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$. La eficiencia cuántica y de bombeo están determinadas por las características del vidrio anfitrión; la fibra de sílice, con una alta energía de fonón (≈1150 cm^{-1}), aumenta la eficiencia del bombeo pero limita la eficiencia radiativa. En contraste, los vidrios de fluoruro ofrecen mayor eficiencia cuántica aunque con menor eficiencia de bombeo. Parámetros medidos experimentalmente, como la sección eficaz de emisión (0.68 μm² a 1.92 μm), la sección eficaz de absorción (0.03 μm² a 0.792 μm), y tiempos de vida característicos (T_3 = 20 μs, T_2 = 250 μs), permiten modelar dinámicas pulsadas y optimizar configuraciones para maximizar la eficiencia energética. Esto se refleja en pulsos experimentales de aproximadamente 130 ns, con potencias pico cercanas a 4 W y tasas de repetición de 4 kHz [9].

En cavidades largas operando bajo régimen de dispersión normal, suelen generarse pulsos tipo noise-like (NLP), caracterizados por envolventes temporales del orden de picosegundos a nanosegundos, que contienen subpulsos internos incoherentes en fase. Estos pulsos presentan espectros promedio amplios y lisos. Al incorporar mecanismos adicionales de saturación, pueden emerger pulsos noise-like modulados por conmutación Q (QSNLP). En estos casos, los trenes NLP están periódicamente modulados por una envolvente QS más lenta [10]. Las transiciones dinámicas entre estos regímenes pueden inducirse exclusivamente mediante ajustes en la polarización intracavitaria, lo cual evidencia la extrema sensibilidad del sistema y el vínculo entre la dinámica de polarización y la saturación de la ganancia, convirtiéndose en elementos clave para comprender la estabilidad o inestabilidad del régimen operativo.

Asimismo, existen regímenes intermedios caracterizados por estructuras solitónicas tipo Q-switched que emergen sobre fondos cuasi-continuos, colapsando periódicamente en pulsos noise-like. Estas estructuras intermedias pueden analizarse mediante técnicas estadísticas y espectrales avanzadas, identificando distribuciones asimétricas para los bultos solitónicos y distribuciones gaussianas para los NLP. Tales análisis permiten comprender mejor la transición dinámica entre comportamientos ordenados y desordenados [10].

Finalmente, es importante destacar que los mecanismos pasivos ofrecen una plataforma eficaz para inducir regímenes híbridos como el Q-switched Mode locking (QML), especialmente en cavidades altamente sensibles a las condiciones intracavitarias [11]. En estos regímenes QML, envolventes lentas QS encapsulan subpulsos rápidos, observándose transiciones dinámicas solamente mediante ajustes en la polarización intracavitaria [12]. Además, el régimen de amarre débil de modos (weak mode locking, WML), inducido mediante NPR, presenta una coherencia parcial y periodicidad limitada, demostrando alta sensibilidad a perturbaciones externas. Esto hace del WML un régimen adecuado para estudios detallados sobre estabilidad, histéresis y evolución intracavitaria en láseres pasivos operando a 2 μm [12].

PARTE EXPERIMENTAL

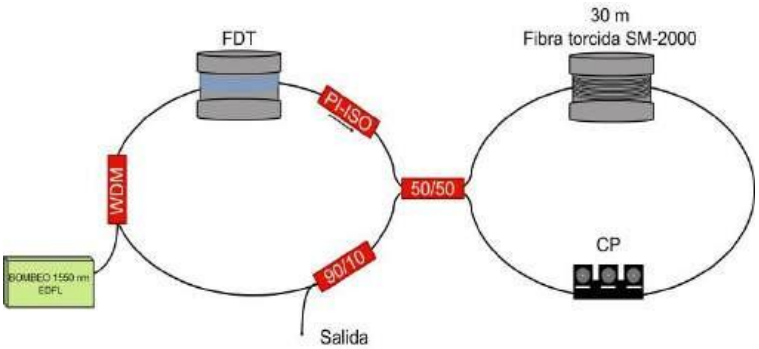


Fig.2 Esquema experimental del láser de fibra dopada con Tulio en configuración Figura-8.

El sistema experimental estudiado en este trabajo consiste en un láser de fibra dopada con tulio

configurado en figura-8 (F8), bombeado ópticamente a una longitud de onda de 1550 nm mediante un láser de fibra dopada con erbio (EDFL). La cavidad del láser se divide en dos secciones conectadas mediante un acoplador 50/50. En la primera sección (anillo) se encuentra el medio activo, una fibra dopada con tulio (TDF, CoreActive SCF-TM-8/125), cuya absorción aproximada es de 13 dB/m a 1567 nm, y con una longitud cercana a los 4 m. El bombeo se introduce al sistema mediante un multiplexor de división de longitud de onda (WDM), y un aislador óptico independiente de la polarización (PI-ISO) asegura la unidireccionalidad del haz. Además, se incorpora un acoplador 90/10 para extraer una fracción de la señal láser y realizar la monitorización externa.

La segunda sección corresponde al bucle PI-NOLM, conformado por 30 metros de fibra SM-2000 altamente torcida. Esta fibra torcida induce una birrefringencia circular, mitigando efectos de birrefringencia residual y estabilizando así la operación del sistema. Complementando esta sección, se utiliza un controlador de polarización (CP), compuesto por tres placas retardadoras (λ/4 – λ/2 – λ/4) colocadas asimétricamente, cuya función es inducir el desequilibrio de polarización necesario para la conmutación no lineal y el amarre de modos pasivo.

La caracterización del sistema se realizó con un fotodetector ultrarrápido de 10 GHz (modelo 818-BB-51F, Newport) conectado a un osciloscopio digital de alta velocidad, con ancho de banda de 16 GHz y tasa de muestreo de 50 GS/s (modelo Tektronix DPO71604C). La dinámica pulsada fue observada y analizada mediante mapeo temporal 3D, permitiendo capturar y visualizar en detalle la evolución temporal de los pulsos generados por la cavidad.

Durante el procedimiento experimental, se ajustó cuidadosamente el controlador de polarización hasta encontrar la combinación específica de posiciones en las placas retardadoras que generó las dinámicas pulsadas deseadas. Posteriormente, se realizaron variaciones controladas en la potencia de bombeo, incrementándola en intervalos de aproximadamente de 5 mW. Esta metodología permitió examinar los diversos regímenes operacionales posibles dentro del sistema.

RESULTADOS

Durante la caracterización experimental del láser de fibra dopada con tulio en configuración figura-8, se observó principalmente la generación de pulsos tipo Q-switched mode-locking (QML). Estos pulsos presentaron una estructura claramente definida bajo condiciones de potencia de bombeo más elevadas. No obstante, al reducir gradualmente la potencia de bombeo, se observaron modificaciones notables tanto en la estructura interna de los pulsos como en el comportamiento temporal entre ellos.

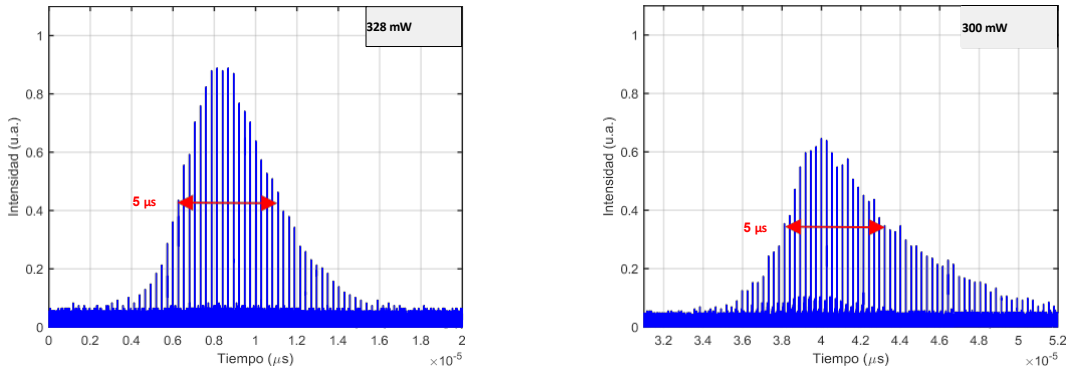


Fig.3 Estructura temporal de un pulso en el régimen MLQ (328 mW y 300 mW)

Conforme se disminuyó la potencia de bombeo, los pulsos comenzaron a perder parcialmente su estructura original característica del régimen Q-switch, manifestando un perfil temporal más plano y ligeramente extendido. Esta deformación estructural estuvo acompañada por un

incremento significativo en el período entre pulsos consecutivos, fenómeno claramente evidenciado en la gráfica obtenida experimentalmente.

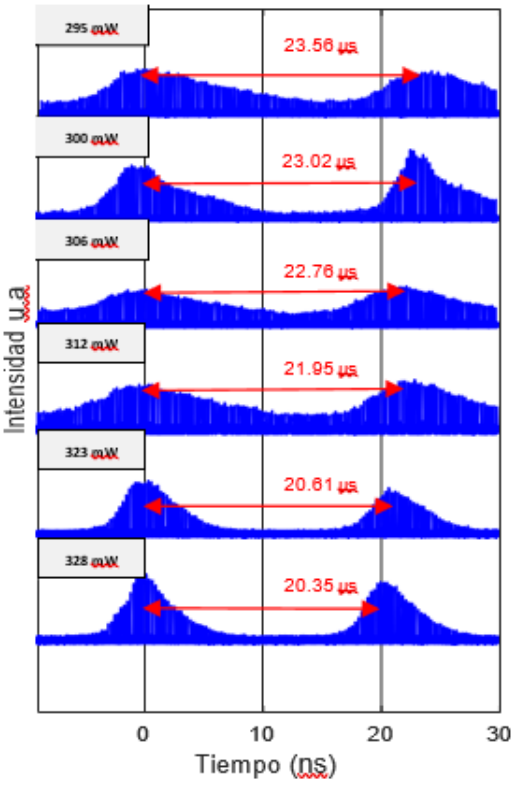


Fig.4 Mapeo temporal de la evolución de los pulsos para diferentes potencias de bombeo

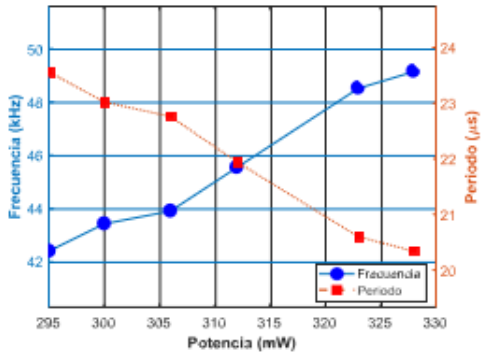


Fig.5 Variación de la frecuencia de repetición y del periodo en función de la potencia de bombeo

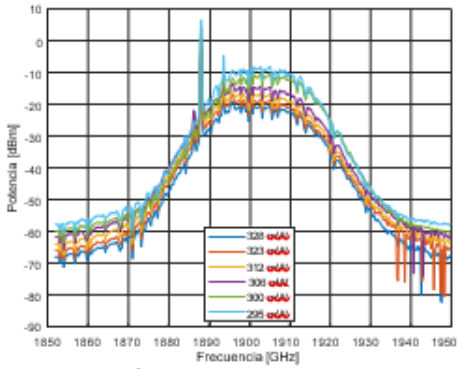


Fig.6 Espectros ópticos a diferentes niveles de potencia de bombeo.

La técnica de mapeo temporal 3D permitió observar detalladamente estas dinámicas. A alta potencia, se identificaron pulsos con una estructura uniforme y bien definida, mostrando coherencia en la dirección y forma de propagación. Por otro lado, cuando se redujo la potencia de bombeo, las estructuras pulsadas comenzaron a perder uniformidad, mostrando variaciones notables tanto en la forma como en la dirección de los pulsos.

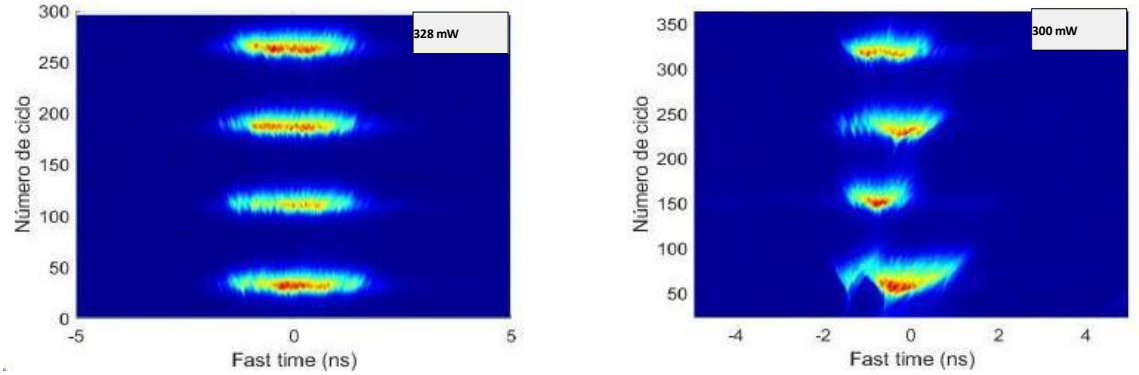


Fig.5 Mapeo espacio temporal de la evolución de los pulsos en el régimen Mode-locked Q-switched (328 mW y 300 mW)

Asimismo, en los análisis internos de los pulsos a potencias menores se evidenció que la

distribución energética dejó de ser uniforme, observándose una clara asimetría en la intensidad y la forma interna de los pulsos. Estas variaciones indican una transición hacia un régimen más complejo, posiblemente asociado con pulsos tipo noise-like o estructuras intermedias que presentan características parcialmente caóticas o no lineales.

Estos resultados reflejan una alta sensibilidad del sistema láser a las condiciones operativas, particularmente a la potencia de bombeo. El comportamiento distintivo observado, consistente en la deformación estructural y en el aumento del periodo entre pulsos, resulta clave para entender la dinámica intracavitaria compleja inducida por el PI-NOLM y la configuración figura-8 empleada.

CONCLUSIONES

La generación de estructuras pulsadas estuvo presentes dentro del láser, sin embargo, se observó una pérdida progresiva en la periodicidad y simetría de los pulsos al disminuir la potencia de bombeo con la que se formaron los pulsos. Lo anterior, asociado a las inestabilidades innatas de la configuración del sistema y a las bajas restricciones que tiene la polarización de la luz, si bien la arquitectura permite un amplio rango de formación de dinámicas, la evolución libre del estado de polarización puede derivar en distorsiones o la ruptura de las estructuras pulsadas.

BIBLIOGRAFÍA

1. D. Enikeev, & M. Taratkin, "Thulium Fiber Laser: Bringing Lasers to a Whole New Level," European Urology Open Science, 2023.
2. P. Kronenberg, & O. Traxer, "The laser of the future: reality and expectations about the new thulium fiber laser—a systematic review," Translational Andrology and Urology, 2019.
3. L. A. Rodríguez-Morales, O. Pottiez, I. Armas-Rivera, et al., "Study of complex instability in a Thulium-doped figure-eight fiber laser including a polarization-imbalanced NOLM with no polarization control," Optik - International Journal for Light and Electron Optics, 2024.
4. J. Liu, X. Li, S. Zhang, D. Yan, and C. Wang, “Broad-spectrum noise-like pulse and Q-switched noise-like pulse in a Tm-doped fiber laser,” Opt. Laser Technol., vol. 148, p. 107716, 2022, doi: 10.1016/j.optlastec.2021.107716.
5. J. Lauterio-Cruz et al., "Noise-like pulses and Q-switched mode-locking dynamics in a thulium-doped fiber ring laser," Optics and Photonics Latin America Conference (OPLAC), Optical Society of America, 2012, Paper LTh1D.5.
6. L. M. Gonzalez-Vidal, O. Pottiez, L. A. Rodriguez-Morales, et al., "Weak mode locking dynamics in a thulium-doped fiber laser," Optik - International Journal for Light and Electron Optics, 2025
7. R. López-Estopier et al., "Q-switched mode locking noise-like pulse generation from a thulium-doped all-fiber laser based on nonlinear polarization rotation," Results in Optics, vol. 5, p. 100115, 2021.
8. D. Myslinski, J. Chrostowski, and J. Minelly, "Q-switched thulium-doped fiber laser," Optics Communications, vol. 101, no. 5–6, pp. 285–290, 1993.
9. B. Ibarra-Escamilla et al., "Symmetric Nonlinear Optical Loop Mirror Used as Saturable Absorber in Mode-Locked Fiber Laser," Latin America Optics and Photonics Conference (LAOP), 2014, Paper LTu1A.3.
10. Z. Wang et al., “Q-switched-like soliton bunches and noise-like pulses generation in a partially mode-locked fiber laser,” Opt. Express, vol. 24, no. 13, pp. 14709–14716, 2016.
11. J. Gene, D.-I. Yeom, S.K. Kim, and S.D. Lim, “Long-cavity mode-locked thulium-doped fiber laser for high pulse energy,” Opt. Laser Technol., vol. 136, p. 106739, 2021.
12. R. López-Estopier et al., “Q-switched mode locking noise-like pulse generation from a thulium-doped all-fiber laser based on nonlinear polarization rotation,” Results in Optics, vol. 5, p. 100115, 2021, doi: 10.1016/j.rio.2021.100115.

LA PRODUCCIÓN DE BOSONES DE HIGGS H0 Y EL BOSÓN PESADO Z' EN UN FUTURO COLISIONADOR DE MUONES

Eligio Cruz Albaro[1], Alejandro B. Gutiérrez Rodríguez[1], David Espinosa Gómez[2], Leonardo D. Contreras Hernández[1], Francisco J. Gutiérrez Gómez[1]

[1]Unidad académica de Física de la Universidad Autónoma de Zacatecas.[2]Facultad de Ciencias Físico Matemáticas de la Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo.
elicruzalbaro88@gmail.com

RESUMEN

La búsqueda de nuevas partículas pesadas es una de las principales metas en la física de partículas. Tanto en colisionadores actuales como el Gran Colisionador de Hadrones (LHC) del CERN, como en futuros proyectos, se desarrollan esfuerzos significativos para detectar estas partículas y ampliar así nuestro entendimiento del universo. Recientemente, los experimentos ATLAS y CMS del LHC han observado la producción simultánea de cuatro quarks top, las partículas elementales más masivas conocidas. Este hallazgo es muy importante, ya que podría indicar la existencia de nuevas partículas pesadas más allá del Modelo Estándar (ME). En este trabajo investigamos la fenomenología de producción del bosón de Higgs pesado H_0 en asociación con un nuevo bosón pesado Z' predichos en el escenario del modelo Bestest Little Higgs (BLH). Este modelo ofrece una manera interesante de resolver el problema de la jerarquía sin recurrir al ajuste fino como sucede en el ME. De esta manera, en el contexto del modelo BLH, encontramos la sección eficaz del proceso $\mu^+\mu^- \to Z, Z' \to Z'H_0$, y determinamos el número total de eventos $Z'H_0$ que se podrían producir en un colisionador de muones.

INTRODUCCIÓN

En la naturaleza existen cuatro fuerzas fundamentales: la gravitacional, la electromagnética, la nuclear débil y la nuclear fuerte El ME de la física de partículas elementales es una teoría que explica satisfactoriamente las tres últimas fuerzas que rigen el comportamiento de las partículas elementales que componen la materia. Este modelo ha conseguido explicar con éxito casi todos los resultados experimentales obtenidos y ha predicho con una gran precisión una gran variedad de fenómenos. Sin embargo, el ME no ha sido capaz de explicar ciertos fenómenos que suceden en la naturaleza. Por ejemplo, el ME no incorpora la interacción gravitacional, otra de las dificultades que enfrenta el ME es el llamado problema de la jerarquía. El problema de la jerarquía se origina debido a que la masa del bosón de Higgs recibe correcciones cuánticas a nivel de uno o más lazos debido a los fermiones, los bosones de norma y al bosón de Higgs mismo, pero estas correcciones contienen divergencias que ocasionan que la masa del bosón de Higgs sea del orden de la escala de Planck. Sin embargo, recientemente se ha encontrado experimentalmente un bosón de Higgs con una masa de aproximadamente 125 GeV, muy por debajo de la escala de Planck. Una posible solución al problema de la jerarquía consiste en que haya cancelaciones muy grandes entre diversos parámetros del modelo, dicho de otra manera, el parámetro de "masa desnuda" del bosón de Higgs en el ME debe ser ajustado de tal manera que cancele casi por completo las correcciones radiativas y esto es lo que se conoce como ajuste fino. Sin embargo, este método está considerado como no natural por muchos físicos teóricos. Una alternativa para resolver este problema consiste en la postulación de modelos que van más allá del ME, también conocidos como modelos de extensión, estos ofrecen una solución al problema de la jerarquía sin recurrir al ajuste fino. Entre estos nuevos modelos, se encuentran los modelos Little Higgs donde se considera al bosón de Higgs como un pseudo-bosón de Goldstone que surge del rompimiento de una simetría global, además de aumentar el grupo de norma también generan compañeros a los bosones de norma, a los quarks y al bosón de Higgs del ME. El complejo mecanismo de rompimiento de las simetrías globales y locales logra que las contribuciones de los compañeros de las partículas mencionadas cancelen exactamente las divergencias, producidas por los diagramas de un lazo que contienen las partículas del ME. Una de las mejores versiones de los modelos Little Higgs se le conoce como el modelo BLH.

TEORÍA

El modelo BLH es un modelo reciente que ofrece una solución interesante al problema de la jerarquía sin recurrir al ajuste fino. Este nuevo modelo predice compañeros pesados de los bosones de norma, escalares y fermiones del ME. El BLH está basado en dos modelos sigma no lineales independientes. A la escala de energía f, el valor de expectación del vacío (vev) del campo Σ, $\langle\Sigma\rangle = 1_6$, rompe la primera simetría global $\mathrm{SO}(6)_A \times \mathrm{SO}(6)_B$ al grupo diagonal $\mathrm{SO}(6)_V$, y a la escala F, el campo Δ con su vev $\langle\Sigma\rangle = 1_6$, rompe la segunda simetría global $SU(2)_C \times SU(2)_D$ al subgrupo diagonal $SU(2)$. Después del rompimiento de la simetría aparecen 15 pseudobosones de Nambu-Goldstone: dos tripletes reales (ϕ^a y η^a, $a = 1,2,3$), dos vectores de Higgs h_1 y h_2 de $SO(4)$, y un singlete real σ. La incorporación de los campos escalares al campo Σ se estructura de la siguiente manera:

$$\Sigma = e^{i\Pi/f} e^{2i\Pi_h/f} e^{i\Pi/f}, \tag{1}$$

siendo Π y Π_h matrices complejas y antisimétricas proporcionados explícitamente en la referencia [1]. Por otro lado, los modos de Nambu Goldstone del campo sigma Δ están parametrizados como:

$$\Delta = F e^{2i\Pi_d/F}, \quad \Pi_d = \chi_a \frac{\tau^a}{2}, \tag{2}$$

donde χ_a denota a los pseudobosones y τ^a son las matrices de Pauli generadores del grupo $SU(2)$.

En el sector escalar del modelo BLH, el potencial de Higgs se construye a partir de los dobletes de Higgs h_1 y h_2 [1,2] de la siguiente manera

$$V = \frac{1}{2} m_1^2 h_1^T h_1 + \frac{1}{2} m_2^2 h_2^T h_2 - B_\mu h_1^T h_2 + \frac{\lambda_0}{2} (h_1^T h_2)^2. \tag{3}$$

A través de este potencial se genera el rompimiento espontáneo de la simetría que se logra cuando V alcanza su estado de mínima energía. Los vevs de los dobletes de Higgs, v_1 y v_2, se relacionan entre sí por el siguiente ángulo de mezcla,

$$\tan\beta = \frac{v_1}{v_2}. \tag{4}$$

Estos vevs también se relacionan con el vev del ME a través de $v^2 = v_1^2 + v_2^2$. En este sector, a partir de la diagonalización de la matriz de masa se generan tres campos escalares físicos neutros (h_0, H_0 y A_0) y dos campos escalares físicos cargados ($H^\pm$). Los cuatro parámetros en el potencial de Higgs m_1, m_2, B_μ y λ_0 se expresan en términos de parámetros accesibles fenomenológicamente, esto es, en función de las masas de los bosones h_0 y A_0:

$$\lambda_0 = \frac{m_{h_0}^2}{v^2}\left(\frac{m_{h_0}^2 - m_{A_0}^2}{m_{h_0}^2 - m_{A_0}^2 \sin^2 2\beta}\right), \tag{5}$$

$$B_\mu = \frac{1}{2}(m_{A_0}^2 + \lambda_0 v^2)\sin 2\beta, \tag{6}$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_{A_0}^2 = m_1 + m_2, \tag{7}$$

$$m_{H_0}^2 = \frac{B_\mu}{\sin 2\beta} + \sqrt{\frac{B_\mu^2}{\sin^2 2\beta} - 2\lambda_0 B_\mu v^2 \sin 2\beta + \lambda_0^2 v^4 \sin^2 2\beta}, \tag{8}$$

$$m_\sigma^2 = 2\lambda_0 f^2 \mathrm{K}_\sigma, \quad 1 < K_\sigma < \frac{16\pi^2}{\lambda_0(8\pi - \lambda_0)}. \tag{9}$$

Por otro lado, en el sector de norma del modelo BLH surgen los nuevos bosones de norma (Z', $W'^\pm$) cuyas masas de los nuevos bosones de norma (Z' y $W'^\pm$) están dados como sigue

$$m_{Z'}^2 = m_{W'^{\pm}}^2 + \frac{g^2 s_W^2 v^4}{16 c_W^2 (f^2+F^2)} \left(s_g^2 - c_g^2\right)^2, \quad (10)$$

$$m_{W'^{\pm}}^2 = \frac{g^2}{4 c_g^2 s_g^2}(f^2 + F^2) - m_{W^{\pm}}^2, \quad (11)$$

donde

$$s_g \equiv \sin\theta_g = \frac{g_A}{\sqrt{g_A^2+g_B^2}}, \;\; c_g \equiv \cos\theta_g = \frac{g_B}{\sqrt{g_A^2+g_B^2}}, \quad (12)$$

$$s_W \equiv \sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}}, \;\; g = \frac{g_A g_B}{\sqrt{g_A^2+g_B^2}}. \quad (13)$$

METODOLOGÍA

En nuestro calculo requerimos la anchura total de decaimiento del bosón Z'. Este se obtiene determinando las anchuras parciales de decaimiento de los procesos $Z' \to f_i \bar{f}_i$ ($f_i \equiv b, B, t, T, T_5, T_6, T^{2/3}, T^{5/3}$), $Z' \to W^+W^-$, $Z' \to Z h_0$, y $Z' \to Z H_0$. A partir de estos procesos, encontramos que

$$\Gamma_{Z'} = \sum_{f_i} \Gamma_{f_i \bar{f}_i} + \Gamma_{WW} + \Gamma_{Z h_0} + \Gamma_{Z H_0}. \quad (14)$$

La representación explícita de las anchuras parciales de decaimiento se proporciona en la referencia [3].

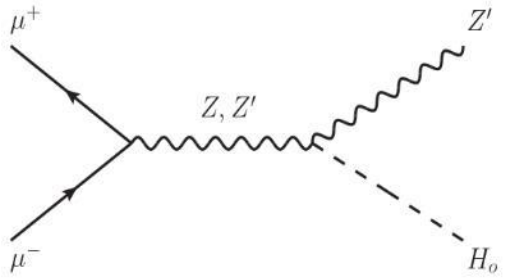


Figura 1. Diagrama de Feynman para el proceso de producción Higgs-strahlung $\mu^+\mu^- \to (Z, Z') \to Z' H_0$.

A partir de la Figura 1 y usando las reglas de Feynman dadas en [4] , determinamos las amplitudes de dispersión de los procesos $\mu^+\mu^- \to Z \to Z' H_0$ y $\mu^+\mu^- \to Z' \to Z' H_0$:

$$M_Z(\mu^+\mu^- \longrightarrow Z' H_0) = g_{ZZ'H_0}\left[\overline{v}(p_1)\gamma^\mu\left(g_V^{Z\mu\mu} - g_A^{Z\mu\mu}\gamma_5\right)u(p_2)\right]$$

$$\times\left[\frac{\left(\frac{-g_{\mu\nu}+p_\mu p_\nu}{m_Z^2}\right)}{(p_1+p_2)^2-m_Z^2-im_Z\Gamma_Z}\right]\varepsilon_\lambda^\nu(Z') \tag{15}$$

$$M_{Z'}(\mu^+\mu^-\longrightarrow Z'H_0)=g_{Z'Z'H_0}\left[\overline{v}(p_1)\gamma^\mu\left(g_V^{Z'\mu\mu}-g_A^{Z'\mu\mu}\gamma_5\right)u(p_2)\right]$$

$$\times\left[\frac{\left(\frac{-g_{\mu\nu}+p_\mu p_\nu}{m_{Z'}^2}\right)}{(p_1+p_2)^2-m_{Z'}^2-im_{Z'}\Gamma_{Z'}}\right]\varepsilon_\lambda^\nu(Z') \tag{16}$$

Usando las ecuaciones (15) y (16), calculamos las correspondientes secciones eficaces de producción

$$\sigma_Z^{Z'H_0}=\frac{\lambda}{192\pi}\left(\frac{(g_V^{Z\mu\mu})^2+(g_A^{Z\mu\mu})^2}{m_{Z'}^2}\right)\left(\frac{g_{ZZ'H_0}^2}{(s-m_Z^2)^2+(m_Z\Gamma_Z)^2}\right)\left(12m_{Z'}^2+\lambda^2 s\right), \tag{17}$$

$$\sigma_{Z'}^{Z'H_0}=\frac{\lambda}{192\pi}\left(\frac{(g_V^{Z'\mu\mu})^2+(g_A^{Z'\mu\mu})^2}{m_{Z'}^2}\right)\left(\frac{g_{Z'Z'H_0}^2}{(s-m_{Z'}^2)^2+(m_{Z'}\Gamma_{Z'})^2}\right)\left(12m_{Z'}^2+\lambda^2 s\right), \tag{18}$$

$$\sigma_{Z-Z'}^{Z'H_0}=\lambda\left(\frac{g_{Z'Z'H_0}g_{ZZ'H_0}}{96\pi}\right)\left(\frac{g_V^{Z\mu\mu}g_V^{Z'\mu\mu}+g_A^{Z\mu\mu}g_A^{Z'\mu\mu}}{m_{Z'}^2}\right)\left(12m_{Z'}^2+\lambda^2 s\right)$$
$$\times\frac{(s-m_Z^2)\left(s-m_{Z'}^2\right)+(m_Z\Gamma_Z)(\Gamma_{Z'}m_{Z'})}{((m_Z^2-s)^2+(m_Z\Gamma_Z)^2)((m_{Z'}^2-s)^2+(m_{Z'}\Gamma_{Z'})^2)}, \tag{19}$$

donde λ está dado como

$$\lambda(s,m_{Z'},m_{H_0})=[(1-\tfrac{m_{Z'}^2}{s}-\tfrac{m_{H_0}^2}{s})^2-\tfrac{4m_{Z'}^2m_{H_0}^2}{s^2}]^{\frac{1}{2}}. \tag{20}$$

Tabla 1. Constantes de acoplamiento vectorial y axial-vectorial del bosón Z (o Z') con los muones en el modelo BLH.

Vértices	Constantes de acoplamiento vectorial y axial-vectorial
$Z\bar{\mu}\mu$	$g_V^{Z\bar{\mu}\mu}=\frac{ig}{4c_W}(1-4s_W^2)$ $g_A^{Z\bar{\mu}\mu}=\frac{ig}{4c_W}$
$Z'\bar{\mu}\mu$	$g_V^{Z'\bar{\mu}\mu}=-\frac{igc_g}{8s_g}\left(2+\frac{(c_g-s_g)s_g^2(c_g+s_g)(c_W^2+s_W^2)v^2}{c_W^2(f^2+F^2)}\right)$ $g_A^{Z'\bar{\mu}\mu}=\frac{igc_g}{8s_g}\left(2+\frac{(c_g-s_g)s_g^2(c_g+s_g)(c_W^2-3s_W^2)v^2}{c_W^2(f^2+F^2)}\right)$

De esta manera, la sección eficaz de producción total para el proceso $\mu^+\mu^-\rightarrow Z'H_0$ se obtiene como

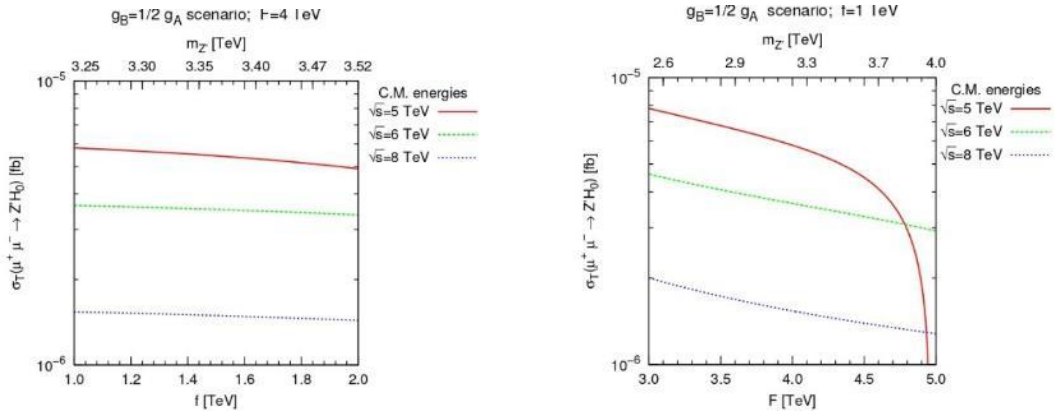
$$\sigma_T^{Z'H_0} = \sigma_Z^{Z'H_0} + \sigma_{Z'}^{Z'H_0} + \sigma_{Z-Z'}^{Z'H_0}. \quad (21)$$

Para llevar a cabo el análisis numérico del proceso Higgs-strahlung $\mu^+\mu^- \to Z'H_0$ en el contexto del modelo BLH, en la Tabla 2 proporcionamos los valores asignados a los parámetros involucrados en nuestro estudio.

Tabla 2. Parámetros involucrados en el análisis del proceso $\mu^+\mu^- \to Z'H_0$.

Parámetros	Valor	Referencias
g_A ($g_B = \frac{1}{2} g_A$)	$\sqrt{5}\, g$	[3]
m_{h_0}	125.25 GeV	[5]
m_{A_0}	1000 GeV	[6]
$\tan\beta$	$(1,10.45)$	[4]
Γ_Z	2.4952 ± 0.0023 GeV	[5]
f	[1000,2000] GeV	[1,4]
F	> 3000 GeV	[1,4]

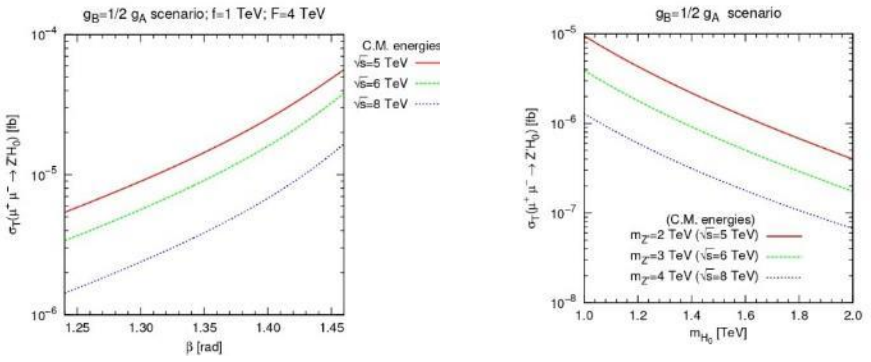
De esta manera, en la Figura 2 mostramos el comportamiento de la sección transversal total $\sigma_T^{Z'H_0}$ como una función de la escala de energía f o F, las diferentes curvas son generados para ciertos valores de la energía de centro de masas (C.M.) $\sqrt{s}$: $\sqrt{s} = 5000$ GeV, $\sqrt{s} = 6000$ GeV, y $\sqrt{s} = 8000$ GeV. En esta figura, la diferentes curvas que representan la sección eficaz $\sigma_T(\mu^-\mu^+ \to Z'H_0)$ muestran un comportamiento decreciente cuando la escala f o F toman valores cada vez más grandes. Para estos casos, la contribución numérica de $\sigma_T(\mu^-\mu^+ \to Z'H_0)$ está del orden de 10^{-6} fb. En los ejes superior horizontal de las Figuras. 2(a) y 2(b) se aprecia también el comportamiento del parámetro $m_{Z'}$ que depende de las escalas de la nueva física, f y F.



(a) (b)

Figura 2. a) La sección eficaz total del proceso $\mu^+\mu^- \to Z'H_0$ como una función de la escala de energía f. b) La sección eficaz total del proceso $\mu^+\mu^- \to Z'H_0$ como una función de la escala de energía F. En ambos escenarios, las curvas son generados para diferentes valores de la energía de centro de masa $\sqrt{s}$: $\sqrt{s} = 5000$ GeV, $\sqrt{s} = 6000$ GeV, y $\sqrt{s} = 8000$ GeV.

Con respecto a la Figura 3, en esta figura estudiamos el efecto de la variación de los parámetros β y m_{H_0} en la sección eficaz $\sigma_T^{Z'H_0}$: $\tan\beta \in [3,9]$ y $m_{H_0} \in [1000,2000]$ GeV. La sección eficaz de producción $\sigma_T(\mu^-\mu^+ \to Z'H_0)$ muestra una fuerte dependencia con respecto a los parámetros β y m_{H_0}, esto se aprecia en las diferentes curvas que sufren cambios considerables en los intervalos de análisis establecidos. En los dos escenarios, la mayor contribución numérica para $\sigma_T(\mu^-\mu^+ \to Z'H_0)$ se alcanza cuando la energía de C.M. $\sqrt{s} = 5000$ GeV. En general, $\sigma_T(\mu^-\mu^+ \to Z'H_0) \in [10^{-5}, 10^{-8}]$ fb.



(a) (b)

FIgura 3. a) La sección eficaz total del proceso $\mu^+\mu^- \to Z'H_0$ como una función del parametro β ($tan\,\beta \in [3,9]$). b) La sección eficaz total del proceso $\mu^+\mu^- \to Z'H_0$ como una función de la masa del bosón de Higgs H_0. Las curvas son generados para diferentes valores de la masa del bosón de norma Z'.

CONCLUSIONES

Es posible estimar el número esperado de eventos de producción de $Z'H_0$ en un futuro colisionador de muones. Para esto, consideramos la luminosidad integrada esperada del futuro colisionador de muones en la primera y segunda etapa de la operación [7], $L_{int} = 2\,000\,fb^{-1}\ o\ 20\,000\,fb^{-1}$, respectivamente. En este escenario experimental, observar el evento relacionado con el proceso $\mu^-\mu^+ \to Z'H_0$ será un gran desafío. Esto se debe a que el proceso mencionado, proporciona una sección eficaz de producción bastante suprimida ($\sigma_T(\mu^-\mu^+ \to Z'H_0) \sim [10^{-5}, 10^{-8}]$ fb), lo que aumenta la dificultad de observación.

BIBLIOGRAFÍA

[1] M. Schmaltz, D. Stolarski and J. Thaler, JHEP 1009, 018 (2010).

[2] P. Kalyniak, T. Martin and K. Moats, Phys. Rev. D 91, 013010 (2015).

[3] J. M. Martínez-Martínez, A. Gutiérrez-Rodríguez, E. Cruz-Albaro and M. A. Hernández-Ruíz, Chin. Phys. C 49, 073101 (2025).

[4] E. Cruz-Albaro and A. Gutiérrez-Rodríguez, Eur. Phys. J. Plus 137, 1295 (2022).

[5] R. L. Workman *et al.* (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2022, 083C01 (2022).

[6] G. Aad *et al.* (ATLAS Collaboration), Eur. Phys. J. C 81, 396 (2021).

[7] C. Accettura, D. Adams, R. Agarwal, C. Ahdida, C. Aimè, N. Amapane, D. Amorim, P. Andreetto, F. Anulli and R. Appleby, *et al.*, Eur. Phys. J. C 83, 864 (2023); Erratum: Eur. Phys. J. C 84, 36 (2024).

CONFIABILIDAD EN LOS CICLOS DE VIDA DE SISTEMAS REPARABLES

María Cristina Medel López[1], Francisco Solano Tajonar Sanabria[2], Fernando Velasco Luna[3], Hortensia Josefina Reyes Cervantes[4]

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas BUAP.[1] ml223470377@alm.buap.mx, [2] ftajonar@fcfm.buap.mx, [3]fvelasco@fcfm.buap.mx,
[4] hreyes@fcfm.buap.mx

RESUMEN

Los medios de producción han desarrollado sistemas y procesos cada vez más complejos y sofisticados, la confiabilidad de un producto pasó de consistir en la ausencia de defectos al momento en que salía de una fábrica, a convertirse en un concepto que engloba también la Disponibilidad, Mantenibilidad y Seguridad, RAMS por sus siglas en inglés[1]. La confiabilidad es de manera particular, la probabilidad de que un sistema cumpla con su función bajo entornos operacionales específicos, por lo menos hasta un tiempo *t*, los sistemas reparables renuevan su confiabilidad después de un proceso de reparación, sin embargo, esta no puede exceder la confiabilidad inherente, propia de la etapa de diseño que da origen al sistema[2], en consecuencia, eventualmente el sistema tendrá que ser retirado o desmantelado. Debido al aumento de la capacidad de producción en diferentes industrias, el volumen de residuos también ha incrementado, por lo que una vez que el sistema llega al final de su ciclo de vida útil, es importante determinar las acciones de desmantelamiento y deshecho. La teoría de confiabilidad permite llevar a cabo un estudio de cada etapa en el ciclo de vida de un sistema, y se desarrolla a partir de la teoría de probabilidad y de la teoría de estadística[4]. En el presente trabajo, se exponen los resultados del estudio de los elementos que conforman un análisis de confiabilidad sobre el ciclo de vida de un sistema reparable, la teoría de probabilidad permite modelar el desarrollo de los ciclos de reparación como un proceso de renovación en los que se destaca el modelo gamma y el modelo de Wald[8], de igual forma se presentan los elementos de la teoría para la planeación y manejo de un sistema que ha terminado su ciclo de vida útil, componente de la teoría que se ha desarrollado en años recientes debido a la necesidad de incorporar la sostenibilidad y responsabilidad ambiental como respuesta a las crisis climáticas y medio ambientales actuales. Se concluye que la teoría de confiabilidad atiende a los intereses del sector productivo en cuanto a ser una herramienta para generar competitividad en los mercados y riqueza en las sociedades, pero también es relevante para proteger a los consumidores, y al medio ambiente, ya que las industrias deben considerar el impacto que tiene la producción en masa de los sistemas o componentes que se comercializan, dando lugar a priorizar la calidad, reutilización de materiales y en general al mayor aprovechamiento de los recursos naturales, tecnológicos y sociales.

INTRODUCCIÓN

Un sistema se entiende como un conjunto de componentes (eléctricas, electrónicas o mecánicas) que se conectan entre sí de tal forma que cuando las componentes funcionan en conjunto el sistema realiza una acción o proceso para el que fue diseñado. De manera general un sistema puede clasificarse como reparable o no reparable, dicha clasificación depende de las políticas internas de la empresa que realiza análisis costo beneficio de ejecutar una reparación[9].

En las industrias los sistemas forman parte del proceso de producción y en algunos casos son el producto final, sin embargo, los sistemas fallan, y aunque sean susceptibles de reparación el ciclo de vida de cualquier sistema es finito, por lo tanto, es importante contar con las herramientas teóricas y metodológicas necesarias para predecir el tiempo en que un sistema no reparable falla, el tiempo entre fallas, número de fallas y tiempo de reparación de sistemas reparables. Esto genera mayor control o gestión de la incertidumbre, y con ello una mayor eficiencia en la producción y mayor competencia en el mercado.

En el caso de un sistema reparable, el estado operacional de un sistema puede restaurarse luego de una falla por medio de un proceso de reparación, sin embargo, eventualmente las reparaciones serán menos efectivas, por lo que el ciclo de vida del sistema llegará a su fin. Existen dos ramas importantes en el estudio de la confiabilidad de sistemas reparables, el nivel de reparación y la causa de la falla.

Hasta 1960 el estudio de sistemas reparables estaba limitado a considerar solo dos posibles escenarios, una reparación perfecta la cual se modela como un Proceso Ordinario de Restauración (POR), o bien, una reparación mínima, la cual corresponde a un Proceso de Poisson no Homogéneo (PPNH), después de esta década se han desarrollado estudios que consideran un estado de reparación más general entre ambos extremos, el cual se denomina Proceso Generalizado de Restauración (PGR)[9], este último enfoque es más realista y permite realizar mejores estimaciones de las figuras importantes en este caso, como lo son el tiempo promedio para la falla y número de fallas en un intervalo de tiempo determinado, disponibilidad, entre otras.

La otra parte importante en el estudio de la confiabilidad de sistemas reparables se ocupa de la comprensión de la falla, un ejemplo de esto corresponde a entender la física detrás de la falla, por medio de lo que se denomina análisis de carga-resistencia, sin embargo, otro enfoque que ha generado gran interés es el análisis de la conexión entre componentes, por medio de diagramas de bloques y árboles de falla[3]. Los diagramas de bloques permiten visualizar si las componentes funcionan en algún tipo de estructura, por ejemplo, en serie, en paralelo, *k-out-of-n*, o con estructura mixta, y la falla o el funcionamiento del sistema queda explicado como combinaciones de componentes que se encuentran en un estado de falla o funcionamiento, por otro lado, el árbol de fallas describe la interacción entre subsistemas de un sistema más grande y hace más eficiente la tarea de identificar los eventos que más riesgo de falla representan a nivel general.

El funcionamiento de las componentes o subsistemas se estudia desde la perspectiva estadística a través de los tiempos de falla que se registran por medio de un muestreo, con ello se hacen inferencias estadísticas que permitan asociarles una distribución probabilística paramétrica o no paramétrica, en la teoría de confiabilidad, una de las distribuciones más utilizadas es la Weibull. Conocer la distribución del tiempo de falla de las componentes, y la forma en que se conectan, hace posible conocer las probabilidades de interés ya que estas se obtienen a partir de funciones de variables aleatorias las cuales se pueden deducir de forma analítica o con métodos numéricos como el método de Monte Carlo[9].

De lo explicado anteriormente se comprende mejor la importancia de los datos de tiempos de falla, en un escenario ideal, después de seleccionar una muestra aleatoria de sistemas, subsistemas o componentes, todos sus tiempos de falla son observados y registrados, con lo que se realiza la inferencia estadística, sin embargo, en un escenario más realista los costos requeridos para tal efecto pueden ser muy elevados, es por ello por lo que se recurre a diseños experimentales que restringen tiempos de falla hasta un determinado tiempo límite de observación, o número de fallas observado, dando como resultado lo que se denomina una muestra censurada, la teoría de confiabilidad cuenta con métodos que incorporan estos casos ya que generan una mejor estimación de las probabilidades de interés. En el mundo real existen características que la teoría debe cubrir, por ejemplo, si bien es posible observar datos de tiempos de falla, estos son registrados por personas, o por máquinas que operan personas, el factor humano da lugar a situaciones de datos perdidos, ya sea porque se observaron y no se registraron o se registraron de forma incorrecta, en estudios recientes se ha demostrado el buen desempeño de la distribución Gamma así como de la Gaussiana Inversa para modelar bases de datos con datos perdidos, otro elemento importante en la vida real es la necesidad de economizar costos, por lo que, una alternativa en la recopilación de datos son las pruebas de vida aceleradas.

El ciclo de vida de un sistema reparable se conforma por las etapas de investigación, desarrollo, producción, instalación, operación y eliminación del producto. La teoría de confiabilidad actualmente forma parte de un análisis más amplio que involucra la disponibilidad del sistema, que se obtiene a

partir de las tasas de falla y de reparación, así como del mantenimiento, el cual se planea de acuerdo con la identificación de subsistemas o componentes que generan más riesgo de falla, los tiempos de falla estimados, tiempos de reparación y una valoración costo beneficio de las estrategias de mantenimiento viables. Por medio de un análisis de confiabilidad es posible aprovechar al máximo o incluso extender el ciclo de vida de un sistema reparable, sin embargo, el ciclo de vida útil es finito y llega la etapa de desmantelamiento o destrucción.

En este trabajo se aborda la discusión sobre qué pasa con un sistema o producto generado por la industria en la última etapa de su ciclo de vida, ante las crisis climáticas y sociales actuales generadas por la contaminación, sobreproducción y desperdicio, con un enfoque desde la teoría de confiabilidad.

TEORÍA

La clasificación de los sistemas es importante para la gestión de los sistemas, subsistemas o componentes y en consecuencia también de los procesos que realizan. Un sistema reparable tiene las siguientes características[9]:

- Su condición operativa puede restaurarse después de que ocurre una falla.
- En su ciclo de vida útil ocurre más de una falla.
- Las variables aleatorias de interés son los tiempos entre fallas y el número de fallas hasta un tiempo $\boldsymbol{t}$.
- Algunos elementos importantes para el estudio desde esta perspectiva son la tasa de fallas denotada generalmente como $\boldsymbol{\lambda(t)}$ y tasa de reparación denotada por $\boldsymbol{\mu(t)}$.

Determinar si un sistema es reparable o no, es una tarea que no solo considera las características físicas del sistema, sino también un análisis que contemple los costos de una reparación comparada con los beneficios de realizarla.

La confiabilidad de un sistema al tiempo *t* es la probabilidad de que el sistema opere al menos hasta el tiempo *t*, por lo tanto, guarda una relación complementaria con la probabilidad de falla al tiempo *t*.

Definición. Sea *T* la variable aleatoria que modela el tiempo para la falla de un sistema cuya función de distribución es *F*(*t*), entonces, la confiabilidad del sistema denotada como *R*(*t*), se define como[2],

$$\boldsymbol{R(t) = P(T > t) = 1 - P(T \leq t) = 1 - F(t)} \qquad \textbf{(1)}$$

Además de la función de confiabilidad otra figura importante en el estudio de la confiabilidad de un sistema, es la tasa de fallas, la cual se define a continuación.

Definición. Sea $\boldsymbol{T}$ la variable aleatoria que representa el tiempo para la falla de un sistema, con *F*(*t*) su función de distribución, la tasa de falla, denotada por $\boldsymbol{h(t)}$, es una función que se define[2] como en (2)

$$\boldsymbol{h(t) = \frac{f(t)}{R(t)}} \qquad \textbf{(2)}$$

La definición anterior presenta la caracterización más utilizada de la tasa de falla, la cual se define de manera más formal como la probabilidad de que un sistema que ha funcionado hasta un tiempo *t*, falle en el instante siguiente, es decir, permite medir el riesgo de ocurrencia de falla. El comportamiento de la tasa de falla aporta mucho a la comprensión de la ocurrencia de fallas, en la Figura 1 se muestran tres etapas de cambio en la tasa de falla que corresponde a etapas distintas del ciclo de vida de un sistema.

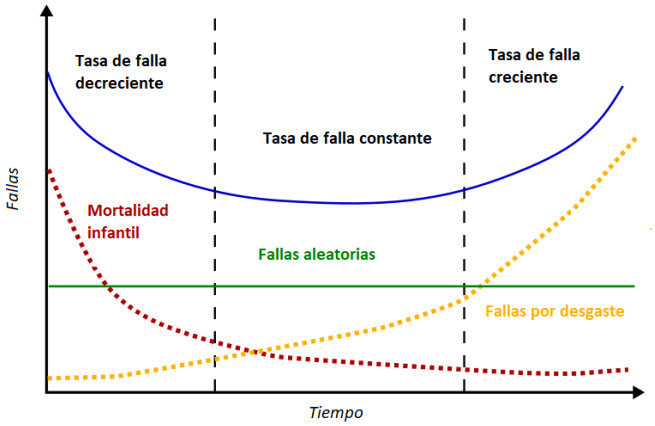


Figura 1. La tasa de falla de un sistema puede representar comportamientos distintos, la curva de bañera se conforma de tres etapas con tendencias diferentes (*Medel, et al, 2024*).

La ocurrencia de fallas es un fenómeno aleatorio el cual implica un factor de riesgo, este debe ser estudiado para tomar mejores decisiones en todos los niveles de funcionamiento de un sistema, así como de una estrategia de mantenimiento, en la Figura 2 se esquematiza la estructura del estudio[9].

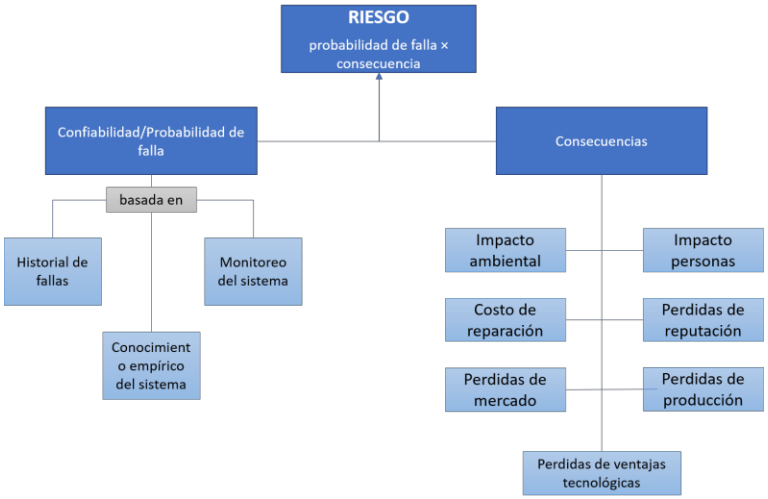


Figura 2. *Riesgo y su relación con la confiabilidad (Yañez, et al, 2004)*

Procesos de conteo y renovación.

Dado un sistema reparable, el tiempo entre fallas y el número de fallas en un intervalo de tiempo determinado son estudiados por medio de variables aleatorias, las cuales se definen a continuación[6]:

- Tiempo entre la *n*-1 y la *n*-ésima falla, se puede denotar como $\boldsymbol{T_n}$.
- Número de fallas hasta el tiempo *t*, la cual se suele denotar como $\boldsymbol{N(t)}$.

La variable aleatoria $\boldsymbol{N(t)}$, es en realidad un elemento de la familia $\{\boldsymbol{N(t)}\}_{\boldsymbol{t\geq 0}}$, este es un proceso estocástico conocido como proceso de conteo los cuales, como su nombre lo indica, cuentan el número de eventos que ocurren en un intervalo de tiempo definido. Un proceso de conteo muy conocido es el Proceso de Poisson (PP) el cual satisface tener incrementos estacionarios, independientes y no admitir explosiones.

En un proceso de conteo es posible calcular la distribución de $\boldsymbol{N(t)}$ a partir de los tiempos de interarribo, es decir, de las variables aleatorias $\boldsymbol{T_1, T_2, \ldots, T_n}$, ..., lo cual se expresa en la ecuación (3)

$$\boldsymbol{P(N(t) \leq k) = P(T_1 + T_2 + \cdots + T_k \leq t)} \qquad \textbf{(3)}$$

El PP se caracteriza por que la distribución de los tiempos de inter arribo (tiempo entre fallas) son variables aleatorias independientes idénticamente distribuidas (v. a. i. i. d.) con distribución exponencial $\boldsymbol{exp(\lambda)}$, donde $\boldsymbol{\lambda}$ representa la tasa de fallas y es constante. Por otro lado, $\boldsymbol{N(t)}$ tiene una distribución Poisson $\boldsymbol{Po(\lambda t)}$.

Este proceso de conteo sería adecuado para modelar la dinámica de un sistema reparable conformado por pocas piezas que funcionen de forma independiente y se encuentre bajo una política de reparación que consista en que, al presentarse la falla se valorare el estado de cada componente y se reemplacen aquellas identificadas como defectuosas. Sin embargo, en la vida real los sistemas, así como sus fallas y reparaciones no se ajustan a escenarios tan simples. La forma en que funcionan las piezas puede atender a estructuras más complejas y la reparación puede no ser perfecta, puede ser en cambio mínima o general.

En caso de tratarse de una reparación mínima, es decir, dejar al sistema tan malo como antes de fallar, se puede utilizar una versión del PP, llamada Proceso de Poisson no Homogéneo (PPNH), la cual se diferencia por tener una tasa de falla no constante, sino como una función del tiempo, $\boldsymbol{\lambda(t)}$, esto quiere decir que el peligro de que ocurra una falla varía en distintas etapas del ciclo de vida útil del sistema.

En un PP, los tiempos de interarribo tienen una distribución exponencial, a partir de lo cual se determina la distribución de las figuras de interés de dicho proceso o de otras versiones del mismo como el PPNH. Cuando los tiempos de interarribo son v. a. i. i. d. con una distribución arbitraria, el caso es más general y se denomina Proceso de Renovación (PR)[6].

Definición. Sea $\{\boldsymbol{X_n}\}_{\boldsymbol{n\in\mathbb{N}}}$ una sucesión de v. a. i. i. d. con función de distribución *F*, tal que $\boldsymbol{F(0) < 1}$, las cuales representan los tiempos de interarribo, se define $\boldsymbol{S_0 = 0}$ y para $\boldsymbol{n \geq 1}$,

$$\boldsymbol{S_n = \sum_{i=1}^{n} X_i} \qquad \textbf{(4)}$$

Por lo que $\boldsymbol{S_n}$ es el tiempo para la *n* ésima falla, por lo que el número de fallas al tiempo *t*, denotado por $\boldsymbol{N(t)}$, es

$$\boldsymbol{N(t) = max\{n|\, S_n \leq t\}} \qquad \textbf{(5)}$$

El proceso $\boldsymbol{\{N(t)\}_{t\geq 0}}$, es llamado un Proceso de Renovación.

En investigaciones recientes el estudio de sistemas reparables con reparación general se aborda con lo que se denomina Proceso de Renovación con Tendencia (PRT), el cual es más flexible al no requerir que los tiempos de interarribo se distribuyan de forma independiente e idéntica, permitiendo modelar de mejor forma fenómenos de envejecimiento o desgaste y de procesos de reparación general los cuales terminan por influir en el tiempo de la próxima falla, en la Figura 3 se representa de forma más clara esta idea.

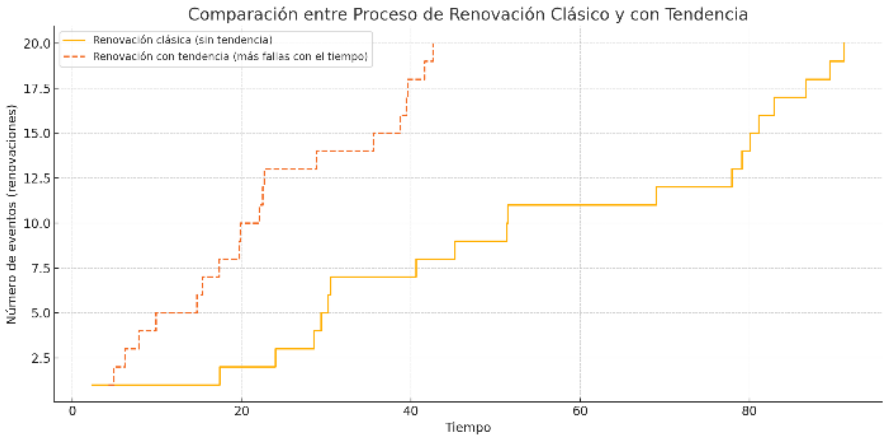


Figura 3. *Comparación de la ocurrencia de eventos en un Proceso de Renovación (PR) y un Proceso de Renovación con Tendencia (PRT) (Imagen generada con ChatGPT, OpenAI, 2025).*

Estructura de sistemas y árboles de falla.

Para estudiar la confiabilidad de un sistema es necesario comprender cómo ocurre la falla, para ello existen herramientas y métodos que descomponen al sistema en componentes o subsistemas y hacen posible visualizar cómo interactúan entre sí para lograr que el sistema en conjunto funcione, así como explicar la falla general como una combinación de fallas en niveles más bajos, es decir, a nivel subsistemas o componentes[6].

Los diagramas de bloques esquematizan la forma en que se conectan las componentes, estas pueden funcionar de acuerdo con una estructura elemental: en serie, en paralelo o como un arreglo $\boldsymbol{k-out-of-n}$, como se observa en la Figura 4.

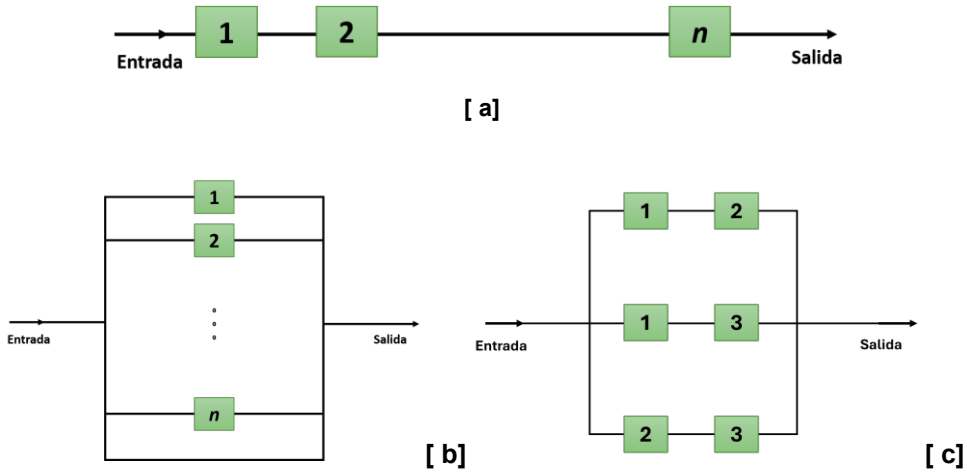


Figura 4. *Ejemplos de estructuras elementales [a] estructura en serie, [b] estructura en paralelo y [c] ejemplo de estructura k-out-of-n, para el caso 2-out-of-3 (Medel, et al, 2024).*

O bien, su estructura puede ser mixta, es decir, una combinación de estructuras elementales como se ve en la Figura 5.

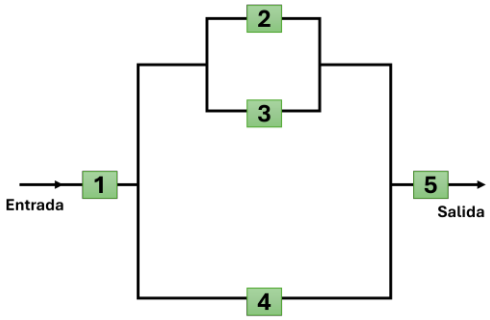


Figura 5. Ejemplo de una estructura mixta, un arreglo en paralelo, en el que se combina la estructura en paralelo y en serie.

La información de la estructura permite obtener la confiabilidad del sistema como función de la confiabilidad de las componentes. Por ejemplo, si se tiene un sistema conformado por tres componentes idénticas modeladas con v. a. 's con distribución $\boldsymbol{F(t)}$, las cuales están conectadas en serie, la confiabilidad del sistema al tiempo *t*, es $\boldsymbol{R_{sist}(t) = P(T_1 \geq t, T_2 \geq t, T_3 \geq t) = \left(1 - F(t)\right)^3}$. En la Tabla 1, se presenta la forma en que se calcula la confiabilidad para casos en los que las componentes están conectadas de acuerdo con alguna estructura elemental[6].

Sistema en serie	Sistema en paralelo	Sistema $\boldsymbol{k - out - of - n}$
Conformado por *n* componentes independientes, con $\boldsymbol{R_i(t)}$ la función de confiabilidad de la componente *i.*		Conformado por *n* componentes modeladas por v. a. i. i. d. con función de confiabilidad común $\boldsymbol{r(t)}$.
$\boldsymbol{R(t) = \prod_{i=1}^{n} R_i(t)}$	$\boldsymbol{R(t) = 1 - \prod_{i=1}^{n} \left(1 - R_i(t)\right)}$	$\boldsymbol{R(t) = \sum_{i=k}^{n} \binom{n}{i} \left(r(t)\right)^i \left(1 - r(t)\right)^{n-i}}$

Tabla 1. *Cálculo de la confiabilidad de sistemas con estructuras elementales: en serie, en paralelo y k-out-of-n.*

Para sistemas conformados por pocas componentes, conectados de acuerdo con una estructura mixta, es posible determinar la función de confiabilidad combinando los resultados de la Tabla 1, sin embargo, cuando el número de componentes aumenta, y sus distribuciones son diferentes, o más complicadas, es más complejo determinar de forma analítica a la función de confiabilidad, por lo que se recurre al cálculo de cotas superiores e inferiores por medio de métodos como el de inclusión, exclusión[3].

Los árboles de falla descomponen al sistema en subsistemas y sirven para identificar las combinaciones mínimas de fallas en dichos niveles las cuales generan un evento tope, es decir, una falla general, esta herramienta a diferencia de los diagramas de bloques, considera también el factor humano, es decir, errores del operador para manipular subsistemas físicos, o bien para ejecutar procesos o métodos establecidos, es posible que el árbol no muestre las fallas de todos los subsistemas a detalle, ya que la prioridad es visualizar el funcionamiento y combinaciones mínimas para una falla global, por ello es una herramienta más general, en la Figura 6 se presenta un ejemplo de un árbol de falla.

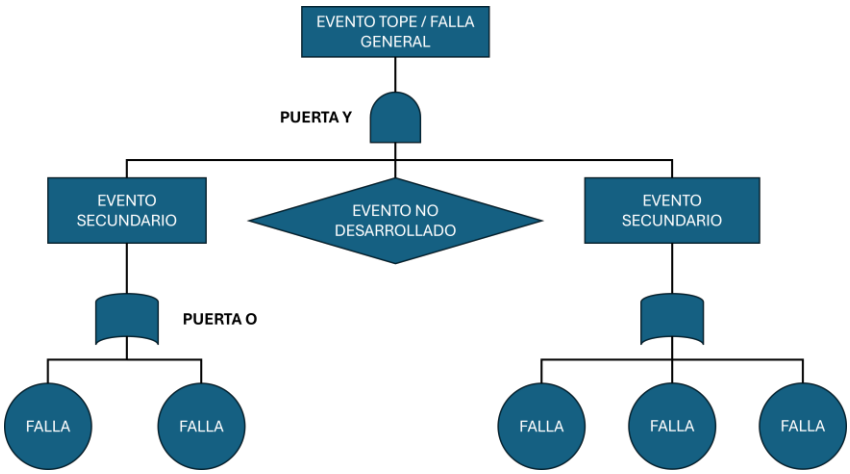


Figura 6. Ejemplo de un árbol de falla con dos eventos secundarios o fallas en subsistemas y una falla no desarrollada.

A partir del desarrollo de un árbol de falla, se realiza un proceso de reducción el cual se basa en propiedades del álgebra booleana, posteriormente se realiza una cuantificación de la probabilidad de ocurrencia de una falla global, para ello se recurre nuevamente a la confiabilidad de subsistemas.

Datos.

Los diagramas de bloques y los árboles de falla permiten cuantificar la probabilidad de falla del sistema completo, a partir de la confiabilidad de las componentes o subsistemas. De la ecuación (1) se observa que, para determinar dicha probabilidad, es necesario conocer la distribución del tiempo para la falla de las componentes.

Es posible determinar la distribución de una población a partir de una muestra por medio de pruebas de bondad de ajuste, para ello se realizan hipótesis sobre la posible distribución de los datos; en la teoría de confiabilidad, existen distribuciones paramétricas de uso recurrente por su buen desempeño para modelar diferentes comportamientos de tasa de falla (creciente, decreciente o constante), como la Weibull o la Gamma, cuando los test de bondad de ajuste no tienen valores aceptables, se opta por distribuciones no paramétricas.

La muestra para caracterizar el tiempo de falla de un componente está conformada por tiempos de falla observados y registrados en un intervalo de tiempo determinado. En un escenario idóneo, además de la preferencia por una muestra grande o al menos representativa de la población, todos los tiempos de falla de la muestra se observan y registran, sin embargo, en un escenario más realista, por cuestiones de costos no es posible extender un periodo de observación lo suficiente como para alcanzar el tiempo de falla de todos y cada uno de los elementos de la muestra, por lo que se recurre a la censura de la muestra o a pruebas de vida acelerada. A continuación, se presenta la definición de tiempos de falla censurados.

Definición. Sean $\boldsymbol{T_1, T_2, \dots, T_n}$ las v. a. i. i. d. que representan los tiempos de falla de cada elemento de la muestra, se denota por $\boldsymbol{t_i}$ a la realización u observación del tiempo de falla observado del *i*-ésimo elemento de la muestra, cuando $\boldsymbol{t_i}$ no es observado se pueden determinar cotas inferiores y superiores dando lugar a la censura de los datos, esta puede ser del tipo I o del tipo II, de acuerdo con las siguientes definiciones[3].

- Censura Tipo I. Cada componente es observada como máximo hasta un tiempo fijo. Sea $\boldsymbol{c_i}$ el tiempo máximo hasta el cual se admite la observación de la componente *i*-ésima, los datos obtenidos de la muestra son el conjunto $\boldsymbol{DATA = \{min(t_i, c_i) | i = 1, \dots, n\}}$.

- Censura Tipo II. Todos los artículos de la muestra son observados a partir de un mismo tiempo y se finaliza el registro después de que *r* fallos ocurren. Es decir, solo se observan los *r* tiempos de fallo más pequeños de la muestra, o bien $\boldsymbol{DATA} = \{\boldsymbol{t_{(i)}}|\boldsymbol{i} = \boldsymbol{1}, \dots, \boldsymbol{r}\}$ y de los otros $\boldsymbol{n} - \boldsymbol{r}$ artículos se queda el registro de su tiempo censurado en común.

Cuando se plantea una distribución paramétrica como una candidata a modelar el tiempo de falla de una componente, lo que sigue es emplear un método de estimación de los parámetros de dichas distribuciones.

Los estimadores obtenidos por el método de máximo verosimilitud tienen características deseables como de ser suficientes e insesgados. Sea una muestra $\boldsymbol{t} = \{\boldsymbol{t_1}, \dots, \boldsymbol{t_n}\}$ de elementos de una población con una función de densidad de probabilidad (fdp) $\boldsymbol{f}(\boldsymbol{t}|\boldsymbol{\theta})$, con $\boldsymbol{\theta}$ un vector de *k* parámetros con valores desconocidos, los estimadores de dichos parámetros se obtienen el realizar los siguientes pasos[3]:

- Paso I. Obtener la función de verosimilitud

$$\boldsymbol{L}(\boldsymbol{\theta}|\boldsymbol{t}) = \boldsymbol{L}(\boldsymbol{\theta_1}, \dots, \boldsymbol{\theta_k}|\boldsymbol{t_1}, \dots, \boldsymbol{t_n}) = \prod_{i=1}^{n} \boldsymbol{f}(\boldsymbol{x_i}|\boldsymbol{\theta_1}, \dots, \boldsymbol{\theta_k}) \quad \textbf{(6)}$$

- Paso II. Derivar parcialmente la función $\boldsymbol{L}(\boldsymbol{\theta}|\boldsymbol{t})$ con respecto a $\boldsymbol{\theta_i}$ para $\boldsymbol{i} = \boldsymbol{1}, \dots, \boldsymbol{n}$ e igualar a cero, plantear un sistema de ecuaciones.
- Paso III. Resolver el sistema de ecuaciones y determinar la estadística que estima cada parámetro.

Cuando las muestras tienen datos censurados podría optarse por descartarlos del cálculo de los estimadores, sin embargo, de manera general esto tiende a subestimar la verdadera confiabilidad del sistema.

La función de verosimilitud para una muestra con datos censurados requiere definir dos conjuntos[3], $\boldsymbol{U} = \{\boldsymbol{i}|\boldsymbol{t_i} < \boldsymbol{c_i}\}$ y $\boldsymbol{C} = \{\boldsymbol{i}|\boldsymbol{t_i} > \boldsymbol{c_i}\}$, estos corresponden a los elementos de la muestra cuyo tiempo de falla fue observado y los tiempos de falla que fueron censurados, en muchos casos dentro del estudio de la confiabilidad de una componente o artículo, el tiempo de censura para todos los elementos de la muestra es el mismo, denotado por $\boldsymbol{c}$, por lo que $\boldsymbol{C} = \{\boldsymbol{i}|\boldsymbol{t_i} > \boldsymbol{c}\}$.

$$\boldsymbol{L}(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{\theta}) = \prod_{i \in U} \boldsymbol{f}(\boldsymbol{t_i}, \boldsymbol{\theta}) \prod_{i \in C} \boldsymbol{R}(\boldsymbol{c}, \boldsymbol{\theta}) \quad \textbf{(7)}$$

Tal como puede verse en (7), los datos censurados se incorporan con la función de confiabilidad evaluada en aquellos elementos de la muestra que rebasaron el límite de tiempo de observación *c*, en general incluir estos datos produce un efecto de mejora en la estimación de la confiabilidad de la componente o artículo.

En algunos casos el problema no solo es la censura si no que los datos, aunque sean observados pueden registrarse de forma incorrecta o perderse, afectando la información disponible para realizar la estimación, W. Si *et al,* en 2018 desarrollaron una técnica para tratar con este problema, basado en el modelo de procesos de renovación con tendencia y con tiempos de interarribo con distribuciones Gamma o Gaussiana Inversa.

Ciclo de vida.

Todos los sistemas tecnológicos tienen un ciclo de vida finito, desde la investigación, planeación y diseño, hasta la producción, uso y finalmente la eliminación del sistema, en la Figura 7 se presenta un esquema con las etapas básicas en el desarrollo de un sistema.

En la parte gris del esquema se agrupan las etapas de análisis, planeación, diseño y desarrollo del sistema; en cada una de ellas se tienen procesos específicos, así como las medidas para cuantificar su eficiencia, por ejemplo, la etapa de planeación requiere de estudios de mercado, la etapa de diseño involucra una definición de la composición del sistema en la que se cuantifiquen los riesgos

de fallas y se establezca el entorno operacional sobre el cual se harán pruebas de confiabilidad del sistema, la etapa de desarrollo da lugar a un análisis de prototipos, lo cual complementa la etapa de diseño.

Una vez que los requerimientos de seguridad y calidad del sistema han sido satisfechos, al mismo tiempo que se tiene un plan de producción aprobado en una evaluación de costos se llega a la etapa de producción, en esta etapa la confiabilidad inherente del sistema la cual es la máxima confiabilidad que el sistema puede tener ya que se establece desde el diseño y desarrollo, depende de una producción confiable en cuanto a los procesos de manufactura o programación involucrados.

Las secciones de la Figura 7 resaltadas en color azul marino corresponden a lo que se denomina ciclo de vida útil, en el caso de un sistema reparable, existen acciones de reparación ante la ocurrencia de fallas que reanudan el estado operativo del sistema, esto forma parte de lo que se denomina mantenimiento correctivo, por otro lado, en función de la información disponible se diseñan acciones que prevengan la ocurrencia de fallas, como monitoreos periódicos, instalación de sensores, etcétera, lo cual forma parte de lo que se denomina, mantenimiento preventivo. Otro tipo de mantenimiento es el predictivo y se basa en análisis de confiabilidad con enfoque estadístico al tener repositorios de historial de fallas, o un estudio profundo de la física de la falla.

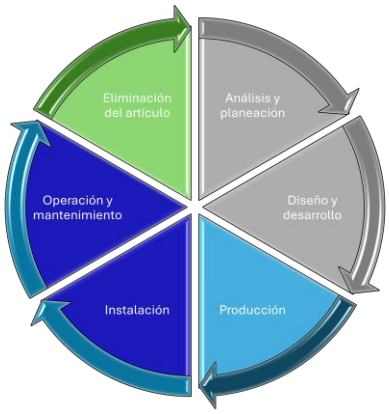


Figura 7. Principales etapas en el ciclo de vida de un sistema.

Eventualmente el sistema terminará con su ciclo de vida útil y llegará a su última etapa la cual consiste en la eliminación del sistema, esta etapa implica un desmantelamiento del sistema, es posible que algunos elementos de este sean reciclables o reutilizables, por lo que algunas componentes o subsistemas son destinados a lugares para su aprovechamiento o reciclaje, sin embargo, todo aquello que no se utiliza se convierte en basura.

Última etapa del ciclo de vida de un sistema tecnológico

La industria de la tecnología ha crecido a un ritmo acelerado en los últimos años debido a los desarrollos científicos y tecnológicos más actuales, lo cual implica la demanda de nuevos dispositivos y el desplazamiento de otras grandes cantidades de artículos que se vuelven obsoletos. Por ejemplo, recientemente se han incorporado en diferentes sectores humanos la *Generative Artificial Intelligence* (GenAI) que es un tipo de inteligencia artificial que crea contenido, como texto, imágenes, vídeo, música, etcétera, la GenAI requiere importantes recursos computacionales para entrenar sus modelos generando un incremento en los deshechos electrónicos, Peng Wang y su equipo realizaron un estudio en el que se estima una acumulación de 1.2 a 5 millones de toneladas de desechos entre 2020 y 2030, como resultado del futuro desarrollo de la GenAI[7]. Es por ello por lo que ante la producción masiva de sistemas tecnológicos y su deshecho se convierte en un asunto aún más relevante el diálogo y acuerdos sobre las acciones que atiendan a la problemática de la contaminación tecnológica.



Figura 8. *E-waste*, termino empleado para referirse a la basura genera la industria de la tecnología cuando sus productos llegan al final de su ciclo de vida útil.

En los Estados Unidos Mexicanos, existen leyes que regulan y sancionan las acciones de las empresas que producen diversos productos o sistemas, entre ellos los sistemas tecnológicos, estas son la Ley General Para la Prevención y Gestión Integral de los Residuos (LGPGIR) y la Ley Federal de Responsabilidad Ambiental (LFRA).

La LGPGIR señala la responsabilidad de los elementos en la cadena de valor de un producto, es decir, los productores, importadores, exportadores, distribuidores, etcétera, sobre los residuos que generan sus actividades, la responsabilidad demanda que estos actores diseñen, e implementen planes de manejo, que no solo se refieren a que las empresas hagan una buena gestión de los deshechos que implica la producción de los sistemas tecnológicos, si no también acciones que mitiguen y resanen el impacto negativo que tiene la generación de sistemas que eventualmente se convertirán en deshechos. Por otro lado, la LFRA describe los diferentes tipos de responsabilidad sobre cualquier acción u omisión que genere un impacto negativo en el medio ambiente entendido como una pérdida, deterioro, menoscabo, afectación o modificación adversa y medible en un ecosistema o referente a un recurso natural, por lo que esto incluye a la liberación de residuos.

En el contexto internacional existen normas enfocadas a la preservación y protección del medio ambiente, como la ISO 14001 que es una norma internacional para la gestión ambiental, también existen convenios como el Convenio de Basilea, que abarca normas y controles sobre la producción y manejo de deshechos peligrosos o la Convención Marco de la ONU sobre el cambio climático, todos estos convenios que existen tienen como objetivo mitigar e incluso revertir las crisis ambientales actuales y aquellas que se prevén derivadas de la actividad humana, la contaminación es un problema que se agrava ante la sobreproducción de sistemas y obsolescencia programada de los mismos, los cuales terminan por implicar un incremento del desperdicio de recursos y la generación de deshechos que es la etapa final del ciclo de vida de cualquier sistema.

PARTE EXPERIMENTAL

En un estudio de confiabilidad con enfoque estadístico tal como se mencionó anteriormente se requiere recopilar información y datos de los tiempos de falla de una muestra representativa del sistema o sistemas a valorar. En la búsqueda de economizar costos se recurre a pruebas de vida acelerada o a un muestreo en el que se establezcan condiciones de censura en los datos. Entre los dos tipos de censura definidos, la censura tipo I es la más frecuente.

Ajustar datos de falla a una distribución paramétrica es de los procedimientos más recurrentes, por lo que es necesario realizar una estimación que sí considere a los datos censurados y con ello tener una estimación de la confiabilidad más realista.

Se trabajó con una base de datos conformada por 53 tiempos de falla de un modelo de bombas electro-sumergibles, instaladas en pozos de producción de petróleo, dicha base de datos está disponible en [9].de los cuales 49 fueron tiempos observados y 4 fueron censurados, es

21.6	121	373.6	597.9	746.6	1082	1519	1832	2773	3595	6870
63	135.1	430.6	629.7	756.7	1178	1589	2072	2894	4083	6900
65.1	184.2	434	647.6	758.8	1282	1676	2259	2939	5804	7000
83.3	246.4	446.8	719.7	977.9	1373	1769	2290	2969	6415	
120.5	298.5	516.8	737.6	1082	1447	1789	2554	3438	6550	

Tabla 2. Datos de tiempos de falla observados y censurados en horas de 53 bombas electro-sumergibles (Yáñez, et al, 2004).

Se realizaron dos ajustes, uno que solo considera los datos de tiempos de falla observados y otro que si considera los tiempos de falla censurados. En el primer ajuste se consideraron tres tipos de distribuciones, Exponencial, Weibull y Gamma, y se calcularon los valores de los estimadores por el método de máximo verosimilitud utilizando solo los tiempos de falla observados, obteniendo valores aceptables para una prueba de Kolmogórov con un nivel de significancia del 99%, en la Figura 9 se observan los resultados de las distribuciones obtenidas con dicha estimación.

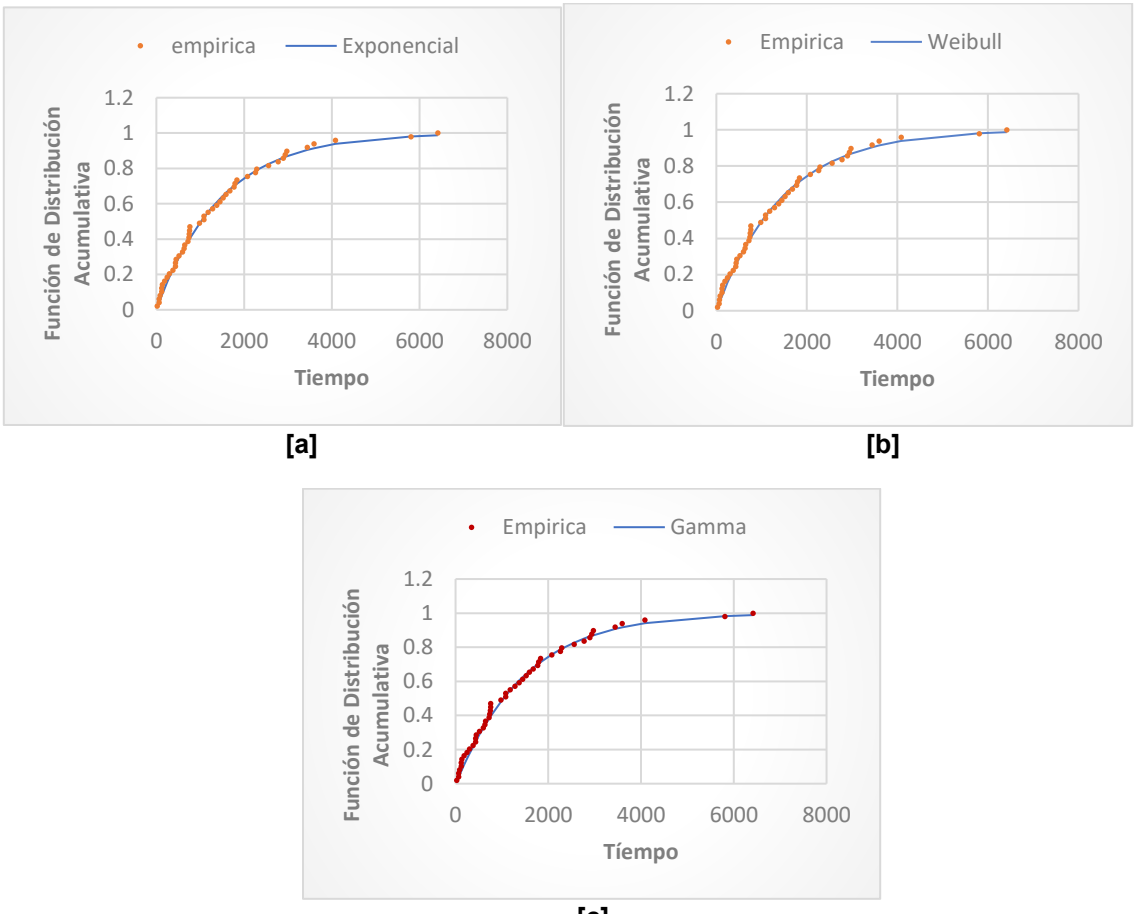


Figura 9. Ajuste de datos de falla a distribuciones paramétricas, [a] distribución exponencial, [b] distribución Weibull y [c] distribución gamma, todas comparadas con la distribución empírica.

Los resultados obtenidos en la prueba de Kolmogórov para las distribuciones exponencial, Weibull y gamma, fueron 0.0653, 0.0648 y 0.0735, respectivamente, por lo que la que tiene un mejor ajuste es la Weibull, con parámetro de forma $\boldsymbol{\alpha = 0.9987}$ y con parámetro de escala $\boldsymbol{\lambda = 1464.87}$, el hecho

de que el parámetro de forma sea cercano a 1, permite entender que el ajuste también fue adecuado para una distribución exponencial, ya que este modelo aplica cuando la tasa de falla es constante o bien, el comportamiento de fallas es aleatorio.

Al considerar los tiempos censurados, se calculan los estimadores para la distribución Weibull, se obtuvo así un parámetro de forma igual a $\boldsymbol{\alpha}$ =0.873 y un parámetro de escala igual a $\boldsymbol{\lambda}$ =1734.45, y un valor en el test aún menor que el caso no censurado de 0.05653, en la Figura 10 se muestra la comparación de ambos casos de la distribución Weibull.

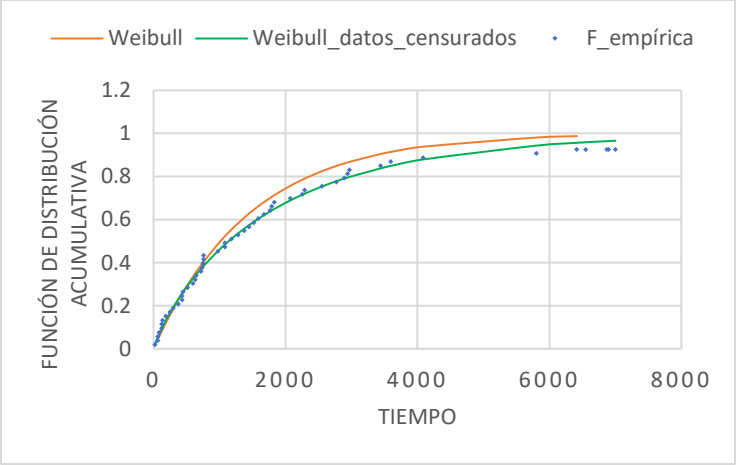


Figura 10. Comparación entre la distribución Weibull con datos censurados y sin datos censurados para el ajuste de datos de falla.

Las bombas se encuentran operando en un pozo de producción de petróleo, considerarlas como sistemas reparables o no reparables depende de la evaluación de costos y de los recursos de los que dispone la planta petrolera, es decir, es posible que las bombas desde una perspectiva técnica sí sean susceptibles de reparaciones cuando ocurre una falla, sin embargo, los costos por personal de mantenimiento y operaciones de retiro y reinstalación pueden exceder una política que consista en llevar a cabo un reemplazo de cada bomba.

En un escenario en el que las bombas son clasificadas como no reparables, y que en cada pozo se determine un sistema de bombeo conformado por 6 de estas bombas conectadas en una estructura 4-*out*-*of*-6, la confiabilidad del sistema al tiempo t se obtiene de acuerdo con los resultados anteriores.

La confiabilidad de una bomba al tiempo t, se calcula de acuerdo con la ecuación (1), sea $\boldsymbol{T_i}$ la v. a. que representa el tiempo para la falla de la bomba i, con $\boldsymbol{i = 1, \dots, 6}$, de acuerdo con la estimación de parámetros anterior, cada una tiene una distribución $\boldsymbol{T_i \sim Weibull(0.873, 1734.45)}$.

La confiabilidad de la bomba $\boldsymbol{i}$ al tiempo t es,

$$\boldsymbol{R_i(t) = 1 - F(t) = 1 - \left(1 - e^{-\left(\frac{t}{1734.45}\right)^{0.873}}\right)} \qquad \textbf{(8)}$$

Al simplificar la ecuación (8), se obtiene que $\boldsymbol{R_i(t) = e^{-\left(\frac{t}{1734.45}\right)^{0.873}}}$.

El sistema de bombeo tiene una estructura $\boldsymbol{4 - out - of - 6}$, por lo que se aplica el resultado de la Tabla 1, al sustituir la función de confiabilidad de cada bomba, se obtiene, que la confiabilidad del sistema en general $\boldsymbol{R(t)}$, es

$$\boldsymbol{R(t) = \sum_{i=4}^{6} \binom{6}{i} \left(e^{-\left(\frac{t}{1734.45}\right)^{0.873}} \right)^{i} \left(1 - e^{-\left(\frac{t}{1734.45}\right)^{0.873}} \right)^{6-i}} \quad \textbf{(9)}$$

Se calcula la confiabilidad del sistema de bombeo para diferentes entre las 500 y las 2000 horas, en la Tabla 3 se presenta lo obtenido.

Hora	400	600	800	1000	1200	1400	1600	1800	2000
$\boldsymbol{R(t)}$	0.842	0.693	0.546	0.419	0.314	0.233	0.170	0.124	0.089

Tabla 3. Confiabilidad de un sistema de bombas electro-sumergibles conectadas en una estructura *4-out-of-6*, para distintos tiempos en horas.

Con esta información se observa que la confiabilidad del sistema de bombeo después de 2000 horas de funcionamiento es muy baja, por lo que se espera que falle.

RESULTADOS

Del trabajo de investigación teórica y experimental se obtienen resultados sobre la importancia de considerar datos censurados cuando no es posible observar todos los tiempos de falla de los elementos de la muestra, ya que de no hacerlo la confiabilidad obtenida suele ser menor, como se aprecia en la Figura 11.

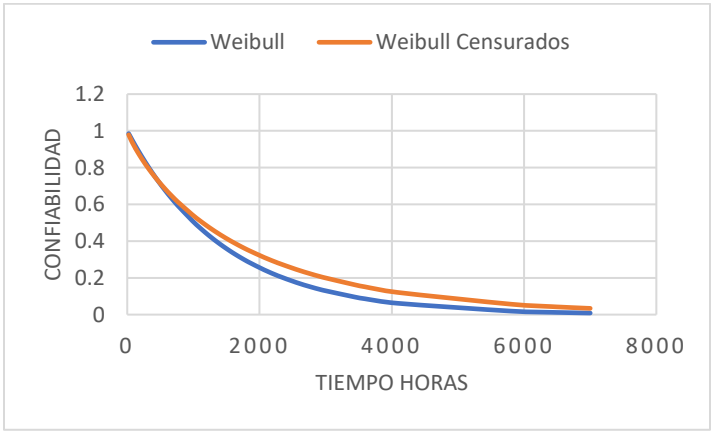


Figura 11. Comparación entre las estimaciones de confiabilidad cuando se omiten y cuando se consideran datos censurados.

Al plantear una conexión en estructura $\boldsymbol{4 - out - of - 6}$, se obtuvieron valores para la confiabilidad después de diferentes cantidades de horas. La estructura $\boldsymbol{k - out - of - n}$ tiene como casos particulares a la estructura en paralelo $\boldsymbol{1 - out - of - n}$ y la estructura en serie $\boldsymbol{n - out - of - n}$, la confiabilidad del sistema varía conforme aumenta el requerimiento de componentes mínimas para operar, siendo la estructura en paralelo la que más confiabilidad tiene y la estructura en serie la menor, tal como se ve en la Figura 12.

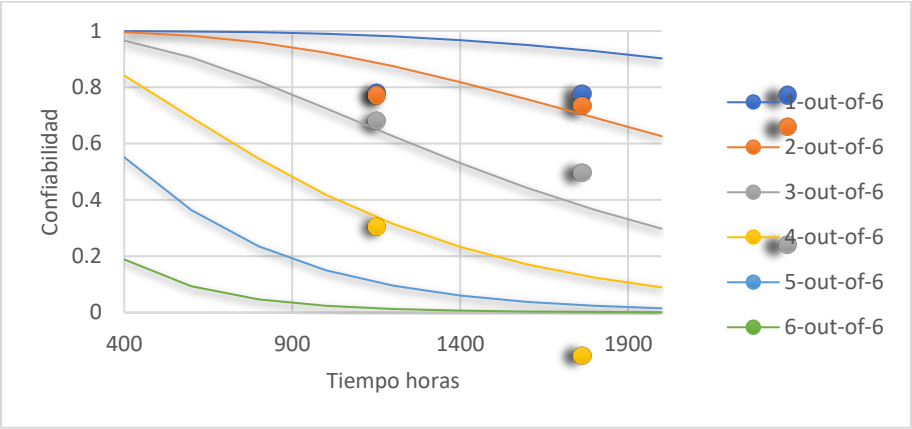


Figura 12. Comparación de la confiabilidad para diferentes estructuras $\boldsymbol{k-out-of-n}$

Para este sistema reparable, el estudio del número de fallas y tiempo para la próxima falla se estudiaría como un proceso de renovación, en el que los tiempos de interarribo siguen una distribución $\boldsymbol{Weibull(0.873.1734.45)}$, a partir de la información que se tenga sobre las políticas de mantenimiento, dicho proceso podría ser un proceso de renovación con tendencia.

CONCLUSIONES

La teoría de confiabilidad aplicada a sistemas tiene distintos enfoques, el enfoque estadístico requiere de la recuperación de datos de tiempos de falla, en la vida real estos suelen llevar datos censurados, de igual forma es posible que algunos datos no sean registrados o se pierdan en el proceso de captura, por lo que se siguen desarrollando metodologías para incorporar esas situaciones al estudio, como lo es el modelo de procesos de renovación con tendencia.

Conocer la estructura de un sistema hace posible explicar la causa de la falla, los modelos más generales que incluyen al factor humano y otras circunstancias del contexto operacional, como los árboles de fallas, permiten visualizar qué tipos de fallas o qué componentes representan un mayor riesgo de shut down o falla general.

Cuando la expresión analítica de la confiabilidad del sistema basada en la estructura es demasiado compleja, por el tipo de distribución, estructura o cantidad de componentes, se recurre a una estimación de cotas inferiores y superiores.

El ciclo de vida útil de un sistema acaba cuando ya no es posible devolverlo a su estado operativo por medio de una reparación, sin embargo, el fin del ciclo de vida incluye una última etapa que consiste en el desmantelamiento y eliminación del sistema, todos los elementos de la cadena de valor de un sistema tecnológico pueden emplear las herramientas de confiabilidad para mitigar el impacto ambiental de la producción en masa de dispositivos que acaban por convertirse en basura, por ejemplo con la predicción del ciclo de vida útil y las acciones en favor de reutilizar, reciclar y hacer un manejo adecuado de los deshechos, o bien, con la difusión de información sobre la estructura del funcionamiento de los sistemas y de las alternativas de reparación que tengan los usuarios para extender los ciclos de vida útil de sus adquisiciones.

BIBLIOGRAFÍA

1. Birolini, A. Reliability Engineering: Theory and Practice. Germany: Springer, 2017.
2. Contreras, R. Confiabilidad en la industria. Tesis de licenciatura, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Puebla, 2022.
3. Jarauta, M. Modelos probabilísticos y estadísticos en fiabilidad. Tesis de maestría. Facultad de Ciencias de la Universidad de Zaragoza. 2019.

4. Ley Federal de Responsabilidad Ambiental**,** Diario Oficial de la Federación, 7 de junio de 2013 (México) (Texto vigente, última reforma publicada D.O.F. 20-05-2021).
5. Ley General para la Prevención y Gestión Integral de los Residuos**,** Diario Oficial de la Federación, 8 de octubre de 2003 (México) (Texto vigente, última reforma publicada D.O.F. 08-05-2023)
6. Ross, M. S., and R. A. Introduction To Probability Models. New York: Academic Press, 2019.
7. Wang, P., Zhang, LY., Tzachor, A. *et al.* E-waste challenges of generative artificial intelligence. *Nat Comput Sci* 4, 818–823 (2024). https://doi.org/10.1038/s43588-024-00712-6
8. W. Si, Q. Yang, L. Monplaisir and Y. Chen, "Reliability Analysis of Repairable Systems With Incomplete Failure Time Data," in IEEE Transactions on Reliability, vol. 67, no. 3, pp. 1043-1059, Sept. 2018, doi: 10.1109/TR.2018.2832022.A. G. Evans, “Perspectiva on the development of high-toughness ceramics”, J. Am. C eram. Soc., Vol. 73, 2, 1990, pp. 187-206.
9. Yáñez, M., Gómez, H. and Valbuena G. Ingeniería de Confiabilidad y Análisis Probabilístico de Riesgo. 2004.

ANÁLISIS DE LAS SUPERFICIES DE RESPUESTA DE SENSORES DE GAS QCM CON PELÍCULA SENSIBLE DE ETIL CELULOSA EXPUESTOS A BIOMARCADORES PRESENTES EN EL ALIENTO HUMANO

Ernesto Joel Valentin Velasco, Marcos Rodríguez Torres, Georgina Beltrán Pérez, Juan Castillo Mixcoatl, Víctor Manuel Altuzar Aguilar, Severino Muñoz Aguirre

Benemérita Universidad Autónoma de Puebla
ernesto.valentin@alumno.buap.mx, marcos.rodrigueztorres@viep.com.mx, gbeltran@fcfm.buap.mx, jcastill@fcfm.buap.mx , valtuzar@fcfm.buap.mx, smunoz@fcfm.buap.mx

RESUMEN

Diversas enfermedades relacionadas con el sistema respiratorio y digestivo se pueden detectar por medio del aliento, esto debido a que cada enfermedad aumenta la producción de determinados compuestos orgánicos volátiles (COV) que son exhalados y pueden usarse como biomarcadores. Para la detección de estos compuestos en el aliento se pueden utilizar métodos no invasivos, como sensores de gas. Los sensores empleados se construyeron a partir de microbalanzas de cristal de cuarzo (QCM), con frecuencia de resonancia de 30 MHz, las cuales funcionan mediante el efecto piezoeléctrico inverso y bajo ese principio detectan cambios de masa que se ve reflejado en un cambio en la frecuencia de resonancia. La construcción de los sensores se realizó por el método de atomización ultrasónica, donde el electrodo del QCM es expuesto a una neblina de microgotas arrastrada por un flujo de aire. El sistema de depósito de atomización ultrasónica fue actualizado, lo que disminuye la dispersión del crecimiento de la película sensible. La película sensible empleada fue etil celulosa (EC) por la afinidad que presenta a los biomarcadores de interés a detectar, en este trabajo se utilizaron acetona (Ace), etanol (EtOH), hexano y acetato de etilo (EtOAc). Los sensores construidos se expusieron a diferentes concentraciones de Ace, EtOH, hexano y EtOAc en un sistema estático de medición de respuestas de sensores de gas a condiciones constantes de temperatura de 22 °C y humedad relativa del 25 %. Las respuestas de los sensores de gas caracterizados muestran una mayor sensibilidad al gas de EtOAc, para todos los gases presentan un comportamiento lineal, por lo que se ajustaron los datos de respuesta como función del espesor de la película sensible y la concentración del gas a un plano. Las superficies de respuesta obtenidas permiten diferenciar el comportamiento de la exposición de los sensores a los gases utilizados. Finalmente, se calculó el ángulo entre los vectores normales a estas superficies para conocer si existe relación entre las respuestas o poder discriminar los gases utilizados. Con los resultados obtenidos se concluye que la película de EC es más sensible al EtOAc, seguida en orden descendente por el EtOH, la Ace y, finalmente, el hexano, además de tener respuestas similares cuando es expuesta a Ace y hexano.

INTRODUCCIÓN

El aliento humano está conformado por diversos gases como lo son vapor de agua y dióxido de carbono, además de otros gases presentes como lo son amoniaco, acetona, etanol, entre otros, estos últimos son llamados compuestos orgánicos volátiles (COV) y representan menos del 1% total de gases que conforman el aliento exhalado [1]. Enfermedades respiratorias o digestivas provocan cambios en el metabolismo del cuerpo, alterando la emisión de los COV en el aliento, por lo que un reto es la implementación de métodos no invasivos para la detección de gases. Diversas investigaciones están enfocadas en el estudio y desarrollo de una nariz electrónica aplicada a la detección de gases relacionados en la detección de enfermedades. Una nariz electrónica se define como un arreglo de sensores que es capaz de detectar, discriminar e identificar diferentes tipos de químicos presentes en el aire, como los COV [2]. Las sustancias que indican la presencia de una enfermedad son conocidas como biomarcadores y dependiendo de la enfermedad los niveles de concentración asociados pueden variar para su detección, encontrando valores desde 0.36 ppb de pentano para fibrosis quística hasta 21 ppm de acetona (Ace) para la diabetes mellitus tipo 1 [3]. Existen diversos tipos de sensores de gas basados en diferentes principios físicos y químicos, como

lo son los semiconductores de óxido metálico (MOS, por sus siglas en ingles), sensores ópticos, gravimétricos, entre otros [4–6]. Entre los gravimétricos, se encuentran las microbalanzas de cristal de cuarzo (QCM), los cuales serán utilizados en el presente trabajo por su facilidad y bajo costo de fabricación. Estos sensores se fabrican depositándoles una película sensible sobre sus electrodos y funcionan bajo el principio de carga de masa que se manifiesta por un corrimiento en la frecuencia de resonancia cuando se exponen a un COV. Existen diversos métodos de depósito de películas sensibles sobre QCM, como por ejemplo spin coating, drop casting, dip coating , atomización ultrasónica, entre otros [7].

La detección de biomarcadores en el aliento humano presenta muchos problemas debido a las extremadamente bajas concentraciones y la presencia de altos niveles de humedad relativa, por lo que se requiere realizar caracterizaciones de los sensores bajo diversas condiciones ambientales. En este trabajo se presenta un estudio de las superficies de respuesta de sensores de gas a base de QCM con película sensible de etil celulosa (EC) expuestos a biomarcadores presentes en el aliento humano tratando de realizar una identificación de estos. La separación de las superficies de respuesta nos indica el grado de reconocimiento de las diversas sustancias.

TEORÍA

Un QCM está conformado por un material piezoeléctrico, regularmente una placa de cristal de cuarzo con electrodos del tipo metálico en su superficie. Los QCM utilizados en este trabajo son de corte AT (35 ° respecto al eje de simetría Z del cristal), con una variación mínima ante la temperatura de $\mathbf{0.03}\ \boldsymbol{ppm/°C^2}$ y su temperatura de estabilidad es a los 25°C [8–10]. Estos dispositivos son sensibles a cambios de masa del orden de microgramos hasta nanogramos relacionado a un cambio en la frecuencia natural de oscilación del cristal, por lo que hace estos dispositivos gravimétricos. Este fenómeno, en conjunto con sus propiedades piezoeléctricas, hacen que estos dispositivos sean ampliamente usados para construir sensores de gas. La construcción de estos sensores se basa en que en el electrodo se deposita una película sensible sobre la cual se adherirán las moléculas de los gases por medio de fisisorción provocando que la masa sobre los electrodos aumente y disminuya la frecuencia de resonancia del QCM, a este cambio de frecuencia se le denomina la respuesta del sensor asociada a la concentración de gas al que fue expuesto.

Para relacionar el cambio en la frecuencia de oscilación con la masa depositada en los electrodos del QCM se utiliza la ecuación de Sauerbrey la cual relaciona el cambio en la frecuencia de resonancia del cristal ($\boldsymbol{\Delta f_m}$) con la masa depositada sobre los electrodos ($\boldsymbol{\Delta m}$) en medios gaseosos y en el vacío, mostrada en la ecuación (1). El valor $\boldsymbol{\Delta f_m}$ también depende de la frecuencia fundamental de resonancia del cristal ($\boldsymbol{f_0}$) sin la masa sobre sus electrodos, el área superficial efectiva del electrodo ($\boldsymbol{A_e}$), la densidad del cuarzo ($\boldsymbol{\rho_q}$) y su módulo de cizalla ($\boldsymbol{\mu_q}$) [11].

$$\boldsymbol{\Delta f_m = -\frac{2{f_0}^2 \Delta m}{A_e\sqrt{\mu_q \rho_q}}} \qquad \textbf{(1)}$$

La ecuación (1) representa los cambios relativos de la frecuencia de resonancia con respecto a las variaciones de masa, asociado a respuestas precisas para películas delgadas y rígidas uniformes tratando la masa depositada como una extensión del espesor del cristal [12].

En la ecuación (1) se muestra la relación entre la masa depositada y el cambio en la frecuencia de resonancia de un QCM, en el contexto del depósito de películas sensibles, la masa depositada es la película, la cual se puede expresar en términos de volumen por densidad, sustituyendo esto en la ecuación (1) se obtiene la ecuación (2) la cual permite calcular el espesor ($\boldsymbol{h}$) de la película depositada en términos del corrimiento en la frecuencia de resonancia del QCM ($\boldsymbol{\Delta f_m}$) donde

$$\boldsymbol{h = \frac{\Delta f\sqrt{\rho_q \mu_q}}{2f_0^2 \rho_p}}, \qquad (2)$$

donde $\boldsymbol{\rho_p}$ es la densidad de la película polimérica. Por otra parte, la concentración se define como la proporción que hay entre la cantidad de soluto, sustancia disuelta, y la cantidad de disolvente. La concentración, cuando es muy pequeña, se expresa en partes por millón (ppm), para el caso de gases representa partes de gas por millón de partes de aire y se puede calcular utilizando la ecuación (3).

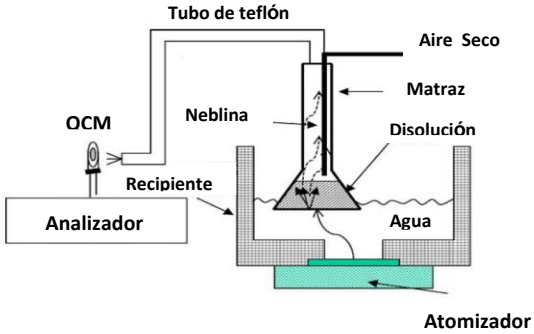


Figura 1. Arreglo experimental comúnmente utilizado para el depósito de películas poliméricas sensibles sobre QCM [13].

$$\boldsymbol{C_{ppm} = \left(\frac{V_c}{V_T}\right) \times 10^6}\,, \tag{3}$$

donde $\boldsymbol{V_c}$ es el volumen del gas objetivo y $\boldsymbol{V_T}$ el volumen donde está contenido este gas. De la ley de los gases ideales se puede calcular para un mol de gas ideal el valor de concentración de un gas en un volumen de aire dado, es decir, a condiciones estándar de presión y temperatura (1 atm y 273.15 K) con un volumen de 22.4 L/mol, obteniendo la ecuación (4).

$$\boldsymbol{C_{ppm} = \frac{(22.4) T_c \delta_c V_l}{273.15 M_c V_T} \times 10^3}, \tag{4}$$

donde $\boldsymbol{T_c}$ es la temperatura del gas objetivo, $\boldsymbol{\delta_c}$ es la densidad del gas objetivo en estado líquido, $\boldsymbol{V_l}$ es el volumen de la muestra en estado líquido y $\boldsymbol{M_c}$ es el peso molecular del gas objetivo.

PARTE EXPERIMENTAL

El método de atomización ultrasónica es empleado en el depósito de películas delgadas, especialmente cuando se requiere depositar películas con espesores menores a 1 $\boldsymbol{\mu m}$. La Figura muestra el arreglo experimental generalmente empleado para este método [13].

El sistema de atomización ultrasónica se conforma de un matraz que contiene la disolución del polímero que se deposita en los electrodos del QCM y que forma la película sensible, una fina neblina de esta disolución es producida debido a las vibraciones del atomizador ultrasónico. Esta neblina es arrastrada por un flujo de aire hasta los electrodos del QCM, una vez que el disolvente se evapora el polímero se mantiene sobre el electrodo formando la película sensible. La cantidad de neblina que se lleva hacia los electrodos está determinada por la cantidad de flujo de aire que se utilice y de la cantidad de neblina que se genere dentro del matraz.

Se realizaron adecuaciones en el sistema para el depósito de películas sensibles usando atomización ultrasónica como método de depósito, estas se muestran en la Figura . Se utilizó un rotámetro (Aalborg, Orangeburg, New York) calibrado a 100 mL/min para controlar el flujo de aire que arrastra la neblina que se genera dentro de un matraz de destilación con 3 bocas de 50 mL que contiene una disolución de etil celulosa (EC, CAS 9004-57-3, Sigma-Aldrich) en cloroformo (CAS 67-66-3, Meyer Corporation) en concentración de 1 mg/mL.

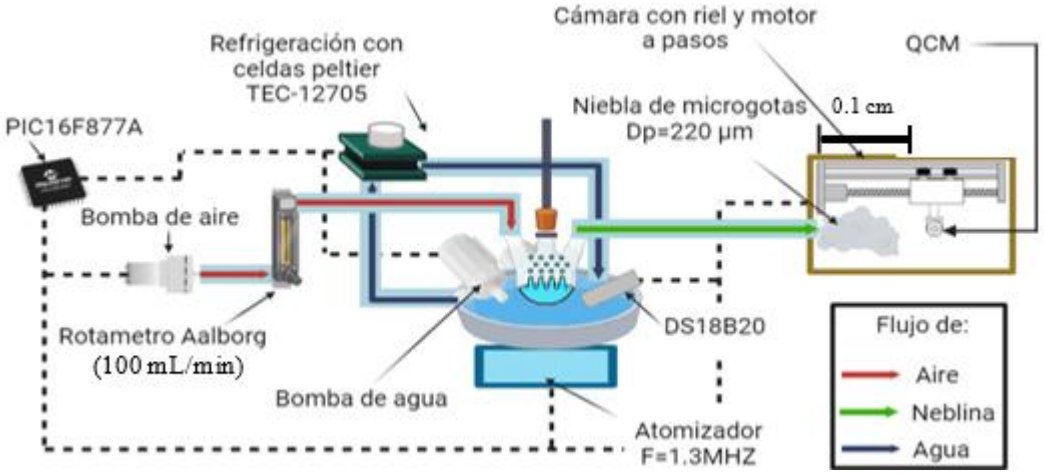


Figura 2. Configuración del sistema automatizado utilizado para el depósito de películas sensibles sobre QCM por atomización ultrasónica.

El flujo de aire lleva la neblina hacia la cámara de depósito. Dentro de la cámara se encuentra un riel con motor a pasos sobre el que se monta el QCM para controlar la distancia entre el electrodo y la salida de la neblina, esta distancia se fija en 0.1 cm. También se implementa una etapa de enfriamiento del agua del atomizador, donde una bomba recircula el agua hacia unas celdas peltier y de regreso al atomizador, la temperatura del agua se mide con el sensor de temperatura sumergible DS18B20. Todos los componentes electrónicos son controlados con el microcontrolador PIC16F877A.

La frecuencia de resonancia de los QCM fue obtenida usando el sistema de barrido de frecuencias mostrado en la Figuraa. El sistema está conformado por un generador de funciones (33600A KEYSIGHT, GF) y un osciloscopio (DSOX4024A KEYSIGH, OSC). Del generador de funciones se produce una señal senoidal continua, 10 V pico a pico, que se aplica a un circuito en serie formado por una resistencia de 1 kΩ y un QCM. La señal del voltaje del QCM es recuperada y se despliega en un osciloscopio el cual envía la información a la computadora personal, donde se despliega y almacena la información. La Figurab muestra la curva típica obtenida de realizar un barrido de frecuencias a un QCM con frecuencia de resonancia fundamental de 30 MHz, el valor mínimo de voltaje de la curva está asociado a la frecuencia de resonancia del QCM.

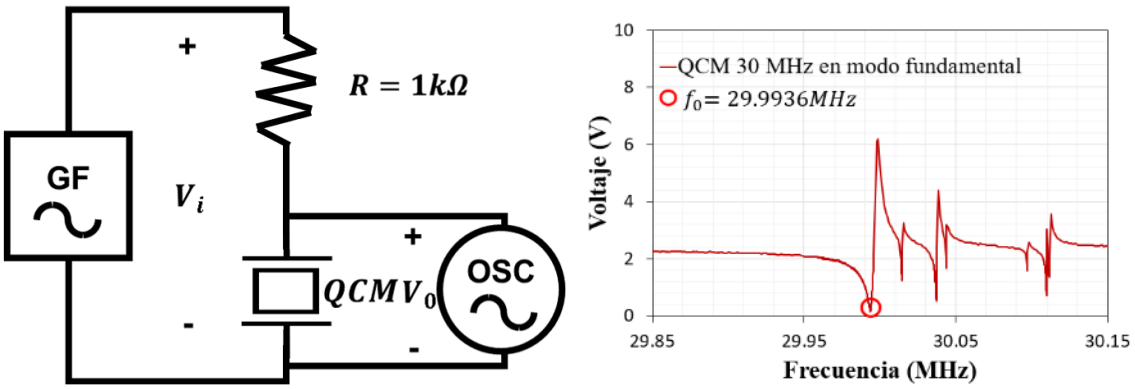


Figura 3. a) Arreglo del sistema de barrido de frecuencias b) la curva típica obtenida de un barrido de frecuencias a un QCM de 30 MHz en modo fundamental.

La película sensible fue depositada sobre los electrodos del QCM empleando un protocolo de limpieza y depósito de películas sensibles. Este protocolo consiste retirar el encapsulado que protege el cristal, con el acceso al cristal este se limpia de manera superficial en una cámara de UV-ozono (BioForce UV Ozone Cleaner – ProCleaner (BioForce Nanosciences, Ames, IA, USA). Después se utiliza el sistema de barrido de frecuencias para conocer f_0. Se procede a depositar la película sensible con el sistema de depósito por atomización ultrasónica, los electrodos fueron expuestos a la neblina en intervalos de un minuto hasta alcanzar el espesor deseado, entre cada minuto de exposición se realizó nuevamente el barrido de frecuencias para conocer Δf causado por el depósito de la película y calcular el crecimiento de la película tras el minuto de exposición.

Los sensores construidos se caracterizan en un sistema estático de medición de sensores de gas mostrado en la Figura 2. El sistema consiste en una cámara de teflón con volumen de un litro. En el interior de la cámara es colocado el sensor de gas a base de QCM conectado a un circuito oscilador, la frecuencia del sensor fue medida por un frecuencímetro de 1 punto por segundo que despliega los datos de la frecuencia en una PC [14]. Con una jeringa microlítica (25 µL, Hamilton, Reno, NV, USA) se inyecta dentro de la cámara el volumen deseado, que va de 1 µL a 15 µL, del compuesto que se quiere detectar para obtener la respuesta del sensor. Después de detectar el COV, se utiliza una bomba de aire la cual introduce aire dentro de la cámara removiendo las partículas del COV de la película sensible retornando al sensor a la frecuencia original. Para reducir la humedad se utilizó el filtro de silica gel. Se utilizaron los sensores de temperatura y humedad HIH8121 para monitorear dichos parámetros dentro y fuera de la cámara, estos sensores son leídos con un microcontrolador, el PIC16F877A, usando el protocolo de comunicación I2C.

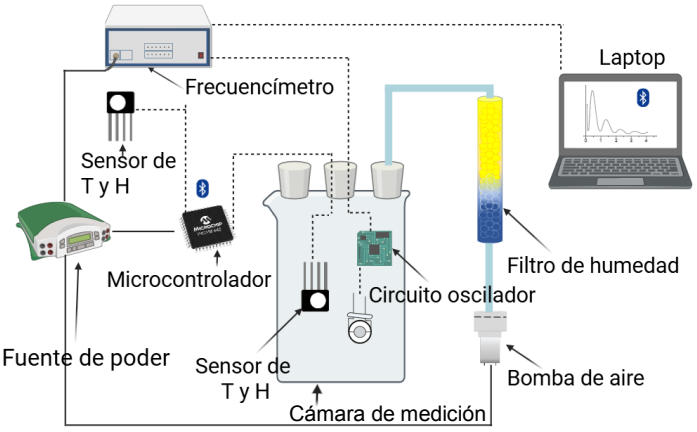


Figura 2. Arreglo experimental del sistema de medición de sensores de gas.

Los compuestos utilizados para su detección fueron acetona (Ace, CAS 67-64-1, Sigma-Aldrich), etanol (EtOH, CAS 64-17-5, Sigma-Aldrich), hexano (Hx, CAS 110-54-3, Macron Chemicals) y acetato de etilo (EtOAc, CAS 141-78-6, Sigma-Aldrich) en volúmenes de 1 µL, 5 µL, 10 µL y 15 µL. En la
Tabla se muestra la concentración correspondiente para cada compuesto calculada con la ecuación (4) a temperatura de 22 °C y humedad relativa de 25 %.

Tabla 1. Concentraciones utilizadas de los compuestos de EtOH, Ace, Hx y EtOAc a temperatura de 22 °C para la caracterización de los sensores de gas construidos

Volumen	Concentración (ppm)			
(uL)	EtOH	Ace	Hx	EtOAc
1	415	329	186	248
5	2072	1646	928	1239
10	4145	3292	1857	2478
15	6217	4963	2785	3717

La curva típica de respuesta que se obtiene de exponer un sensor de gas QCM a un COV en el sistema estático de medición de sensores se muestra en la . De 0 s a 600 s se muestra una línea base estable la cual representa un estado de equilibrio dentro de la cámara de medición donde el sensor no detecta ningún compuesto, después se inyecta dentro de la cámara 5 µL de EtOH y se observa que la frecuencia de oscilación del sensor disminuye hasta llegar nuevamente a un estado de estabilidad, experimentando una disminución de hasta 55 Hz en la frecuencia de oscilación. Posteriormente se purga el sistema utilizando la bomba de aire regresando a la línea base.

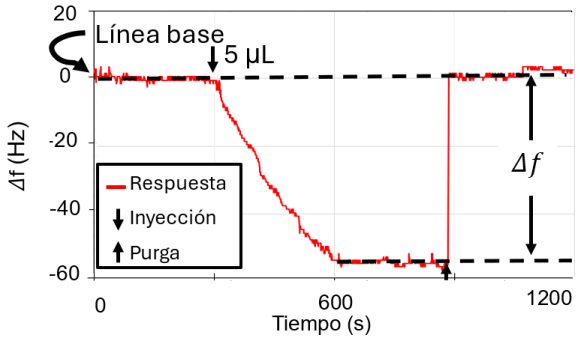


Figura 5. Curva típica de respuesta de un sensor de gas QCM con película sensible de EC expuesto a 2072 ppm de gas de EtOH

RESULTADOS

Se depositaron cuatro QCM con frecuencia de resonancia de 30 MHz en modo fundamenta con electrodos de plata, utilizando la ecuación (2) se calcularon los espesores obteniendo 39 nm, 97 nm, 203 nm y 307 nm. Se realizó la comparación de las curvas de barrido de frecuencias para el cristal limpio en contraste con el cristal después del depósito para cada sensor depositado, esto se muestra en la Figura donde se observa el corrimiento en la frecuencia de resonancia provocado por el depósito de la película sensible. La curva del barrido de frecuencias para el QCM limpio es representada por la línea roja centrada en cero, mientras que para el QCM con película sensible se representa con la línea azul. Se observa en la Figura a un corrimiento en la frecuencia de resonancia de $\Delta\mathbf{f} = \mathbf{9.8\ kHz}$ que corresponde a un espesor promedio estimado por la ecuación (2) de $\mathbf{h} = \mathbf{39\ nm}$, en la Figura b un corrimiento de $\Delta\mathbf{f} = \mathbf{22.5\ kHz}$ para $\mathbf{h} = \mathbf{97\ nm}$, en la Figura c un corrimiento de $\Delta\mathbf{f} = \mathbf{47.0\ kHz}$ para $\mathbf{h} = \mathbf{203\ nm}$ y en la Figura d un corrimiento de $\Delta\mathbf{f} = \mathbf{71.2\ kHz}$ para $\mathbf{h} = \mathbf{307\ nm}$. Estos valores son presentados en la Tabla 3 junto con el factor $\boldsymbol{Q}$ y el valor $\boldsymbol{R_m}$, tanto del QCM limpio como sus respectivos cambios después del depósito de la película sensible.

El factor de calidad $\boldsymbol{Q}$ mide la relación entre la energía almacenada y energía perdida por ciclo de oscilación del QCM, mientras que el valor $\boldsymbol{R_m}$ se refiere a la resistencia dinámica del modelo equivalente Butterworth–Van Dyke (BVD) para un QCM y representa la pérdida de energía mecánica del sistema resonante de QCM [12], estos parámetros ayudan a determinar si el QCM depositado con la película sensible se puede utilizar como sensor de gas e indican si sus respuestas pueden ser medidas de manera estable. Si el factor $\boldsymbol{Q}$ baja a tener un orden de magnitud $\mathbf{10^3}$ se considera que el sensor sigue siendo estable pero sensible al ruido electrónico. De la Tabla *3* y la Figura se observa que a mayor cambio en los valores $\boldsymbol{Q}$ y $\boldsymbol{R_m}$ el pico en la frecuencia de resonancia se atenúa, es decir, aumenta el voltaje en la frecuencia de resonancia, como es el caso de la Figura c y Figura d, por el contrario, la Figura a y Figura b muestran que el pico de la frecuencia de resonancia se mantiene y solo se recorre a la izquierda.

Tabla 3. Variaciones después del depósito de la frecuencia de resonancia, el factor Q y la resistencia de los sensores QCM.

Tabla 2. Variaciones después del depósito de la frecuencia de resonancia, el factor Q y la resistencia de los sensores QCM.

Sensor	$f_0(MHz)$	$\Delta f(kHz)$	Q_{limpio}	$\Delta Q(\%)$	$R_{m,limpio}(\Omega)$	$\Delta R_m(\Omega)$
39 nm	29.9831	9.8	76457	68	7	6
97 nm	29.98480	22.5	67822	52	13	9
203 nm	29.98470	47.0	467852	82	6	17
307 nm	29.98470	71.2	48832	51	17	19

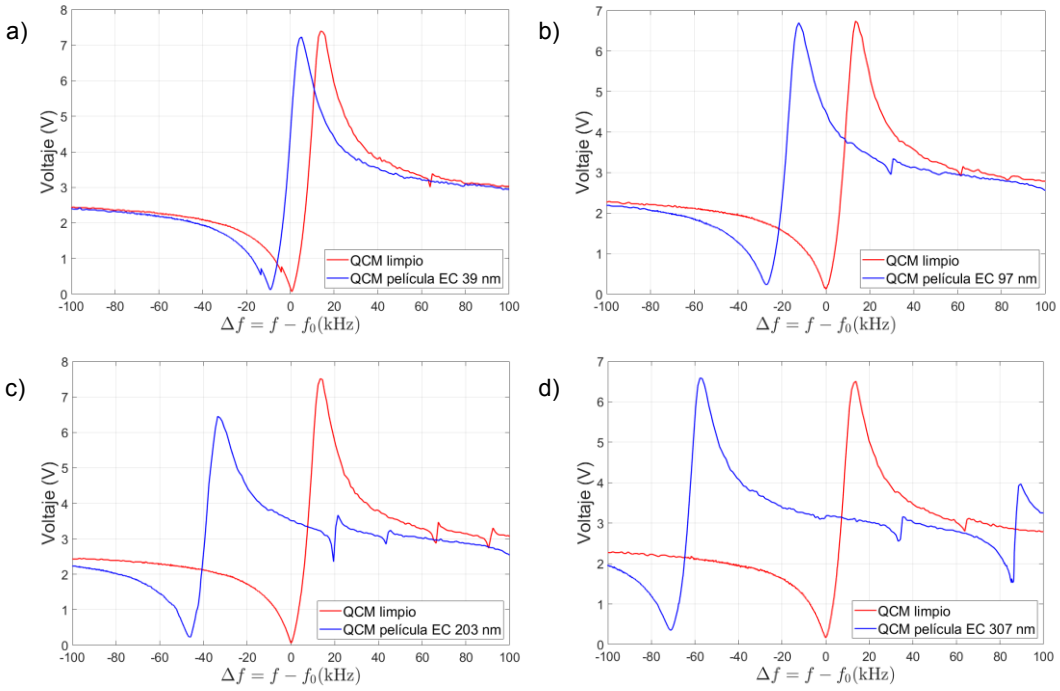


Figura 6. Curvas de barrido de frecuencias para QCM de 30 MHz sin y con película sensible de EC con espesores de a) 39 nm, b) 97 nm, c) 203 nm y d) 307 nm.

Los cuatro sensores se caracterizaron en el sistema estático de medición de sensores de gas a las concentraciones mostradas en la
Tabla . Los resultados se muestran en la Figura donde cada punto experimental es el promedio de tres mediciones por cada valor de concentración a temperatura de 22 °C y humedad relativa de 25 %. En la Figura se observa que los cuatro sensores presentan *Δ*f con diferencia máxima de 20 Hz entre cada punto cuando son expuestos a la mínima concentración de cada COV empleado. Por otra parte, se obtuvo una relación de incremento de *Δ*f cuando la concentración incrementa, teniendo 80% de variación para EtOH (Figura b) y EtOAc (Figura c), 70% para Hx (Figura d) y 49% para Ace (Figura a), esto se ve cuando son expuestos a las concentraciones máximas de cada gas, las cuales van de 2785 ppm a 6217 ppm. Las respuestas de los sensores muestran un comportamiento lineal para las concentraciones utilizadas de los cuatro gases, por lo que propone un ajuste lineal de la forma $\boldsymbol{y = mC}$, donde la pendiente se relaciona con la sensibilidad (s) del sensor en Hz/ppm, los ajustes lineales y su coeficiente de correlación se muestran en la tabla 3.

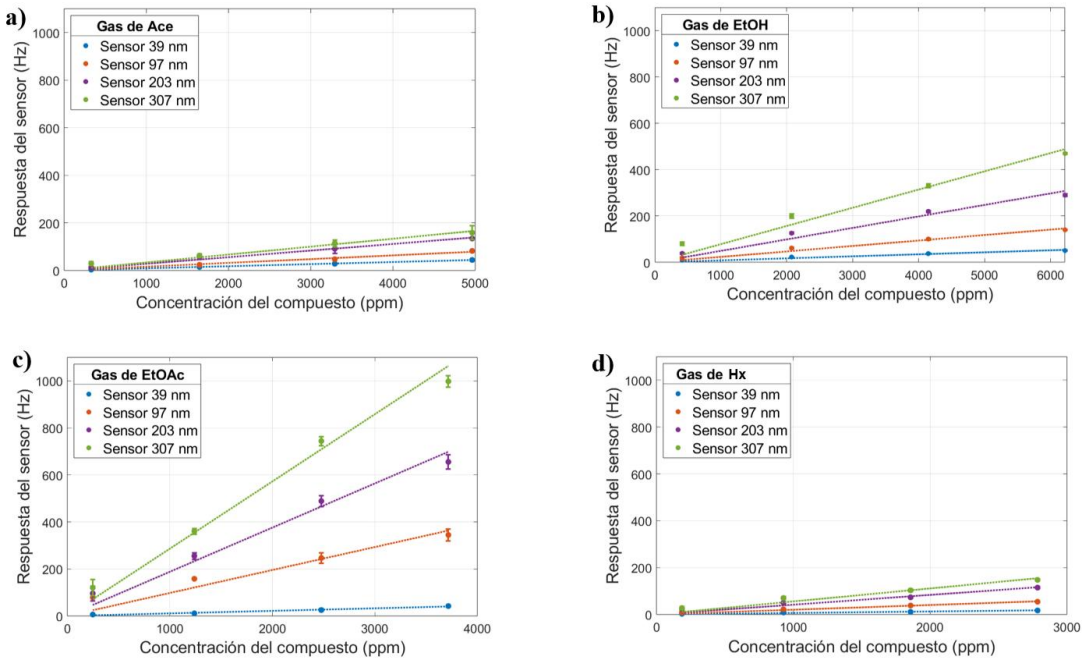


Figura 7. Respuesta de sensores de 39 nm, 97 nm, 203 nm y 307 nm expuestos a gas de a) Ace, b) EtOH, c) EtOAc y d) Hx a 22 °C y 25 % de humedad relativa.

La afinidad de la película de EC a los cuatro compuestos presentó el comportamiento marcado en la Figura 8 y se relaciona con los parámetros de solubilidad. Los parámetros de solubilidad de Hansen son una forma de describir cómo interactúan dos sustancias en función de tres tipos de fuerzas intermoleculares. Estos parámetros se usan ampliamente para predecir la compatibilidad química, especialmente en polímeros, disolventes y recubrimientos como las películas sensibles y se dividen en tres componentes: $\boldsymbol{\delta_D}$ asociado a las fuerzas de dispersión, $\boldsymbol{\delta_P}$ asociado a las interacciones dipolo-dipolo y $\boldsymbol{\delta_H}$ asociado a los enlaces de hidrogeno. La EC es un polímero relativamente no polar debido a la sustitución parcial de los grupos hidroxilo por grupos etoxi, por ello presenta un perfil mayormente hidrofóbico con δ_D = 16.3 $MPa^{1/2}$, δ_P = 5.0$MPa^{1/2}$ y δ_H = 4.1 $MPa^{1/2}$, lo que indica que sus interacciones son de dispersión, con baja polaridad y capacidad limitada para formar enlaces de hidrógeno. El EtOAc, que genera las respuestas más grandes, es un éster con buena con capacidad de interacción a través de fuerzas de dispersión de London y dipolo-dipolo, presenta valores de δ_D = 15.8 $MPa^{1/2}$, δ_P = 5.3 $MPa^{1/2}$ y δ_H = 7.2 $MPa^{1/2}$, su alta afinidad por la película de EC se debe a la similitud de los parámetros de solubilidad con los de EC, lo que permite una buena absorción y retención dentro de la película. El EtOH, es una molécula polar con capacidad para formar enlaces de hidrógeno que interactúa con la EC en menor medida que el EtOAc. La EC no es mayormente hidrofílica, por lo que la interacción por enlaces de hidrógeno entre el grupo hidroxilo del EtOH es limitada. Sus parámetros de solubilidad son δ_D = 15.8 $MPa^{1/2}$, δ_P = 8.8 $MPa^{1/2}$ y δ_H = 19.4 $MPa^{1/2}$, presenta similitudes con la EC lo que permite cierta absorción, resultando en una respuesta mediana. La Ace, una cetona polar con δ_D = 15.5 $MPa^{1/2}$, δ_P = 10.4 $MPa^{1/2}$, δ_H = 7.0 $MPa^{1/2}$ y el Hx un hidrocarburo no polar con δ_D = 14.9 $MPa^{1/2}$, δ_P = 0.0 $MPa^{1/2}$ y δ_H = 0.0 $MPa^{1/2}$, presentan respuestas similares y menores a comparación del EtOAc y el EtOH [15]. En el caso de la Ace, aunque presenta un valor similar de $\boldsymbol{\delta_D}$ con la EC, su interacción con la película es limitada ya que no puede formar enlaces de hidrógeno como donador, solo como aceptor débil, y su afinidad con la película es menor que la del EtOH o el EtOAc. Por otro lado, el Hx, al ser completamente apolar, interacciona solamente mediante fuerzas de dispersión y esto se ve reflejado en una baja absorción.

Para comparar directamente las sensibilidades de los sensores a cada gas se graficaron dichas sensibilidades en función del espesor de la película sensible, esto se muestra en la Figura 8 y las

ecuaciones de los ajustes lineales con su respectivo coeficiente de correlación en la Tabla . Se observa que la sensibilidad del sensor con película de espesor de 39 nm es similar para los cuatro COV utilizados, con apenas una diferencia de 0.002 Hz/ppm entre cada punto. Al crecer el espesor de la película, aumenta la sensibilidad, especialmente para EtOAc el cual llega a tener una sensibilidad de 0.2861 Hz/ppm para el sensor de 307 nm, la cual es 3, 5 y 8 veces más grande que la sensibilidad de este sensor a los gases de EtOH, Hx y Ace respectivamente. Este resultado permite predecir la sensibilidad que tendrá un sensor con espesor de hasta 307 nm con un error respecto del valor real del 4 % para EtOAc, y Hx, 8 % para Ace y 2 % para EtOH. Con la Tabla se puede cuantificar el crecimiento de la sensibilidad por cada nanómetro de película sensible con la pendiente de las rectas, donde se observa que la sensibilidad a EtOAc crece 4.4 veces más rápido que para EtOH, 13.8 veces rápido que para Ace y 6.9 veces más rápido que para Hx.

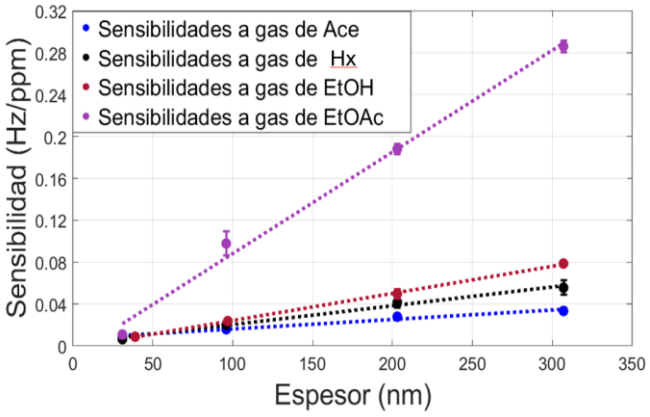


Figura 3. Ajuste para la sensibilidad de los dos sensores caracterizados como función del espesor de la película sensible de EC.

Tabla 3. Ajustes lineales calculados para las sensibilidades de los sensores respecto al espesor de la película sensible para cada gas utilizado.

Gas	Ajuste lineal	R^2
EtOAc	$\Delta f = 9.7 \times 10^{-4}\Delta m - 9 \times 10^{-3}$	0.9756
EtOH	$\Delta f = 2.2 \times 10^{-4}\Delta m - 1 \times 10^{-3}$	0.9998
Ace	$\Delta f = 0.7 \times 10^{-4}\Delta m + 7 \times 10^{-3}$	0.9498
Hx	$\Delta f = 1.4 \times 10^{-4}\Delta m + 2 \times 10^{-3}$	0.9867

Del análisis realizado se observó que el comportamiento de la respuesta de los sensores muestra un comportamiento lineal respecto a la concentración de los diferentes COV, además de que la sensibilidad también se comporta linealmente respecto del espesor de la película sensible, por lo que se grafica la respuesta de los sensores en función del espesor de la película y la concentración del gas, mostrado en la Figura 9. Estos datos se ajustaron a un plano debido a su naturaleza lineal y se calculó el ángulo de cada plano respecto del plano de Ace, el cual es el plano que queda debajo de los demás, para conocer si existe relación entre las respuestas o poder discriminar los gases utilizados. En la Tabla se muestran las ecuaciones de los planos, el coeficiente de correlación y el ángulo de separación respecto del plano de Ace. Se observa que los planos tienen un comportamiento creciente conforme aumente la concentración del gas y el espesor de la película, lo cual concuerda con los resultados presentados previamente. Además, se observa que el plano para el gas de EtOAc destaca sobre los demás planos debido inclinación de 41.5° respecto del plano de Ace, esto se debe a la sensibilidad que presenta la película de EC al EtOAc que ya se ha discutido anteriormente.

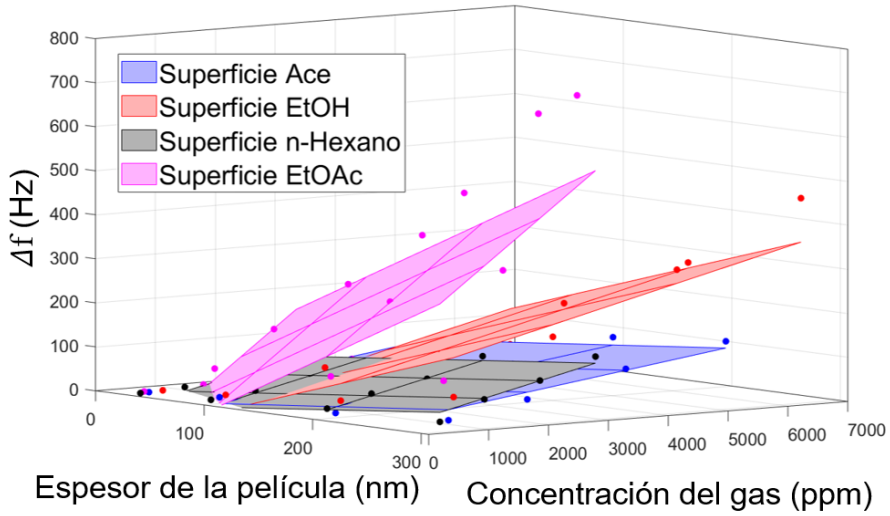


Figura 4. Planos de ajuste de las respuestas de los sensores de EC como función del espesor de la película y la concentración del compuesto.

Tabla 4. Planos de ajuste calculados de las respuestas de los sensores como función del espesor y la concentración.

Gas	Ecuación del plano	R^2	Ángulo
EtOAc	$\Delta f = 1.46h + 0.10C - 175.2$	0.85	41.5°
EtOH	$\Delta f = 0.89h + 0.03C - 116.9$	0.85	27.2°
Ace	$\Delta f = 0.25h + 0.02C - 32.3$	0.89	0°
Hx	$\Delta f = 0.26h + 0.03C - 39.2$	0.91	0.85°

CONCLUSIONES

En el presente trabajo se realizó un estudio sobre el comportamiento de sensores de gas QCM con película sensible de EC expuestos a diferentes concentraciones de gas de EtOAc, Ace, Hx y EtOH. Se encontró que la película sensible EC presentó la mayor afinidad al gas de EtOAc mostrando una respuesta máxima de 1000 Hz, a comparación de los 470 Hz para EtOH, 158 Hz para Ace y 147 para Hx. Las sensibilidades para EtOAc son, en promedio, 7.1, 4.8 y 3.7 veces más grandes que para Ace, Hx y EtOH, respectivamente. Este comportamiento se observó en las curvas de superficie de respuesta, el plano de EtOAc se puede identificar respecto de los otros tres gases debido al ángulo de separación del plano de respuesta en función del espesor de la película sensible y la concentración del compuesto. Por otro lado, la superficie de Ace es confundible con el plano de Hx debido a su ángulo de separación que es de 0.85°. Probablemente para realizar la separación se requiere analizar los datos utilizando algún otro método matemático que resalte las características de cada respuesta.

BIBLIOGRAFÍA

[1] A. Vicent-Claramunt y E. Naujalis, «Cheap and easy human breath collection system for trace volatile organic compounds screening using thermal desorption – gas chromatography mass spectrometry», MethodsX, vol. 8, p. 101386, 2021, doi: 10.1016/j.mex.2021.101386.
[2] C. Sánchez, J. P. Santos, y J. Lozano, «Use of Electronic Noses for Diagnosis of Digestive and Respiratory Diseases through the Breath», Biosensors, vol. 9, n.o 1, Art. n.o 1, feb. 2019, doi: 10.3390/bios9010035.

[3] S. Lee, M. Kim, B. J. Ahn, y Y. Jang, «Odorant-responsive biological receptors and electronic noses for volatile organic compounds with aldehyde for human health and diseases: A perspective review», J. Hazard. Mater., vol. 455, p. 131555, ago. 2023, doi: 10.1016/j.jhazmat.2023.131555.
[4] Y. Li, Z. Wang, T. Zhao, H. Li, J. Jiang, y J. Ye, «Electronic nose for the detection and discrimination of volatile organic compounds: Application, challenges, and perspectives», TrAC Trends Anal. Chem., vol. 180, p. 117958, nov. 2024, doi: 10.1016/j.trac.2024.117958.
[5] K. González-León et al., «Experimental characterization of a biosensor based on a tapered optical fiber for kisspeptin detection», Appl. Opt., vol. 59, n.o 13, p. D131, may 2020, doi: 10.1364/AO.383487.
[6] O. Sosa-Ramos et al., «Study of the effect of relative humidity on the classification of volatile organic compounds for a quartz crystal microbalance sensors array», Sens. Actuators Phys., vol. 387, p. 116465, jun. 2025, doi: 10.1016/j.sna.2025.116465.
[7] B. S. Yilbas, A. Al-Sharafi, y H. Ali, «Surfaces for Self-Cleaning», en Self-Cleaning of Surfaces and Water Droplet Mobility, Elsevier, 2019, pp. 45-98. doi: 10.1016/B978-0-12-814776-4.00003-3.
[8] F. Xu, C. Yin, J. Chen, G. Dou, y L. Sun, «Design strategy and micromachining technology of AT-cut high-frequency quartz resonators: A review», Mater. Sci. Semicond. Process., vol. 193, p. 109465, jul. 2025, doi: 10.1016/j.mssp.2025.109465.
[9] IEEE Standard on Piezoelectricity. doi: 10.1109/IEEESTD.1988.79638.
[10] A. Oprea y U. Weimar, «Gas sensors based on mass-sensitive transducers part 1: transducers and receptors—basic understanding», Anal. Bioanal. Chem., mar. 2019, doi: 10.1007/s00216-019-01630-7.
[11] G. Sauerbrey, «Verwendung von Schwingquarzen zur W~igung diinner Schichten und zur Mikrow~igung».
[12] A. Alassi, M. Benammar, y D. Brett, «Quartz Crystal Microbalance Electronic Interfacing Systems: A Review», Sensors, vol. 17, n.o 12, p. 2799, dic. 2017, doi: 10.3390/s17122799.
[13] S. Muñoz-Aguirre, T. Nakamoto, y T. Moriizumi, «Study of deposition of gas sensing films on quartz crystal microbalance using an ultrasonic atomizer», Sens. Actuators B Chem., vol. 105, n.o 2, Art. n.o 2, mar. 2005, doi: 10.1016/j.snb.2004.05.063.
[14] S. Muñoz-Aguirre, J. L. Muñoz-Mata, J. Castillo-Mixcoatl, y G. Beltrán-Pérez, «Medidor de Frecuencia de Alto Rendimiento», Mexican Patent 359609
[15] C. M. Hansen, Hansen solubility parameters: a user's handbook, 2nd ed. Boca Raton: CRC Press, 2007.

ESTUDIO DE LA SENSIBILIDAD DE SENSORES QCM CON PELÍCULAS DE POLI(FERROCENILMETILFENILSILANO) COMO FUNCIÓN DE LA HUMEDAD RELATIVA EN LA DETECCIÓN DEL BIOMARCADOR ACETONA

Mariela Sánchez Caballero, Marcos Rodríguez Torres, Juan Castillo Mixcoalt, Georgina Beltrán Pérez, Claudia Mendoza Barrera, Josué Froylan Perzabal Domínguez, Severino Muñoz Aguirre.

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla
mariela.sanchezc@alumno.buap.mx, marcos.rodrigueztorres@viep.com.mx, josue.perzabal@alumno.buap.mx, jcastill@fcfm.buap.mx, gbeltran@fcdm.buap.mx, cmendoza@fcfm.buap.mx, smunoz@fcfm.buap.mx.

RESUMEN

Estudios muestran que el aliento de una persona está compuesto de gases como $\boldsymbol{N_2}$, $\boldsymbol{CO_2}$ y $\boldsymbol{O}$ en 92.8 %, vapor de agua en 6.2 % y compuestos orgánicos volátiles (COV) en 1 %. Los COV presentes en el aliento, son indicadores del estado de salud de una persona, por lo que algunas enfermedades pueden provocar cambios en la emisión de estos gases, por lo que se les conoce como biomarcadores. En el caso de la diabetes, la acetona (Ace) se considera un biomarcador clave de esta enfermedad. En este trabajo, se propuso el uso de sensores de gas como una técnica no invasiva para la detección de Ace a diferentes valores de humedad relativa. Los sensores de gas se construyeron con microbalanzas de cristales de cuarzo (QCM) de frecuencia en resonancia de 30 MHz con película sensible del polímero organometálico poli(ferrocenilmetilfenilsilano) (PFS) que fue depositado por el método de atomización ultrasónica alcanzando valores de espesor de 100 y 150 nm. Estos sensores son dispositivos gravimétricos y operan bajo el efecto piezoeléctrico inverso, que en conjunto con la película sensible pueden ser afectados por variables como la temperatura y humedad relativa, por lo que efecto de ambos parámetros deben ser compensados durante el proceso de exposición del sensor al gas a detectar. Los sensores fueron caracterizados en un sistema estático de medición de respuestas de sensores de gas, compuesta por una cámara de teflón donde en su interior, las condiciones de temperatura y humedad relativa se mantuvieron alrededor de 20°C con cambios en la humedad relativa de 20% y 50% respectivamente, durante la medición. El arreglo de sensores fue expuesto a gas de Ace a concentraciones de 327ppm, 1636ppm, 3272ppm y 4908 ppm, donde se encontró que los sensores registran valores de sensibilidad de 0.0063 Hz/ppm a 0.0126 Hz/ppm

INTRODUCCIÓN

El aliento humano está compuesto por diferentes gases, un 80% de nitrógeno (N_2), 15% de oxígeno, 4% de dióxido de carbono (CO_2) y un 6.2% de vapor de agua (H_2O) y menor al 1% contiene compuestos orgánicos volátiles (COV) como lo son cetonas, alcoholes, aldehídos e hidrocarburos [1]. Los COV presentes en el aliento pueden pertenecer a los grupos de las cetonas, alcoholes, aldehídos e hidrocarburos. Estos pueden variar acorde al estado de salud de una persona debido a procesos bioquímicos alterados por enfermedades, podemos mencionar ejemplos como: Cáncer gástrico que libera metanol y acetona, cirrosis que se relaciona con sulfuro de dimetilo y metanotio y alteraciones renales como la insuficiencia renal que libera dimetilamina y trimetilamina, por lo que se les conoce como biomarcadores [1]. Algunas enfermedades pueden modificar la composición del aliento exhalado, permitiendo su detección mediante técnicas no invasivas.

En el caso de la diabetes mellitus, la acetona (Ace) es un biomarcador clave, la concentración de Ace en el aliento de una persona sana está en un rango de 0.3 ppm a 0.9 ppm y en el caso de una persona con diabetes no controlada su concentración suele elevarse significativamente alcanzando niveles de hasta 40 ppm en casos graves [1]. Este aumento de la producción de acetona es debido a un proceso metabólico llamado cetogénesis, que ocurre cuando el cuerpo no puede producir insulina y la glucosa no puede ser usada para generar energía, esto produce que el cuerpo

metabolice grasas en lugar de glucosa creando cuerpos cetónicos como la acetona que se liberan en el aliento [2].
Diversos estudios proponen el uso de una nariz electrónica como método no invasivo de detección de biomarcadores. La nariz electrónica se define como un arreglo de sensores electroquímicos con una selectividad parcial capaz de reconocer olores simples o complejos (mezclas), por lo que el elemento que permite detectar los COV presentes en el aliento son los sensores de gas. [3]

Un tipo de sensor basado en mediciones de cambio de masa en su superficie son los dispositivos de microbalanzas de cristal de cuarzo (QCM), que son materiales basados en las propiedades piezoeléctricas del cuarzo, que permite medir cambios mínimos de masa en su superficie del orden de microgramos hasta nanogramos relacionado a variaciones en su frecuencia de resonancia. Al aplicarle un voltaje alterno a los electrodos metálicos del cristal este vibra a una frecuencia especifica la cual es determinado por el grosor y sus propiedades elásticas. Si la masa se adhiere en la superficie, la frecuencia disminuye proporcionalmente acorde a la ecuación de Sauerbrey, mostrada en la ecuación (1) [4].

$$\boldsymbol{\Delta f = -(2.3 \times 10^{-6}) f_0^2 \frac{\Delta m}{A}} \qquad \text{Ec. 1}$$

Donde $\Delta \boldsymbol{f}$ = Diferencia entre la frecuencia inicial del cristal y la frecuencia después de la adsorción de masa, $(\boldsymbol{2.3 \times 10^{-6}})$ es la densidad del cuarzo, $\boldsymbol{f_0}$ es la frecuencia de resonancia del cristal sin masa adsorbida, $\Delta \boldsymbol{m}$ es la masa depositada en la superficie del cristal y $\boldsymbol{A}$ es el área cubierta por los electrodos donde ocurre la adsorción.

Los dispositivos QCM pueden presentar valores de sensibilidad de 17.7 $\mathbf{ng \cdot cm^{-2} \cdot Hz^{-1}}$ si la frecuencia en resonancia es de 12 MHz hasta 0.5 $\mathbf{ng \cdot cm^{-2} \cdot Hz^{-1}}$ para QCM de frecuencia en resonancia de 30 MHz [5], además de su fácil adquisición con costos de $5 mxn por pieza [6]. Los resonadores de cuarzo tienen la característica que se les puede recubrir con diferentes compuestos polímeros.

Estos sensores fueron escogidos por su bajo costo a comparación de otras técnicas como cromatografía de gases de tiene un costo de alrededor de $2,000 mxn hasta $100,000 mxn [7] y su adaptabilidad a diferentes polímeros a comparación de los sensores semiconductores de Oxido metálico que requiere patrones de calibración y son frágiles a contaminantes [8].

En el presente trabajo, se estudió el comportamiento del compuesto organometálico poli(ferrocenilmetilfenilsilano) (PFS) empleado como película sensible depositado en QCM de 30 MHz en modo fundamental. Este polímero interactúa con cetonas, como la acetona (Ace), mediante enlaces de hidrógeno y coordinación con el hierro, y también permite la detección de otros COV como etanol y formaldehído [6]. Se caracterizaron dos sensores de PFS con espesores de 100 nm y 150 nm, los cuales fueron depositados mediante atomización ultrasónica [9]. Estos sensores fueron construidos para detectar acetona en condiciones controladas de humedad relativa 20% y 50% a una temperatura alrededor de los 20°C, cada sensor fue medido a concentraciones de Ace de 327ppm, 1636ppm, 3272ppm y 4908 ppm, las concentraciones fueron estimadas usando la ecuación (2).

$$\boldsymbol{C = \left(\frac{V_m}{T_0}\right) \cdot \left(\frac{\rho \cdot V_{acetona}}{M}\right) \cdot T \cdot \frac{1}{V_{aire}} \cdot 10^6} \qquad \text{Ec. 2}$$

Donde C es la concentración en partes por millón (ppm) del vapor en el aire, $\boldsymbol{V_m}$ es el volumen molar de un gas ideal a temperatura estándar, $\boldsymbol{T_0}$ es la temperatura estándar en kelvin, ρ es la densidad del líquido (en este caso, acetona), $\boldsymbol{V_{acetona}}$ es el volumen del líquido inyectado, M es la masa molar del compuesto, T es la temperatura ambiente en kelvin, $\boldsymbol{V_{aire}}$ es el volumen total de aire donde se dispersa el vapor, y el factor $\boldsymbol{10^6}$ convierte la fracción molar a partes por millón (ppm).

PARTE EXPERIMENTAL

Caracterización eléctrica de dispositivos QCM

El sistema está conformado por un generador de funciones (33600A KEYSIGHT, GF) y un osciloscopio (DSOX4024A KEYSIGHT, OSC), este es configurado para mandar diferentes valores de frecuencia alrededor de los 30 MHz con un ancho de ±0.015 MHz, respecto a la frecuencia de interés. Esta señal de excitación pasa a través del divisor, de voltaje conformado por una resistencia de 1 kΩ conectada en serie al QCM. El voltaje medido permite determinar la frecuencia de resonancia del QCM, que es la frecuencia natural a la que el cristal vibra mecánicamente cuando se excita con un voltaje alterno. Cuando la película de PFS es depositada sobre el electrodo del QCM, se produce un corrimiento de la frecuencia de resonancia hacia valores menores con respecto a la frecuencia en resonancia lo cual indica un aumento de masa acorde a la ecuación de Sauerbrey (Ecuación 1).

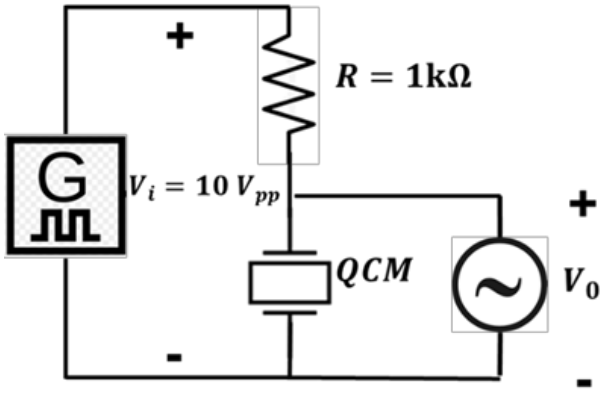


Figura 1. Sistema de barrido de frecuencia para la medición de la frecuencia en resonancia de dispositivos QCM.

Elaboración de disolución de PFS en Tetrahidrofurano y construcción de sensores por atomización ultrasónica.

La figura 2 muestra el sistema de depósito de películas sensibles por atomización ultrasónica. Este sistema está compuesto por un tanque de agua con un resonador piezoeléctrico que opera a una frecuencia de 1.3 MHz, el cual genera una neblina de microgotas con un diámetro medio de 220 µm. La solución utilizada para el depósito contiene el polímero organometálico de PFS disuelto en tetrahidrofurano (CAS 109-99-9, Sigma-Aldrich, THF) en una proporción 1 mg de PFS en 1 mL de THF (masa/volumen). La disolución es atomizada y transportada mediante un flujo de aire de 100 mL/min a través de una manguera, cuya boquilla se coloca a 1 mm de distancia del electrodo del QCM. El sensor se expone a esta neblina durante un intervalo de 1 min, este proceso se repite hasta alcanzar el espesor deseado. En la figura 3 se muestra un QCM con película sensible de PFS depositado con atomización ultrasónica.

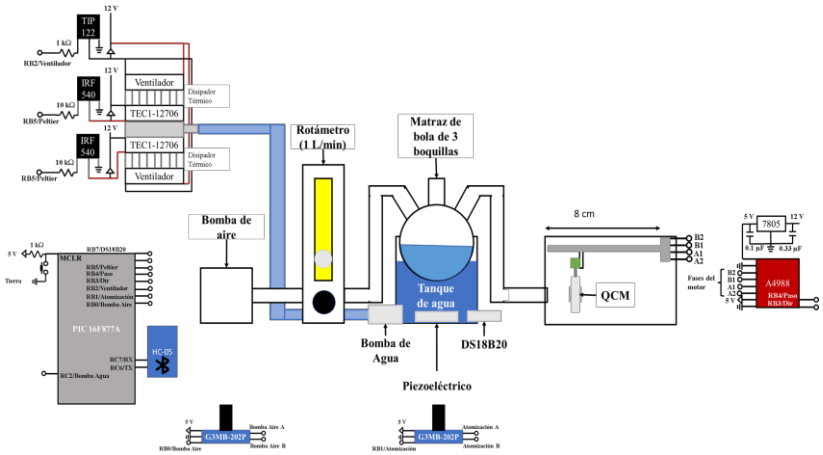


Figura 2. Sistema de depósito semiautomatizado de películas sensibles por atomización ultrasónica.

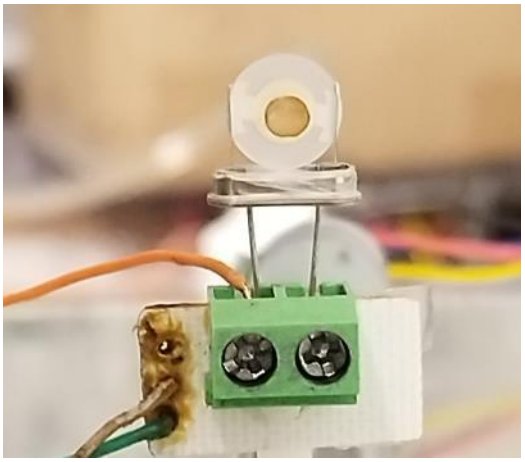


Figura 3. QCM con película sensible de PFS depositado con atomización ultrasónica.

Sistema de medición de respuesta de sensores de gas QCM

Los sensores depositados con la película sensible de PFS fueron caracterizados en un sistema estático de medición de respuesta (Figura 4), compuesto por una cámara de Teflón de 1 litro, el QCM es acoplado a un circuito oscilador, que es conectado a un frecuencímetro que mide 1 dato por segundo [11]. Las variables ambientales de temperatura y humedad relativa dentro y fuera de la cámara de medición fueron medidas con dos sensores digitales HIH-8121 (Honeywell, EUA) que permiten el monitoreo simultáneo de temperatura y humedad relativa, su información es desplegada en una interfaz de usuario general (GUI) en tiempo real. Las condiciones de temperatura fueron mantenidas estables alrededor de los 20 °C, mientras que la humedad relativa fue ajustada a dos niveles 20 % y 50 %. Los sensores de gas fueron caracterizados con valores de concentraciones de gas de Ace de 372 ppm, 1636 ppm, 3272ppm ,4908 ppm, calculados con la Ecuación 2.

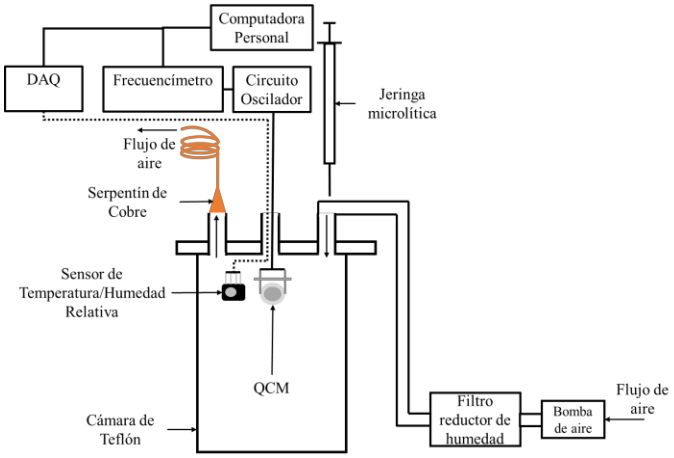


Figura 4. Sistema estático de medición de respuestas de sensores de gas.

RESULTADOS

La Figura 5a se muestra las curvas de barrido de frecuencia de los sensores de gas con la película sensible de PFS que fueron caracterizados, donde se observa un corrimiento en la frecuencia de resonancia de 0.033MHz, obteniendo un crecimiento de espesor total de 100 nm y en la Figura 5b se observa un corrimiento de 0.041MHz obteniendo un espesor de 150 nm como resultado del depósito de la película de PFS sobre los electrodos del QCM. Aunque en ambos casos se presenta un cambio significativo de masa, la forma y agudeza del pico de resonancia se mantiene. Se observa un cambio en la resistencia equivalente (ΔR) de 180 ohms y 114, con respecto a los 25 ohms que presenta el qcm sin película sensible [8].

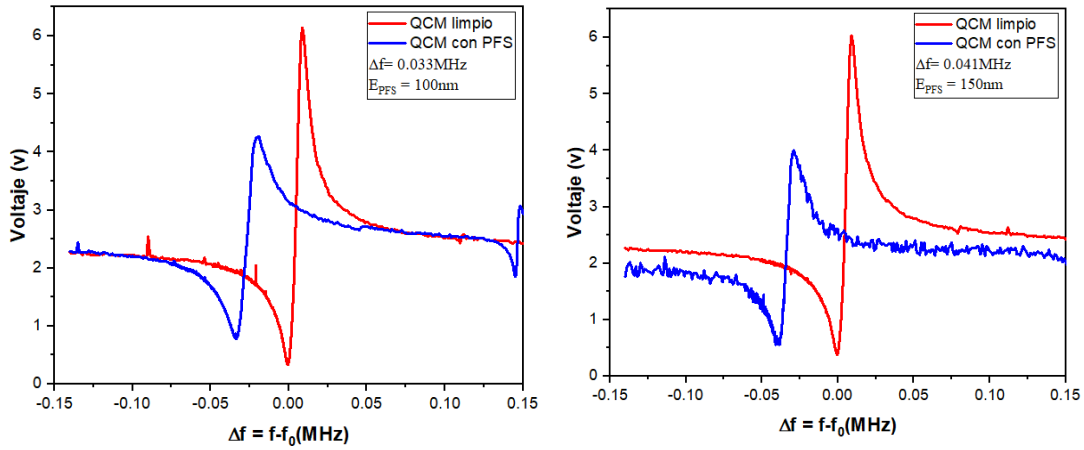


Figura 5. Curvas de barrido de frecuencia de los sensores de 100nm y 150nm.

La figura 6 presenta la respuesta del sensor de gas interactuando al compuesto de Ace (CAS 67-64-1-9, Sigma-Aldrich) inyectado dentro del sistema estático de medición. Se distingue una fase inicial de línea base, seguida por una disminución en la frecuencia como resultado de la interacción entre el sensor y la acetona de entre 50 Hz a 100 Hz, observándose una segunda línea de frecuencia estable lo que está relacionado a que el COV inyectado al interior de la cámara se evaporo y difundió. Posteriormente, se inicia el proceso de purga, el cual consiste en disminuir la humedad relativa a 20% para luego introducir aire del exterior, regularmente con humedad relativa de 30% a 40% e inyectar 1 µL de agua desionizada para aumentar la humedad un 10% y regresar a la línea base de 50% de humedad. Esto se hace con el fin de limpiar el sensor de gas y remover las trazas de la Ace restante dentro de la cámara. El proceso de medición de respuestas a los COV se realizó para los

volúmenes de 15 µL, 10 µL, 5 µL, 1µL de Ace equivalente a las concentraciones de, la respuesta de los sensores se midió 3 veces por cada condición de concentración y humedad relativa a temperatura constante.

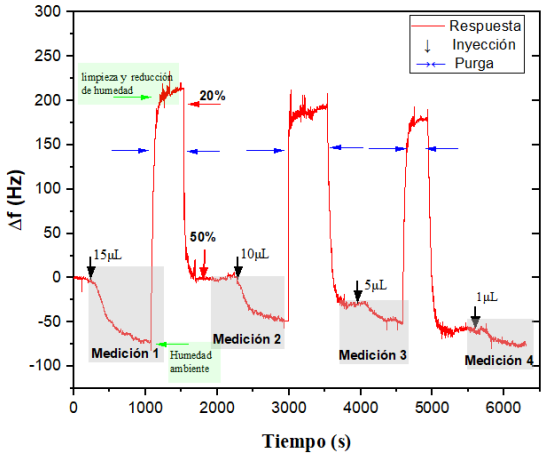
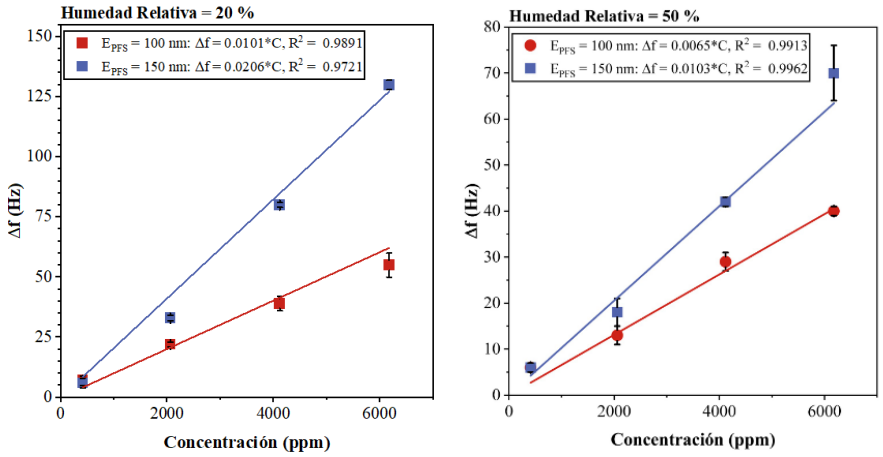


Figura 6. Respuesta de sensor de 150nm a las concentraciones 372 ppm, 1636 ppm, 3273 ppm, 4908 ppm de Ace a condiciones de 50% de humedad relativa y temperatura de 20°C

En la figura 7 se muestra una tendencia lineal creciente en la respuesta de los sensores de PFS de 100 nm y 150 nm, el promedio de Δf a cada condición fue graficado con su error indicando que el cambio de frecuencia aumenta conforme se incrementa la concentración del gas. En la Figura 7a, el sensor con película de 150 nm (representado por cuadrados azules) presenta una mayor sensibilidad, con una pendiente de 0.0206 Hz/ppm y un coeficiente de correlación de R^2 = 0.9721, en comparación con el sensor de 100 nm (cuadrados rojos), que mostró una sensibilidad de 0.0101 Hz/ppm y un R^2 = 0.9895. Comparando las pendientes de ambos sensores se estimó que el sensor de 150 nm es 2.04 veces más sensible que el de 100 nm cuando la HR = 20%. Estos resultados indican que un mayor espesor de la película permite una mejor interacción entre el gas y el sensor, lo que se traduce en una mayor sensibilidad a la acetona en condiciones de baja humedad.



a) b)

Figura 7. Respuestas de los sensores de 100nm y 150nm a 20% y 50% de humedad a una temperatura alrededor de 20°C

La figura 7b también muestra una respuesta lineal creciente a medida que aumenta la concentración de Ace. El sensor con película de 150 nm (cuadrados azules) exhibe una mayor sensibilidad, con una pendiente de 0.0103 Hz/ppm y un coeficiente de correlación de R^2 = 0.9962. En cambio, el sensor de 100 nm (círculos rojos) muestra una sensibilidad de 0.0065 Hz/ppm, con R^2 = 0.9913. Es posible observar que el sensor de 150 nm presenta una Δf con un error de ±5 Hz cuando el sensor

de gas es expuesto a la concentración de ~6000 ppm, en el promedio de los datos se tomó en consideración un dato que salía de la tendencia de comportamiento, por lo que esto genera una desviación para este punto en particular. Comparando las pendientes, el sensor de 150 nm es aproximadamente 1.58 veces más sensible que el de 100 nm cuando HR=50%. Esto sugiere que, a mayor humedad, el espesor con mayor espesor favorece la respuesta del sensor ante acetona.

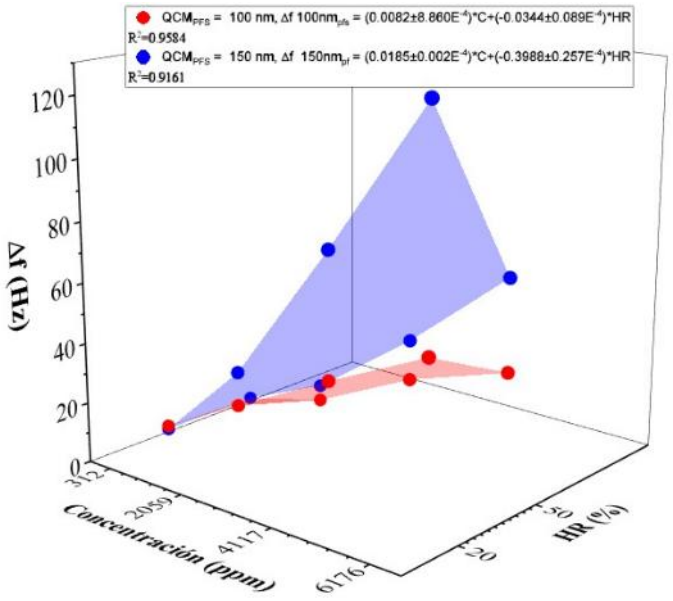


Figura 8. Cambio de frecuencia, concentración de los sensores 100nm y 150nm a 20% y 50% de HR con una temperatura de alrededor de 20°C

En la figura 8, se observa la $\boldsymbol{\Delta f}$ los sensores como función de las concentraciones de 312 ppm a 4176 ppm, con cambios de HR de 20% y 50%. Para el sensor de 100 nm (círculos rojos) la ecuación de regresión lineal múltiple es $\boldsymbol{\Delta f = (0.0082 \pm 8.860E^{-4}) \cdot C + (0.0344 \pm 0.089E^{-4}) \cdot HR}$ con un $\boldsymbol{R^2 = 0.9584}$ y para el sensor de 150 nm (círculos azules) la ecuación de regresión lineal múltiple es $\boldsymbol{\Delta f = (0.0185 \pm 0.002E^{-4}) \cdot C + (0.3988 \pm 0.257E^{-4}) \cdot HR}$con un R² = 0.9161. En la figura 8 podemos notar una mejor respuesta en 20% de humedad que a 50% en ambos cristales, esto puede relacionarse con la dispersión de la **Δf** a concentraciones de 6000 ppm, también como hay un mayor cambio de frecuencia a medida que el cristal se expone concentraciones mayores a 4000 ppm de Ace.

CONCLUSIONES

Las respuestas obtenidas frente a concentraciones crecientes de acetona mostraron un comportamiento lineal, lo que permitió evaluar el impacto del espesor de la película en la sensibilidad del sensor.

Los resultados muestran que el comportamiento del sensor depende simultáneamente del espesor de la película y de la humedad relativa. El sensor de 100 nm es más sensible en condiciones secas, pero sufre una notoria pérdida de sensibilidad con mayor humedad. En cambio, el sensor de 150 nm muestra una respuesta más estable y menos afectada por la humedad. Esto sugiere que la humedad relativa modula la capacidad del PFS para interactuar con la acetona, y que la resolución del mismo depende de su espesor y las condiciones del sistema.

BIBLIOGRAFÍA

1. Wang, C., & Sahay, P. (2009). Breath analysis using laser spectroscopic techniques: breath biomarkers, spectral fingerprints, and detection limits. Sensors, 9(10), 8230-8262.
2. Righettoni, M., et al. (2013). "Correlation between breath acetone and blood betahydroxybutyrate in individuals with diabetes". ACS Sensors.
3. Rodríguez Torres, M. (2015). Caracterización de sensores de gas a base de resonadores de cuarzo a diferentes temperaturas. https://hdl.handle.net/20.500.12371/8799
4. Güntner, A. T., Abegg, S., Königstein, K., Gerber, P. A., Schmidt-Trucksäss, A., & Pratsinis, S. E. (2020). Breath sensors for health monitoring. Sensors, 20(23), 6972. https://doi.org/10.3390/s20236972
5. Stanford Research Systems. (2002). *QCM100 - Quartz Crystal Microbalance Theory and Calibration*. Stanford Research Systems. https://www.thinksrs.com
6. AGElectronica. (n.d.). *Cristal de cuarzo 30MHz HC-49/U - AGElectronica.* Retrieved [insert retrieval date], from https://www.agelectronica.com/detalle?busca=30MHZ
7. Restek Corporation. (n.d.). Gas chromatography columns. https://www.restek.com
8. Alassi, A.; Benammar, M.; Brett, D. Quartz crystal microbalance electronic interfacing systems: A review. Sensors 2017, 17.
9. Tang, T., Zhang, D., Le, L., Xu, Z., Lu, H., Yin, S. F., ... & Qiu, R. (2022). Cu-catalyzed cross-coupling of chlorostibine with terminal alkynes to give Sb-alkynyl stibines and products transformation. Journal of Organometallic Chemistry, 973, 122352.
10. Modelo XYZ, según la patente MX359609 de Muñoz-Aguirre et al., 2018
11. Severino Muñoz-Aguirre, Takamichi Nakamoto et al.; Study of deposition of gas sensing films on quartz crystal microbalance using an ultrasonic atomizer ;Sensors and Actuators B: Chemical, 105, 2, 3 2005. https://doi.org/10.1016/j.snb.2004.05.063
12. H. Troy Nagle, Ricardo Gutierrez-Osuna, Susan S. Schiffman, The how and why of electronic noses, *IEEE Spectrum*, september 1998

MICROESFERAS BIOHÍBRIDAS: UNA SOLUCIÓN INNOVADORA PARA LA ADSORCIÓN DE METALES TÓXICOS EN AGUA POTABLE

Karina del Pilar Oliva Zamarripa1, Anayansi Estrada Monje1, Javier Antonio Arcibar Orozco2 y Daniel Moisés Paredes Molina1

1Centro de Innovación Aplicada en Tecnologías Competitivas (CIATEC).Omega No. 201, Industrial Delta, León, Guanajuato, CP 37545, México. 2Centro de Investigación en Materiales Avanzados, S.C. Miguel de Cervantes No. 180, Complejo Industrial Chihuahua, Chihuahua, CP 31136, México koliva.estudiantepicyt@ciatec.mx

RESUMEN

La presencia de metales en el agua potable es un problema de suma importancia ya que algunos de éstos son considerados como elementos tóxicos y tienden a bioacumularse, por lo que causan afectaciones a la salud de los seres humanos y al ecosistema en general.

Particularmente, el cromo (VI) y el arsénico (V) son metales que aún en cantidades muy pequeñas, representan un riesgo potencial a la salud. Entre las afectaciones más significativas, se encuentran enfermedades cardiovasculares, alteración en el sistema nervioso, daños al sistema endocrino y el sistema reproductivo masculino. Por otro lado, el cromo es considerado tóxico para la flora y fauna del suelo cuando se encuentra en altas concentraciones y el arsénico tiende a bioacumularse, por lo que afecta el metabolismo y la reproducción de los organismos acuáticos y terrestres.

Para tratar de solucionar este problema, se han desarrollado e implementado tecnologías convencionales para la remoción de estos metales. Sin embargo, algunas de estas requieren un alto costo de inversión o generan subproductos. Por lo anterior, el uso de microesferas de colágeno y quitosano sintetizadas a partir de la técnica microfluídica, resulta una tecnología innovadora para la adsorción de estos metales.

La técnica microfluídica consiste en bombear dos fluidos a través de dos jeringas a un chip previamente ensamblado en una conformación específica. La mezcla inicial y el aceite mineral fluyen a través del chip y en la intersección donde se cruzan, el aceite secciona la mezcla inicial para formar pequeñas gotas que serán almacenadas en una solución básica para la maduración del compósito. En este sentido, la conformación del chip influye en el tamaño y uniformidad de las microesferas por lo que debe considerarse en el desarrollo de la técnica. En el presente trabajo, la conformación del chip con la que se obtuvo una mayor eficiencia para la síntesis de las microesferas fue en “Y”. También se probaron diferentes proporciones de colágeno:quitosano para la síntesis de las microesferas, la formulación que mostró la mejor uniformidad en la morfología fue la de proporción 1:1. Se utilizó glutaraldehído a diferentes concentraciones y se varió el tiempo de reticulación para obtener microesferas con mayor resistencia mecánica e insolubilidad en medio acuoso.

INTRODUCCIÓN

El cromo hexavalente es un metal que puede encontrarse de forma natural o antropogénico en el agua potable, lo cual es crítico ya que la Comisión Nacional de Agua (CONAGUA) en el 2022 indicó que más de la mitad del agua proviene del subterráneo[1]. En este contexto, al norte del país se han reportado casos de pozos con cromo y arsénico disuelto en concentraciones mayores al límite permisible; sin embargo, en el estado de Guanajuato, en los municipios de Silao, San Francisco del Rincón, León y Guanajuato Capital también se han reportado pozos contaminados y estos a su vez pueden estar asociados al entorno que abarca el Río Turbio [2]

El cromo es considerado como tóxico y carcinogénico en seres humanos debido a los efectos que ocasiona tales como, problemas respiratorios, afectaciones en el tracto gastrointestinal, daños en la

piel y daño hepático como principales afectaciones. Así mismo, por su efecto bioacumulativo influye en el sistema digestivo y en la reproducción de las especies marinas[1]

Por otro lado, el arsénico también es un metal cancerígeno y contaminante de interés ya que el 15.95% de los 20 acuíferos que abastecen al estado de Guanajuato son considerados como fuente no apta para abastecimiento público pues supera el límite permisible de este metal establecido por la NOM-127-SSA1-2021[3,4]. Entre las afectaciones que puede causar se encuentran las enfermedades cardiovasculares, el daño hepático y los distintitos tipos de cáncer. De igual forma, el arsénico también presenta un efecto acumulativo y la vida acuática absorbe el metal causando daños en su reproducción natural [5,6].

A causa de las afectaciones a la salud causadas por la existencia de Cromo (VI) y Arsénico (V) se han desarrollado diferentes tecnologías para la remoción de estos metales. Una de ellas es la filtración por membranas. Sin embargo, el uso de las membranas puede estar limitado debido a que se requiere un alto costo de energía y mantenimiento adecuado durante el tratamiento, además de una gran inversión inicial por la obtención de los equipo y materiales requeridos[7–10].

Por otro lado, la precipitación química es un proceso en el cual se adicionan sustancias químicas que convierten los iones metálicos presentes en el agua partículas de solidas de mayor tamaño o compuestos que fácilmente pueden ser removidos por filtración. No obstante, este método genera lados que pueden requerir un tratamiento posterior y pueden ser difíciles de eliminar; asimismo, las sustancias químicas utilizadas podrían ser toxicas para el ser humano [7].

La electrocoagulación o coagulación asistida electroquímicamente consiste en la producción de agentes desestabilizantes que neutralizan las cargas de la solución con el contaminante a remover. Aunque esta tecnología es eficiente y funciona con materiales disponibles, también genera lodos contenidos con alto consumo energético [9].

El intercambio iónico es un tratamiento que utiliza resinas que pueden ser naturales o sintéticas, estas tienen la capacidad de absorber iones de compuestos tóxicos y sustituirlos por otros menos dañinos a la salud humana. Este método produce una menor cantidad de lodos en comparación con los metodos anteriores pero el tipo de resina a emplear varía de acuerdo con el contaminante que se pretenda eliminar, además de la generación de radicales libres en el agua y la reducción del pH que está asociado a problemas de corrosión en tuberías [7,11].

Por último, el carbón activado ha sido ampliamente utilizado para el tratamiento de aguas, ya que este es un material higroscópico que a través de su estructura porosa puede adsorber moléculas, iones o contaminantes y estos puedan tener una aplicación posterior. No obstante, este material requiere de una funcionalización para que se obtengan mejores resultados en la adsorción de metales; asimismo, la disposición final del carbon y los lodos pueden generar un impacto ambiental y costo mayor [7].

Debido a las desventajas que presentan los métodos anteriormente mencionados, este proyecto propone la adsorción de estos metales empleando microesferas biohíbridas de colágeno y quitosano, pues ambos son biopolímeros naturales compatibles y pueden formar complejos de coordinación por efecto de los grupos funcionales presentes en cada una de las moléculas. En la literatura están reportados trabajaos de microesferas de colágeno y quitosano con otros materiales para la adsorción de diferentes metales y compuestos que disminuyen la calidad del agua [12].

Las microesferas (ME) serán sintetizadas a través de la técnica microfluídica ya que el manejo de los fluidos es preciso y los “chips” que se emplearan son de bajo costo y bajo ensamblaje, lo que permite obtener partículas con un diámetro de entre 1 a 1000 μm [13].

TEORÍA

Microesferas de colágeno y quitosano

Se han reportado pocos trabajos relacionados con la obtención de microesferas de colágeno, entre ellos se tiene el trabajo de Teng *et. al*, en el que se obtuvieron microesferas compuestas de colágeno, quitosano e hidroxiapatita (CL/CS/HA) mediante una emulsión de agua y aceite. Estas fueron caracterizadas por Espectrometría de Raman, Espectroscopia de Infrarrojo (FT-IR) y Análisis Elemental (EDX) para determinar que las características fueran adecuadas y se encontró que la forma más estable de obtener las microesferas dependía de la proporción adecuada de quitosano y colágeno en relación 1:1 [14].

Otro estudio relacionado con microesferas fue el de Zhou *et. al,* en el que mostraron que la tasa de adsorción de la bilirrubina con microesferas de quitosano injertado con colágeno aumentó significativamente del 25.4% al 92.1% cuando el intervalo de concentración óptimo para lograr esta adsorción fue de 0.1% para el colágeno. Adicionalmente, el estudio de cinética de adsorción evidencia que las microesferas alcanzan este rango de adsorción en los primeros 30 minutos de contacto y al llegar a los 120 minutos alcanzan el equilibrio. Cabe destacar que las microesferas fueron sintetizadas por emulsificación, posterior a ello se hizo un secado por congelación para poder injertar el colágeno, se tamizaron, lavaron con disolventes orgánicos y liofilizaron para incubar y caracterizarlas a través de microscopia electrónica de barrido (SEM), microscopia láser de barrido confocal, espectroscopia de Infrarrojo (FT-IR) y análisis elemental (EA) [15].

Adicionalmente, en el estudio de He *et. al*, se obtuvieron microesferas de quitosano monodisperso 5-fluorouracilo utilizando la técnica microfluídica con un chip de cuatro entradas para microjeringas y una salida. La mezcla inyectada fue quitosano y ácido acético al 1%, para la fase continua se usó aceite mineral ligero con una densidad de 0.84 g/L a una velocidad de flujo oleoso entre 0.015 a 0.05 mL/h. Las microesferas se solidificaron en 30 minutos y el tamaño de la microesfera oscilo entre 22.36 µm a 35.78 µm [16].

Microesferas para remoción de metales

De acuerdo con el estudio realizado por Zhang *et. al*, las microesferas de quitosano modificadas con trietilentetramina (TEAE) presentaron una mayor capacidad de adsorción experimental de Cr (VI) de 291.3 mg/g a un pH optimo de 3. Por otro lado, la capacidad de adsorción de las microesferas que solo contenían alginato fue menor, ya que en la fase experimental se obtuvo una disminución de 26.1 mg/g a pH de 3. Se determinó que la capacidad máxima de adsorción de Cr (VI) fue en 60 minutos ya que el aumento de la temperatura favoreció la adsorción. Las microesferas mostraron una buena estabilidad química y mecánica para la resistencia a los medios básicos y una excelente reutilización tras nueve ciclos. Por lo que se concluye que las microesferas de quitosano modificado con (TEAE) son un candidato prometedor para la eliminación de Cr (VI) de efluentes acuosos [17].

Adicionalmente, Lobo *et. al,* indicó que las microesferas de quitosano y hierro funcionalizadas (F-ICM) sintetizadas a partir de gelificación ionotrópica mostraron una mayor adsorción de As (V) en agua con un amplio rango de pH (4 hasta 9), obteniendo así una remoción superior al 88,9% con concentraciones menores a 0,010 mg As/L. Los resultados obtenidos mostraron un buen rendimiento en la capacidad de adsorción en cuatro ciclos sucesivos, lo que indica la alta capacidad de adsorción de las microesferas sintetizadas [18].

Síntesis de microesferas reticuladas

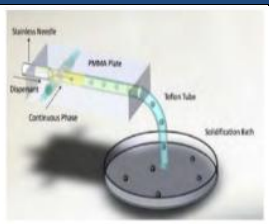
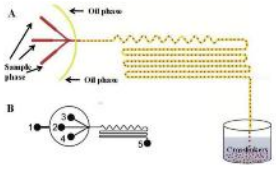
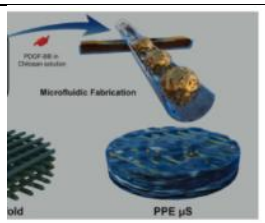
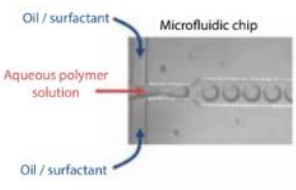
En el estudio realizado por Wang *et. al,* se sintetizaron microesferas de colágeno y quitosano para la proliferación de macrófagos 3D in vitro a través de emulsión de fase acuosa en fase oleosa con glutaraldehído como reticulante. Los resultados de las pruebas de caracterización realizadas

mostraron que las microesferas tenían un tamaño promedio de 100 a 250 µm y la superficie estaba cargada positivamente [19].

A continuación, en la tabla 1 se indican algunos de los trabajos en donde ha empleado la técnica microfluídica con variación en la conformación del chip y el medio estabilizante.

En los primeros tres trabajos sintetizaron microesferas de quitosano con un peso molecular promedio entre 180 kDa y 600 KDa, como fase continua se reportaron mezclas de N-Octanol, Span 80 y aceite mineral; como medio de maduración se indican también mezclas de N-Octanol, Span 80 y se destaca el glutaraldehído como reticulante químico. Sin embargo, el último trabajo presenta condiciones diferentes a los anteriores pues hay una combinación de quitosano comercial con colágeno extraído a apartir de colas de rata en el que utilizan como fase continua una mezcla de aceite y un tensoactivo sintetizado, cabe destacar que no hubo reticulante químico, sino una atmósfera de amoniaco.

Tabla 1. Estado del arte

Reactivos	Tipo de sistema utilizado	Fase continua	Tipo de reticulante	Medio de maduración	Referencia
Quitosano 89.2%DD y 600kDa (PMmedio)		N-octanol con 2% p/v Span-80 a (300 L/min)	Glutaraldehído	N-octanol con glutaraldehído y Span-80	[20]
Quitosano de cascara de cangrejo 95% DD y 500 kDa (PMpromedio)		Span-80 y aceite mineral ligero a diferentes concentraciones	Tripolifosfato (TPP) y Glutaraldehído (GTA)	GTA 10% de isopropanol 5% o de TPP 10% e isopropanol 5% en agitación magnética	[21]
Quitosano 180kDa (PMpromedio)		Mezcla 9:1 (v/v) de octano y Span 80	Glutaraldehído y octano	Mezcla 2:8 v/v de 2,5 % de glutaraldehído y octano durante 30 minutos	[22]
Polvo de quitosano 260kDa (PM promedio), DD entre 80%; viscosidad intrínseca: 11.1 g/dl Colágeno tipo I extraído de colas de rata		Aceite perfluorado + 1% p/p de tensoactivo de copolímero tribloque sintetizado	No hubo reticulante químico	Caja Petri con capa de aceite de silicona en atmósfera de amoniaco	[23]

PARTE EXPERIMENTAL

Materiales

Se utilizó un colágeno en polvo y se preparó una solución 1% p/v utilizando como solvente agua destilada. El quitosano adquirido de Sigma-Aldrich en hojuelas con peso molecular medio, fue utilizado para preparar una solución 0.1M a partir de una solución de ácido acético de grado reactivo. Asimismo, el aceite mineral, los medios de maduración y el ácido acético utilizados son de grado reactivo y comerciales (adquiridos de Karal y Sigma-Adrich). El glutaraldehído marca Sigma-Aldrich se utilizó como agente de entrecruzamiento en soluciones preparadas en medio acuoso.

Conformación de chip

Primeramente, el ensamblaje de chip consiste en la definición inicial de la conformación deseada. Para efectos de este proyecto, se plantearon tres conformaciones (“Y”; “y” y “T”). El armado del chip consistió en la formación de la estructura y unión de las conexiones con resina epoxica para una mayor estabilidad del chip (véase figura 1).

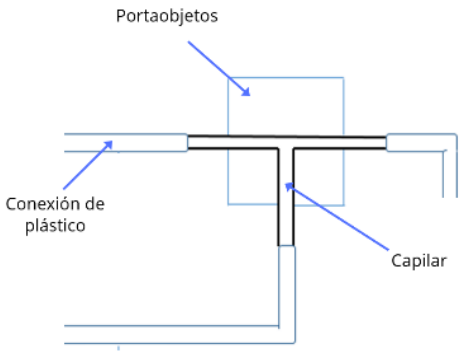


Figura 1. Chip armado

Síntesis microfluídica

Posterior al armado del chip, se llevó a cabo la síntesis de las microesferas por la técnica microfluídica (véase figura 2). La técnica se fundamenta en bombear dos fluidos a través de las conexiones de plástico y hacia el chip para que donde ambos fluidos se interceptan, se genere un punto de corte y la mezcla sea seccionada en pequeñas gotas para finalmente ser transportada hacia el medio de maduración.

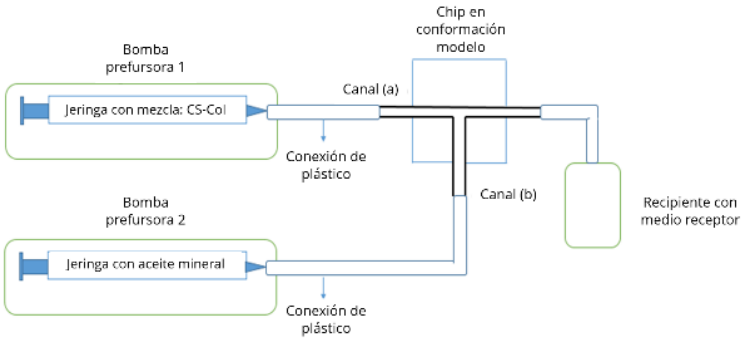


Figura 2. Síntesis de microesferas por la técnica microfluídica

Determinación de peso molecular viscosimétrico (Mv)

Se realizó la técnica de viscosimetría capilar para determinar el peso molecular viscosimétrico del colágeno empleado en la formulación de las microesferas. Para llevar a cabo la experimentación, primeramente, se definieron las constantes k y a que forman parte de la ecuación de Mark-Houwink y se determinó que las concentraciones de las soluciones serían las siguientes: 0.01, 0.025, 0.05, 0.075 y 0.1 g/mL a una temperatura de 25°C, con valor de "$k = 4x10^{-3}$" y "$a=0.08$". La prueba se llevó a cabo en un viscosímetro de Ostwald sumergido en un baño maría acoplado a un termocirculador marca Thermo Fisher Scientific.

RESULTADOS

Conformación de chip

Se armaron los tres tipos de chip propuestos con un ángulo promedio determinado a partir de la revisión bibliográfica (véase figura 3).

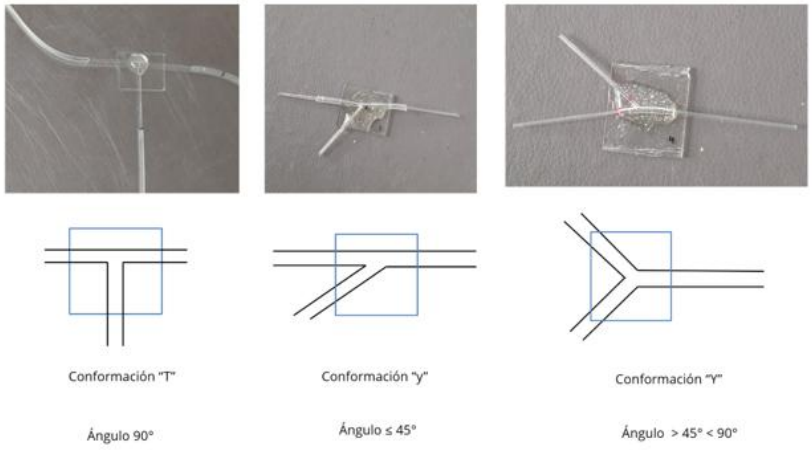


Figura 3. Conformaciones de chips propuestas

En la figura 3 se pueden observar los modelos de chips propuestos para la síntesis de las microesferas. Cada una de las conformaciones fue probada con formulaciones preliminares y se obtuvieron mejores resultados con la conformación "y".

Formulaciones preliminares

Se llevó a cabo la síntesis de microesferas con las concentraciones iniciales reportadas en la literatura, en cada una de ellas hubo variabilidad en diferentes condiciones experimentales; sin embargo, la relación 1:1 de quitosano y colágeno mostró una mejor esfericidad que las otras relaciones probadas (véase figura 4).

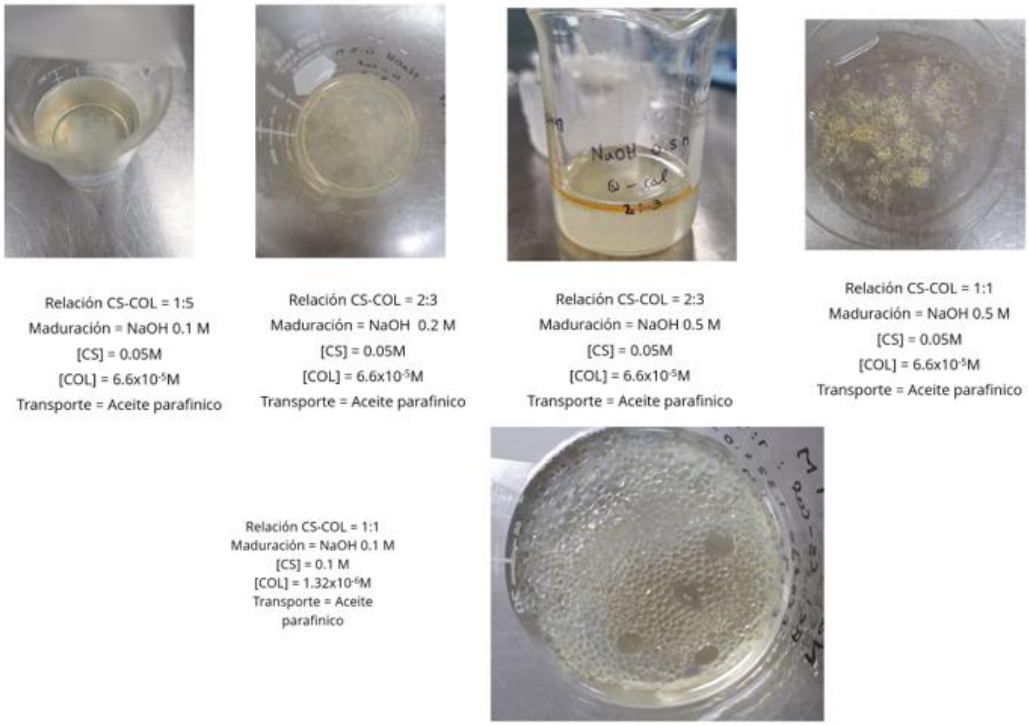


Figura 4. Formulación de las microesferas

Determinación del peso molecular viscosimétrico (Mv)

En la Tabla 2 se reportan los valores obtenidos de la prueba de viscosimetría capilar. En esta se puede observar que el colágeno tiene una viscosidad intrínseca de 5.595 g/ml, este valor es utilizado junto con las constantes k y a en la ecuación de Mark-Houwink, para determinar el peso molecular viscosimétrico (Mv).

Tabla 2. Peso molecular viscosimétrico

Ensayo	Concentración [g/mL]	Tiempo promedio [s]	η_{rel}	η_{sp}	η_{re}	η_{int}	Mv
1	0	59.73				5.595	8555 g/mol
2	0.01	63.33	1.06	0.06	6.04		
3	0.025	68.75	1.15	0.15	6.04		
4	0.05	79.67	1.33	0.33	6.68		
5	0.075	92.00	1.54	0.54	7.21		
6	0.1	108.25	1.81	0.81	8.12		

Asimismo, en el gráfico 1 se comparó la concentración de cada una de las soluciones de colágeno preparadas y se extrapoló a cero para determinar el valor de la viscosidad intrínseca. El peso molecular del colágeno reportado en la literatura va de 100 kDa a 400 kDa, por lo que el colágeno utilizado en el presente trabajo es considerado como bajo ya que la prueba indica 8555 g/mol o Da.

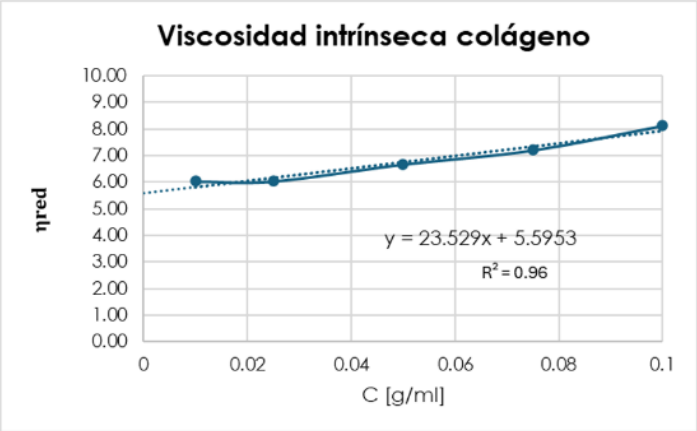


Grafico 1. Determinación de la viscosidad intrínseca del colágeno

Síntesis preliminar microesferas

De acuerdo con el estado del arte reportado anteriormente se probaron diferentes reactivos como medio de reticulación y transporte. La relación 1:1 de quitosano/colágeno, asimismo como sus concentraciones: 0.1M y 1%, respectivamente, se dejaron como variables fijas (véase tabla 3).

Tabla 3. Síntesis preliminar

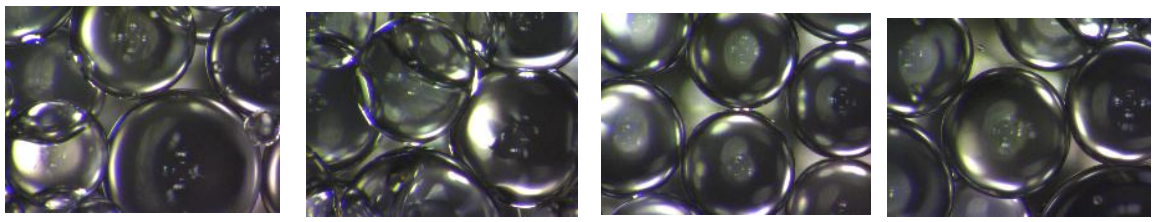
Variable	Prueba	Relación Cs-Col	Concentración Col [% p/v]	Concentración Cs [mol/L]	Fase continua (transporte)	Fase continua []	Medio solidificante (maduración)	Medio solidificante []
Tween 80	1	1 a 1	1	0.1	Tween 80	0.1%	Hidróxido de sodio	0.1 M
	2	1 a 1	1	0.1	Tween 80	0.2%	Hidróxido de sodio	0.1 M
	3	1 a 1	1	0.1	Tween 80	0.3%	Hidróxido de sodio	0.1 M
	4	1 a 1	1	0.1	Aceite mineral	[]	Tween 80	0.1%
	5	1 a 1	1	0.1	Aceite mineral	[]	Tween 80	0.5%
	6	1 a 1	1	0.1	Aceite mineral	[]	Tween 80	1%
Glutaraldehído	1	1 a 1	1	0.1	Aceite mineral	[]	Glutaraldehído	0.1%
	2	1 a 1	1	0.1	Aceite mineral	[]	Glutaraldehído	0.5%
	3	1 a 1	1	0.1	Aceite mineral	[]	Glutaraldehído	1%
	4	1 a 1	1	0.1	Aceite mineral	[]	Glutaraldehído	[]
	5	1 a 1	1	0.1	Glutaraldehído	0.1%	Hidróxido de sodio	0.1 M
	6	1 a 1	1	0.1	Glutaraldehído	0.5%	Hidróxido de sodio	0.1 M
	7	1 a 1	1	0.1	Glutaraldehído	1%	Hidróxido de sodio	0.1 M
	8	1 a 1	1	0.1	Glutaraldehído	[]	Hidróxido de sodio	0.1 M

En una primera instancia se probó el Tween 80 como fase continua a diferentes concentraciones y como constante el hidróxido de sodio; después el Tween 80 a diferentes concentraciones como medio solidificante y en ninguno de los casos hubo formación de microesferas.

No obstante, también se probó el glutaraldehído como fase continua y medio entrecruzante a diferentes concentraciones. Los experimentos realizados con glutaraldehído permitieron una mayor estabilidad, por lo que las microesferas fueron entrecruzadas durante 24, 48 y 72 horas; transcurridos esos tiempos, se aisló un conjunto de microesferas y al colocarlas en agua, estas adquirieron una mayor resistencia mecánica durante un tiempo aproximado de 2 horas. Mientras que las que fueron almacenadas en hidróxido de sodio tuvieron una menor resistencia mecánica pues no sobrevivían por mucho tiempo en el medio.

En contraste con los resultados las formulaciones anteriores, se elevó la concentración de glutaraldehído como medio solidificante y agente de entrecruzamiento; se mantuvieron como

variables fijas la concentración del quitosano y colágeno, así como la relación 1:1 y como fase continua el aceite mineral. Se observó que al aumentar la concentración del entrecruzante se obtenía una mayor estabilidad y morfología en las microesferas; sin embargo, en concentraciones mayores al 20% v/v de glutaraldehído, las microesferas se comienzan a gelificar (véase figura 5).



a) Microesferas + GTA 15% | b) Microesferas + GTA 20% | c) Microesferas + GTA 30% | d) Microesferas + GTA 45%

Figura 5. Comparación de morfología de microesferas reticuladas a 24 horas con diferentes concentraciones de glutaraldehído

Sistema de bombeo para inyección

El sistema de bombeo empleado para la síntesis se muestra en la figura 6, en la que se puede apreciar que ha tenido modificaciones debido a que no se han conseguido las velocidades de flujo adecuadas a causa de la viscosidad de los fluidos; por lo que aún no se ha estandarizado el sistema.



Figura 6. Modificaciones del sistema de bombeo

DISCUSIÓN

La técnica microfluídica permite operar con flujo laminar a causa de que el ángulo de apertura entre ambos canales es menor o igual a 45°, lo que a su vez permite una síntesis rápida pues hay una mayor eficiencia de la mezcla y se obtiene un tamaño uniforme de las microesferas. Por lo que utilizando la conformación “y” se obtuvieron microesferas con una mayor esfericidad durante la síntesis.

En pruebas preliminares para definir la formulación de las microesferas se optó por mantener como variable fija la concentración de quitosano y colágeno, el medio de transporte y solo hubo una variabilidad de la relación y la concentración del medio de maduración y se observó que las microesferas con relación 1:1 tenían una mayor resistencia mecánica, por lo que también se consideró como variable fija. Al aumentar la relación de quitosano en la formulación, las microesferas

también aumentan su resistencia; sin embargo, aún no tienen la estabilidad requerida para someterlas a pruebas de adsorción por lote.

La baja resistencia mecánica de las microesferas puede atribuirse a que el colágeno utilizado tiene un bajo peso molecular, debido a que no se tienen especificaciones técnicas del material, se decidió evaluar el peso molecular viscosimétrico mediante viscosimetría capilar. Las condiciones para la experimentación fueron las constantes de Mark Houwink ($k= 4x10^{-3}$ y $a=0.08$) a 25°C y se obtuvo que el peso molecular viscosimétrico del colágeno es de 8555 Da. De acuerdo con la literatura consultada, este peso molecular estaría relacionado con una fragmentación del colágeno (oligómeros).

CONCLUSIONES

Se obtuvieron microesferas de colágeno:quitosano utilizando la técnica microfluídica con una configuración de chip en “y” y glutaraldehído como entrecruzante. Para llevar a cabo la síntesis microfluídica, existen varios factores que influyen directamente en la morfología, como lo es la velocidad de flujo de inyección, viscosidad de las soluciones, la configuración del chip, el peso molecular de los reactivos empleados, el tipo y condiciones de entrecruzamiento, así como el diseño del sistema. Es por ello que, de acuerdo a las pruebas preliminares, las esferas sintetizadas a partir de una relación 1:1, concentración de quitosano de 0.1 M, colágeno 1% p/v; glutaraldehído al 20% v/v y aceite mineral, mostraron una mayor resistencia mecánica y esfericidad que las otras concentraciones en un tiempo de 24 horas.

Aunque se observó un aumento en la resistencia al mantener fija la proporción de quitosano, la estabilidad estructural aún no es suficiente para aplicaciones como pruebas de adsorción, lo que subraya la importancia de utilizar colágeno con mayor peso molecular y optimizar las condiciones del reticularmente para mejorar la resistencia de las microesferas.

BIBLIOGRAFÍA

1. ToxFAQsTM: Cromo (Chromium) | ToxFAQ | ATSDR. https://www.atsdr.cdc.gov/es/toxfaqs/es_tfacts7.html.
2. Comisión Nacional del Agua | Gobierno | gob.mx. https://www.gob.mx/conagua.
3. DOF - Diario Oficial de la Federación. https://www.dof.gob.mx/nota_detalle_popup.php?codigo=5650705.
4. Sistema Nacional de Información del Agua. https://sinav30.conagua.gob.mx:8080/SINA/?opcion=acuiferos.
5. Resumen de Salud Pública: Arsénico (Arsenic) | PHS | ATSDR. https://www.atsdr.cdc.gov/es/phs/es_phs2.html.
6. Arsénico. https://www.who.int/es/news-room/fact-sheets/detail/arsenic.
7. Sadee, B. A., Zebari, S. M. S., Galali, Y. & Saleem, M. F. A review on arsenic contamination in drinking water: sources, health impacts, and remediation approaches. *RSC Adv* 15, 2684–2703 (2025).
8. Abdullah, N., Yusof, N., Lau, W. J., Jaafar, J. & Ismail, A. F. Recent trends of heavy metal removal from water/wastewater by membrane technologies. *Journal of Industrial and Engineering Chemistry* 76, 17–38 (2019).
9. Shofia, S. I., Vickram, A. S., Saravanan, A., Deivayanai, V. C. & Yaashikaa, P. R. Sustainable separation technologies for heavy metal removal from wastewater: An upgraded review of physicochemical methods and its advancements. *Sustainable Chemistry for the Environment* 10, 100264 (2025).
10. Guo, H. *et al.* Nanofiltration for drinking water treatment: a review. *Frontiers of Chemical Science and Engineering 2021 16:5* 16, 681–698 (2021).
11. RICHARDSON, J. F., HARKER, J. H. & BACKHURST, J. R. Ion Exchange. *Chemical Engineering* 1053–1075 (2002) doi:10.1016/B978-0-08-049064-9.50029-1.

12. Hamidon, T. S., Garba, Z. N., Zango, Z. U. & Hussin, M. H. Biopolymer-based beads for the adsorptive removal of organic pollutants from wastewater: Current state and future perspectives. *Int J Biol Macromol* 269, 131759 (2024).
13. (PDF) Microfluidos: Nuevas fronteras. https://www.researchgate.net/publication/236679534_Microfluidos_Nuevas_fronteras.
14. Teng, S. H., Liang, M. H., Wang, P. & Luo, Y. Biomimetic composite microspheres of collagen/chitosan/nano-hydroxyapatite: In-situ synthesis and characterization. *Materials Science and Engineering: C* 58, 610–613 (2016).
15. Zhou, W. *et al.* Collagen-modified chitosan microsphere as a novel hemoperfusion adsorbent for efficient removal of bilirubin from human plasma. *Sep Purif Technol* 337, 126303 (2024).
16. He, T. *et al.* 5-Fluorouracil monodispersed chitosan microspheres: Microfluidic chip fabrication with crosslinking, characterization, drug release and anticancer activity. *Carbohydr Polym* 236, 116094 (2020).
17. Zhang, W. *et al.* Multicavity triethylenetetramine-chitosan/alginate composite beads for enhanced Cr (VI) removal. *J Clean Prod* 231, 733–745 (2019).
18. Lobo, C., Castellari, J., Colman Lerner, J., Bertola, N. & Zaritzky, N. Functional iron chitosan microspheres synthesized by ionotropic gelation for the removal of arsenic (V) from water. *Int J Biol Macromol* 164, 1575–1583 (2020).
19. Wang, D. *et al.* Preparation of collagen/chitosan microspheres for 3D macrophage proliferation in vitro. *Colloids Surf A Physicochem Eng Asp* 572, 266–273 (2019).
20. Su, Y., Ma, L., Chen, J. & Xu, J. An efficient chitosan-derived carbon/silica microsphere supported Pd catalyst with high stability for Heck reactions. *Carbohydr Polym* 175, 113–121 (2017).
21. He, T. *et al.* 5-Fluorouracil monodispersed chitosan microspheres: Microfluidic chip fabrication with crosslinking, characterization, drug release and anticancer activity. *Carbohydr Polym* 236, 116094 (2020).
22. Li, H. *et al.* Cartilage lacuna-biomimetic hydrogel microspheres endowed with integrated biological signal boost endogenous articular cartilage regeneration. *Bioact Mater* 41, 61–82 (2024).
23. Azria, D. *et al.* Elaboration of Materials with Functionality Gradients by Assembly of Chitosan-Collagen Microspheres Produced by Microfluidics. *J Renew Mater* 6, 314–324 (2018).

RECUBRIMIENTOS ALTAMENTE REFLEJANTES PARA TELESCOPIOS DE ÚLTIMA GENERACIÓN

Dulce Murias[1], Yaritza Borroel[2], José Méndez[1]

[1]Centro de Investigaciones en Óptica, A.C., [2]Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica.
dmurias@cio.mx

RESUMEN

El desarrollo de telescopios de gran tamaño es esencial para la astronomía moderna, ya que permite recolectar más luz, y, por tanto, observar objetos más débiles o distantes. En este contexto, la óptica segmentada ha surgido como una solución viable para superar las limitaciones de los espejos monolíticos, facilitando la construcción de telescopios más grandes y eficientes. Este trabajo evalúa el rendimiento de recubrimientos ópticos avanzados, considerando tanto las condiciones de fabricación como las propiedades de los materiales, con especial énfasis en su aplicación en instrumentación astronómica. El desarrollo de espejos para telescopios ha sido clave en proyectos como el Telescopio Espacial James Webb, el Telescopio Extremadamente Grande y el Telescopio de Treinta metros. La creación de nuevos instrumentos astronómicos a menudo requiere el diseño de tecnologías de vanguardia, como los recubrimientos ópticos avanzados, que deben estar optimizados para ofrecer la máxima sensibilidad y resolución dentro de rangos específicos de longitudes de onda. Estos recubrimientos son fundamentales, ya que determinan los tipos de objetos y materiales que un telescopio puede detectar y los casos científicos que pueden ser estudiados. Es así como la integración de óptica segmentada y recubrimientos avanzados está transformando la astronomía moderna, permitiendo estudios detallados de exoplanetas, galaxias distantes y la evolución del universo con niveles de precisión sin precedentes. Estos avances no solo están impulsando la exploración terrestre y espacial, sino que también favorecen el desarrollo de tecnologías con un impacto potencialmente significativo en diversas aplicaciones de la vida cotidiana.

INTRODUCCIÓN

La observación de objetos astronómicos débiles y distantes ha impulsado el desarrollo de la tecnología óptica. Desde los primeros telescopios hasta los sistemas modernos de gran apertura, la necesidad de captar fuentes de baja luminosidad ha motivado avances en recubrimientos multicapa de alta reflectancia que mejoran la eficiencia en la recolección de luz. Estos recubrimientos, aplicados a los espejos de los telescopios, permiten obtener propiedades físicas de los objetos celestes como luminosidad, temperatura y composición química, mediante técnicas espectroscópicas y fotométricas.[1]

Uno de los retos en la astronomía observacional es reducir el tiempo de exposición necesario para alcanzar una relación señal-ruido adecuada. Este tiempo está limitado por condiciones geográficas y por el movimiento aparente de los objetos, pero puede optimizarse mediante telescopios de gran apertura y recubrimientos que maximicen la reflectancia en rangos espectrales definidos. Cuando la luz incide sobre un sistema óptico, su energía puede ser transmitida, reflejada o absorbida. La cantidad de luz reflejada por un sistema puede calcularse mediante formalismos matemáticos rigurosos**,** o mediante aproximaciones numéricas.[1,2,3]

Además de alcanzar rendimiento optimo en los recubrimientos ópticos, su fabricación presenta desafíos técnicos, como la selección de materiales (por ejemplo, metales o dieléctricos), los métodos de depósito y la escalabilidad para espejos de gran tamaño. En este trabajo se presentan los principios físicos que determinan la reflectancia en telescopios, se comparan diseños de recubrimientos mediante simulaciones numéricas y se analizan las limitaciones prácticas asociadas a su fabricación.

TEORÍA

Magnitud aparente

La detectabilidad de objetos astronómicos está determinada por su magnitud aparente $\boldsymbol{m}$ una medida logarítmica del flujo observado $\boldsymbol{F}$ en comparación con un flujo de referencia $\boldsymbol{F_0}$:

$$\boldsymbol{m = -2.5 \log_{10}\left(\frac{F}{F_0}\right)} \qquad (1)$$

donde $\boldsymbol{F}$ se expresa en unidades $\left(\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{cm^2\,\mu m}}\right)$.

La señal espectral detectada $\mathbf{S(\lambda)}$ a través de un telescopio se puede expresar como:

$$\mathbf{S(\lambda) = (hc)^{-1}\,\tau(\lambda)\;\mu(\lambda)\;A_{eff}\;\lambda\;\Delta\lambda\;f_\lambda(0)\;x\;10^{-4m}\left[\frac{e^-}{s}\right]} \qquad (2)$$

donde $\boldsymbol{(hc)^{-1} = 5.03\ x\ 10^{18}\ J^{-1}\mu m^{-1}}$, $\boldsymbol{\tau(\lambda)}$ y $\boldsymbol{\mu(\lambda)}$ son la eficiencia óptica del instrumento y la eficiencia cuántica del detector, respectivamente; $\boldsymbol{A_{eff}}$ s el área efectiva del espejo primario y $\boldsymbol{f_\lambda(0)}$ representa el flujo espectral de referencia[1].

Reflectancia en interfaces: coeficientes de Fresnel

Cuando una onda electromagnética incide sobre una interfaz entre dos medios con índices de refracción $\boldsymbol{n_1}$ y $\boldsymbol{n_2}$, la reflectancia $\boldsymbol{R}$ para incidencia normal se calcula como:[3]

$$\boldsymbol{R = \left|\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\right|^2} \qquad (3)$$

Para ángulos oblicuos, se deben considerar las polarizaciones TE y TM:

$$\boldsymbol{R_s = \left|\frac{n_1 \cos\theta_i - n_2 \cos\theta_t}{n_1 \cos\theta_i + n_2 \cos\theta_t}\right|^2} \qquad (4)$$

$$\boldsymbol{R_p = \left|\frac{n_2 \cos\theta_i - n_1 \cos\theta_t}{n_2 \cos\theta_i + n_1 \cos\theta_t}\right|^2} \qquad (5)$$

Donde $\boldsymbol{\theta_i}$ es el ángulo de incidencia y $\boldsymbol{\theta_t}$ es el ángulo de transmisión, relacionados por la ley de Snell:

$$\boldsymbol{n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2} \qquad (6)$$

Recubrimientos multicapa: método de matrices de transferencia.

En estructuras ópticas más complejas, la reflectancia total debe calcularse considerando la interferencia entre múltiples capas mediante el método de matrices de transferencia[3]. Cada capa $\boldsymbol{j}$ se representa con una matriz $\boldsymbol{M_j}$:

$$\boldsymbol{M_j} = \begin{bmatrix} \boldsymbol{\cos\delta_j} & \boldsymbol{\frac{i\sin\delta_j}{q_j}} \\ \boldsymbol{iq_j\sin\delta_j} & \boldsymbol{\cos\delta_j} \end{bmatrix},\ \boldsymbol{\delta_j = \frac{2\pi}{\lambda} n_j d_j \cos\theta_j} \qquad (87)$$

donde $\boldsymbol{n_j}$ es el índice de refracción, $\boldsymbol{d_j}$ el espesor de la capa y $\boldsymbol{q_j}$ depende la polarización. La matriz total del sistema se obtiene como el producto:

$$\boldsymbol{M = \prod_j M_j} \qquad (8)$$

La reflectancia del sistema multicapa se calcula como:

$$\boldsymbol{R = \left|\frac{M_{11}+M_{12}q_s-q_0(M_{21}+M_{22}q_s)}{M_{11}+M_{12}q_s+q_0(M_{21}+M_{22}q_s)}\right|^2} \qquad (9)$$

donde $\boldsymbol{q_0}$ y $\boldsymbol{q_s}$ representan las impedancias ópticas del medio incidente y del sustrato, respectivamente.

La maximización de la reflectancia espectral mediante métodos de optimización permite diseñar recubrimientos multicapa que cumplan con el desempeño requerido. Sin embargo, la implementación práctica de estos diseños depende críticamente de la capacidad de reproducir los espesores y propiedades ópticas requeridas durante el proceso de fabricación. Cada parámetro del modelo teórico, como el índice de refracción $\boldsymbol{n_j}$, el espesor físico $\boldsymbol{d_j}$, y la uniformidad del depósito, influye directamente en la respuesta espectral del sistema (ver Eq. 8).

Dado que los diseños óptimos requieren gran precisión, es indispensable seleccionar técnicas de fabricación capaces de proporcionar un control fino sobre los espesores, la composición y la morfología de las capas.

Técnicas de fabricación de películas delgadas

Los recubrimientos ópticos se depositan principalmente mediante técnicas de vacío, clasificadas en procesos físicos y químicos.

En el depósito físico de vapor, la película se condensa directamente en la superficie del substrato, entre los métodos más relevantes se encuentran la evaporación térmica o por haz de electrones, donde el material se calienta hasta vaporizarse y se condensa sobre el substrato; la pulverización catódica (por su designación en inglés: sputtering), en la cual un plasma de argón bombardea el material solido que se va a depositar, denominado blanco, eyectando átomos que se depositan en el sustrato, es más energético que la evaporación. Y existen variantes avanzadas, como el bombardeo iónico durante la condensación para mejorar adherencia y densidad.

Por otro lado, en el depósito químico de vapor, la película crece mediante reacción química entre gases precursores. Una variante avanzada de este proceso es el depósito por capas atómicas (del inglés ALD), basado en reacciones superficiales secuenciales mediante ciclos adsorción, purgado y reacción, lo que permite un control nanométrico del espesor y alta uniformidad.

En la tabla 1, se resumen la aplicación de estas técnicas en recubrimientos ópticos para telescopios.

Tabla 1. Aplicaciones en Óptica Astronómica

Técnica	*Ejemplos Notables*	*Precisión*
Sputtering	Espejos primarios (VLT, GMT)	±2% uniformidad4
Evaporación	Recubrimientos de Au (JWST)	Rugosidad <1 nm RMS[5]
ALD	Capas protectoras SiN_x (TMT, ELT)	±0.1 nm/capa[6]

DESAFÍOS TÉCNICOS DE DISEÑO Y FABRICACIÓN

Los diseños de alta reflectancia se clasifican en tres categorías fundamentales: Reflectores metálicos, reflectores totalmente dieléctricos y reflectores metálicos mejorados.

Los materiales más utilizados en la fabricación de reflectores metálicos son el aluminio (Al), el oro (Au) y la plata (Ag). La Figura 1 ilustra la reflectancia espectral simulada de Al, Ag y Au, materiales comúnmente utilizados como recubrimientos reflectantes en aplicaciones ópticas. El aluminio presenta una reflectancia superior al 85 % en un amplio rango espectral que abarca desde el ultravioleta (UV) hasta el infrarrojo (IR). La plata alcanza valores cercanos al 98 % en el visible e IR, pero tiene baja reflectancia en el UV. El oro mantiene una reflectancia superior al 95 % en longitudes de onda mayores a 700 nm. Debido a estas propiedades ópticas, la plata y el oro son materiales preferidos para la fabricación de espejos destinados a aplicaciones infrarrojas, tanto terrestres como espaciales[7].

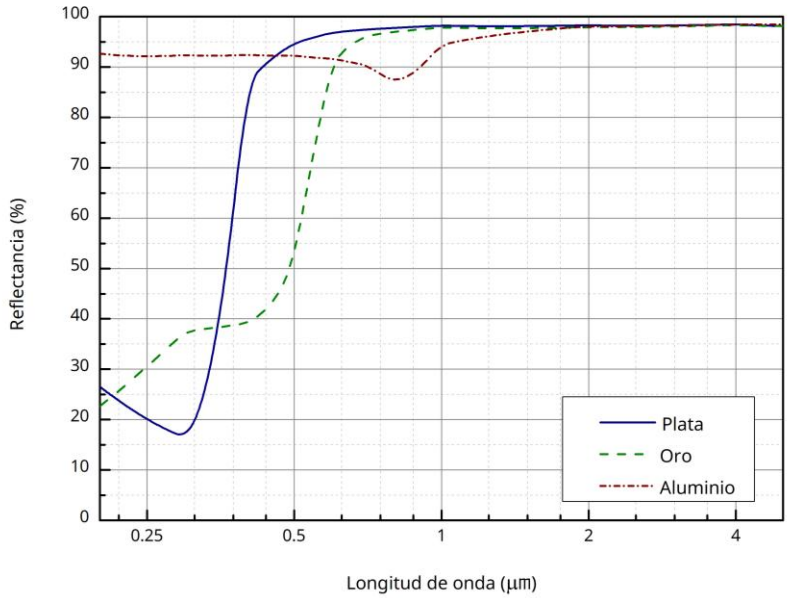


Figura 1. Dependencia espectral de la reflectancia para la plata, el oro y el aluminio.

Los reflectores totalmente dieléctricos pueden alcanzar altos niveles de reflectancia, aunque típicamente dentro de una banda espectral relativamente estrecha. Si bien es posible combinar múltiples diseños para cubrir un rango más amplio, existen limitaciones prácticas que impiden incrementar el ancho de banda, debido al aumento en el número de capas, la acumulación de tensiones mecánicas o la absorción óptica en los materiales[8].

La Figura 2 muestra tres diseños simulados de un reflector dieléctrico tipo Bragg, compuestos por pares alternados de materiales con índice de refracción alto (H) y bajo (L). Se observa que, al

aumentar el número de pares de capas, la reflectancia dentro de la banda central se incrementa y el perfil espectral adquiere una forma más “cuadrada”, delimitando con mayor nitidez la región de alta reflectancia. También se aprecia que los rizos o interferencias fuera de la banda se intensifican conforme crece el número de capas, lo cual puede ser una desventaja en ciertas aplicaciones ópticas sensibles al rechazo de banda espectral.

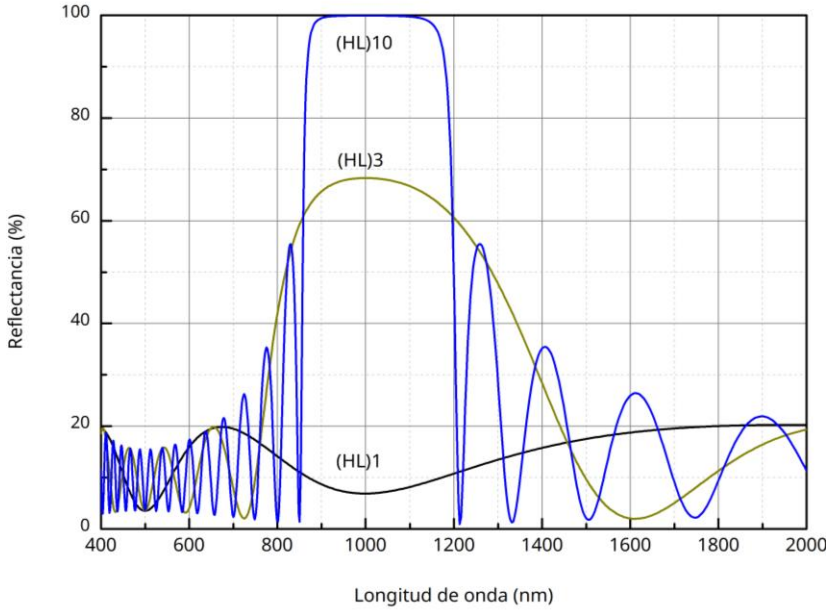


Figura 2. Reflectancia a incidencia normal de estructuras dieléctricas formadas por capas alternadas de espesor $\lambda_0/4$ de materiales de alto y bajo índice de refracción sobre un sustrato transparente. El número de pares de capas se indica como parámetro en las curvas.

El tercer tipo de reflector consiste en estructuras híbridas que combinan películas metálicas con películas dieléctricas, lo que permite optimizar la reflectancia en rangos espectrales específicos. La Figura 3 muestra un ejemplo de este enfoque: un espejo de aluminio recubierto con una pila dieléctrica compuesta por capas alternadas de MgF_2 (L) y Ta_2O_5 (H). Este diseño mejora la reflectancia en la región visible, alcanzando un valor máximo cercano al 98%, en comparación con el ~92% del aluminio desnudo.

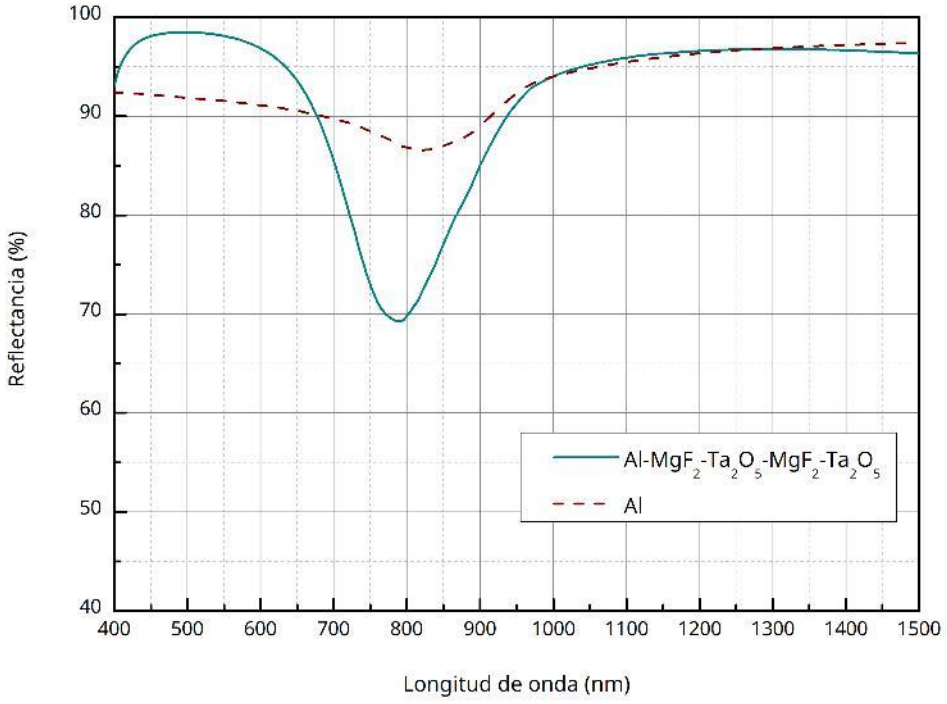


Figura 3. Reflectancia en función de la longitud de onda para una película de aluminio, con y sin recubrimiento dieléctrico multicapa de MgF_2 y Ta_2O_5 diseñado para mejorar el desempeño en el rango visible.

Una vez determinado el tipo de espejo necesario para el instrumento óptico, el diseñador puede, mediante los métodos discutidos anteriormente, generar un diseño que cumpla con las especificaciones requeridas. Sin embargo, incluso con un diseño adecuado, materiales apropiados y un proceso de fabricación viable, existen diversos factores críticos que deben considerarse para obtener un recubrimiento óptico funcional. Entre ellos destacan:

- Alta reflectancia requerida
- Número de capas (en el caso de espejos dieléctricos)
- Control preciso del espesor de cada capa
- Absorción óptica
- Uniformidad del recubrimiento
- Microestructura de las capas
- Adherencia al sustrato
- Estabilidad ambiental
- Escalabilidad del proceso

Cada uno de estos aspectos puede representar un desafío durante la fabricación. Por ejemplo, en la figura 4A se muestra una imagen SEM de una película de aluminio cuya superficie presenta porosidad. Estos defectos están directamente relacionados con los parámetros de depósito, tales como el nivel de vacío, la tasa de depósito, la temperatura del sustrato o la técnica de recubrimiento utilizada. La presencia de poros puede facilitar la absorción de humedad, comprometiendo así el rendimiento óptico y la durabilidad del espejo.

En la figura 4B se observa un recubrimiento dieléctrico multicapa con deficiencia en la uniformidad. Las variaciones de color visibles en la inspección visual indican que los espesores no son homogéneos a lo largo de la superficie, lo cual puede alterar su respuesta espectral.

La figura 4C muestra un recubrimiento de plata en el que se evidencian fallas de adherencia a un substrato (fused silica de Ohara) sin capa de protección que evite la degradación de la película metálica ante la exposición ambiental. Este tipo de fallos es crítico en espejos primarios para telescopios, ya que estos dispositivos se ubican en cumbres montañosas donde las condiciones ambientales son especialmente agresivas.

Finalmente, en la figura 4D se presenta una solución al problema de escalabilidad: el uso de espejos segmentados. Esta estrategia permite fabricar y manejar ópticas de gran tamaño, facilitando su ensamblaje y mantenimiento en telescopios astronómicos de gran apertura.

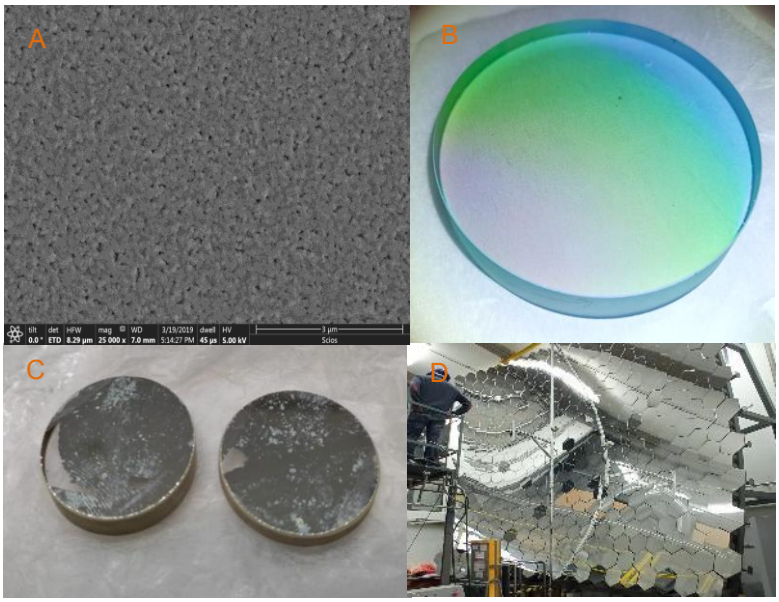


Figura 4. A) Imagen SEM de una película de aluminio con poros en la superficie. B) Recubrimiento dieléctrico multicapa con falta de uniformidad en el espesor. C) Problemas de adherencia de una película de plata sobre un sustrato de vidrio, con protección deficiente. D) Arreglo de espejos de aluminio segmentados para obtener una superficie reflectante de gran área.

DISCUSIÓN

El diseño óptimo de un espejo depende fuertemente de su aplicación específica y del rango espectral de operación. Para muchas aplicaciones avanzadas, el desempeño en reflectancia puede mejorarse mediante diseños multicapa metal-dieléctrico, que ofrecen un equilibrio entre alta reflectancia, durabilidad y adaptabilidad[6]. Los proyectos astronómicos de próxima generación, como el ELT (Extremely Large Telescope) y el TMT (Thirty Meter Telescope), están migrando hacia recubrimientos basados en Ag que involucran películas delgadas protectoras. En paralelo, el depósito por ALD se posiciona como una técnica ideal para espejos en aplicaciones espaciales o IR, debido a la alta uniformidad y mayor precisión en el control de espesores (±0.1 nm). Sin embargo, su viabilidad para recubrir ópticas de gran escala, como las utilizadas en telescopios terrestres de gran apertura, sigue siendo limitada por su baja velocidad de depósito y altos requerimientos de vacío.

La tabla 1 resume una comparación entre diferentes esquemas de recubrimiento óptico para telescopios astronómicos, considerando parámetros clave como reflectancia, durabilidad, escalabilidad y aplicación[9,10].

Tabla 1. Comparación de tecnologías de recubrimiento para espejos astronómicos en función de su desempeño óptico, durabilidad y escalabilidad.

Parámetro	**Al + SiO_2 (Actual)**	**Ag + NiCrN/SiO_2 (Híbrido)**	**Ag + SiNx (Next-gen)**	**Recubrimientos dieléctricos (ALD)**
Reflectancia (λ visible)	88-92%	95-97%	96-98%	>99% (en bandas estrechas)
Reflectancia (λ IR)	85-90%	97-98%	98-99%	>99.5% (IR medio-lejano)
Durabilidad	1-2 años (oxidación)	3-5 años (corrosión controlada)	>5 años (estabilidad química)	10+ años (sin degradación ambiental)
Escalabilidad	Alta (espejos >8 m)	Media (requiere control de capas)	Media-Baja (depende de pureza)	Baja (lento para grandes áreas)
Aplicaciones	VLT, Subaru	LSST, GMT	TMT, ELT	Telescopios espaciales (futuros)
Notas	Recubrimiento estándar	Mejor reflectividad, costo operativo moderado	Alta eficiencia, pero sensible a impurezas	Ideal para IR, requiere vacío extremo

Leyenda/Simbología:
VLT: Very Large Telescope; LSST: Large Synoptic Survey Telescope; GMT: Giant Magellan Telescope.

CONCLUSIONES

La exploración del universo profundo y la observación de objetos de bajo brillo superficial han impulsado el diseño de telescopios con superficies colectoras cada vez mayores. En este trabajo se analizó cómo la eficiencia óptica total está determinada no solo por el área efectiva del espejo primario, sino también por las propiedades ópticas de sus recubrimientos. Se mostró que la reflectancia puede optimizarse mediante el diseño de estructuras multicapa, cuyo desempeño puede predecirse con precisión mediante simulaciones ópticas. Los telescopios de próxima generación demandan recubrimientos con alta reflectancia en rangos espectrales amplios, estabilidad frente a condiciones ambientales extremas y viabilidad para su fabricación a gran escala. El desarrollo de tecnologías de depósito avanzadas, la integración de nuevos materiales funcionales y el empleo de ópticas segmentadas representan estrategias fundamentales para superar los retos tecnológicos asociados a estos sistemas ópticos de gran formato.

BIBLIOGRAFÍA

1. McLean, I. S. (2008). *Electronic imaging in astronomy: Detectors and instrumentation*. Springer.

2. Piegari, A., & Flory, F. (Eds.). (2018). *Optical thin films and coatings: From materials to applications*. Woodhead Publishing.

3. Macleod, H. A. (2021). *Thin-film optical filters* (5.a ed.). CRC Press.

4. Gillette, S. M. & Lizon, J.-L. (2001). *Optical coatings for the VLT primary mirrors* (Informe Técnico No. VLT-TRE-ESO-17400-0001). European Southern Observatory.

5. Hadjimichael, T., Arnold, W. R., & Clampin, M. (2012). *JWST mirror coatings: Materials and processes* (Memorando Técnico de la NASA No. JWST-MIR-TECH-2012-001). NASA Goddard Space Flight Center.

6. Montoya, L., Sedghi, B., & Burge, J. H. (2020). ELT M4 mirror coating strategy. *Proceedings of SPIE*, *11451*, 114515D. https://doi.org/10.1117/12.2567890.

7. Quijada, M. A., Del Hoyo, J., Boris, D. R., & Walton, S. G. (2017). Improved mirror coatings for use in the Lyman Ultraviolet to enhance astronomical instrument capabilities. En *Proceedings of SPIE: UV/Optical/IR Space Telescopes and Instruments: Innovative Technologies and Concepts VIII* (Vol. 10398, pp. 363–372). SPIE. https://doi.org/10.1117/12.2275295.

8. Willey, R. R. (2006). *Field guide to optical thin films*. SPIE Press. https://doi.org/10.1117/3.651880.

9. Tornøe, S. A., Burge, J. H., Kim, D. W., & Smith, B. K. (2024). Aluminum-based mirrors with an aluminum fluoride protective coating: A comparative study of small and large-scale atomic layer deposition systems. *Proceedings of SPIE 13100*, Article 131000B. https://doi.org/10.1117/12.3037194.

10. NOIRLab. (2024). *Atomic layer deposition for next-generation telescope mirrors* [Comunicado técnico]. Recuperado de https://noirlab.edu/public/es/news/noirlab2411/.

PRODUCCIÓN DE PARES DEL LEPTÓN TAU Y MOMENTOS DIPOLARES

David Espinosa Gómez[1], Jorge Isidro Aranda Sánchez[1], Alejandro Gutiérrez Rodríguez[2] , Fernando Iguazú Ramírez Zavaleta[1], Francisco Santoyo Valdez[1]

[1]Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo, [2]Universidad Autónoma de Zacatecas.
david.espinosa@umich.mx

RESUMEN

Estimamos la sección eficaz de producción del proceso $\boldsymbol{\mu^+\mu^- \to Z' \to \tau^+\tau^-\gamma}$ teniendo en cuenta momentos dipolares magnéticos ($\boldsymbol{a_\tau}$) y eléctricos anómalos ($\boldsymbol{d_\tau}$) del leptón tau reportado por la colaboración DELPHI [1], donde $\boldsymbol{Z'}$ es un nuevo bosón neutro masivo predicho por modelos extendidos o teorías de gran unificación. El modelo extendido más simple que predice la existencia de este bosón de norma neutro $\boldsymbol{Z'}$ se basa en el grupo de norma electrodébil extendido $\boldsymbol{SU_L(2) \times U_Y(1) \times U'(1)}$ [2,3,4]. En este trabajo, consideramos el bosón $\boldsymbol{Z'}$ predicho por el modelo $\boldsymbol{Z}$ secuencial denotado por $\boldsymbol{Z_S}$ y el modelo con simetría izquierda-derecha denotado por $\boldsymbol{Z_{LR}}$. Por otra parte, la sección eficaz depende cuadráticamente de los momentos anómalos, los cuales estas propiedades electromagnéticas del tau son un tema que ha cobrado relevancia en la física de altas energías, dado que se cree que está fuertemente relacionado con la nueva física. Por lo tanto, proponemos analizar los efectos de estas propiedades físicas tomando el límite superior existente para $\boldsymbol{a_\tau}$ y $\boldsymbol{d_\tau}$ de acuerdo con la referencia [1]. Otro aspecto importante que se ha considerado es el concepto de resonancia, siendo pieza clave en el uso de los procesos de colisión de partículas elementales para el estudio de la estructura de la materia. En esta línea, podemos mencionar que uno de los métodos poderosos utilizados en la física de partículas de alta energía es el modelo de resonancia de Breit-Wigner. De esta manera, hemos analizado la sección eficaz utilizando la fórmula de Breit Wigner, ya que este método nos permite estudiar la sección eficaz como función de la energía de centro de masa. Asimismo, se ha desarrollado un algoritmo en Mathematica para la estimación numérica y mediante la paquetería FeynCalc se ha obtenido la amplitud invariante con el propósito de obtener la sección eficaz. Para nuestro análisis fenomenológico asumimos energías del centro de masa 3-6 TeV. Con estas energías hemos encontrado una sección eficaz del orden de $\boldsymbol{10^1}$ fb para los modelos donde surgen los bosones $\boldsymbol{Z_S}$ y $\boldsymbol{Z_{LR}}$, respectivamente. Para concluir, en este presente trabajo se llevó a cabo un análisis exhaustivo de la sección eficaz usando momentos dipolares electromagnéticos asociados al leptón tau. La interacción de estas propiedades nos brinda la oportunidad de estudiar la sección eficaz y establecer una conexión con la posible existencia de contribuciones de física exótica que va más allá del Modelo Estándar. Donde hemos identificado que la contribución dominante surge debido al bosón $\boldsymbol{Z_S}$, alcanzando un valor máximo de 17.29 fb con $\boldsymbol{\sqrt{s} = 5000}$ GeV. Estos hallazgos son fundamentales para entender las implicaciones teóricas y experimentales a cerca de la física del tau y de los modelos con $\boldsymbol{Z'}$.

INTRODUCCIÓN

Las propiedades electromagnéticas del tau son un tema de interés en la física de partículas, ya que se cree que está relacionado con efectos de nueva física. Actualmente las colaboraciones ATLAS y CMS observaron la producción de pares de leptones tau y establecieron limites sobre $\boldsymbol{a_\tau}$ y $\boldsymbol{d_\tau}$. A continuación, se presenta tabla de datos experimentales:

Colaboración	Límites experimentales	Nivel de confianza
ATLAS	$\boldsymbol{-0.057 < a_\tau < 0.024}$	95%
DELPHI	$\boldsymbol{-0.052 < a_\tau < 0.013}$	95%
BELLE	$\boldsymbol{-2.2 < Re(d_\tau) < 4.5 \times 10^{-17}\ ecm}$	95%
DELPHI	$\boldsymbol{-2.22 < Re(d_\tau) < 4.5 \times 10^{-17}\ ecm}$	95%

Tabla I. Límites reportados por ATLAS [1], DELPHI [2], BELLE [3].

Motivados por estos estudios experimentales de momentos magnéticos y eléctricos del tau, llevamos a cabo el análisis sobre el efecto de estas propiedades electromagnéticas de la sección eficaz. Además, la sección eficaz de producción del proceso $\boldsymbol{\mu^+\mu^- \to Z' \to \tau^+\tau^-\gamma}$ es función de la masa del nuevo bosón $\boldsymbol{Z'}$, por lo cual, en nuestro estudio consideramos al bosón $\boldsymbol{Z'}$ predicho por los siguientes modelos de extensión: El modelo secuencial $\boldsymbol{Z}$ denotado por $\boldsymbol{Z_S}$ y el modelo con simetría izquierda-derecha denotado por $\boldsymbol{Z_{LR}}$. En esta línea, mencionaremos algunos resultados sobre las búsquedas de nuevas resonancias de spin-1, las cuales imponen límites inferiores actualizados en sus masas [13,14]. Los colaboradores ATLAS y CMS reportan los límites de masas inferiores del bosón $\boldsymbol{Z'}$, estos dependen del modelo teórico considerado, las masas son mayores 3.8 TeV [13,14]. En este sentido, proponemos nuestro análisis de la fracción de decaimiento $\boldsymbol{Z' \to \mu e}$ en un intervalo de masa de 2 TeV $\leq \boldsymbol{m_{Z'}} \leq$ 7 TeV.

EL LAGRANGIANO GENERAL EN MODELOS EXTENDIDOS

Para nuestro objetivo, usaremos el Lagrangiano renormalizable más general que incluye violación de sabor mediada por un nuevo bosón de norma neutro $\boldsymbol{Z'}$. Dicho Lagrangiano puede escribirse de la siguiente manera:

$$\boldsymbol{\mathcal{L}_{NC} = \sum_{ij}\left[\bar{f}_i\gamma^\alpha\left(\Omega_{Lf_if_j}P_L + \Omega_{Rf_if_j}P_R\right)f_j + \bar{f}_j\gamma^\alpha\left(\Omega^*_{Lf_if_j}P_L + \Omega^*_{Rf_if_j}P_R\right)f_i\right]Z'_\alpha,} \qquad (1)$$

donde $\boldsymbol{f_i}$ es cualquier fermión del ME y $\boldsymbol{Z'_\alpha}$ es el bosón de norma neutro predicho por diversas extensiones del ME [4,5,6,7]. Los parámetros $\Omega_{Ll_il_j}$ y $\Omega_{Rl_il_j}$ representan la intensidad del acoplamiento $\boldsymbol{Z'l_il_j}$, en donde $\boldsymbol{l_i}$ es cualquier lepton del ME. Los acoplamientos a dos fermiones con el mismo sabor están relacionados con el parámetro Ω de la siguiente forma: $\Omega_{Lf_if_j} = -\boldsymbol{g_2Q_L^{fi}}$ y $\Omega_{Rf_if_j} = -\boldsymbol{g_2Q_R^{fi}}$, donde los valores de la $\boldsymbol{Q_{L,R}^{fi}}$ están dados en la referencia [8,9] y $\boldsymbol{g_2}$ es el acoplamiento de norma del bosón $\boldsymbol{Z'}$. En nuestro caso consideramos que $\boldsymbol{g_2 = g_1}$ para $\boldsymbol{Z_S}$ y $\boldsymbol{g2 = \sqrt{\frac{5}{3}}sin\theta_W g1}$ para el bosón $\boldsymbol{Z_{LR}}$. Aquí, $\boldsymbol{g_1 = g/cos\theta_W}$, donde $\boldsymbol{g}$ es la constante de acoplamiento débil y $\boldsymbol{\theta_W}$ es el ángulo de mezcla débil.

ESTIMACIÓN DE LA SECCIÓN EFICAZ

Hemos analizado la sección eficaz utilizando la fórmula de Breit-Wigner, ya que este método nos permite estudiar la sección eficaz como función de la energía de centro de masa. De este modo, la sección eficaz resonante de Breit-Wigner es [10]

$$\boldsymbol{\sigma(\mu^+\mu^- \to Z' \to \tau^+\tau^-\gamma) = \frac{12\pi\, m_{Z'}^2}{s}\,\frac{\Gamma(Z'\to\mu^+\mu^-)\,\Gamma(Z'\to\tau^+\tau^-\gamma)}{\left(s-m_{Z'}^2\right)^2+m_{Z'}^2\Gamma_{Z'}^2},} \qquad (2)$$

donde $\boldsymbol{\Gamma_{Z'}}$ es la anchura de decaimiento total del bosón $\boldsymbol{Z'}$. Aquí, hemos considerado los modos de decaimientos que conservan sabor [9,11], es decir, $\boldsymbol{\nu_e\bar{\nu}_e, \nu_\mu\bar{\nu}_\mu, \nu_\tau\bar{\nu}_\tau, e\bar{e}, \mu\bar{\mu}, \tau\bar{\tau}, u\bar{u}, c\bar{c}, t\bar{t}, d\bar{d}, s\bar{s}, b\bar{b}}$.

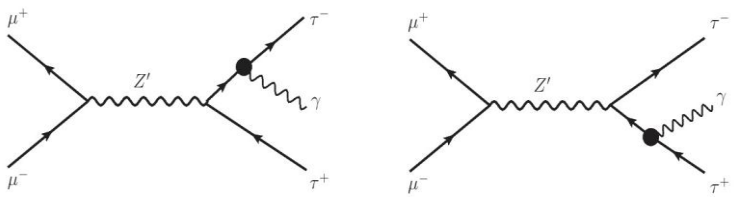


Figura 1. Diagramas de Feynman para el proceso $\boldsymbol{\mu^+\mu^- \to Z' \to \tau^+\tau^-\gamma}$.

En la Figura 1, se muestra los diagramas de Feynman para el proceso $\boldsymbol{\mu^+\mu^- \to Z' \to \tau^+\tau^-\gamma}$, donde $\boldsymbol{Z'}$ es bosón neutro masivo. Teniendo en cuenta la anchura de decaimiento a dos cuerpos $\boldsymbol{Z' \to \mu^+\mu^-}$ y a tres cuerpos $\boldsymbol{Z' \to \tau^+\tau^-\gamma}$, la ecuación (2) toma la siguiente forma

$$\boldsymbol{\sigma(\mu^+\mu^- \to Z' \to \tau^+\tau^-\gamma) == \frac{g_2^4(|d_m|^2+|d_e|^2)\sqrt{m_{Z'}^2-4m_\mu^2}}{192\,\pi^3 s\, m_{Z'}^3((s-m_{Z'}^2)+m_{Z'}^2\Gamma_{Z'}^2)}\Big[\big((|Q_L^\tau|^2+|Q_R^\tau|^2)(m_{Z'}^2- m_\mu^2)+6m_\mu^2 Q_L^\tau Q_R^\tau\big)\int_{-0.74}^{0.74}\int_5^{m_{Z'}/2}\big(F_1(|Q_L^\tau|^2+|Q_R^\tau|^2)- 2F_2 Q_L^\tau Q_R^\tau\big)E_\gamma dE_\gamma d(cos\theta_\gamma)\Big]}, \quad (3)$$

con $\boldsymbol{F_1 = F_1(E_\gamma, \theta_\gamma, s, m_\mu, m_\tau)}$ $\boldsymbol{y\ F_2 = F_2(E_\gamma, \theta_\gamma, s, m_\mu, m_\tau)}$. Aquí, $\boldsymbol{d_m}$ y $\boldsymbol{d_e}$ son el momento dipolar magnético y momento dipolar eléctrico, respectivamente. Cabe mencionar que el resultado obtenido ha sido implementado en la paquetería FeynCalc en Mathematica.

RESULTADOS

Para la estimación numérica, se han utilizado los siguientes los datos de $\boldsymbol{a_\tau}$ y $\boldsymbol{d_\tau}$ reportados por DELPHI [2]. Puesto que la sección eficaz de nuestro interés depende del bosón $\boldsymbol{Z'}$, particularmente se ha tomado el valor de $\boldsymbol{m_{Z'} = 5}$ TeV, que es consistente con los valores reportados experimentalmente. Además, en este estudio consideramos las energías del centro de masa de $\boldsymbol{\sqrt{s} = 3000 - 6000}$ GeV que están dentro las proyectadas para las etapas operativas iniciales de un futuro colisionador de muones. De esta manera, en la Figura 2 se muestran los comportamientos de $\boldsymbol{\sigma(\mu^+\mu^- \to Z' \to \tau^+\tau^-\gamma)}$ en dependencia de la energía de centro de masa. Hemos encontrado que la $\boldsymbol{\sigma(\mu^+\mu^- \to Z' \to \tau^+\tau^-\gamma)}$~$\boldsymbol{10^1}$ fb sobre el intervalo de 3 TeV ≤ $\sqrt{s}$ ≤ 6 TeV para ambos bosones $\boldsymbol{Z_S}$ y $\boldsymbol{Z_{LR}}$, respectivamente. Asimismo, la gráfica muestra que el bosón $\boldsymbol{Z_S}$ proporciona el límite más fuerte, mientras que el más suprimido es para $\boldsymbol{Z_{LR}}$.

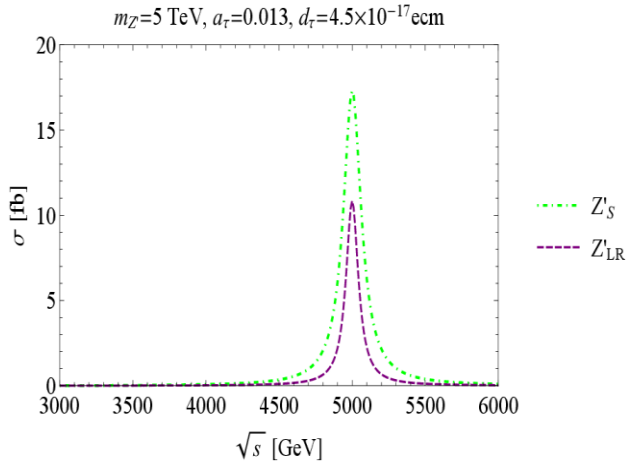


Figura 2. La sección eficaz para el proceso $\boldsymbol{\mu^+\mu^- \to Z' \to \tau^+\tau^-\gamma}$ en función de la energía del centro de masa.

CONCLUSIONES

En este trabajo, hemos analizado el efecto de las propiedades electromagnéticas del leptón tau a través del estudio de la sección eficaz, utilizando la fórmula de Breit-Wigner. En específico, hemos estudiado los bosones $\boldsymbol{Z_S}$ y $\boldsymbol{Z_{LR}}$, para ello, encontramos que la contribución dominante surge para el bosón $\boldsymbol{Z_S}$. Donde, hemos encontrado que $\boldsymbol{\sigma(\mu^+\mu^- \rightarrow Z' \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma) = 17.29}$ fb con $\boldsymbol{\sqrt{s} = 5000}$ GeV para el bosón $\boldsymbol{Z_S}$.

BIBLIOGRAFÍA

[1] G. Aad et al. [The ATLAS Collaboration], Phys. Rev. Lett. 131, 151802 (2023).
[2] J. Abdallah et al. [DELPHI Collaboration], Eur. Phys. J. C 35, 159 (2004).
[3] K. Inami et al. [BELLE Collaboration], Phys. Lett. B 551, 16 (2003).
[4] J. C. Pati and A. Salam, Phys. Rev. D10, 275 (1974); R. N. Mohapatra and J. C. Pati, Phys. Rev. D11, 566 (1975); R. N. Mohapatra and J. C. Pati, Phys. Rev. D11, 2558 (1975).
[5] L. S Durkin and P. Langacker, Phys. Lett. B166, 436 (1986); M. Cvetic and P. Langacker, in Proceedings of Ottawa 1992: Beyond the Standard Model III, edited by S. Godfrey and P. Kalyniak (World Scienti_c, Singapore, 1992), p. 454; C-W. Chiang, Y-F. Lin, and J. Tandean, J. High Energy Phys. 11, 083 (2011).
[6] P. Langacker and M. Pl$\ddot{u}$macher, Phys. Rev. D62, 013006 (2000); X.-G. He and G. Valencia, Phys. Rev. D74, 013011 (2006); C.-W. Chiang, N. G. Deshpande, and J. Jiang, J. High Energy Phys. 08, 075 (2006).
[7] F. Pisano and V. Pleitez, Phys. Rev. D46, 410 (1992); P. H. Frampton, Phys. Rev. Lett. 69, 2889 (1992).
[8] R. W. Robinett and J. L. Rosner, Phys. Rev. D26, 2396 (1982).
[9] J. I. Aranda, J. Montaño, F. Ramírez-Zavaleta, J. J. Toscano, and E. S. Tututi, Phys. Rev. D86, 035008 (2012).
[10] S. Navas et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D110, 030001 (2024).
[11] A. Arhrib, K. Cheung, C.-W. Chiang, and T.-C. Yuan, Phys. Rev. D73, 075015 (2006).

VISUALIZACIÓN INTERACTIVA DE CAMPOS ELÉCTRICOS EN 2D DE DISTRIBUCIONES DE CARGA IRREGULARES USANDO MATLAB

J.A. Catana Castellanos[1], N. Sumano Martínez[1], E. Cervantes Juárez[1], D. Sánchez Guzmán[2], G. Martínez Gallegos[1]

[1]Instituto Politécnico Nacional – UPIIAP, [2]Instituto Politécnico Nacional – UPIIG.
jcatanac@ipn.mx

RESUMEN

El estudio de los campos eléctricos es fundamental en la física y la ingeniería, ya que permite comprender la interacción entre cargas en distintos medios. Sin embargo, la visualización de estos campos puede ser un desafío, especialmente cuando se estudian distribuciones de carga irregulares. En este trabajo se presenta el desarrollo de una herramienta computacional diseñada en MATLAB que permite simular y visualizar la distribución del campo eléctrico generado por configuraciones arbitrarias de carga en dos dimensiones. La metodología utilizada se basa en la resolución numérica del campo eléctrico mediante la ley de Coulomb, considerando la contribución de cada carga puntual en una malla bidimensional. Para obtener una representación visual efectiva, se implementaron técnicas de interpolación y métodos de integración numérica para el trazo de vectores de campo. Los resultados muestran que la herramienta permite representar de manera clara y precisa la dirección e intensidad del campo eléctrico, incluso para distribuciones de carga no convencionales. Se observó que la distribución y orientación de los vectores de campo se modifica de manera significativa al variar la cantidad, magnitud y disposición de las cargas. Como conclusión, este proyecto ofrece una herramienta educativa útil para la enseñanza de la electrostática, ya que permite explorar de forma interactiva los efectos de diferentes configuraciones de carga sobre el campo eléctrico. Además, su implementación en MATLAB facilita su integración en cursos de física e ingeniería, proporcionando una alternativa computacional accesible y eficiente para el análisis de campos eléctricos en dos dimensiones.

INTRODUCCIÓN

Dentro de la formación de ingenieros y físicos, uno de los cursos fundamentales es Electricidad y Magnetismo. Este curso suele resultar desafiante para los estudiantes, especialmente en comparación con la Mecánica, ya que muchos de los conceptos involucrados no son tangibles ni directamente observables en la vida cotidiana, dificultando así la comprensión de los fenómenos electromagnéticos.

Uno de los conceptos clave introducidos en este curso es el de *campo*, definido como una cantidad física que tiene un valor bien definido en cada punto del espacio y del tiempo [1]. Este valor puede ser escalar o vectorial y puede representar diversas magnitudes físicas como temperatura, presión o aceleración. En este trabajo se hace referencia específicamente al campo eléctrico, el cual es generado por distribuciones de carga eléctrica [2]. Este campo resulta prácticamente imposible de visualizar directamente y, en la mayoría de los casos, también es difícil de medir con instrumentos comunes.

Para los estudiantes, este tema muchas veces queda limitado a la formulación teórica y al uso de ecuaciones para calcular el campo en puntos determinados, mientras que la representación gráfica del campo, sobre todo para múltiples cargas, puede resultar imprecisa y confusa.

En este contexto, se propone la implementación de un algoritmo en MATLAB [4], que permite la simulación de una distribución arbitraria de carga en 2D y su correspondiente visualización del campo eléctrico. Esta herramienta busca facilitar la comprensión del concepto de campo al permitir observar gráficamente cómo se distribuyen los vectores de campo para diferentes configuraciones de carga. Además, esta metodología puede extenderse al estudio de otros tipos de campos físicos.

TEORÍA

El primer concepto abordado en Electricidad es el de carga eléctrica, propiedad fundamental de la materia asociada al exceso o déficit de electrones [2]. La carga puede ser positiva (predominio de protones) o negativa (predominio de electrones). La unidad fundamental de carga es el $\boldsymbol{e}$, cuya magnitud es aproximadamente $\mathbf{1.602 \times 10^{-19}}\ \boldsymbol{C}$ [1]. Toda carga observable es un múltiplo entero de esta unidad. Entre las propiedades más relevantes de las cargas está la capacidad de ejercer fuerzas de atracción o repulsión, como se observa en la figura 1. Cargas del mismo signo se repelen y cargas de signo opuesto se atraen.

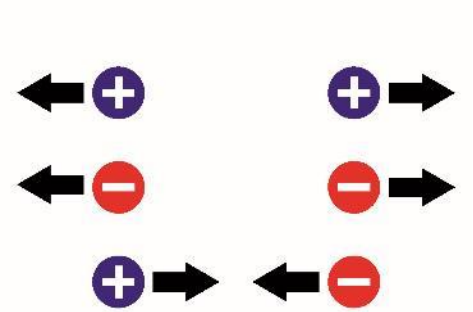


Figura 1. Representación de la interacción entre cargas según su signo. Las cargas de igual signo se repelen; las de signos opuestos se atraen.

Por mucho tiempo se pensó que la interacción entre cargas era directa. No obstante, se comprendió que cada carga genera un campo eléctrico que se extiende por el espacio, permitiendo modelar la interacción entre cargas como una interacción carga-campo-carga. Así, es posible describir el campo eléctrico producido por una sola carga puntual.

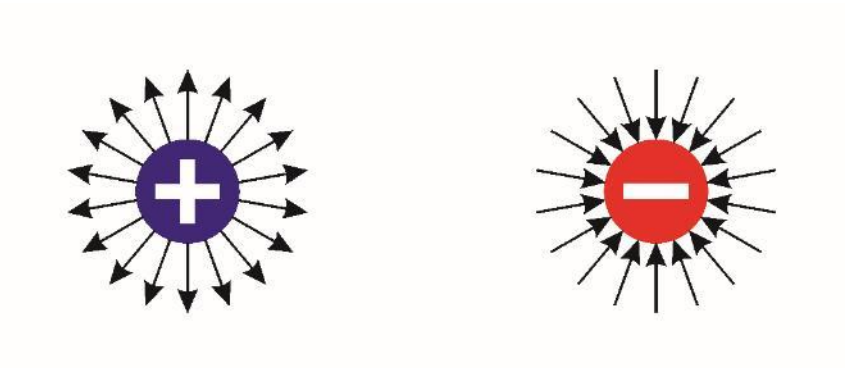


Figura 2. Líneas de campo eléctrico generadas por cargas puntuales. El campo sale de cargas positivas y entra en cargas negativas.

La expresión para el campo eléctrico debido a una carga puntual es:

- $$\vec{\boldsymbol{E}} = \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{4\pi\varepsilon_0}} \cdot \frac{\boldsymbol{q}}{\boldsymbol{r^2}} \hat{\boldsymbol{r}} \qquad (1)$$

donde $\vec{\boldsymbol{E}}$ corresponde al campo eléctrico, $\boldsymbol{\varepsilon_0}$ es la permitividad eléctrica en el vacío que tiene un valor aproximado de $\mathbf{8.85 \times 10^{-12}}\ \boldsymbol{C^2/Nm^2}$ [1], $\boldsymbol{q}$ representa la magnitud de carga en Coulombs, $\boldsymbol{r}$ es la distancia desde la carga puntual hasta el punto de análisis, y $\hat{\boldsymbol{r}}$ corresponde al vector unitario que corresponde a la dirección del campo eléctrico.

Cuando existen varias cargas en el sistema, como en la figura 3, el campo total es la suma vectorial de los campos individuales:

- $$\vec{E} = \overrightarrow{E_1} + \overrightarrow{E_2} + \cdots + \overrightarrow{E_n} = \sum_{i=1}^{n} \overrightarrow{E_i} \quad (2)$$

donde n corresponde al número de cargas involucradas en el sistema.

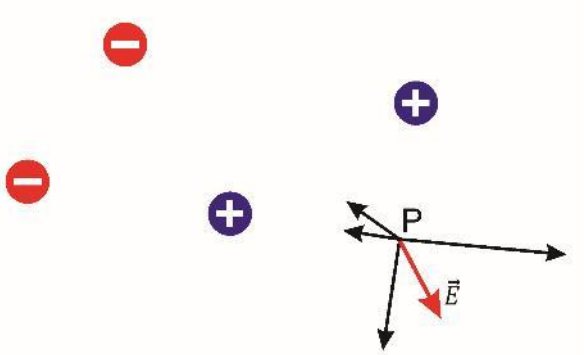


Figura 3. Composición del campo eléctrico en el punto P generado por múltiples cargas. Se muestra la suma vectorial de los campos individuales.

La ecuación (2) es útil para un número reducido de cargas. En casos de distribuciones continuas de carga en 1D, 2D o 3D, se emplean integrales para calcular el campo:

- $$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int \frac{\rho(\vec{r})}{|\vec{r}-\vec{r}\prime|^2} \hat{r} dV \quad (3)$$

donde $\rho(\vec{r})$ representa la densidad de carga volumétrica [2]. Para resolver estas integrales, se aplica una discretización espacial y se recurre a métodos numéricos.

PARTE EXPERIMENTAL

Para el desarrollo de este proyecto se implementó un algoritmo en MATLAB, aprovechando su eficiencia en el manejo de operaciones matriciales y de visualización. El código inicia con la definición de constantes físicas fundamentales, como la carga elemental ($e = 1.6 \times 10^{-19}\ C$) y la constante de Coulomb ($K = 8.99 \times 10^{9}\ Nm^2/C^2$).

Se creó una matriz de 1000 × 1000 elementos que representa el espacio bidimensional de trabajo. En esta matriz, los valores de '1' representan la presencia de una carga puntual, mientras que los valores de '0' indican su ausencia. A partir de esta base, se implementaron rutinas que permiten construir distintas configuraciones geométricas de carga, como anillos, discos, líneas rectas, figuras con simetría axial, y estructuras más complejas como la forma de un muñeco de nieve (Figura 5 (c)).

Cada configuración fue diseñada para ilustrar distintas características del campo eléctrico. Por ejemplo, la figura 4 muestra el proceso para una distribución anular: (a) la distribución de carga en forma de anillo, (b) el campo eléctrico sin escalado, donde las intensidades más débiles se pierden visualmente, y (c) el mismo campo con vectores normalizados y escalados logarítmicamente, lo cual permite apreciar mejor su estructura general.

Para analizar la distribución del campo eléctrico, se seleccionaron puntos de evaluación espaciados uniformemente cada 50 unidades. En cada uno de estos puntos se calcula la contribución del campo eléctrico debido a cada microcarga presente, utilizando la ley de Coulomb de manera iterativa. La superposición vectorial de todas estas contribuciones proporciona el campo total en cada punto.
Debido a que las magnitudes de los vectores pueden diferir en varios órdenes de magnitud, lo que dificultaría su visualización, se normalizaron los vectores y se escaló su representación en base al logaritmo de su magnitud relativa. Esto permite una visualización más uniforme y clara, especialmente en zonas de baja intensidad de campo.

La figura 5 ilustra diversas configuraciones de carga y su respectiva distribución de campo eléctrico: (a) un círculo con carga positiva, (b) una luna con carga negativa, (c) un muñeco de nieve formado

por discos superpuestos con carga positiva, (d) una cruz con carga negativa, y (e) un dipolo eléctrico compuesto por una carga positiva y una carga negativa. Estas imágenes permiten visualizar cómo se distribuyen y orientan los vectores de campo en función de la geometría y signo de las cargas. Este enfoque computacional no sólo facilita una comprensión visual de los conceptos teóricos, sino que también permite realizar modificaciones experimentales de manera sencilla para explorar nuevos escenarios en la enseñanza de la electrostática.

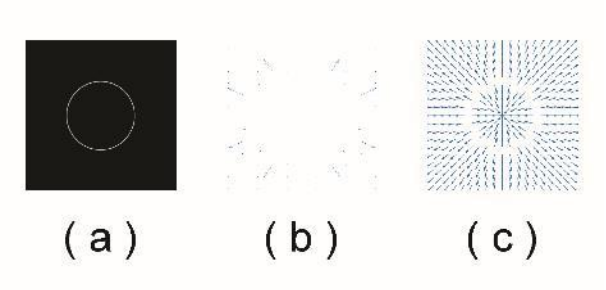


Figura 4. Proceso de construcción y visualización del campo: (a) distribución de carga en forma de anillo, (b) representación directa del campo sin normalización, (c) visualización con vectores normalizados y escala logarítmica.

Con este algoritmo es posible visualizar las líneas de campo eléctrico de cualquier distribución de carga en 2D.

RESULTADOS

En la figura 5 se muestran algunos ejemplos del campo eléctrico generado por diferentes distribuciones de carga en dos dimensiones. Se observa cómo la dirección e intensidad de los vectores de campo eléctrico varían en función de la configuración espacial de las cargas. En la primera visualización, los vectores se presentan sin normalización, reflejando directamente la magnitud del campo, lo cual puede ocultar detalles en regiones con campos muy débiles. En la segunda visualización, los vectores han sido normalizados y escalados logarítmicamente, lo que permite identificar mejor la orientación de los campos incluso en zonas de baja intensidad.

Estos resultados confirman que la herramienta permite simular con fidelidad tanto configuraciones simples como complejas, como la figura conocida como "Mickey Mouse", formada por tres discos de carga. En este caso, se observa cómo las regiones de refuerzo y cancelación del campo se distribuyen de manera simétrica en torno a las fuentes de carga.

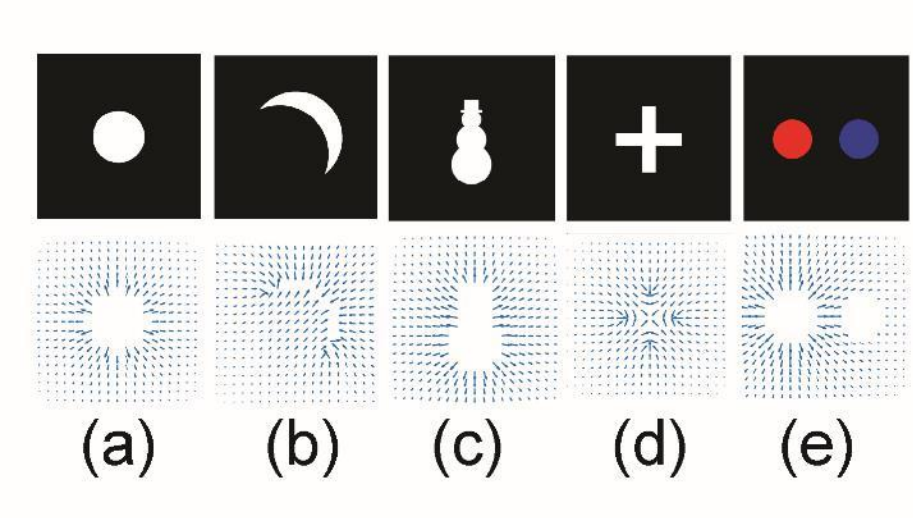


Figura 5. Ejemplos de distintas configuraciones de carga: (a) círculo positivo, (b) luna negativa, (c) muñeco de nieve positivo, (d) cruz negativa, (e) dipolo eléctrico con cargas opuestas.

CONCLUSIONES

Se desarrolló una herramienta computacional en MATLAB que permite simular distribuciones arbitrarias de carga en dos dimensiones y visualizar el campo eléctrico resultante de manera clara e intuitiva. La implementación numérica basada en la Ley de Coulomb permite calcular el campo eléctrico puntual generado por cada microcarga de una distribución continúa discretizada.

La herramienta demostró ser eficaz para representar campos eléctricos incluso en configuraciones irregulares, y la incorporación de una escala logarítmica en la visualización mejora sustancialmente la percepción del campo en regiones de baja intensidad. Este enfoque facilita la enseñanza y comprensión de conceptos abstractos como el campo eléctrico, y puede ser extendido para el estudio de otros tipos de campos físicos. Su aplicación en cursos de física e ingeniería resulta especialmente útil como apoyo didáctico.

BIBLIOGRAFÍA

1. D. J. Griffiths, Introduction to Electrodynamics, 4th ed., Pearson, 2013.
2. 2. M. N. O. Sadiku, Elements of Electromagnetics, 6th ed., Oxford University Press, 2015.
3. J. Böhm, F. Zeilfelder, “Visualization of vector fields: Techniques and applications”, in: G. Brunnett, B. Hamann, H. Müller (eds), Geometric Modeling for Scientific Visualization, Springer, 2007, pp. 247–264.
4. MathWorks, MATLAB Documentation, 2023. https://www.mathworks.com/help/matlab/

ESTIMACIÓN DE ÁREAS CON MÉTODOS MONTE CARLO: ANÁLISIS Y PROPUESTA DIDÁCTICA

Andrea Muñoz Coeto, Balam Kaled Moreno Amaro, Ehecatl Eduardo Moreno Amaro

Benemérita Universidad Autónoma de Puebla
amuozcoeto@gmail.com

RESUMEN

La estimación de áreas constituye una de las aplicaciones más ampliamente conocidas y accesibles de los métodos de Monte Carlo. A pesar de su aparente simplicidad, estos métodos ofrecen resultados precisos en situaciones donde las soluciones analíticas no son viables o resultan excesivamente complejas. El principio fundamental de esta técnica se basa en la generación de puntos aleatorios dentro de una región conocida, evaluando cuántos de estos puntos se ubican dentro del área de interés. La proporción entre los puntos localizados en dicha área y el total de puntos generados permite obtener una estimación confiable de la superficie en cuestión.

El presente trabajo se demuestra la efectividad del método en diversos contextos, al tiempo que se propone un enfoque didáctico para su aplicación. El lenguaje de programación Python, al contar con un generador integrado de números pseudoaleatorios, facilita la implementación y validación del método de Monte Carlo.

En primera instancia, se aborda la estimación del área de un terreno cuya superficie es previamente conocida. Para ello, se delimitan sobre dicho terreno una o varias figuras geométricas regulares que permiten la aplicación del método de Monte Carlo. Posteriormente, los resultados obtenidos se comparan con el valor del área ya registrado, con el fin de validar la precisión del método.

Como complemento didáctico, se propone una representación física del método, que consiste en trazar figuras geométricas sobre una superficie y lanzar sobre ella objetos puntuales (como semillas o canicas), emulando la generación aleatoria de puntos. En los tres casos analizados, se observa que la estimación del área mediante el método de Monte Carlo converge progresivamente hacia el valor real, a medida que se incrementa el número de puntos pseudoaleatorios generados, desde cantidades reducidas en el enfoque físico hasta volúmenes significativamente mayores en el enfoque computacional.

En conclusión, la estimación de áreas mediante el método de Monte Carlo se presenta como una alternativa eficiente y accesible en contextos donde los métodos analíticos tradicionales no resultan aplicables. Los resultados obtenidos en los distintos enfoques confirman la eficacia y robustez del método, así como su capacidad de convergencia hacia el valor real del área. Asimismo, la implementación mediante herramientas como Python permite explorar de manera práctica y flexible su efectividad en diversos escenarios.

INTRODUCCIÓN

El nombre del método de Monte Carlo proviene de la ciudad de Montecarlo, en Mónaco, conocida por sus casinos y juegos de azar como la ruleta, en alusión al uso de resultados aleatorios en el proceso. Aunque su formulación formal se estableció en 1944, ya existían antecedentes y aproximaciones que empleaban principios similares. Su aplicación científica comenzó de manera significativa durante la Segunda Guerra Mundial, en el contexto del Proyecto Manhattan en el Laboratorio Nacional de Los Álamos. En ese entorno, los investigadores John von Neumann y Stanislaw Ulam refinaron la técnica y la utilizaron para modelar procesos complejos, como la difusión de neutrones en materiales nucleares. A partir de la década de 1970, los avances en la teoría de la complejidad computacional permitieron una mayor precisión en la implementación del método,

consolidándolo como una herramienta esencial en simulaciones numéricas de alta demanda computacional.

Desde entonces, el método ha sido aplicado en una amplia gama de disciplinas, incluyendo física, finanzas, estadística, biología computacional y ciencia de datos, gracias a su capacidad para resolver problemas que involucran incertidumbre o múltiples variables aleatorias.

Una de las ramas más conocidas de los Método Montecarlo es la estimación de áreas, una herramienta fundamental en el análisis computacional y experimental. El presente trabajo tiene como objetivo aplicar dicho método para estimar el área de distintas figuras geométricas, tanto en un entorno simulado como en uno experimental. Implementando este método en entornos computacionales como Python, el cual da la posibilidad de trabajar con una gran cantidad de operaciones, se busca demostrar la eficacia del método bajo los propios principios que lo fundamentan, es decir, la ley de los grandes números y el teorema del límite central.
Gracias a su "sencillez", Python permite desarrollar estos algoritmos sin la necesidad de bibliotecas especializadas, utilizando únicamente estructuras básicas como ciclos, condicionales y generación de números aleatorios, lo que refuerza el enfoque didáctico del experimento.

Para esta demostración se han implementado algoritmos utilizando bibliotecas especializadas en geometría computacional, comparando los resultados en un entorno físico, basado en el mismo fundamento de aleatoriedad. Este experimento no solo busca validar la efectividad del método sino también explorar su potencial pedagógico en la enseñanza de conceptos fundamentales de la geometría y probabilidad. Además, el contraste entre los entornos simulado y físico permite observar las ventajas y limitaciones de cada enfoque, destacando la importancia de la computación como herramienta complementaria en el aprendizaje y desarrollo de métodos científicos.

TEORÍA

La base probabilística del método de Monte Carlo se sustenta en la generación adecuada de secuencias de números aleatorios. Para que estas secuencias sean válidas, cada número debe ser estadísticamente independiente de los demás elementos de la serie. Asimismo, distintos generadores aleatorios, si son verdaderamente independientes, deben producir salidas con valores promedio equivalentes desde un punto de vista estadístico.

Los números pseudoaleatorios se generan mediante una función algorítmica, lo que implica que, después de una larga secuencia, el generador podría repetirse. Es esencial que los números generados tengan una buena distribución, lo que implica que deben estar de manera uniforme en el intervalo [0, 1]. Si se selecciona cualquier subintervalo dentro de este rango, la proporción de números aleatorios que caen en dicho subintervalo debe ser constante para todos los subintervalos de igual longitud. Además, dado que estos números se generan a través de un algoritmo, siempre existiría un ciclo, más o menos largo, en su secuencia.

En simulaciones que requieren una gran cantidad de números aleatorios, es crucial evitar la repetición de estos números para prevenir posibles correlaciones no deseadas. Por último, es fundamental que la secuencia de números generados sea reproducible, es decir, si se repite la simulación bajo las mismas condiciones, se debe obtener el mismo resultado en cada ejecución.

La idea fundamental del método cae en el supuesto de generar una gran cantidad de puntos aleatorio dentro de una región conocida y determinar cuántos de estos caen dentro de una figura inscrita de área desconocida. Bajo la suposición de que estos puntos sean realmente aleatorios o en su defecto pseudoaleatorios, la proporción de puntos que caen dentro de la figura con respecto al total será aproximadamente igual a la proporción entre el área inscrita y la de área conocida.

Se parte del hecho que hay una figura F tal que $\boldsymbol{F} \subset \mathbb{R}^2$ la cual está inscrita en una región rectangular R de área conocida $\boldsymbol{A_r}$. Se desea estimar el área de F denotada como $\boldsymbol{A_F}$ mediante simulación aleatoria.

Generando N puntos $(\boldsymbol{X_i}, \boldsymbol{Y_i})$ con i=1,.., N los cuales son independientes y uniformemente distribuidos en $\mathbb{R}$. Definimos la variable aleatoria asociada a cada punto como

$$\boldsymbol{I_i} = \mathbf{1}\ \boldsymbol{si}\ (\boldsymbol{X_i}, \boldsymbol{Y_i}) \in \boldsymbol{F} \qquad \textbf{[1]}$$

En caso contrario será 0

De esta manera, el número de puntos que caen dentro de la figura es

$$\boldsymbol{S_n} = \sum_{i=1}^{N} \boldsymbol{I_i} \qquad \textbf{[2]}$$

Ahora bien, cada $\boldsymbol{I_n}$ son variables aleatorias del tipo Bernoulli al solo contar con dos posibles resultados. En estadística, la media muestral de una variable aleatoria Bernoulli estima la probabilidad de éxito de esta. Es así como dividiendo la suma de puntos dentro del área entre el número total de lanzamientos, obtenemos la proporción empírica

$$\dot{\boldsymbol{p}}_N = \frac{S_N}{N} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} \boldsymbol{I_i} \qquad \textbf{[3]}$$

Donde $\dot{\boldsymbol{p}}_N$ es un estimador que corresponde al promedio muestral de las variables indicadoras I, además, es un estimador insesgado del parámetro p, es decir la probabilidad de que los puntos $(\boldsymbol{X_i}, \boldsymbol{Y_i})$ sea parte de F, en otras palabras:

$$\boldsymbol{p} = \frac{A_F}{A_R} \qquad \textbf{[4]}$$

Aplicando la ley de los grandes números, la cual afirma que, si el conjunto de variables indicadores $\boldsymbol{I_i}$ son independientes e idénticamente distribuidos con $\mathbf{E}[\boldsymbol{I_i}] = \boldsymbol{p}$, entonces

$$\lim_{n\to\infty} (\dot{\boldsymbol{p}}_N) = \boldsymbol{p} \qquad \textbf{[5]}$$

Conforme se incrementa el número de puntos, la proporción de los puntos que caen dentro de la figura converge al valor verdadero de p:

$$\boldsymbol{A_F} \approx \boldsymbol{A_R} \cdot \dot{\boldsymbol{p}}_N = \boldsymbol{A_R} \cdot \frac{S_N}{N} \qquad \textbf{[6]}$$

PARTE EXPERIMENTAL

El presente experimento se dividió en dos secciones: una completamente simulada y otra de carácter experimental. Esta última se utilizó como verificación de los resultados obtenidos mediante simulación, así como para reforzar la validez del método empleado.

En ambas secciones, el procedimiento comenzó con la definición de un área de estudio cuyas dimensiones fueran conocidas. Posteriormente, la figura bajo análisis fue inscrita dentro del polígono regular más pequeño posible (comúnmente un rectángulo), por razones prácticas. A continuación, se generaron puntos aleatorios: mediante generación numérica en la simulación, y mediante lanzamientos físicos en el experimento. Estos puntos se distribuyeron uniformemente dentro del área contenedora, es decir, aquella en la que se inscribe la figura.

Una vez realizados n lanzamientos o simulaciones, se contabilizó el número de puntos que cayeron dentro de la figura. El total de puntos generados dentro del polígono contenedor representa el universo muestral. De acuerdo con la ecuación [1], la proporción de puntos que caen dentro de la figura respecto al total es equivalente a la razón entre las áreas respectivas. Por tanto, el área de la figura puede estimarse multiplicando esta proporción por el área del polígono contenedor.

La simulación sigue el mismo procedimiento, con la ventaja de que existen bibliotecas en Python que simplifican considerablemente los cálculos, especialmente en el caso de figuras geométricamente complejas. En particular, la biblioteca Shapely ofrece herramientas especializadas para el manejo y análisis de geometrías, resultando especialmente útil para este método.

Existen múltiples repositorios que permiten mapear diversas geografías a partir de datos satelitales, lo cual resulta conveniente, ya que muchos de estos datos están disponibles en formato .shp, compatible con Shapely. En este caso, se optó por utilizar el mapa de la República Mexicana obtenido de Natural Earth, el cual está compuesto por varios polígonos que representan tanto el territorio continental como diversas islas del país.

Para el manejo de estos datos se utilizó la biblioteca GeoPandas, extensión de Pandas que permite leer información codificada como “Polygon” o “MultiPolygon”, según la configuración geográfica. Esta codificación proporciona directamente la información geométrica de los terrenos, a partir de la cual se obtiene el contorno de las figuras mediante funciones integradas en la biblioteca.

Posteriormente, se determinó el rectángulo contenedor mínimo considerando los valores extremos en ambos ejes coordenados. Definidos ambos polígonos (el contenedor y el inscrito), se generaron números pseudoaleatorios en el intervalo [0,1] que luego fueron reescalados para ajustarse a los límites reales de cada eje en el plano bidimensional.

Para verificar si un punto aleatorio se encuentra dentro de la figura, se utilizó la función contains(), la cual implementa el algoritmo de Ray Casting, lo que evita la necesidad de descomponer la figura en componentes más simples. Además, se aprovechó la versión vectorizada de esta función para evaluar grandes cantidades de puntos de manera eficiente.

Finalmente, con los puntos debidamente contabilizados y conociendo las dimensiones del área contenedora (rectangular), se aplicó la relación derivada del método de Monte Carlo para estimar el área de la figura de interés.

Para la parte didáctica, se seleccionó una superficie plana en forma de cuadrado, correspondiente a un azulejo con dimensiones de 40 cm × 40 cm. Sobre esta superficie se trazaron tres figuras geométricas: un círculo, un hexágono y un triángulo, cuyas dimensiones específicas se detallan a continuación:

- Círculo: 17 cm de diámetro
- Hexágono: 81 cm de perímetro y 11.75 de apotema
- Triángulo: 23.5 cm de base y 6.5 de altura

Una vez delineadas las figuras dentro del área del cuadrado, se procedió a llevar a cabo un experimento de carácter aleatorio. Consistió en lanzar manualmente 100 semillas de maíz sobre la superficie, con el objetivo de estimar, la proporción del área ocupada por cada figura en relación con el área total. Se contabilizó el número de semillas que quedaron dentro de cada figura y a partir de estos datos se estimaron las áreas relativas de cada forma.

RESULTADOS

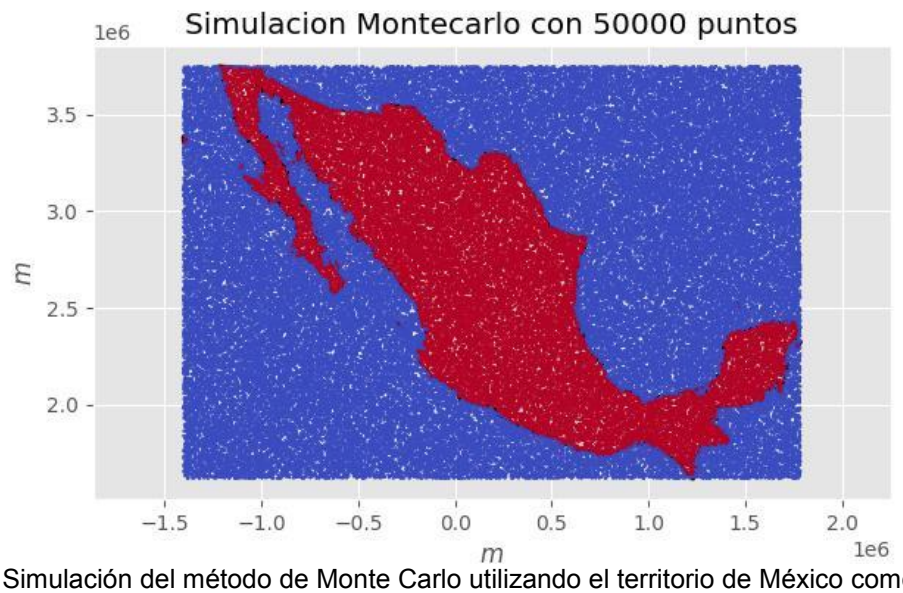


Figura 1. Simulación del método de Monte Carlo utilizando el territorio de México como área de interés

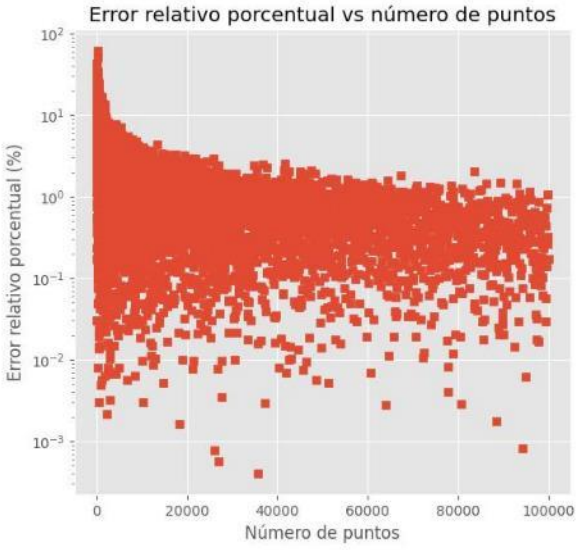


Figura 2. Gráfica del error porcentual en función del número de puntos utilizados

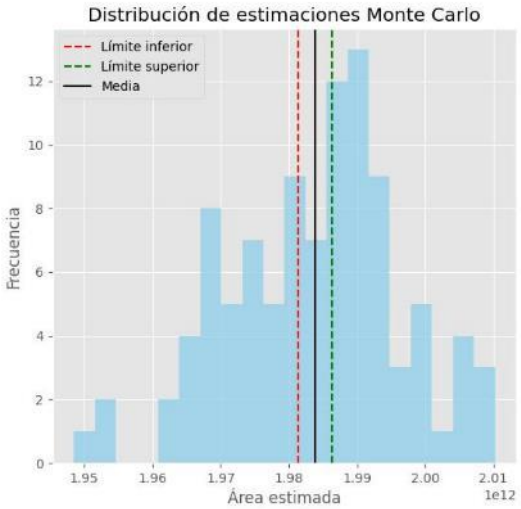


Figura 3. Distribución de las estimaciones y su intervalo de confianza para 50,000 puntos



Figura 4. Replicación física del método de Monte Carlo utilizando polígonos regulares

CONCLUSIONES

Estimación de áreas mediante el método de Monte Carlo demostró una alta efectividad, con resultados que convergen conforme se incrementa el número de muestras, en concordancia con la Ley de los Grandes Números.

En la simulación correspondiente a la Figura 1, se realizaron 100 réplicas del experimento, obteniendo una media de 1981404.687 km2, lo cual difiere en solo 940.907 km2 respecto al valor

reportado por Natural Earth. Esto representa un error relativo del 0.04% con un intervalo de confianza en [1979115.672,1983693.702].

Para los polígonos de la figura 5, se obtuvieron los siguientes valores: 224 cm^2 para a) con un error de 1.31%, 72 cm^2 para b) con un error del 5.72% y 463.999 cm^2 para c) con un error de 2.28%. Estos resultados demuestran que, incluso con un número limitado de puntos o áreas más extensas (como en el caso b), las estimaciones obtenidas siguen siendo congruentes

BIBLIOGRAFÍA

1. Natural Earth - Free vector and raster map data at 1:10m, 1:50m, and 1:110m scales. (s. f.). https://www.naturalearthdata.com/
2. Vista de Uso del método de Monte Carlo y estadística inferencial en la estimación de áreas geográficas Casos de Bogotá y Burlington. (s. f.). https://revistas.usantotomas.edu.co/index.php/estadistica/article/view/10768/8849
3. Harrison, R. L., Granja, C., & Leroy, C. (2010). Introduction to Monte Carlo Simulation. AIP Conference Proceedings. https://doi.org/10.1063/1.3295638
4. Hammersley, J. M., Handscomb, D. C., & Weiss, G. (1964). Monte Carlo methods. http://ci.nii.ac.jp/ncid/BA31582436
5. Rodríguez-Aragón, L. J. (2011, marzo). *Simulación, Método de Montecarlo*. Área de Estadística e Investigación Operativa. https://www.academia.edu/download/33746433/Metodo_Montecarlo.pdf

ESTIMACIÓN DEL VECTOR DE STOKES USANDO ALGORITMOS DE DEMODULACIÓN Y TRANSFORMADA DE FOURIER BASADOS EN COEFICIENTES COMPLEJOS

Natalia de Jesús Gaeta-Verdín, Luis Alberto Torres-Muñoz, Joel Cervantes-L, Geliztle Parra-Escamilla, David I. Serrano-García.

Universidad de Guadalajara Centro Universitario de Ciencias Exactas e Ingenierías (CUCEI).
natalia.gaeta5476@alumnos.udg.mx

RESUMEN

La caracterización del estado de polarización de la luz es esencial en óptica y fotónica, con aplicaciones en sensado remoto, caracterización de materiales y diseño de instrumentación avanzada. Este estado se describe comúnmente mediante el vector de Stokes, que representa la intensidad total de la luz y sus componentes lineales y circulares de polarización. A partir de la formulación Mueller-Stokes, es posible expresar teóricamente la intensidad detectada como una función de los parámetros del sistema óptico y del estado de polarización. La metodología tradicional emplea una expansión en funciones seno y coseno, cuyos coeficientes se asocian directamente con los parámetros del vector de Stokes. En este trabajo, proponemos una alternativa basada en la transformada de Fourier compleja de la señal de intensidad, obtenida teóricamente, para extraer los parámetros del vector de Stokes. Esta aproximación permite una separación más clara entre los parámetros de polarización y los factores intrínsecos del sistema, facilitando su calibración. Desarrollamos algoritmos de demodulación para cinco configuraciones típicas de polarímetros de Stokes. Las dos primeras utilizan polarizadores lineales rotatorios y se centran en la caracterización de la polarización lineal (grado y orientación). En estos casos, los errores de orientación se modelan como fases complejas en los coeficientes de Fourier. Las tres configuraciones restantes combinan polarizadores y retardadores lineales rotatorios, permitiendo recuperar el vector de Stokes completo. Aquí, los parámetros de calibración como el ángulo inicial y la retardancia de los retardadores se integran en la fase y amplitud de los coeficientes complejos. Además del desarrollo teórico, realizamos pruebas experimentales con cada configuración utilizando como muestra un polarizador lineal rotado. Se compararon los valores calculados de grado y ángulo de polarización con los esperados, obteniendo resultados consistentes que validan la efectividad de los algoritmos. Los resultados confirman que la demodulación basada en coeficientes complejos de Fourier ofrece una alternativa precisa y robusta para la caracterización del estado de polarización, con ventajas en la calibración e implementación de polarímetros ópticos.

INTRODUCCIÓN

La caracterización del estado de polarización de la luz es un campo fundamental en óptica y fotónica [1], con aplicaciones clave en áreas como el sensado remoto [2], la caracterización y el diseño de instrumentación óptica [3]. En el contexto del sensado remoto, el análisis de la polarización permite extraer información sobre la superficie terrestre, la atmósfera y los océanos, facilitando la teledetección de la vegetación, la identificación de contaminantes y el estudio de las propiedades físicas de las nubes [4]. Además, la polarimetría desempeña un papel esencial en la caracterización óptica, estructural y morfológica de biomateriales [5], materiales nanoestructurados y películas delgadas [6], contribuyendo al avance de la ciencia de materiales y al desarrollo de nuevas tecnologías [7-9].

La caracterización precisa del estado de polarización es fundamental para minimizar errores sistemáticos y mejorar la exactitud de experimentos relacionados con la óptica y fotónica, permitiendo la compensación de efectos no deseados como la birrefringencia inducida por estrés o la dispersión en medios complejos.

La representación más completa de la polarización se obtiene mediante el vector de Stokes, que permite caracterizar tanto la intensidad total como la distribución de los estados de polarización de una onda electromagnética. Esta representación es aplicable a luz completamente polarizada,

parcialmente polarizada e incluso no polarizada. Aunque las técnicas basadas en las matrices de Mueller y el vector de Stokes están bien establecidas, persisten desafíos tanto en la implementación de sistemas polarimétricos de alta precisión como en la interpretación de los datos obtenidos [10]. Entre las tendencias actuales destacan el desarrollo de polarímetros compactos e integrados [11], así como el uso de técnicas de aprendizaje automático para el análisis de datos polarimétricos, y la exploración de nuevas aplicaciones en áreas emergentes como la computación cuántica y la comunicación óptica.

Uno de los principales retos en el diseño de algoritmos de demodulación basado en polarizador lineal (LP) y retardadores lineales (LR) consiste en manejar adecuadamente los parámetros de calibración del sistema. En este trabajo abordamos dicha problemática mediante una formulación basada en la transformada teórica de Fourier, que permite una separación explícita entre las propiedades del sistema y las de la muestra, facilitando su implementación experimental.

TRATAMIENTO TEÓRICO DE UN POLARÍMETRO DE STOKES Y DEMODULACIÓN CON PARÁMETROS COMPLEJOS DE FOURIER

Existen formas de detectar estados de polarización mediante la implementación de diferentes tipos de polarímetros los cuales utilizan elementos ópticos que basan su funcionamiento por medio de dispositivos electrónicos, electro-ópticos o mecánicos. En este proyecto, se emplean componentes mecánicos automatizados basados en la rotación de polarizadores y retardadores, así como un proceso de calibración para la medición de los parámetros de Stokes y la matriz de Mueller. Un sistema polarimétrico para la detección de un estado de polarización puede representarse utilizando la formulación de Stokes y Mueller, donde el vector de Stokes $\boldsymbol{S_{in}} = [\boldsymbol{S_0}, \boldsymbol{S_1}, \boldsymbol{S_2}, \boldsymbol{S_3}]^{\boldsymbol{T}}$ en el que $\boldsymbol{S_0}$ es la intensidad total de la fuente de iluminación, $\boldsymbol{S_1}$ la polarización lineal horizontal o vertical, $\boldsymbol{S_2}$ la polarización lineal a $\pm\mathbf{45}°$ y $\boldsymbol{S_3}$ la polarización circular izquierda o derecha y la matriz de Mueller del sistema $\boldsymbol{M_{sistema}}$ describen la transformación de la luz de salida, $\boldsymbol{S_{out}}$, como

$$\boldsymbol{S_{out}} = \boldsymbol{M_{sistema}} \cdot \boldsymbol{S_{in}}. \tag{1}$$

La intensidad detectada es simplemente la componente de intensidad total $\boldsymbol{I_{det}} = \boldsymbol{S_{out_0}}$.
En sistemas con rotación mecánica, la intensidad medida $\boldsymbol{I_{det}}$ depende de las rotaciones de retardadores, polarizadores. Esta señal genera armónicos específicos relacionados con la rotación. La aproximación clásica para generar estos armónicos se representa como una suma de senos y cosenos como se muestra en la ecuación 2, la cual es una representación matemática de una serie de Fourier.

$$\boldsymbol{I_{det}}(\boldsymbol{\theta}) = \boldsymbol{a_0} + \sum_{\boldsymbol{n}}[\boldsymbol{a_n}\cos(\boldsymbol{n\theta}) + \boldsymbol{b_n}\sin(\boldsymbol{n\theta})], \tag{2}$$

donde los parámetros del vector de Stokes a medir dependen de los coeficientes $\boldsymbol{a_0}$, $\boldsymbol{a_n}$ y $\boldsymbol{b_n}$ combinados con los parámetros de calibración. En nuestra aproximación, proponemos utilizar la transformada teórica de Fourier de la señal detectada, $\hat{\boldsymbol{I}}_{\boldsymbol{det}}(\boldsymbol{\omega}) = \boldsymbol{F}\{\boldsymbol{I_{det}}(\boldsymbol{\theta})\}$, donde $\hat{\boldsymbol{I}}_{\boldsymbol{det}}(\boldsymbol{\omega})$ representada por la ecuación 3 es la intensidad en el dominio frecuencial. Donde $\boldsymbol{F}\{\boldsymbol{I_{det}}(\boldsymbol{\theta})\}$ representa la transformada de Fourier de la señal detectada en términos del ángulo de rotación $\boldsymbol{\theta}$ y los coeficientes complejos de Fourier dados por $\boldsymbol{C_n}$.

$$\hat{\boldsymbol{I}}_{\boldsymbol{det}}(\boldsymbol{\omega}) = \sum_{\boldsymbol{n=-N}}^{\boldsymbol{N}} \boldsymbol{C_n}\boldsymbol{\delta}(\boldsymbol{\omega} + \boldsymbol{n}) \tag{3}$$

Donde los coeficientes $\boldsymbol{C_n}$ contienen información de amplitud y fase. Una ventaja de esta representación es que los coeficientes negativos $(\boldsymbol{C_{-n}})$ tienen la propiedad de que son iguales al conjugado de los coeficientes, es decir $\boldsymbol{C_{-n}} = \boldsymbol{C_n^*}$

En este trabajo implementamos cinco diferentes configuraciones de polarímetros y se desarrollaron los algoritmos correspondientes a cada polarímetro para detectar el vector de Stokes, todas ellas basadas en la rotación de polarizadores y retardadores. En la Figura 1 se ilustran las cinco

configuraciones, que se emplearon con el objetivo de aplicar y validar el algoritmo de demodulación basada en coeficientes complejos de Fourier.

En la configuración 1 a), un polarizador lineal gira frente al detector, mientras que en la configuración b), el polarizador rotatorio se encuentra antes de un segundo polarizador fijo (LP) que se utiliza como orientación de referencia. Las configuraciones 1 a) y 1 b) permiten recuperar únicamente los parámetros lineales del estado de polarización ($\boldsymbol{S_1}$ $\boldsymbol{y}$ $\boldsymbol{S_2}$), por lo que se consideran polarímetros parciales. La configuración 1 c), está compuesto por un polarizador fijo y un retardador lineal (LR), rotado. A diferencia de la configuración d) donde se introduce un retardador y un polarizador ambos lineales rotados en relación 1:3 con respecto al retardador lineal (LR) y finalmente en la configuración e) se agrega un polarizador lineal (LP) orientado a 0° además de la rotación de un LR y un LP en relación 2:5 con respecto al retardador lineal. En los casos 1 c), d) y e) las configuraciones polarimétricas permiten recuperar el vector completo de Stokes. En las configuraciones b) a e) se considera la orientación inicial de los elementos ópticos, ($\boldsymbol{\varepsilon_{1,2}}$) ; mientras que en las configuraciones c), d) y e) se agregó un parámetro de error de retardo ($\boldsymbol{\delta_1}$). Donde los subíndices para la orientación y el retardo corresponden a un retardador lineal o un polarizador lineal en las configuraciones b) a e).

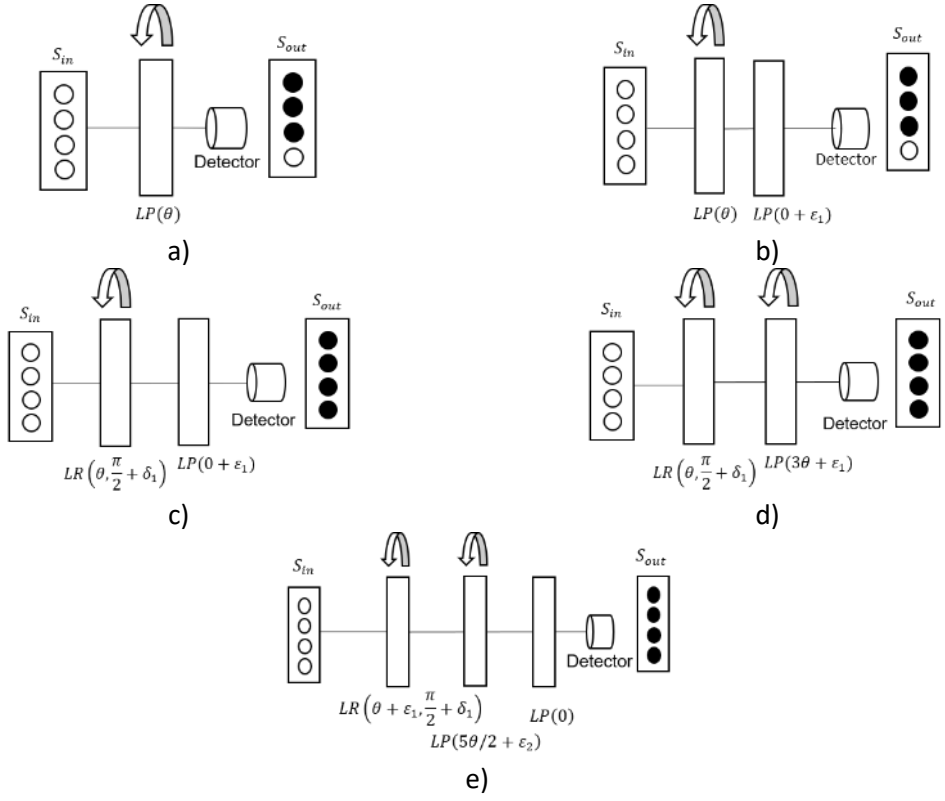


Figura 1. Se muestran las cinco configuraciones de polarímetros de Stokes empleadas para validar la demodulación basada en coeficientes complejos de Fourier. En a) y b), se recuperan únicamente los parámetros lineales. En c), d) y e), se recupera el vector completo de Stokes, en c) se usa una placa de cuarto de onda rotada, mientras que en d) y e) se rotan dos elementos ópticos. Se consideran parámetros de calibración como el ángulo inicial del polarizador lineal ($\boldsymbol{\varepsilon}$) y la retardancia ($\boldsymbol{\delta}$) del retardador lineal en cada caso.

En la tabla 1 se muestra el cálculo teórico de los parámetros de Stokes para cada polarímetro. La segunda columna muestra el cálculo del vector de Stokes sin calibrar y la tercera columna muestra el mismo cálculo cuando se agrega el proceso de calibración.

Tabla 1: Vectores de Stokes obtenidos mediante el método propuesto.

Polarímetros	Demodulación sin calibrar	Demodulación calibrada
a)	$\boldsymbol{S_{det}} = \begin{bmatrix} \boldsymbol{C_0} \\ \boldsymbol{\frac{1}{2}(C_2 + C_{-2})} \\ \boldsymbol{\frac{1}{2} i(C_2 - C_{-2})} \\ \boldsymbol{-} \end{bmatrix}$	$\boldsymbol{-}$
b)	$\boldsymbol{S_{det}} = \begin{bmatrix} \boldsymbol{2C_2 - 4C_4} \\ \boldsymbol{4C_0 - 4C_2 + 8C_4} \\ \boldsymbol{4iC_0 - 4iC_2 + 4iC_4} \\ \boldsymbol{-} \end{bmatrix}$	$\boldsymbol{S_{det}} = \begin{bmatrix} \boldsymbol{2C_0 - \frac{1}{2}S_1 cos(2\varepsilon_1) - \frac{1}{2}S_2 sin((2\varepsilon_1))} \\ \boldsymbol{4(e^{-2\varepsilon_1}C_4 + e^{2\varepsilon_1}C_{-4})} \\ \boldsymbol{-4i(e^{-2\varepsilon_1}C_4 - e^{2\varepsilon_1}C_{-4})} \\ \boldsymbol{-} \end{bmatrix}$
c)	$\boldsymbol{S_{det}} = \begin{bmatrix} \boldsymbol{C_0 - \frac{1}{2}(2C_4 - (C_4 - C_{-4}))} \\ \boldsymbol{C_4 + C_{-4}} \\ \boldsymbol{-i(C_4 - C_{-4})} \\ \boldsymbol{iC_2} \end{bmatrix}$	$\boldsymbol{S_{det}} = \begin{bmatrix} \boldsymbol{\frac{1(4C_0 - (1 - sin(\delta_1))(S_1 cos(2\varepsilon_1) + S_2 sin(2\varepsilon_1)))}{2}} \\ \boldsymbol{\frac{2(C_{-4}e^{-2i\varepsilon_1} + C_4 e^{2i\varepsilon_1})}{1 + sin(\delta_1)}} \\ \boldsymbol{\frac{-2i(C_{-4}e^{-2i\varepsilon_1} - C_4 e^{2i\varepsilon_1})}{1 + sin(\delta_1)}} \\ \boldsymbol{\frac{2iC_{-2}e^{-2i\varepsilon_1}}{cos(\delta_1)}} \end{bmatrix}$
d)	$\boldsymbol{S_{det}} = \begin{bmatrix} \boldsymbol{2C_0} \\ \boldsymbol{4(C_2 + C_6)} \\ \boldsymbol{4i(C_2 - C_6)} \\ \boldsymbol{-4iC_4} \end{bmatrix}$	$\boldsymbol{S_{det}} = \begin{bmatrix} \boldsymbol{2C_0} \\ \boldsymbol{(C_{-2} + C_{-6})e^{2i\varepsilon_1} + (C_2 + C_6)e^{-2i\varepsilon_1}} \\ \boldsymbol{i\left((C_{-2} - C_{-6})e^{2i\varepsilon_1} - (C_2 - C_6)e^{-2i\varepsilon_1}\right)} \\ \boldsymbol{\frac{-2iC_{-4}e^{2i\varepsilon_1}}{cos(\delta_1)}} \end{bmatrix}$
e)	$\boldsymbol{S_{det}} = \begin{bmatrix} \boldsymbol{4C_0 - 4C_1 + \frac{1}{4}(8C_1 - 16C_4)} \\ \boldsymbol{16C_1 + i(8iC_1 - 16iC_4)} \\ \boldsymbol{8iC_1 - 16iC_4} \\ \boldsymbol{16iC_2} \end{bmatrix}$	$\boldsymbol{S_{det}} = \begin{bmatrix} \boldsymbol{\frac{8C_0 - S_1(1 - sin(\delta_1))}{4}} \\ \boldsymbol{\frac{4(C_{-1}e^{-i(4\varepsilon_1 - 2\varepsilon_2)} + C_1 e^{i(4\varepsilon_1 - 2\varepsilon_2)})}{1 + sin(\delta_1)}} \\ \boldsymbol{\frac{4i(C_{-1}e^{-i(4\varepsilon_1 - 2\varepsilon_2)} - C_1 e^{i(4\varepsilon_1 - 2\varepsilon_2)})}{1 + sin(\delta_1)}} \\ \boldsymbol{\frac{-4iC_{-3}e^{-2i(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}}{cos(\delta_1)}} \end{bmatrix}$

RESULTADOS EXPERIMENTALES

Para las cinco configuraciones se emplearon monturas de rotación electrónicas (Thorlabs-ELL14K) y una montura de desplazamiento manual. Se empleó un módulo de generación de estados de polarización compuesto por un láser (Thorlabs-PL201) con una longitud de onda de 530 nm, una placa de cuarto de onda (Thorlabs-WPQ10E-532) y un polarizador lineal (Thorlabs-WP25M-VIS), ambos colocados en posiciones de rotación ajustables sobre monturas mecánicas. Finalmente, la intensidad transmitida es registrada por un fotodetector de silicio (Thorlabs-PM16-121), con sensibilidad espectral en el rango de 400 a 1700 nm.

La Figura 2 muestra las intensidades detectadas en función del ángulo de rotación de LP y LR para cada una de las cinco configuraciones en específico presentadas en la Figura 1. En cada caso, se representa la intensidad experimental medida (línea roja), la intensidad teórica calculada a partir del vector de Stokes sin calibración (línea azul), y la intensidad teórica considerando el vector de Stokes

calibrado (círculos negros). Los resultados muestran que, al incorporar los parámetros de calibración en el modelo teórico, la intensidad simulada se ajusta significativamente mejor a la intensidad experimental registrada. Esto evidencia la necesidad de considerar la orientación inicial de los elementos ópticos y la retardancia, para una caracterización precisa del parámetro del vector de Stokes. En el caso 1 a) no se implementó un proceso de calibración debido a que sólo se tiene un elemento rotatorio solamente. En 1 b), se empleó únicamente un parámetro de calibración asociado a la rotación angular inicial ($\boldsymbol{\varepsilon_1}$) del LP, se puede observar que hay un desfase entre la señal experimental y teórica posiblemente debido a errores de alineación. Para los casos 1 c), d) y e), se consideraron parámetros de orientación inicial del eje óptico del retardador lineal y su desfase ($\boldsymbol{\varepsilon_{1,2}}$ y $\boldsymbol{\delta_1}$) respectivamente. Los resultados reportados muestran que la intensidad experimental se ajusta a la intensidad teórica calibrada (línea roja con puntos negros).

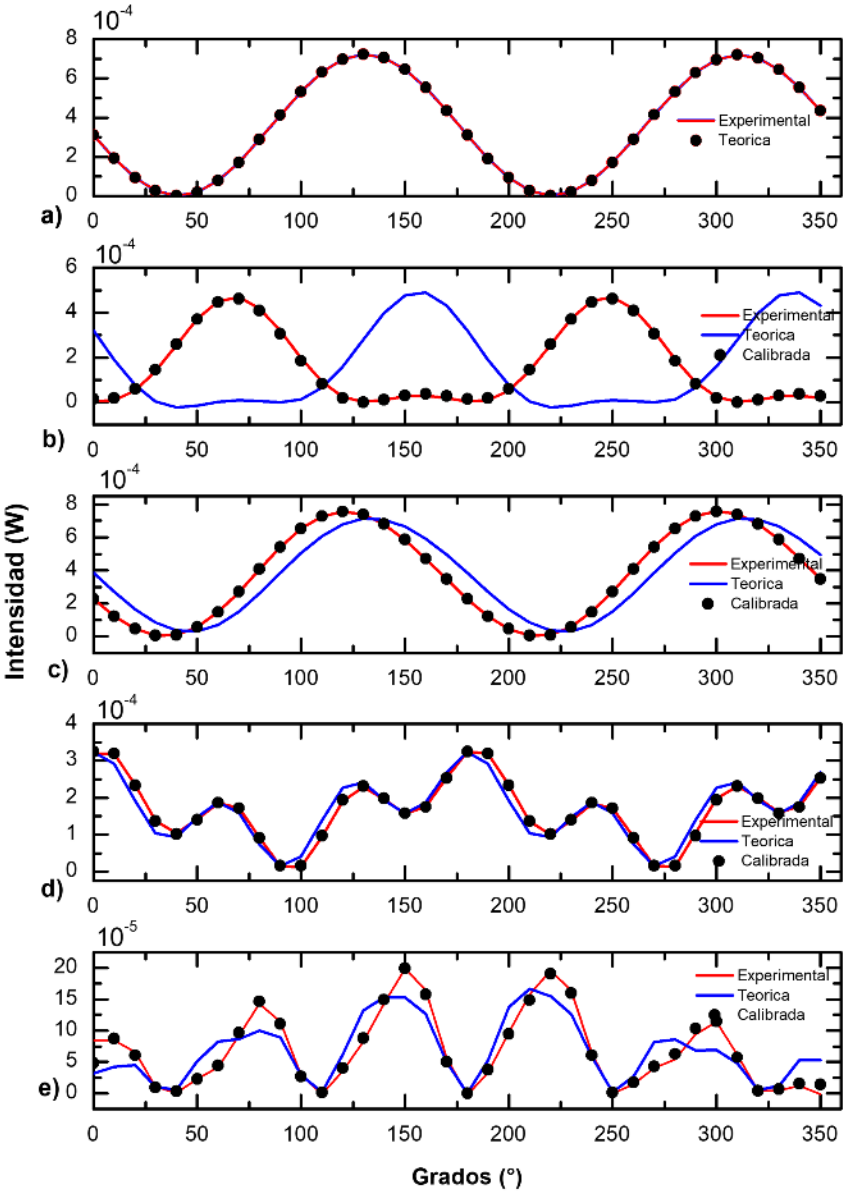


Figura 2. Comparación entre la intensidad experimental y los modelos teóricos para las cinco configuraciones polarimétricas. Se muestra la intensidad experimental (rojo), la intensidad simulada sin calibración (azul) y la intensidad teórica con calibración (círculos negros). En b) se consideró la rotación angular inicial como parámetro de calibración, mientras que en c), d) y e) se añadieron la

orientación inicial del retardador ($\boldsymbol{\varepsilon_{1,2}}$) y su retardancia ($\boldsymbol{\delta_1}$). El modelo calibrado presenta una mejor concordancia con los datos experimentales.

Para analizar la sensibilidad de los polarímetros, a la salida del láser se insertó un polarizador lineal (LP) con el fin de contrastar variaciones del ángulo de polarización lineal (AoLP) como función de la rotación del LP. El paso de rotación fue de 10° en el rango de 110° – 280° siendo el periodo donde se observó linealidad. Se midieron las intensidades respectivas para cada ángulo variado; con las intensidades obtenidas se obtuvieron los vectores de Stokes para cada rotación, calculando el ángulo de polarización lineal , $\mathbf{AoLP} = \mathbf{tan}^{-1}(\boldsymbol{S_2}/\boldsymbol{S_1})$, en función de la rotación del polarizador lineal. En la Figura 3 se muestran los resultados correspondientes a la correlación del ángulo de rotación vs AoLP para los polarímetros de Stokes completos. la línea azul corresponde al cálculo experimental, los puntos rojos corresponden al cálculo teórico. En los tres casos se observa una correspondencia lineal entre los parámetros medidos.

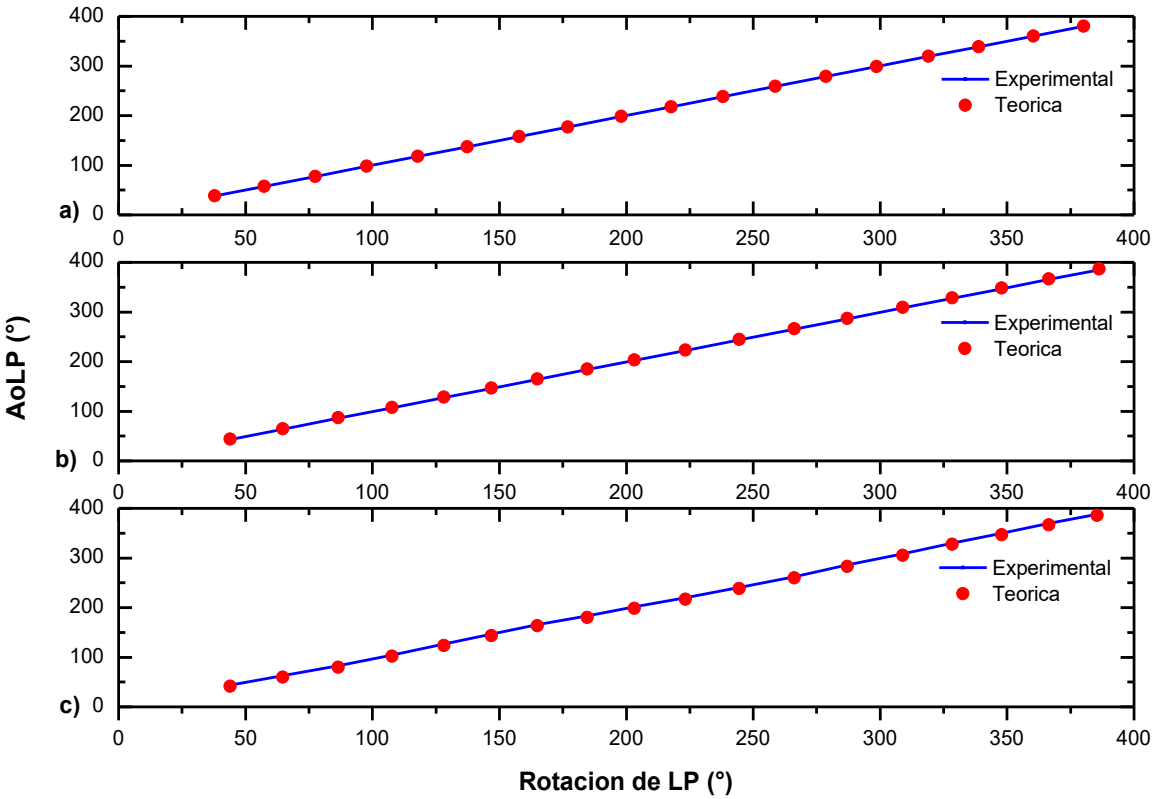


Figura 3. Comparación entre el ángulo de rotación del LP vs AoLP.

La Tabla 2 muestra los valores del error cuadrático medio (RMS) de las intensidades detectadas, calibradas y sin calibrar. La configuración a) muestra la intensidad cuando no existe calibración ya que está compuesto por un solo elemento. Para las configuraciones b), c), d) y e) es posible calibrar los sistemas debido a que cuentan con más elementos polarimétricos, los cuales inducen un error intrínseco en los sistemas.

Tabla 2: Error RMS de la intensidad detectada.

Polarímetro	Intensidad		
	No-Calibrado	Calibrado	Diferencia
a)	$\mathbf{0.65 \times 10^{-6}}$	-	-
b)	$\mathbf{327 \times 10^{-6}}$	$\mathbf{7.5 \times 10^{-6}}$	$\mathbf{319.5 \times 10^{-6}}$
c)	$\mathbf{5.65 \times 10^{-6}}$	$\mathbf{1.25 \times 10^{-6}}$	$\mathbf{4.4 \times 10^{-6}}$
d)	$\mathbf{21.43 \times 10^{-6}}$	$\mathbf{2.17 \times 10^{-6}}$	$\mathbf{19.26 \times 10^{-6}}$
e)	$\mathbf{5.70 \times 10^{-6}}$	$\mathbf{5.02 \times 10^{-6}}$	$\mathbf{0.68 \times 10^{-6}}$

La diferencia entre las intensidades medidas sin calibrar y calibrados es significante; particularmente en el caso b), donde la diferencia de intensidades entre el sistema calibrado y sin calibrar corresponde a $\mathbf{319.5 \times 10^{-6}}\ \boldsymbol{W}$. Para los polarímetros completos (c), d), e)), se incorporaron además parámetros de orientación y desfase del retardador, logrando también mejoras importantes. Estos resultados validan la efectividad del modelo de demodulación propuesto al considerar correctamente los parámetros del sistema.

La Tabla 3 presenta el error cuadrático medio (RMS) asociado al ángulo de polarización lineal (AoLP) para las configuraciones completas c), d) y e). En el caso c), se observa un aumento del error tras aplicar la calibración, debido al posible error en la rotación del LP. En cambio, en los casos d) y e), el modelo calibrado logra igualar o mejorar ligeramente el desempeño sin calibración. En particular, el polarímetro d) presenta el menor error absoluto, lo que sugiere que la rotación dual de elementos puede ofrecer una mayor fidelidad angular. En conjunto, estos resultados complementan el análisis de intensidad, confirmando la validez del método de recuperación de Stokes incluso en parámetros derivados como el AoLP.

Tabla 3: Error RMS de AoLP

Polarímetro	AoLP		
	No-Calibrado	Calibrado	Diferencia
a)	–	–	–
b)	–	–	–
c)	$\mathbf{6.68 \times 10^{-2}}$	$\mathbf{20.36 \times 10^{-2}}$	$\mathbf{-13.68 \times 10^{-2}}$
d)	$\mathbf{2.95 \times 10^{-2}}$	$\mathbf{2.86 \times 10^{-2}}$	$\mathbf{0.09 \times 10^{-2}}$
e)	$\mathbf{4.6 \times 10^{-2}}$	$\mathbf{4.6 \times 10^{-2}}$	$\mathbf{0}$

CONCLUSIONES

Este trabajo introduce una alternativa para medir un estado de polarización. Se implementaron cinco configuraciones polarimétricas para calcular el vector de Stokes parcial y completo; con dichas configuraciones se desarrollaron algoritmos basados en la demodulación de Fourier que permitieron

comparar teóricamente y experimental la intensidad detectada y el AoLP. Los algoritmos incluyen parámetros de compensación de error en la orientación lineal y el retardo de los elementos ópticos. Se comprobó la similitud entre la intensidad teórica y la experimental; así como la correlación que existe entre la rotación del LP con AoLP. Finalmente, se expresaron los resultados obtenidos en términos de RMS, demostrando que el modelo propuesto es preciso para medir las intensidades de los polarímetros tomando en cuenta los errores intrínsecos del sistema. Como perspectiva futura, se contempla extender esta metodología a sistemas de polarimetría Mueller, así como su integración en plataformas compactas o automatizadas que incorporen optimización e inteligencia artificial para mejorar la robustez frente a ruido y variaciones dinámicas en la señal.

BIBLIOGRAFÍA

1. Beck, C. H. R. I. S. T. I. A. N. (2013). The calibration of the vector polarimeter POLIS. arXiv preprint arXiv:1308.4954.
2. Mott, H. (2007). Remote sensing with polarimetric radar. John Wiley & Sons.
3. He, C., He, H., Chang, J., Chen, B., Ma, H., & Booth, M. J. (2021). Polarisation optics for biomedical and clinical applications: a review. Light: Science & Applications, 10(1), 194.
4. Snik, F., Karalidi, T., & Keller, C. U. (2009). Spectral modulation for full linear polarimetry. Applied Optics, 48(7), 1337-1346.
5. Firdous, S., & Ikram, M. (2007, June). Stokes polarimetry for the characterization of bio-materials using liquid crystal variable retarders. In European Conference on Biomedical Optics (p. 6632_14). Optica Publishing Group.
6. Gan, H. Y., & Huang, C. H. (2013). The Information Measurement and Characterization of Polarization Coherent Light Based on Stokes Parameters. Advanced Materials Research, 760, 306-310.
7. Wirthl, V., Panda, C. D., Hess, P. W., & Gabrielse, G. (2021). Simple self-calibrating polarimeter for measuring the Stokes parameters of light. OSA Continuum, 4(11), 2949-2969.
8. Andreev, V., Panda, C. D., Hess, P. W., Spaun, B., & Gabrielse, G. (2017). A self-calibrating polarimeter to measure Stokes parameters. Preprint at https://arxiv. org/abs/1703.00963.
9. Hermann, G. (2003). Polarization Optics, Polarimeters and Polarization Spectrometers. digital Encyclopedia of Applied Physics.
10. Baier, M., Schoenau, A., Soares, F. M., & Schell, M. (2019). Polarimetry for photonic integrated circuits. Applied Sciences, 9(15), 2987.
11. Dong, J., & Zhou, H. (2020). Polarimeters from bulky optics to integrated optics: a review. Optics Communications, 465, 125598.

GENERACIÓN Y DETECCION DE IMÁGENES DE PURKINJE PARA AMBOS OJOS HUMANOS DE FORMA SIMULTÁNEA

Armando Gómez Vieyra[1], Jenifer Benítez Benítez[1], Luis Fernando Morales Larraga[1], Geovanni Hernández Gómez[2], José Raúl Miranda Tello[1]

[1]División de Ciencias Básicas e Ingeniería, Universidad Autónoma Metropolita Unidad Azcapotzalco. [2]Departamento de Estudios Multidisciplinarios, División de Ingenierías, Campus Irapuato-Salamanca, Universidad de Guanajuato.

agvte@azc.uam.mx

RESUMEN

El sistema visual es la fuente de información más importante que tiene el ser humano de su entorno. Sin embargo, este sistema puede presentar alteraciones o patologías que reduzcan su funcionalidad. El estrabismo es un trastorno ocular en el que los ojos no están alineados adecuadamente y no miran en la misma dirección al mismo tiempo. En México, este padecimiento lo presentan entre el 2 y 4% de la población infantil y aproximadamente 2% de la población general. Dentro de los diversos tipos o grados de estrabismo se encuentra la microtropía, que es una forma específica de estrabismo, en la cual un ojo presenta una desviación ocular muy pequeña, a menudo imperceptible a simple vista. Basándose en la formación de las imágenes de Purkinje, se desarrolló en la década de los noventa un método no invasivo, el cual demostró que podía realizarse la detección práctica, rápida, segura y confiable de la microtropía. En particular, en este trabajo se desarrolla un arreglo experimental que permite formar y detectar las imágenes de Purkinje en ambos ojos de manera simultánea, con implicaciones clínicas significativas para la detección de microtropía. Para este propósito, se creó un sistema de iluminación basado en LEDs a 850nm, un sistema de adquisición de imágenes basado en una cámara Raspberry Pi HQ High Quality, conectada a un Rasberry Pi 4B y un sistema optomecánico diseñado y construido mediante fabricación aditiva en PLA. El sistema de iluminación elegido es triangular, considerando las propiedades de las imágenes de Purkinje y la etapa de detección. El subsistema optomecánico utiliza componentes de costo accesibles y piezas fabricadas aditivamente. El arreglo experimental se coloca enfrente del sujeto de prueba que se posa sobre una mentonera. Así mismo, se diseñó e implementó un subsistema electrónico para el control de iluminación proporcionando una corriente de alimentación estable a cada uno de los 3 LEDs, lo que permite generar las imágenes de Purkinje. Como resultado, se logró generar, detectar y capturar las imágenes de Purkinje en ambos ojos en un sujeto de prueba, demostrando que la detección de microtropía es viable de una manera cómoda y no invasiva mejorando las metodologías desarrolladas en los años noventa.

INTRODUCCIÓN

El sistema visual humano es la fuente de información más importante que tiene el ser humano en su entorno. Está constituido por tejidos de células semi-transparentes que realizan funciones de lentes fijas y lentes adaptables, involucrando un proceso de control cerrado en proceso neuronal para el enfoque de la visión. Sin embargo, este puede presentar alteraciones o patologías que reduzcan su funcionalidad. Una de estas, es el estrabismo, trastorno ocular en el que los ojos no están alineados adecuadamente y no enfocan en la misma dirección al mismo tiempo. En México, el estrabismo se presenta de 2 a 4% en la población infantil [1] y 2% de la población general [2]. Existen diversos tipos o grados de estrabismo, uno de estos es la microtropía, que es una forma específica de esta patología, en la cual un ojo presenta una desviación ocular muy pequeña, a menudo imperceptible a simple vista. En la microtropía la desalineación es mínima y puede pasar desapercibida en una evaluación casual. La detección temprana de microtropía ayuda a tener posibilidad de un tratamiento adecuado, el cual pude minimizar o bien mitigar los efectos negativos que presenta este tipo de estrabismo. A principios de la década de los 90's, Barry y sus colaboradores [3 y 4] miden de forma precisa los ángulos de estrabismo, en niños y bebés, a partir de la generación de imágenes de Purkinje mediante 3 pequeños destellos de luz creados con elementos de la época, una cámara

réflex de 35mm o una cámara de CCD Seitner SDT 1801 y puntos de fijación. La mayor desventaja de este procedimiento se encuentra en tres factores: la incomodidad de la luz producida por los destellos de luz (flashes), el empleo de los fármacos para dilatar la pupila y la tecnología limitada de la época. Considerando, estas razones, se propone desarrollar un dispositivo basado en las imágenes de Purkinje, empleando tecnología actual y de bajo costo, pero con el compromiso de realizar una detección práctica, rápida, segura y confiable de los reflejos intraoculares en ambos ojos, con el objetivo de lograr caracterizar la microtropía. Es importante incursionar en esta técnica porque las imágenes de Purkinje son un método no invasivo [5 y 6] y implementación ha empezado a ser mas utilizado en el ámbito clínico.

TEORÍA

Los reflejos que observamos cuando miramos los ojos de otra persona, son las imágenes de Purkinge, observadas y analizadas por primera vez en 1821 por el medico checo Johannes Evangelista Purkinje. Estas imágenes se forman por los procesos de reflexión, absorción y transmisión en las superficies de cada interface ocular (cornea anterior, cornea posterior, cristalino anterior y cristalino posterior), las cuatro imágenes de Purkinje generadas por la reflexión-refracción en las interfaces oculares por el haz de luz incidente, este proceso se ilustra en el esquema de la Figura 1.

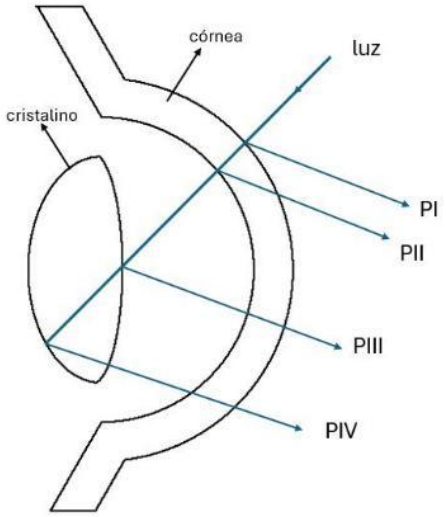


Figura 1. Imágenes de Purkinje.

La primera imagen de Purkinje (PI), también conocida como reflejo luminoso corneal, se produce por reflexión sobre la cara anterior de la córnea. Esta es una imagen virtual y derecha de la fuente luminosa, además, es la imagen más intensa debido al escaso nivel de absorción.

La segunda imagen de Purkinje (PII) se produce sobre la cara posterior de la córnea y se encuentra oculta regularmente por la primera imagen ya que se forma muy próxima a PI, puesto que el radio de curvatura de la cara posterior es ligeramente inferior al de la cara anterior. Tiene escasa intensidad ya que los índices de refracción de la córnea y del humor acuoso son muy pequeños, por lo que regularmente pasa desapercibida.

La tercera imagen de Purkinje (PIII) se forma a partir de la interacción de la luz con la cara anterior del cristalino, ésta presenta un mayor tamaño que se puede apreciar, sin embargo, de las cuatro, su intensidad luminosa es la más débil.

La cuarta imagen de Purkinje (PIV) es la reflexión de la capa posterior del cristalino, produciendo una imagen real invertida, que tiene mayor intensidad que la PIII y su tamaño es menor que PI.

PARTE EXPERIMENTAL

En la Figura 2 se presenta el diagrama a bloques para el diseño y construcción del sistema experimental de la detección de imágenes de Purkinje en ambos ojos, al mismo tiempo. En su conjunto está constituido por tres subsistemas: uno óptico, el segundo optomecánico y el tercero electrónico, en general todos son necesarios para la detección de microtropía.

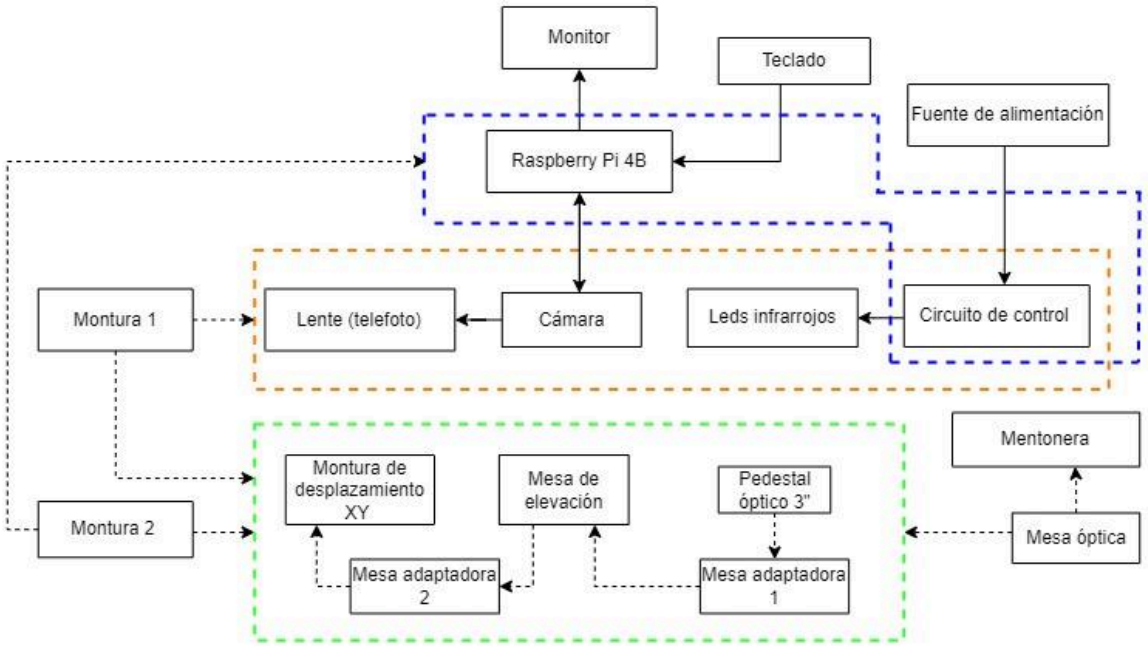


Figura 2. Sistema a bloques para la detección de imágenes de Purkinje de ambos ojos.

El sistema completo (Figura 2) está ensamblado sobre una *breadboard* (mesa óptica), con sus respectivas monturas y una mentonera que se encarga de ajustar y mantener la posición del sujeto durante el estudio. Del mismo modo, sobre la mesa óptica se acopla todo el subsistema optomecánico (recuadro verde), que soporta el resto del subsistema. Los otros dos sub-bloques en diferentes colores y con líneas punteadas, son los subsistemas optomecánicos y electrónicos que permiten la adquisición de las imágenes de Purkinje para ambos ojos.

El primer subsistema mecánico (señalado por un recuadro en verde) está compuesto de un pedestal, una mesa adaptadora 1 (diseñada y fabricada de forma aditiva), que se acopla a la mesa de elevación Yosoo que soporta 10kg, la cual es acoplada por la Mesa adaptadora 2 (diseñada y fabricada de forma aditiva) y que sostiene a un arreglo de desplazamiento XY (dos mesas de desplazamiento lineal Keenso SEMX80-AC). Finalmente se acopla a la Montura 2 y a la Montura 1, diseñadas y construidas para este sistema experimental.

Estas dos últimas monturas (bloques de líneas azules y naranjas) soportan el sistema de adquisiciones y procesamiento de imágenes y video. Lo constituye la lente varifocal de 2.8-12 mm con cuerda de montaje C, una cámara Rasberry Pi HQ, una tarjeta de desarrollo Raspberry Pi 4B (el

cerebro de nuestro sistema experimental). Adicionalmente, se conectan un teclado, un mouse y una pantalla como interface al usuario. Por otro lado, el sistema de iluminación consta de tres subsistemas, una fuente de alimentación Keithely 2230-30-1, un circuito de control de corriente y los LEDs en infrarrojo 3mm λ=850nm con un rango de operación de 1.45-1.65 V, soportado en las monturas diseñadas y construidos en fabricación aditiva. Para lograr una emisión semi – puntual de los LED, se procedió a eliminar la interfaz esférica, para lograrlo, se tiene que realizar un proceso de esmerilado con una lija de agua B-99 – FANDELI grano 1000 y posteriormente con una lija para agua B-99 – FANDELI grano 2500. Finalmente, en la etapa de pulido, con devastador de óxido de silicio de 2.5μm. El sistema completo se muestra en la Figura 3.

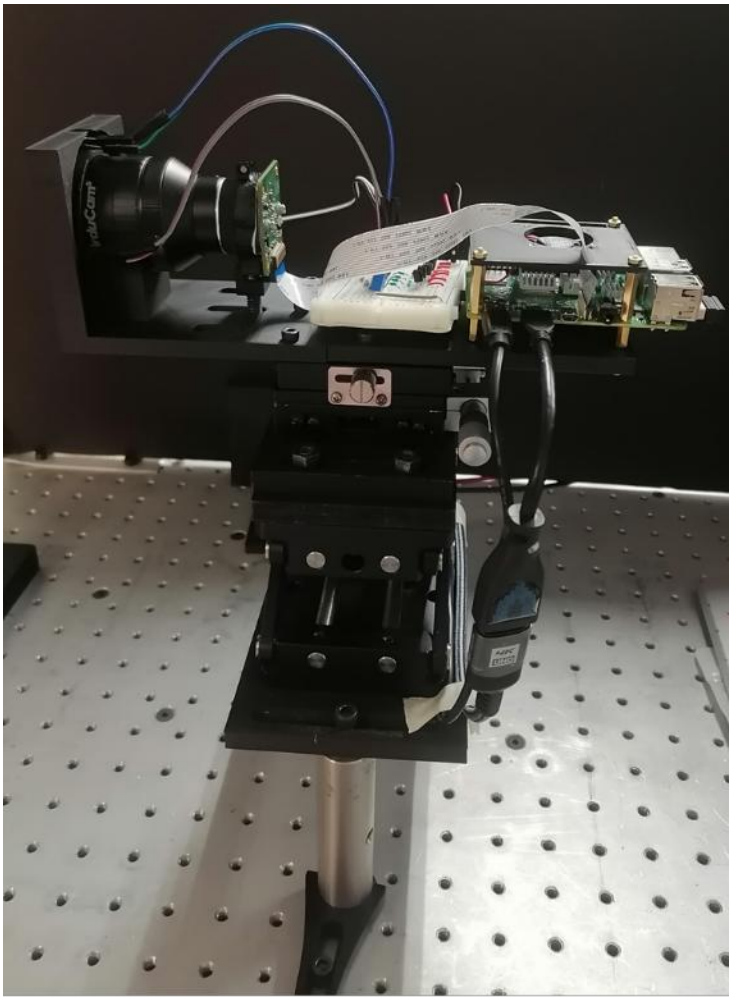


Figura 3.- Sistema experimental final

RESULTADOS

El sistema mostrado en la Figura 3, se coloca a 40cm de la mentonera, respetando el protocolo ANSI Z136.1-2104, para generar las imágenes mostradas en la Figura 4, donde se pueden observan las imágenes de Purkinje, que generamos en ambos ojos al mismo tiempo.



Figura 4.- Imágenes de Purkinje generadas y captadas en ambos ojos

En la Figura 5 se muestra la pupila dilatada del ojo derecho del sujeto, en donde se pueden apreciar con las imágenes de Purkinje. Con las flechas azules se indican las imágenes PIV, mientras que las verdes indican a PI y PII.

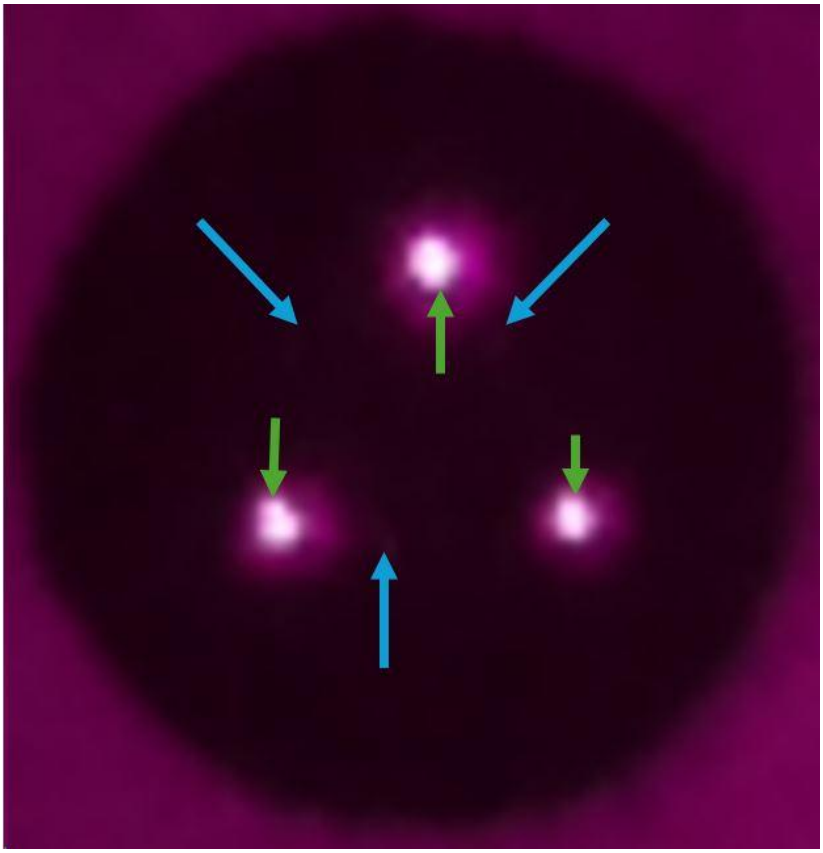


Figura 5.- Pupila del ojo derecho indicando las imágenes de Purkinje PIV, PI y PII

En la Figura 6 se muestra la pupila dilatada del ojo izquierdo del sujeto, en donde se pueden apreciar las imágenes de Purkinje, con las flechas azules se indican las imágenes PIV, mientras que las verdes indican a PI y PII.

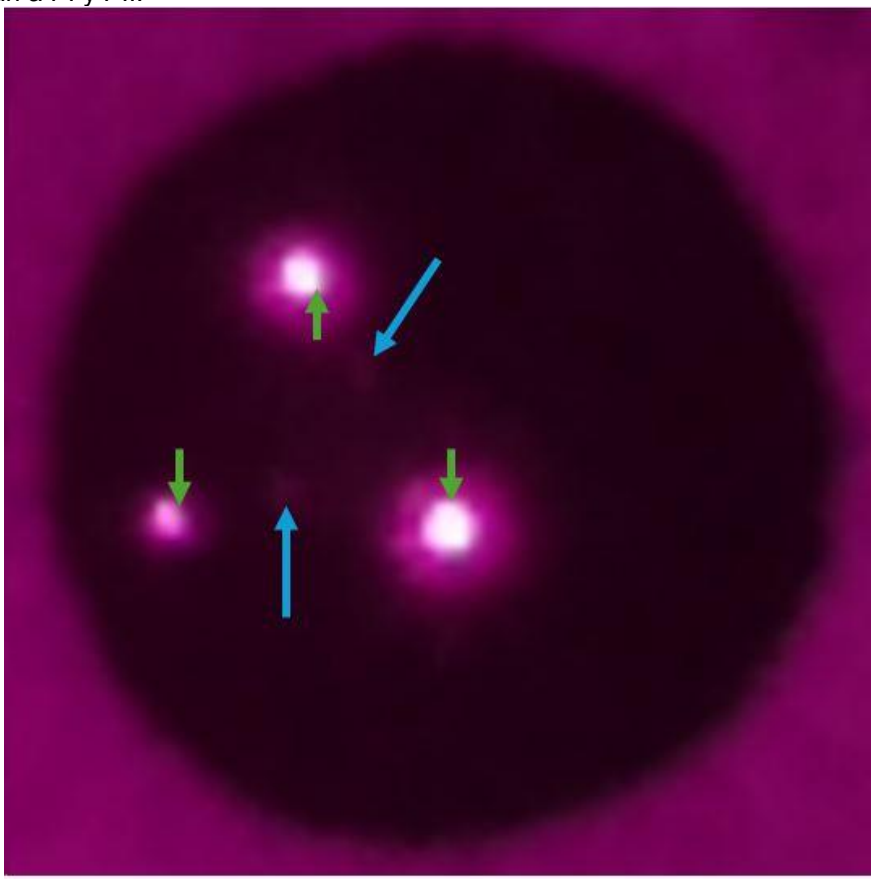


Figura 6.- Pupila izquierda indicando las imágenes de Purkinje PIV, PI y PII

En la captura de las imágenes de Purkinje, no se tiene control de la orientación del eje óptico del ojo, ya que se presentan micro-movimientos (microsacades) y se tiene un solo arreglo triangular de LEDs para ambos ojos y el sujeto no está sedado.

En la Figura 7 se muestra una imagen ecualizada de una sección tomada de la Figura 5, que es la pupila derecha y corresponde a las imágenes de Purkinje inferiores. En la Figura 7 se encuentra señalada la imagen PIV con un círculo en color rojo que muestra pixeles más resaltados en su interior que los que están a su alrededor, deduciendo que es IV imagen de Purkinje por la intensidad de pixeles y su forma. Con lo que se valida lo indica en la Figura 5. Así mismo esta intensidad en los pixeles se encuentra un tanto aislada de otros más intensos que corresponden a las imágenes de Purkinje PI y PII amontonadas.

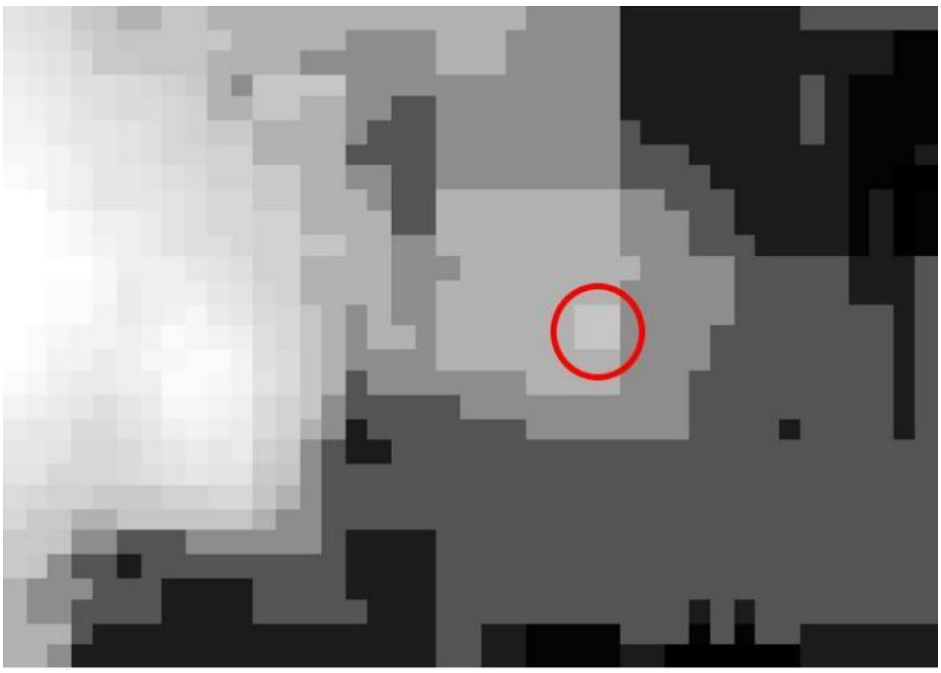


Figura 7: Imagen ecualizada de las imágenes de Purkinje inferiores del ojo derecho. Imagen tomada de un recorte de la Figura 5

En la Figura 8 se muestra un gráfico de superficie de la Figura 7. En donde se señala la imagen PIV con una flecha en color rojo, esta superficie presenta una elevación, consecuencia de lo indicado en la Figura 7. En la Figura 8 se observan superficies más elevadaa e incluso resaltadaa en color amarillo y algunas tonalidades verdes. Indicando los pixeles más resaltados de la Figura 7 que muestran a PI y PII encimadas.

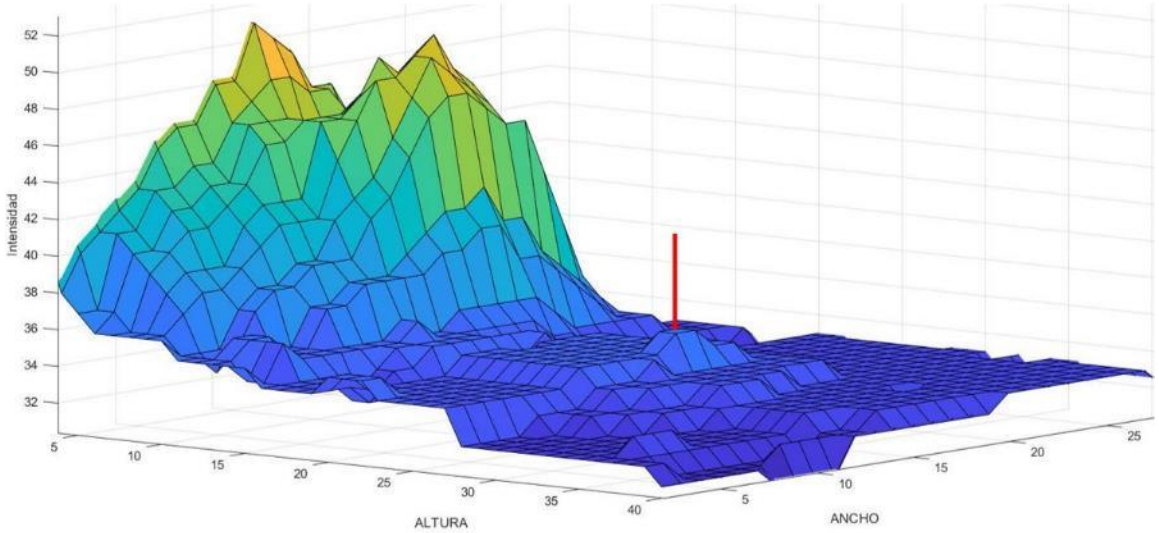


Figura 8.- Grafico de superficie de las imágenes de Purkinje inferiores del ojo derecho. La flecha roja indica la imagen de Purkinje IV, recorte de la Figura 5.

Del mismo modo se realizó el análisis de cada imagen de Purkinje obtenida con el sistema experimental.

CONCLUSIONES

En este trabajo se presenta el diseño y construcción de un sistema capaz de capturar imágenes de Purkinje I, II y IV, en ambos ojos al mismo tiempo, con una sola cámara y lente, lo cual supone un gran avance para en un futuro en el que se pueda lograr detectar y medir el grado de microtropía. El diseño, la elección de tecnología y la construcción de este instrumento son factores importantes para una reducción considerable en los costos al emplear piezas optomecánicas de costos accesibles (mesa de elevación y mesas de desplazamiento lineal), con monturas acopladoras diseñadas específicamente para este instrumento, construidas en manufactura aditiva en PLA, lo que hace accesible el costo de este instrumento. Por otro lado, al emplear una tarjeta de desarrollo Raspberry Py 4B, una cámara de la misma marca, con sensor SONY de alta calidad y óptica de bajo costo en el mercado, hacen viable su adquisición para posible desarrollo tecnológico y comercialización. Los resultados de este sistema son prometedores y con un poco más de desarrollo tecnológico en software y un mejoramiento del sistema óptico, se podrían lograr sistemas automáticos de detección de la microtropía.

BIBLIOGRAFÍA

1. A. G. Evans, “Perspectiva on the development of high-toughness ceramics”, J. Am. Ceram. Soc., Vol. 73, 2, 1990, pp. 187-206.
2. T. Kreis, “Speckle Metrology,” in *Holographic Interferometry* (Akademie Verlag Inc., New York, NY, 1996), Chapter 4, pp. 125-149.
3. J. Lang, J. “Microtropia”, International Ophtalmology Vol. 6, 1, 1983, pp. 33-36.
4. D. A. Romero y Apis, *Estrabismo: Aspectos Clínicos y Tratamiento* (DALA, México, DF, 2010).
5. J. C. Barry, R. Effert, A. Kaupp, “Objective measurement of small angles of strabismus in infants and children with photographic reflection pattern evaluation”, Ophthalmology, Vol. 99, 3, 1992, pp. 320-328. doi.org/10.1016/s0161-6420(92)31969-4
6. J. C. Barry, R. Effert, A., A. Burhoff, “Measurement of ocular alignment with photographic Purkinje I and IV reflection pattern evaluation” Invest Ophthalmol. Vis. Sci., Vol. 35, 13, 1994, pp. 4219-4235.
7. J. Tabernero, A. Benito, V. Nourrit, P. Artal, “Instrument for measuring the misalignments of ocular surfaces”, Opt. Express, Vol. 14, 22, 2006, pp. 10945-10956. doi.org/10.1364/oe.14.010945
8. J. M. Bueno, D. D. Brouwere, H. Ginis, I. Sgouros, and P. Artal, "Purkinje imaging system to measure anterior segment scattering in the human eye", Opt. Lett., Vol. 32, 2007, pp. 3447-3449. doi.org/10.1364/OL.32.003447

GELATINA DICROMATADA EN ÓPTICA

Mariana Alfaro-Gómez[1], Sergio Calixto[2]

[1]Departamento de Matemáticas y Física, Universidad Autónoma de Aguascalientes, Av. Universidad # 940, Ciudad Universitaria, C. P. 20131, Aguascalientes, Ags. MÉXICO, [2]Centro de Investigaciones en Óptica, Loma del Bosque 115, C.P. 37150, León, GTO., México.
scalixto@cio.mx

RESUMEN

El uso de la Gelatina Dicromatada (GD) en óptica comenzó en 1872 por Lord Rayleigh. Este material, una mezcla de gelatina y dicromato, presenta sensibilidad a la luz. En 1968, Shankoff sugirió su uso como material foto-sensible para grabar rejillas de interferencia, de difracción y hologramas. Se logró entonces una eficiencia de difracción de casi 100%. Las aplicaciones de la GD han aumentado a través del tiempo, demostrando las capacidades de este material en múltiples áreas de la óptica. En este trabajo, presentamos una revisión de los principios y aplicaciones de la GD. Primeramente, exponemos sobre las características físicas y químicas de películas de GD. Damos además, una revisión de los procesos de su fabricación y revelado. Finalmente, describimos las principales aplicaciones de la GD, incluyendo holografía en tiempo real, concentradores solares, micro-elementos ópticos y sensores.

INTRODUCCIÓN

Georg Adolf Suckow desarrolló investigaciones en la Universidad de Heidelberg con mezclas de dicromatos con materiales orgánicos y otras sustancias [1]. En 1830, descubrió la sensibilidad a la luz de la mezcla gelatina con dicromatos (DCG). Posteriormente, en 1872, Lord Rayleigh (J.W. Strutt) informó sobre la fabricación de rejillas de difracción mediante el método de copia por contacto utilizando DCG [2]. Las rejillas que fabricó tenían una frecuencia espacial de 120 líneas por milímetro, siendo este el primer elemento óptico hecho con DCG. Rayleigh mencionó esta frase en su artículo: “Se recordará que una mezcla de gelatina y bicromato de potasio es sensible a la luz; se vuelve insoluble incluso en agua caliente después de la exposición”.

En 1968, Shankoff usó DCG para crear rejillas de volumen con una eficiencia de difracción cercana al 98 %. Los elementos ópticos de relieve o volumen hechos con DCG pueden estar presentes en lentes, placas zonales, hologramas, rejillas de difracción y más. Estos elementos pueden utilizarse en numerosas aplicaciones, descritas con detalle por Pawluczyk et al., entre ellas elementos dispersivos en espectroscopía y láseres sintonizables, compresores o expansores de pulsos en sistemas láser para procesar pulsos ultracortos, concentradores solares, divisores de haz en interferómetros, escáneres para lectores de códigos de barras, difusores direccionales en proyectores de imagen, y más. Los elementos fabricados con DCG presentan propiedades ópticas sobresalientes, como alta transparencia en el espectro visible, bajo ruido óptico, baja dispersión y absorción, alta modulación del índice de refracción y resolución.

En este trabajo revisamos algunos de los principios y aplicaciones de la GD. Exponemos sobre sus características físicas y químicas, damos una revisión de los procesos de su fabricación y revelado y finalmente, describimos algunas aplicaciones relevantes de la GD. Un escrito mas detallado sobre lo presentado en este trabajo, puede encontrarse en [3]

TEORÍA

La gelatina se fabrica a partir de la proteína colágeno [1,4] y sus propiedades están relacionadas con los detalles de su proteína precursora. El colágeno tiene una longitud molecular de aproximadamente 2850 Å y un diámetro de 14 Å, lo que le da una forma similar a una barra. Las estructuras de colágeno

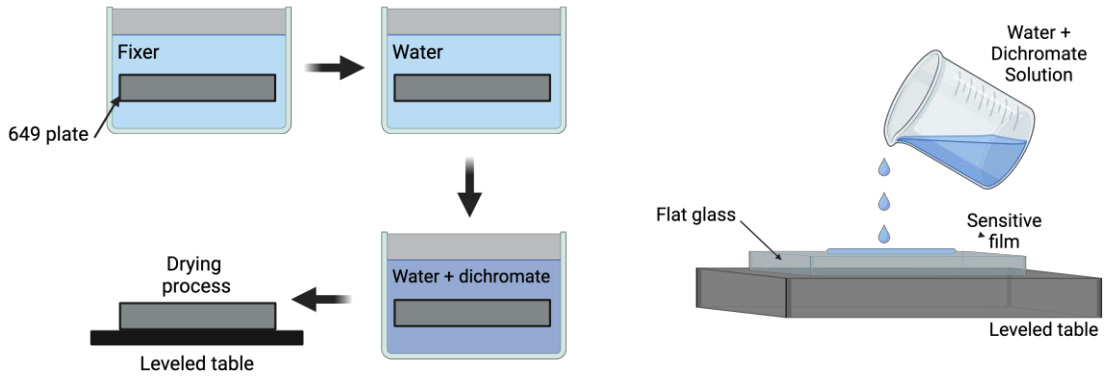
presentan una hélice triple dextrógira. Las propiedades de la gelatina suelen ser la viscosidad, el tiempo de gelificación y la rigidez y dependen del tamaño molecular, el grado de ramificación de las cadenas y la naturaleza química. La solución sensibilizante para las capas de gelatina dicromatada consiste en un coloide orgánico (gelatina) disuelto en un solvente (agua). A esta solución se le añade una mezcla de dicromato disuelto en agua. Desde el siglo XIX se sabe que los dicromatos de potasio, sodio y amonio son sensibilizantes para la gelatina. En particular, el dicromato de amonio ofrece una alta sensibilidad y presenta una alta solubilidad en agua [1,5]. Por lo tanto, esta mezcla permite introducir altas concentraciones cuando las placas de DCG (gelatina con dicromato) se sumergen en la solución de amonio y agua.

Cuando las placas sensibilizadas con DCG son iluminadas, el cromo hexavalente (Cr^{6+}), junto con la gelatina oxidable, inicia el proceso fotoquímico. El ion Cr^{6+} se reduce a un estado de ionización inferior, el ion Cr^{3+} (trivalente), el cual forma un complejo coordinado con el grupo carboxilato de la gelatina ($–COO^-$). Esto significa que se produce un entrecruzamiento entre las cadenas de gelatina, lo que genera una alta dureza en las regiones altamente expuestas a la luz y baja dureza en las regiones no expuestas. El endurecimiento se intensifica y es más rápido cuando las películas están secas, ya que las moléculas están más cercanas entre sí, y cuando hay una alta concentración.

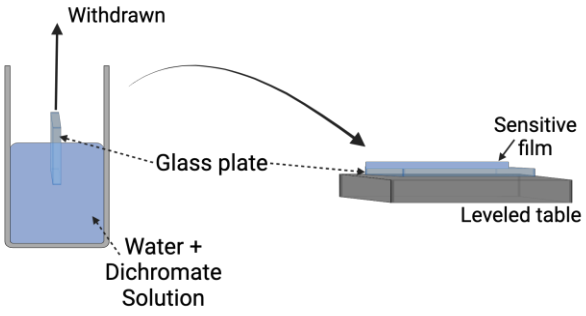
Todos los compuestos de cromo están clasificados como sustancias peligrosas importantes [6,7]. Por ejemplo, tanto el cromo trivalente como el hexavalente se han relacionado con irritación dérmica, alergias, efectos genotóxicos y carcinogenicidad [7-10]. También se han estudiado los efectos tóxicos del dicromato de potasio sobre las plantas [11], lo que indica posibles riesgos ambientales asociados a estos compuestos [12].

PARTE EXPERIMENTAL

Existen tres métodos básicos para fabricar placas de gelatina dicromatada (DCG), como se muestra en la Fig. 2. En el primer método [5] (Fig. 1(a)) una delgada película de gelatina depostiada sobre una placa de vidrio se sumerge en una solución de agua y dicromato y se deja secar, obteniendo una capa fotosensible de gelatina. En el segundo método (Fig. 2(b)), una placa de vidrio limpia y plana se coloca sobre una mesa de acrílico que tiene tres tornillos para nivelarla. Una cantidad de solución de gelatina y dicromato se vierte sobre la placa hasta que se seque. El grosor de la capa sensible depende de la cantidad de solución vertida. En el tercer método (dip-coating) (Fig. 1(c)), se prepara una solución acuosa de gelatina y dicromato en un vaso de precipitados en el que se sumerge verticalmente una placa de vidrio. Esta placa se retira vertical y lentamente con un instrumento. Se limpia una de las caras de la placa, y luego se coloca sobre una superficie nivelada hasta que se seque.



(a) (b)



(c)

Fig. 1. Métodos de fabricación de películas de gelatina dicromatada (DCG).

Para el revelado existen, principalmente, dos procesos [5]: (1) La placa expuesta se sumerge en agua, lo cual diluye las regiones no expuestas de la película y por lo tanto, se forma un relieve superficial. Este proceso se utiliza tradicionalmente en el foto-grabado y en la fabricación de elementos ópticos de relieve. (2) En el segundo se lava con agua, se sumerge en mezclas de alcohol y agua, repitiendo el proceso después de ir incrementando la proporción de alcohol en la muestra hasta llegar al 100%. Después de este último revelado, las regiones expuestas y no expuestas presentarán índices de refracción muy diferentes en el volumen del material, lo que permite obtener hologramas de fase con altas eficiencias de difracción. Una vez que las placas de DCG son reveladas, presentan eficiencias de difracción y anchos de banda espectrales que dependen en el espesor y en el proceso de revelado. La sensibilidad de las películas de DCG, no puede definirse de manera única ya que esta también depende del grosor de la película, del período de la rejilla, la longitud de onda de grabación, el pre-endurecimiento, los procesos de revelado y otros factores [5]. Una de las definiciones de sensibilidad se toma como la exposición necesaria para que la eficiencia de difracción alcance un valor del 20%. Un patrón de interferencia de dos haces se graba en una placa de DCG para la fabricación de rejillas de difracción. Si el ángulo entre los haces es pequeño, la frecuencia espacial de las líneas de interferencia es baja, y viceversa (Fig. 2).

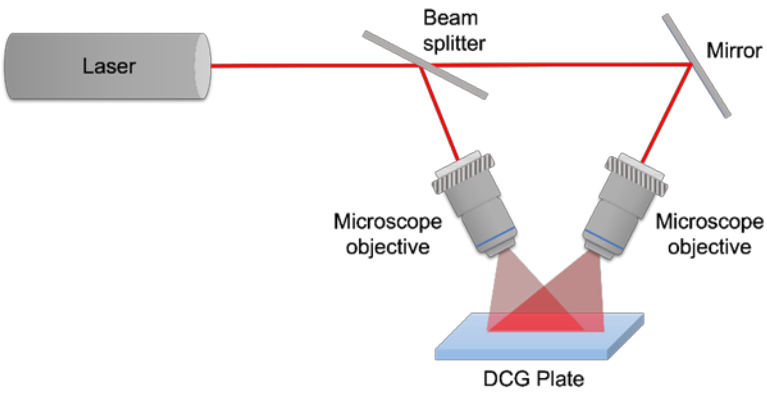


Fig. 2. Configuración de grabado

Existen elementos ópticos que presentan relieve. Por ello, se han desarrollado estudios especiales para el grabado. Por ejemplo, utilizando enzimas para digerir la gelatina. Se ha observado que, en las zonas menos expuestas a la luz, enzimas digieren mejor la gelatina. La enzima proteolítica papaína, por ejemplo, mejora el relieve de la estructura grabada para frecuencias bajas. Sin embargo, la acción de la enzima a escala microscópica afecta la capa de gelatina en todas las direcciones. Debido a esto, estructuras más densas, como las de rejillas de frecuencia alta, se alteran presentando una estructura granulada y destruyéndose durante el proceso de revelado. En otro ejemplo, el grabado se realizó con dos longitudes de onda, utilizando el método de copiado por

contacto con rejillas de Ronchi, figura 3(a). El estudio encontró que las rejillas presentaban diferentes relieves superficiales dependiendo de la fuente de luz. Un resultado importante fue que las placas DCG mostraron un aumento en la altura del perfil cuando se utilizó revelado con papaína, figura 3(b) [13].

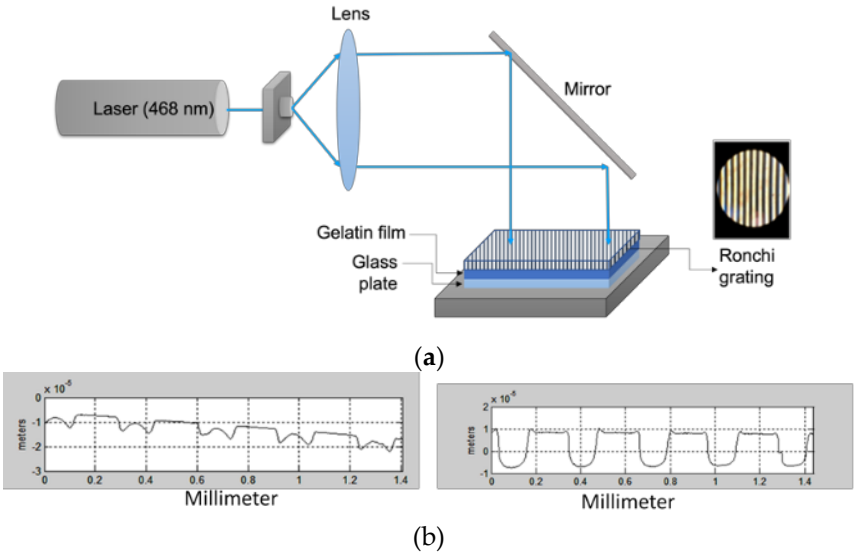


Fig. 3. Configuración de grabado de una rejilla de Ronchi sobre una placa de DCG.

RESULTADOS

Algunas de las aplicaciones que tiene la DCG es la fabricación elementos ópticos y microópticos [14]. Para fabricar microlentes, se ha proyectado una imagen de una máscara de alto contraste con orificios circulares sobre una placa. Luego se realiza una exposición de la placa y un proceso de revelado. En los resultados presentados, la placa revelada mostró pequeñas lentes superficiales con diámetros del orden de cientos de micrómetros y distancias focales en el rango de algunos milímetros, tal como se muestra en la Figura 4. Las lentes superficiales negativas pueden recubrirse con una delgada película de aluminio y, de este modo, fabricar micro-espejos. Si la luz incide desde el lado de la gelatina, los espejos forman una imagen real, pero si la luz incide desde el lado del sustrato de vidrio, la imagen es virtual.

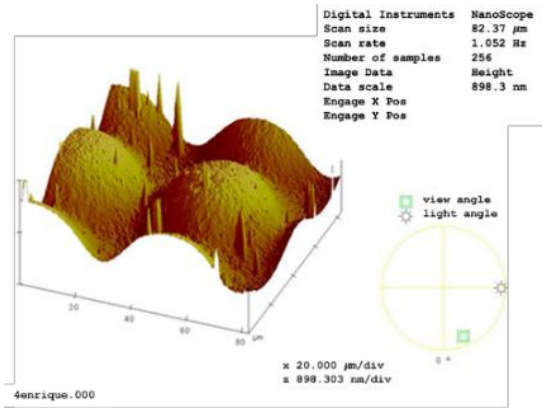


Fig. 4. Imagen AFM de un arreglo de microlentes [14].

Además, pueden fabricarse sensores de diferentes parámetros físicos, tal como la humedad [15]. Ya que la gelatina es altamente higroscópica, puede fabricarse un sensor de rejilla de difracción grabada en una placa de DCG (Figuras 5(a) y 5(b)). Las rejillas se colocaron en una cámara climática que permitía controlar la humedad. Cuando la humedad aumenta, la película de gelatina se hincha, y cuando la humedad disminuye, se contrae. Esto modifica el perfil de la rejilla superficial y, por lo tanto, la intensidad de los órdenes difractados. Se midió la intensidad del primer orden, como se muestra en la Figura 5(c). Las curvas de calibración consistieron en graficar la intensidad del primer orden como función del cambio en la humedad relativa, Figura 5(d).

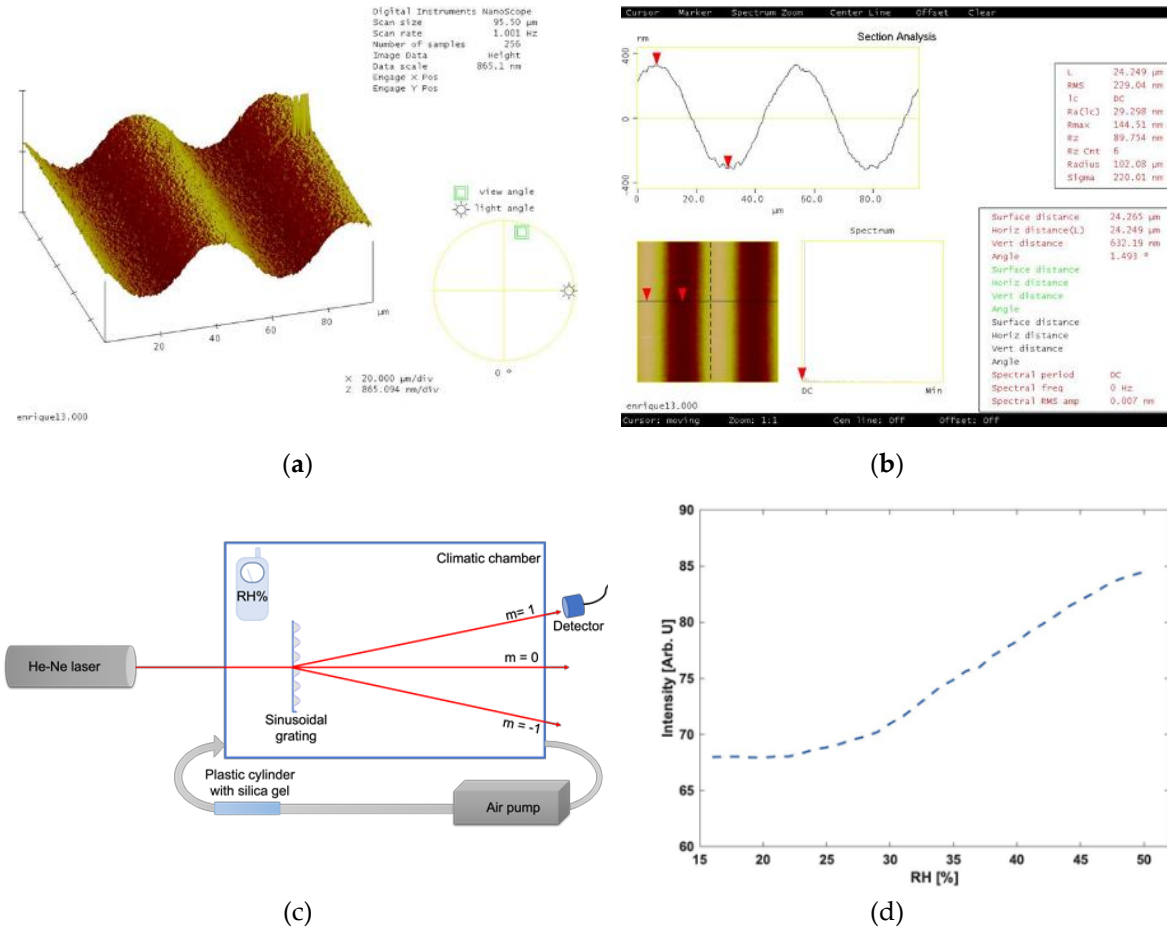


Fig. 5. (a) Imagen AFM de una rejilla sinusoidal grabada con gelatina. (b) Dimensiones y caracterización de las dimensiones de la rejilla. (c) Arreglo experimental de un sensor de humedad utilizando la rejilla mostrada en (a) y (b). (d) Curva de calibración del sensor desarrollado. [53]

Otra aplicación relevante de la DCG es en la concentración de energía solar. El uso de la energía solar se ha convertido en un área de investigación muy importante debido a la posibilidad de utilizar una fuente de energía limpia y sostenible. Desde 1987 se han propuesto componentes holográficos como una opción viable para la concentración de energía solar [16-20]. Las lentes holográficas pueden eliminar el costo de los sistemas de seguimiento, simplificar el diseño del concentrador e incrementar la eficiencia en longitudes de onda definidas [21-23]. Ya que la DCG muestra una buena modulación del índice de refracción, alcanza excelente eficiencia de difracción y resolución, bajo ruido y buena calidad óptica, lo que lo hace adecuado para aplicaciones de transformación de energía solar [24, 25].

Además, diferentes patrones interferométricos pueden grabarse en DCG para crear una estructura holográfica que difracte la luz, permitiendo enfocar la radiación solar sobre sensores fotovoltaicos o

térmicos, como se muestra en la Figura 6 [23,26]. Los hologramas de difracción en DCG también pueden usarse para optimizar el enfoque de la radiación útil sobre las celdas solares y evitar el sobrecalentamiento al desviar las longitudes de onda del infrarrojo lejano lejos de los sensores [27]. Aunque los hologramas en DCG para concentración solar presentan muchas ventajas, también deben considerarse como principales desventajas la toxicidad del dicromato [28], la baja sensibilidad a la exposición y la respuesta espectral limitada [16, 29].

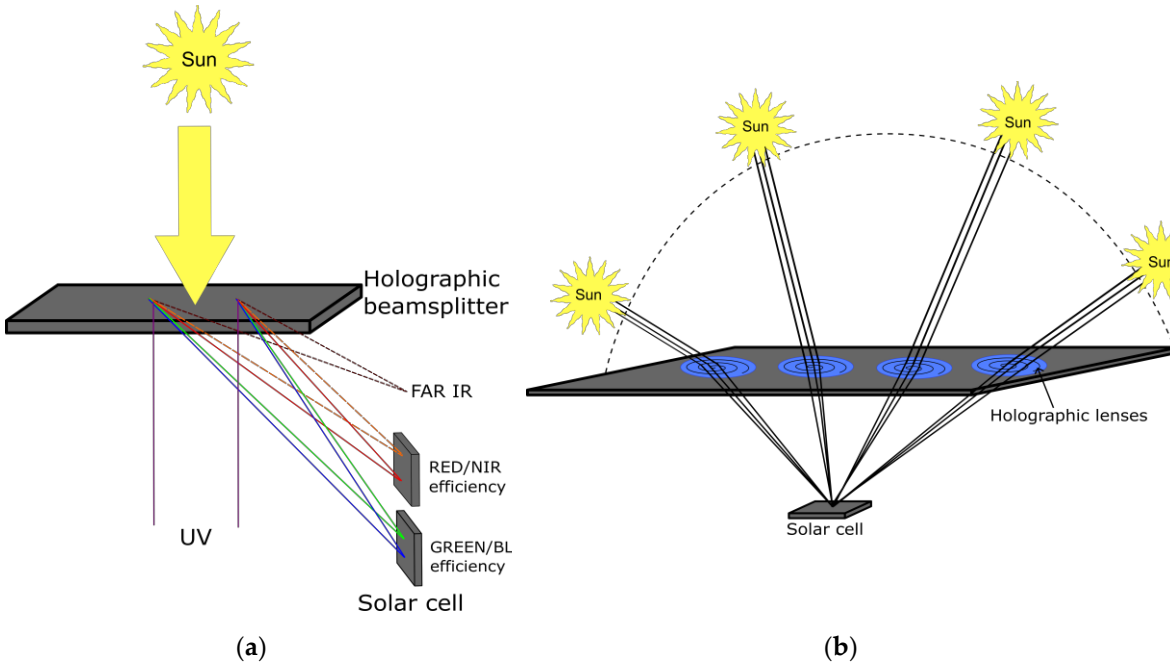


Fig. 6. Arreglos utilizados para la concentración de la energía solar (a) utilizando un divisor de haz holográfico y (b) lentes holográficas.

CONCLUSIONES

Hemos presentado una revisión sobre el uso de la gelatina dicromata en óptica. Describimos brevemente los principios químicos y físicos que permiten fabricar elementos ópticos como rejillas de difracción con DCG explicando también los métodos para fabricación y revelado. Inlcuimos también la revisión de algunas aplicaciones como la fabricación de micro-optica, el uso de DCG en sensores de humedad y su aplicación en temas de concentración de energía solar.

BIBLIOGRAFÍA

1. Kosar, J. Light-sensitive Systems: Chemistry and Application of Nonsilver Halide Photographic Processes, Wiley, 1965.
2. Strutt J. W. I. Preliminary note on the reproduction of diffraction-gratings by means of photography, Proceedings of the Royal Society of London 1872, 20, 414–417, http://doi.org/10.1098/rspl.1871.007
3. Calixto, S.; Alfaro-Gomez, M. Dichromated Gelatin in Optics. Gels 2025, 11, 298. https://doi.org/10.3390/gels11040298
4. James T.H., The theory of the photographic process, 4th Ed.; Macmillan, 1977.
5. Smith H. M. Ed., Holographic Recording Materials, Springer-Verlag: New York, USA, 1977, pp.75-99.
6. Page, B. J., Loar, G. W, Chromium Compounds. Kirk-Othmer Encyclopedia of Chemical Technology, 2004. https://doi.org/10.1002/0471238961.0308181516010705.a01.pub2

7. Norseth, T., The carcinogenicity of chromium. Environ Health Perspect, 1981, 40, 121–130. https://doi.org/10.1289/ehp.8140121
8. Katz, S. A., & Salem, H., The toxicology of chromium with respect to its chemical speciation: A review. J App Toxicol, 1993, 13(3), 217–224. https://doi.org/10.1002/jat.2550130314
9. Costa, M., & Klein, C. B., Toxicity and Carcinogenicity of Chromium Compounds in Humans. Crit Rev Toxicol, 2006, 36(2), 155–163. https://doi.org/10.1080/10408440500534032
10. Saha, R., Nandi, R., & Saha, B., Sources and toxicity of hexavalent chro-mium. J Coord Chem, 2011, 64(10), 1782–1806. https://doi.org/10.1080/00958972.2011.583646
11. Kołaciński, Z., Kołacinski, Z., Kostrzewski, P., Kruszewska, S., Raźniewska, G., & Mielczarska, J., Acute Potassium Dichromate Poisoning: A Toxicokinetic Case Study. J Toxicol Clin Toxicol, 1999, 37(6), 785–791. https://doi.org/10.1081/CLT-100102458
12. Kapoor R.T., Mfarrej M.F., Alam P., Rinklebe J., Ahmad P.. Accumulation of chromium in plants and its repercussion in animals and humans. Environ Pollut 2022, 301, 119044.
13. Calixto, S., Piazza, .V and Garnica, G. Surface Profile Studies of Photoinduced Gratings Made with DCG Films with Optional Papain Development, Gels, 2022, 8, 102-117.
14. Navarrete-García, E., and Calixto, S., Continuous surface relief micro-optical elements fabricated on photographic emulsions by use of binary and halftone masks. Optical Materials, 2003, 23(3–4), 501–512. https://doi.org/10.1016/S0925-3467(03)00004-1
15. Calixto, S., and Andres, M. V., Water Vapor Sensors Based on the Swelling of Relief Gelatin Gratings, Adv in Mater Sci Eng, 2015, 584324, 5 pages
16. Hull, J., Lauer, J. and Broadbent, D., Holographic solar concentrators, Energy, 1987, 12, 209–215.
17. Ferrara, M. A., Striano, V. and Coppola, G., Volume Holographic Optical Elements as Solar Concentrators: An Overview, 2019, Appl Sci, 9, 193.
18. Collados, M. V., Chemisana, D. and Atencia, J., Holographic solar energy systems: The role of optical elements, Renew Sustain Energy Rev, 2016, 59, 130–140.
19. Pratheep, H. R., and Balamurugan, A., A review of holographic optical elements in solar concentrator applications, IJARIIT, 2018, 4(3), 214–222.
20. Vorndran, S. D., Chrysler, B., Wheelwright, B., Angel, R., Holman, Z. and Kostuk, R., Off-axis holographic lens spectrum-splitting photovoltaic system for direct and diffuse solar energy conversion Appl Opt, 2016, 55, 7522–7529.
21. Zhang, D., Vorndran, S., Russo, J. M., Gordon, M. and Kostuk, R. K., Ultra light-trapping filters with broadband reflection holo-grams, Opt Express, 2012, 20, 14260–14271.
22. Ranjan R., Khan A., Chakraborty N.R., and Yadav H.L., Use of holographic lenses recorded in dichromated gelatin film for PV concentrator applications to minimize solar tracking in Energy Problems and Environmental Engineering Proceedings of the 3rd WSEAS Int. Conf. on ENERGY PLANNING, ENERGY SAVING, ENVIRONMENTAL EDUCATION, Perlovsky, L., Dionysiou, D.D., Zadeh, L.A., Kostic, M.M., Gonzalez-Concepcion, C., Jaberg, H., Sopian, K., Eds.; WSEAS Press: Athens, Greece, 2009; pp. 49–52. ISBN 978-960-474-093-2.
23. Imenes, A. G. and Mills, D. R. Spectral beam splitting technology for increased conversion efficiency in solar concentrating sys-tems: a review, Sol Energy Mater Sol Cells, 2004, 84, 19–69.
24. Ludman, J., Riccobono, J., Reinhand, N., Semenova, I., Martin, J., Tai, W., Li, X.-L. and Syphers, G., Holographic solar concentrator for terrestrial photovoltaics, in Proceedings of 1994 IEEE 1st World Conference on Photovoltaic Energy Conversion - WCPEC (A Joint Conference of PVSC, PVSEC and PSEC), Waikoloa, HI, 1994, pp. 1208-1215 vol.1, doi: 10.1109/WCPEC.1994.520181.
25. Alfaro, E., Vilardy, J.M., Bastidas, M., Lloret, T., Morales-Vidal, M., Pascual, I.,, and Jimenez Ruiz, C., Review of recording mate-rials in holographic lenses for solar energy applications, in Proc. SPIE 13015, Photosensitive Materials and their Applications III, 130151A (18 June 2024); https://doi.org/10.1117/12.3021542
26. Kostuk, R. K., Vorndran, S. D., Zhang, D., Russo, J. M., & Gordon, M., Holographic diffraction-through-aperture spectrum split-ting system and method (U.S. Patent No. 10,514,485), 2019, U.S. Patent and Trademark Office. https://patents.google.com/patent/US10514485B2

27. Bloss, W. H., Griesinger, M. and Reinhardt, E. R., Dispersive concentrating systems based on transmission phase holograms for solar applications, Appl Opt, 1982, 21 3739–3742.
28. Ludman, J. E., Riccobono, J., Semenova, I. V., Reinhand, N. O., Tai, W., Li, X., Syphers, G., Rallis, E., Sliker, G. and Martín, J., The optimization of a holographic system for solar power generation, Sol Energy, 1997, 60, 1
29. Grzymala, R., and Keinonen, T., Dark self-enhancement in dichromated-gelatin gratings: a detailed study, Appl Opt, 1999 1999, 38, 7222–7227.

MODELADO DE LA DINÁMICA DE UN NEO AL CRUZAR LA ATMÓSFERA TERRESTRE USANDO EXCEL: UNA APROXIMACIÓN NUMÉRICA

Estefanía Alfaro Quintero[1], Raúl Gutiérrez-Zalapa[1]

[1]Escuela Preparatoria Melchor Ocampo. Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo.
estefania.alfaro@umich.mx

RESUMEN

La simulación de la interacción de Objetos Cercanos a la Tierra (NEOs) con la atmósfera terrestre es esencial para comprender los riesgos que estos cuerpos representan al ingresar en la atmósfera. Este estudio propone un enfoque basado en Excel para modelar de manera numérica la trayectoria, la velocidad y la resistencia del aire que experimenta un NEO durante su paso a través de la atmósfera. A través de métodos numéricos, se resuelven las ecuaciones diferenciales que describen la dinámica del objeto en función de diversos parámetros iniciales. La metodología empleada utiliza el método de Euler, una técnica sencilla pero eficaz para aproximar la solución de ecuaciones diferenciales. Se modelan las ecuaciones del movimiento de un NEO, considerando la gravedad, la resistencia del aire y la aceleración debida a las fuerzas de fricción. A partir de un conjunto de condiciones iniciales, como la velocidad y el ángulo de entrada, Excel permite calcular la evolución de la posición y velocidad del NEO en cada paso de tiempo, considerando la desaceleración provocada por la atmósfera. Las variables involucradas, como la posición, la velocidad, y las fuerzas de resistencia, son actualizadas en cada intervalo de tiempo a través de un proceso iterativo. Excel facilita la visualización de los resultados mediante gráficos que muestran la trayectoria del NEO y cómo su velocidad y masa varían durante el trayecto. Además, la estructura de Excel permite interactuar con el modelo, ajustando parámetros clave (como la velocidad inicial o el coeficiente de arrastre) y observando cómo afectan la dinámica del NEO. Este enfoque ofrece una alternativa accesible y poderosa para realizar simulaciones numéricas del movimiento de un NEO, siendo especialmente útil en entornos educativos y para estudios preliminares sobre la entrada atmosférica de objetos celestes. La precisión de los resultados puede ser mejorada mediante la reducción del paso de tiempo en los cálculos, proporcionando una herramienta útil para la comprensión de fenómenos dinámicos complejos en el ámbito de la astronomía y la física.

INTRODUCCIÓN

Los Objetos Cercanos a la Tierra (NEOs, por sus siglas en inglés) son cuerpos celestes cuya órbita los aproxima a menos de 1.3 unidades astronómicas del Sol, y, por lo tanto, representan un potencial riesgo de colisión con la Tierra. La amenaza que estos objetos representan ha incentivado el desarrollo de programas internacionales de monitoreo y simulación de impacto, tales como el programa de Defensa Planetaria de la NASA [1][7]. Entender la dinámica de entrada atmosférica de estos objetos es crucial, ya que la interacción con la atmósfera puede determinar su fragmentación, ablación o incluso impacto en la superficie terrestre.

En este contexto, el presente trabajo propone una herramienta accesible para modelar el comportamiento de un NEO al entrar en la atmósfera terrestre, utilizando el software Microsoft Excel. Esta propuesta surge como una alternativa educativa a las simulaciones computacionales de alta complejidad, permitiendo a estudiantes y docentes explorar los fenómenos físicos involucrados en el proceso de entrada atmosférica mediante una plataforma común y fácil de usar. La simulación implementada se basa en métodos numéricos que resuelven iterativamente ecuaciones diferenciales del movimiento, y permite visualizar gráficamente los efectos de la resistencia del aire, la aceleración gravitacional y otros factores [2].

La capacidad de Excel para manejar cálculos iterativos y representar gráficamente los resultados permite visualizar la trayectoria, la velocidad y otros parámetros relevantes en cada instante del recorrido del NEO. Esta aproximación contribuye tanto a la enseñanza de conceptos de física como

a la comprensión de fenómenos astronómicos actuales, como el análisis de bólidos, meteoros y meteoritos que ingresan frecuentemente a la atmósfera terrestre.

TEORÍA

2.1. Fuerzas que actúan sobre un NEO en la atmósfera

Al entrar en la atmósfera terrestre, un NEO se ve sometido principalmente a dos fuerzas: la fuerza gravitacional y la fuerza de arrastre o resistencia del aire. La fuerza gravitacional es responsable de acelerar al objeto hacia la Tierra, mientras que la fuerza de arrastre actúa en sentido opuesto, dependiendo de la densidad del aire, el área frontal del objeto, su velocidad y el coeficiente de arrastre aerodinámico (Cd) [3].

2.2. Ecuaciones diferenciales del movimiento

El movimiento de un NEO se puede modelar con un sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias que representan la segunda ley de Newton, incluyendo términos para la aceleración por gravedad (que puede considerarse constante o variable con la altitud) y la fuerza de fricción atmosférica.

En general, la dinámica de un objeto que atraviesa la atmósfera terrestre puede ser descrita en las cuatro ecuaciones siguientes:

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{1}{2}\rho_a v^3 A\sigma \qquad (10)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{2}\frac{\rho_a v^2 A C_D}{m} \qquad (2)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \left(\frac{v}{R_E + h} - \frac{g}{v}\right)\cos(\theta) \qquad (3)$$

$$\frac{dh}{dt} = v. \qquad (4)$$

La ecuación (1) describe la tasa de cambio de masa, siendo la sección transversal del objeto $\boldsymbol{A}$, la densidad atmosférica $\boldsymbol{\rho_a = e^{-\frac{h}{H}}}$, con $\boldsymbol{H = 8.42\ km}$, coeficiente de ablación $\boldsymbol{\sigma}$, así como de la velocidad $\boldsymbol{v}$. La ecuación (2) representa la tasa de cambio de la velocidad, aunado a los parámetros anteriores, esta depende de la constante de gravedad $\boldsymbol{g}$, ángulo de vuelo $\boldsymbol{\theta}$, coeficiente de arrastre $\boldsymbol{C_D}$ y masa $\boldsymbol{m}$. La ecuación (3) representa la tasa de cambio del ángulo de vuelo, mientras que la ecuación (4) es la parametrización del vuelo del objeto [6,8]. Este modelo permite calcular cómo la fuerza de arrastre cambia a lo largo de la trayectoria del NEO.

2.3. Método de Euler

Para resolver numéricamente este sistema, se implementa el método de Euler, una técnica de integración numérica que permite aproximar soluciones de ecuaciones diferenciales mediante pasos discretos. A pesar de su sencillez, este método es eficaz para entender el comportamiento cualitativo del sistema si se utiliza un paso de tiempo suficientemente pequeño [4,5]. Esto se puede implementar eligiendo un paso h, entonces la fórmula para avanzar de un punto $\boldsymbol{x_n}$a $\boldsymbol{x_{n+1} = x_n + h}$, o visto de otra manera:

$$\boldsymbol{y_{n+1} = y_n + hf(x_n, y_n)}.$$

PARTE EXPERIMENTAL

El modelo fue implementado en una hoja de cálculo de Excel donde se programaron fórmulas para calcular iterativamente el movimiento del NEO. Se definieron columnas para las variables principales del sistema: tiempo, altura, velocidad, aceleración, masa, fuerza de arrastre y densidad atmosférica. El método de Euler fue aplicado para estimar los valores en cada intervalo de tiempo. La celda correspondiente a cada variable depende de los valores anteriores, lo que permite un modelo iterativo que avanza desde $t_0 = 0$ hasta que el objeto alcanza la superficie terrestre.

Los resultados fueron graficados utilizando las herramientas de visualización de Excel. Entre los gráficos generados se encuentran: altura vs tiempo, velocidad vs tiempo, y fuerza de arrastre vs altura. Para obtener los resultados se utilizaron los datos como lo que se muestran en la siguiente tabla a manera de valores input:

Tabla de parámetros utilizados

Parámetro	**Valor**
Masa del objeto	1000 kg
Área frontal	1 m²
Coeficiente de arrastre (Cd)	1.0
Altura inicial	100 km
Velocidad inicial	12-14 km/s
Ángulo de entrada	45°
Paso de tiempo	0.01 s

Tabla 1. Valores estimados de velocidad, masa, ángulo de vuelo y energía cinética para diez NEOs simulados con la misma masa inicial (1000 kg), evaluados a tres altitudes representativas durante la entrada atmosférica (100, 85 y 70 km). Los resultados ilustran la pérdida progresiva de masa y energía cinética como consecuencia de la ablación, mientras que la velocidad y el ángulo de vuelo permanecen prácticamente constantes en esta etapa de la trayectoria.

NEO	**Altitud (km)**	**Velocidad (km/s)**	**Masa (kg)**	**Ángulo (°)**	**Energía Cinética (GJ)**
NEO_1	100	10.0	1000	45	50
	85	10.0	990	45	49.5
	70	10.0	980	45	49
NEO_2	100	10.5	1000	45	55.1
	85	10.5	985	45	54.3
	70	10.5	970	45	53.5
NEO_3	100	11.0	1000	45	60.5
	85	11.0	980	45	59.3
	70	11.0	960	45	58.1
NEO_4	100	11.5	1000	45	66.1
	85	11.5	975	45	64.4
	70	11.5	950	45	62.7
NEO_5	100	12.0	1000	45	72.0
	85	12.0	970	45	69.8
	70	12.0	940	45	67.6
NEO_6	100	12.5	1000	45	78.1
	85	12.5	960	45	75.0
	70	12.5	920	45	71.9
NEO_7	100	13.0	1000	45	84.5
	85	13.0	950	45	80.3
	70	13.0	900	45	76.1
NEO_8	100	13.5	1000	45	91.1
	85	13.5	940	45	85.6
	70	13.5	880	45	80.2
NEO_9	100	13.8	1000	45	95.2
	85	13.8	930	45	88.6

	70	13.8	860	45	81.9
NEO_10	100	14.0	1000	45	98.0
	85	14.0	920	45	90.2
	70	14.0	840	45	82.3

La Tabla 1 resume los valores estimados de las principales variables dinámicas (velocidad, masa, ángulo de vuelo y energía cinética) para diez NEOs simulados con idéntica masa inicial (1000 kg), evaluadas a tres altitudes clave durante su ingreso atmosférico: 100, 85 y 70 km. Se observa que, aunque la velocidad y el ángulo de vuelo se mantienen prácticamente constantes en todos los escenarios, la masa disminuye de forma progresiva con la altitud, siendo más significativa en aquellos objetos con mayor velocidad inicial. Esta pérdida de masa impacta directamente en la energía cinética remanente, cuya disminución es notable incluso en esta fase alta de la entrada. Estos datos cuantifican el efecto de la ablación en función de la velocidad, y refuerzan la necesidad de modelar con precisión la disipación energética desde las primeras etapas del tránsito atmosférico.

RESULTADOS

Los resultados muestran cómo la resistencia del aire disminuye rápidamente la velocidad del NEO conforme desciende por la atmósfera. En simulaciones con una velocidad inicial de 12 km/s y un ángulo de entrada de 45°, el objeto perdió más del 60% de su velocidad en los primeros 30 segundos. El modelo también muestra que, a partir de los 40 km de altura, la fuerza de arrastre se incrementa notablemente debido al aumento de la densidad atmosférica.
El análisis de sensibilidad demostró que al disminuir el coeficiente de arrastre o aumentar la masa del NEO, el objeto puede penetrar más profundamente en la atmósfera antes de ser desacelerado significativamente. A continuación, mostraremos los resultados gráficos de la implementación del modelo para el caso de 10 cuerpos, es conveniente mencionar que el tratamiento de datos generados por EXCEL para crear las gráficas fue usando PyThon.

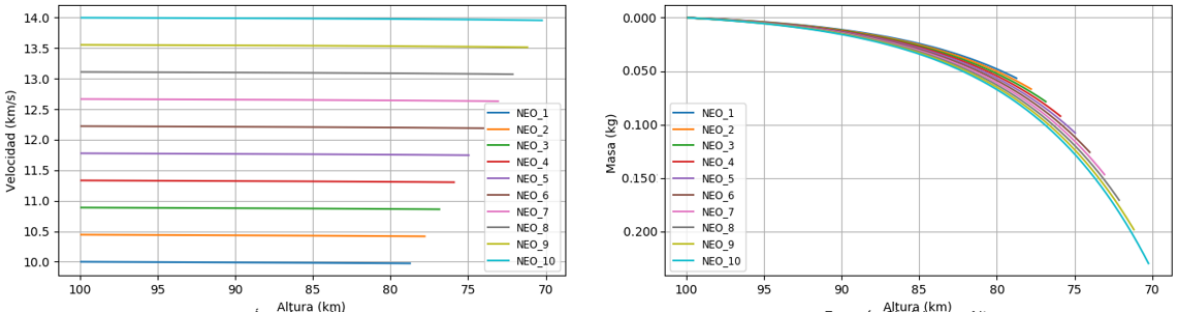


Figura 1. Variación de la velocidad (izquierda) y la masa (derecha) con respecto a la altitud para diez NEOs simulados con la misma masa inicial. La velocidad permanece constante en el rango considerado, mientras que la masa disminuye debido a la ablación progresiva.

La Figura 1 presenta la evolución de la velocidad y la masa de diez objetos cercanos a la Tierra (NEOs) durante su ingreso atmosférico, considerando un mismo valor de masa inicial. Los resultados muestran que, en el intervalo de altitudes considerado (100–70 km), la velocidad permanece esencialmente constante para todos los escenarios simulados. Esto indica que en esta etapa temprana de la entrada los efectos del arrastre aerodinámico son aún débiles. En contraste, la masa de los objetos decrece progresivamente con la altitud, debido al inicio del proceso de ablación, el cual es más notable en aquellos NEOs con mayor velocidad inicial. Este comportamiento refleja la influencia del calentamiento aerodinámico en la pérdida de masa, aun cuando los objetos no han alcanzado altitudes muy bajas.

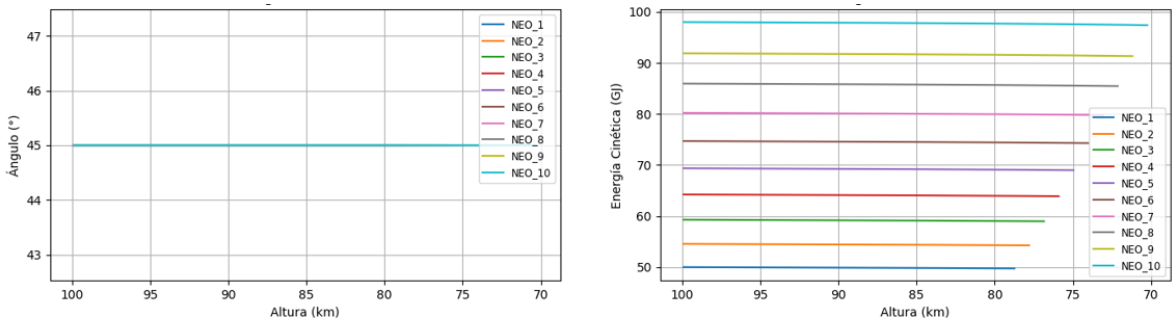


Figura 2. Perfiles de ángulo de vuelo (izquierda) y energía cinética (derecha) en función de la altitud para diez NEOs con igual masa inicial. El ángulo se mantiene constante en el rango modelado, mientras que la energía cinética decrece como resultado de la pérdida de masa por ablación.

En la Figura 2 se muestran los perfiles de ángulo de vuelo y energía cinética de los mismos diez NEOs durante su paso por la atmósfera. Como puede observarse, el ángulo de entrada se mantiene constante para todos los objetos a lo largo del trayecto modelado, lo cual indica que, en esta fase, no hay desviaciones apreciables en la dirección de movimiento. Por otro lado, la energía cinética disminuye gradualmente conforme el objeto pierde masa por ablación, aunque la velocidad permanece estable. Dado que la energía cinética depende linealmente de la masa en este caso, las diferencias entre trayectorias reflejan tanto la magnitud de la masa remanente como la velocidad inicial de cada objeto. Aunque el método de Euler presenta limitaciones en cuanto a precisión numérica, la reducción del paso de tiempo permitió mejorar la estabilidad del modelo.

CONCLUSIONES

Los resultados obtenidos a partir de la simulación de diez escenarios con masa inicial idéntica permiten identificar patrones consistentes durante la fase alta de la entrada atmosférica (100–70 km). Se observó que tanto la velocidad como el ángulo de vuelo permanecen prácticamente invariantes, lo que indica que las fuerzas aerodinámicas aún no inducen una desaceleración significativa ni un cambio apreciable en la trayectoria. No obstante, la masa sufre una pérdida progresiva atribuible al inicio del proceso de ablación, cuyo ritmo varía en función de la velocidad inicial del objeto. Esta pérdida de masa repercute directamente en la energía cinética, que disminuye a pesar de la constancia de la velocidad, debido a su dependencia lineal con la masa. Estos hallazgos subrayan la relevancia de la ablación como mecanismo de disipación de energía desde etapas tempranas del ingreso atmosférico, y refuerzan la necesidad de modelar con precisión la evolución de parámetros termodinámicos y dinámicos para evaluar el riesgo asociado a NEOs que penetran la atmósfera terrestre. Este estudio demuestra que es posible modelar la dinámica de entrada de un NEO en la atmósfera terrestre mediante un enfoque numérico accesible utilizando Microsoft Excel. A través del método de Euler, se pudo simular de manera aproximada la trayectoria, la velocidad y los efectos de la resistencia atmosférica en el comportamiento del objeto. La herramienta desarrollada permite explorar cómo diferentes parámetros iniciales afectan la dinámica del NEO, lo cual resulta útil tanto para propósitos educativos como para estudios iniciales de impacto.

BIBLIOGRAFÍA

1. Bronshten, V. A. (2012). Physics of meteoric phenomena (Vol. 22). Springer Science & Business Media.
2. Ceplecha, Z., Borovička, J., Elford, W. G., ReVelle, D. O., Hawkes, R. L., Porubčan, V., & Šimek, M. (1998). Meteor phenomena and bodies. Space Science Reviews, 84, 327-471.
3. Halliday, D., Resnick, R., & Walker, J. (2010). Fundamentals of physics, chapters 33-37. John Wiley & Sons.
4. Press, W. H. (1992). The art of scientific computing. Cambridge university press.
5. NASA. (2023). Near Earth Object Program. Retrieved from https://neo.jpl.nasa.gov

6. Allen, C. W. (1973). Astrophysical quantities. London: University of London.
7. Popova, O. P., Jenniskens, P., Emel'yanenko, V., Kartashova, A., Biryukov, E., Khaibrakhmanov, S., ... & Chelyabinsk Airburst Consortium). (2013). Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite recovery, and characterization. Science, 342(6162), 1069-1073.
8. ReVelle, D. O. (1997). Historical Detection of Atmospheric Impacts by Large Bolides Using Acoustic‐Gravity Waves a. Annals of the New York Academy of Sciences, 822(1), 284-302.

MICROBASURA EN SUELOS DEL MUNICIPIO DE GUASAVE, SINALOA, MÉXICO

G. D. Rodríguez Meza, P. Aguilar Clausell, C. Vargas Ramírez, A. López López

IPN-CIIDIR Sinaloa. Guasave, Sinaloa, México
gmeza@ipn.mx

RESUMEN

Los residuos sólidos urbanos, comúnmente la basura, es un serio problema a nivel mundial por la cantidad que se genera, la escasa infraestructura para recolección y manejo, además de la dispersión en los ecosistemas que afectan a la diversidad biológica, incluyendo la salud humana. En el municipio de Guasave, ubicado al norte del estado de Sinaloa, la problemática es evidente y se relaciona a la infraestructura, las rutas de recolección (cobertura 90 % aproximadamente) y a la misma población. Reportes señalan 330 t/día de residuos recolectados y puede aumentar a 400 t en fin de año y en vacaciones de semana santa, sin embargo, otra cantidad queda en sitios clandestinos expuesta a los factores ambientales, donde se fragmenta, dispersa, entierra, o bien, se quema. La presencia de microbasura en las cadenas alimenticias es un tema relevante, es por ello, el interés de determinar la presencia en los suelos del municipio de Guasave y los efectos que pueden ocasionar en el entorno. Para ello, en sitios previamente identificados como tiraderos clandestinos se tomó muestras de suelo, 0.5 kg aproximadamente, que se almacenaron en bolsas para su procesamiento en el laboratorio. Las muestras se pusieron a secar debido a la humedad en algunos sitios, la observación de los materiales se realizó con un estero-microscopio Carson eFlex MM840. Se elaboró una tabla de datos, se estimó el tamaño y se fotografió cada material. De acuerdo a la literatura, los microplásticos pueden oscilar de 1 - 5 mm, para este trabajo solo fue posible trabajar con partículas ≥ 1 mm. En las muestras de suelos destacó la presencia de material vegetal (semillas, hojas, tallos), además de fibras sintéticas, pelo de animal, vidrio, plástico, cenizas, principalmente, debido que son sitios de depósito de residuos. La mayor cantidad se observó en los suelos de los drenes de San Joachin, calle 100 y Bachoco, que son sitios cercanos o en donde hay mayor población, y el depósito de basura es frecuente. Por el tamaño que presenta la microbasura identificada, es fácil su movilización por el viento, la lluvia, el flujo vehicular, en los canales de riego y puedan afectar a organismos silvestres como zarigüeyas, patos, tortugas, conejos, ratones, aves y otros, que habitan en la zona. Por la naturaleza de los plásticos, la quema es un serio problema ambiental al emitir gases, cenizas que se integran en el suelo y se dispersan hasta la parte marina, además que otros estudios indican que microplásticos tienen alta capacidad de adsorción de metales de importancia ambiental. De esta manera, la relevancia de este trabajo y concientizar a las autoridades y la población del manejo adecuado de los residuos sólidos en las comunidades.

INTRODUCCIÓN

Diariamente en las ciudades o comunidades se generan diferentes tipos de basura, que terminarán en rellenos sanitarios, recicladoras o bien, en tiraderos clandestinos o en algún sitio. Se define como basura o residuos sólidos (RS) a los materiales o productos cuyo propietario o poseedor desecha y se encuentran en estado sólido o semisólido, líquido o gaseoso contenido en recipientes o depósitos; pueden ser susceptibles de ser valorizados o requieren sujetarse a tratamiento o disposición final conforme a lo dispuesto en la Ley General para la Prevención y Gestión Integral de los Residuos (LGPGIR) (1). La producción de residuos sólidos urbanos (RSU) se relaciona con el crecimiento poblacional (asentamientos humanos, necesidades diarias, comercio, etc.) y las actividades productivas (industrial, agricultura, ganadería, otros) generan gran cantidad de residuos que se estima a nivel nacional en 120,128 t/d, se recolectan 100,751 t/d y la generación per cápita se calcula en 0.944 kg/hab/d (2). INECC (2012) (3) y SEMARNAT (2020) (2) reportaron una recolección entre 83 % a 87 % de desechos que se envían rellenos sanitarios y sitios controlados en su mayoría, y otra cantidad a tiraderos a cielo abierto y sitios sin control (4).

En el estado de Sinaloa, las estimaciones indican 2,581 t/d de RSU y para el municipio de Guasave de 330 t/d (5), aunque puede incrementar durante fiestas navideñas, donde la cantidad puede

aumentar hasta 400 t (6), en Semana Santa se ha colectado un total de 111.5 t (7). Es un hecho que la generación de RSU se ha incrementado de manera paralela a variables demográficas, como el crecimiento de las ciudades, la tendencia de concentración de la población en los centros urbanos y la demanda de las personas sobre sus satisfactores (8), y tiene una relación estrecha con los procesos de producción, empaque y embalaje de bienes de consumo (4).

La presencia de residuos sólidos urbanos en los ecosistemas terrestres y marinos genera preocupación por la amplia dispersión y el efecto en la salud, no solo por la cantidad sino por las diferentes sustancias químicas que presentan. La producción de plásticos requiere el uso de químicos (9), como estabilizadores ultravioleta, ftalatos, bisfenoles, sustancias perfluoroalquilo y polifluoroalquilo (PFAS), metales y más para la coloración, durabilidad y resistencia. En el reporte de la ONU (UNEP) y Convenciones Basel, Rotterdam y Estocolmo (2023) (10) señalan más de 13,000 sustancias químicas asociadas a los plásticos y su fabricación debido al amplio uso, sin embargo, la falta de manejo en la recolección y tratamiento de estos materiales en el país genera su dispersión y efecto en los ecosistemas (11, 12). Entre 1950 y 2017 se estima se produjo 9.2 millones de ton de plástico, aproximadamente un 30% se usa, 14 % se ha incinerado y 10 % reciclado (13). A partir de los desechos sólidos que se generan, se considera las emisiones de CO_2 aumentarán a 2,600 millones de toneladas para 2050, que producirán inundaciones, daño a la infraestructura, desplazamiento a comunidades y destrucción de medios de subsistencia (14). Lamentablemente, los basureros crecen y los residuos se diseminan con mayor frecuencia sobre o en cuerpos de agua, manglares, áreas naturales protegidas, incluso cerca de zonas habitacionales (15). La dispersión y persistencia sobre todo de plásticos se relaciona al tamaño (microplásticos, nanoplásticos) y la alternativa ecológica “bioplásticos” (16). Expertos definen a los microplásticos como partículas plásticas menores de 5 mm de diámetro, que proceden de artículos de la industria cosmética y de limpieza (17), fertilizantes, detergentes, suplementos de alimento, sanitizantes de mano, productos médicos (13); así como, fibras textiles sintéticos, escamas de pintura, partículas de desgaste de llantas (10, 18). En el municipio de Guasave, previos trabajos han permitido identificar los residuos depositados en tiraderos clandestinos, ubicación y algunos factores que motivan a la población a hacerlo, en el presente estudio se evalúa la presencia de microbasura en los suelos, el tipo, se da a conocer la distribución espacial y el posible efecto en el entorno.

METODOLOGÍA

Área de estudio. El estado de Sinaloa se localiza en la parte noroeste del país, integrado por 18 municipios, limita al norte con la Sierra de Barobampo y al oeste con el Golfo de California (19).

El municipio de Guasave cuenta con una superficie territorial de 2,944.01 km^2. Su principal afluente es el río Sinaloa que cruza el valle en dirección noroeste-sureste. El uso principal del agua superficial es el riego agrícola de 213,000 has físicas y de 305,800 has cosechadas, además de la generación de energía eléctrica (20). El clima en la zona de estudio, es seco sin excedente de humedad durante el año y cálido con régimen normal de calor (21). La zona presenta un régimen de lluvias en verano, donde se precipita del 40 al 50 % del volumen total anual.

Datos del censo de INEGI (2020) (22) indican una población de 289,340 hab. con un crecimiento de 0.9% con respecto a 2010. Cuenta con 742 localidades rurales y en 60 se concentra el 87% de los hab., entre los pueblos principales está Guasave, Gabriel Leyva Solano, Juan José Ríos, Adolfo Ruíz Cortines y otros (Figura 1). El municipio cuenta con sitios con reconocimiento nacional e internacional por la diversidad biológica y la importancia ecológica que tienen, como: i) sistema lagunar San Ignacio-Navachiste-Macapule (sitio RAMSAR), ii) Navachiste (área natural protegida para la conservación ecológica, decreto 2004) (23), iii) La Uba (área natural protegida para la preservación ecológica de centro de población, decreto 1998) (24). Sin embargo, se ven amenazados por el crecimiento poblacional, la agricultura y los depósitos clandestinos de residuos sólidos (25).

Materiales y métodos. Con base en los datos de INEGI (2020) (22) se identificaron las poblaciones principales del municipio (Tabla 1), se hicieron recorridos para conocer las actividades que se realizan en el entorno e identificar tiraderos clandestinos.

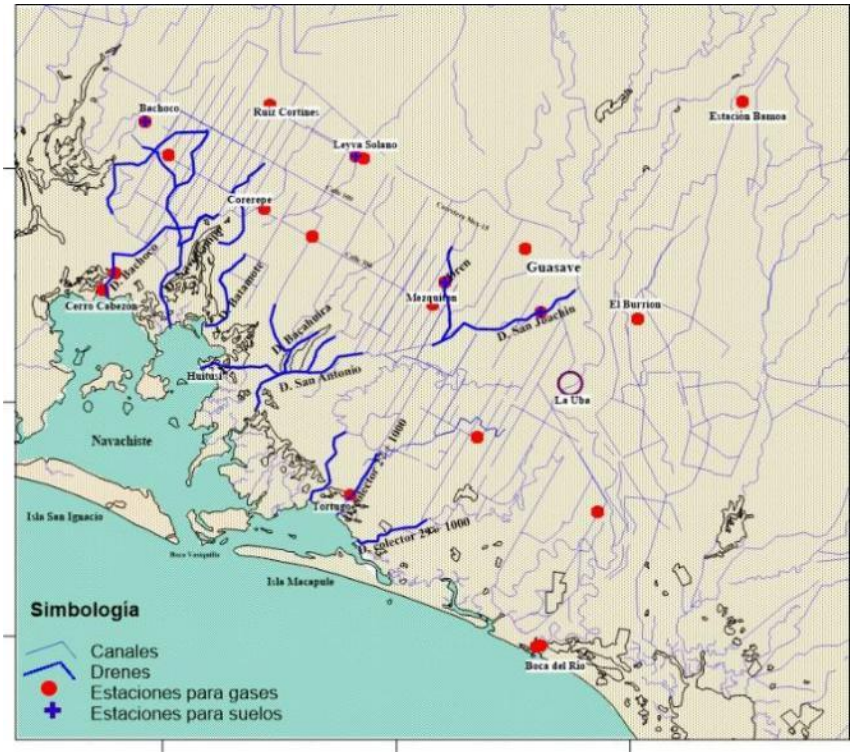


Figura 1. Municipio de Guasave, Sinaloa y sitios con reconocimiento ecológico (tomado de Google Earth).

Cada sitio seleccionado se: geoposicionó, tomaron fotografías, estimó el tamaño del tiradero e identificaron los tipos de residuos presentes. Se tomó 0.5 kg de suelo superficial (15-20 cm de profundidad) aproximadamente, se almacenaron en bolsas plásticas hasta su procesamiento en el laboratorio. La identificación de los materiales se hizo con base a la Ley General para la Prevención y Gestión integral de los residuos (1). Se elaboró una base de datos para obtener estadísticas básicas y gráficos para la descripción de los tipos de materiales por localidad. Para la observación e identificación de los materiales se usó un estero-microscopio Carson eFlex MM840.

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Tipo y dispersión de materiales. En el municipio de Guasave, se identificaron 41 tiraderos clandestinos de basura (Figura 1) y no son los únicos, algunos recién formados y otros de años de antigüedad. Los materiales que más destacan en los tiraderos clandestinos son: residuos sólidos urbanos > residuos de manejo especial> residuos peligrosos. Al estar expuestos los materiales a los factores ambientales (radiación solar, lluvia, viento) y a la quema, diversos fragmentos o partículas se generan y se dispersarán en la atmósfera, en suelo, en canales de riego, cauces de río y drenes. El mayor problema son los plásticos, que a pesar de la durabilidad de los polímeros se fragmentan por su exposición prolongada a la luz UV y abrasión física (26), además que la longevidad de los plásticos es variable y puede oscilar de cientos a miles de años en el medioambiente, que afectaran a largo plazo las condiciones del entorno con microplásticos y sustancias químicas. Yu *et al*. (2019) (27) reportan que estos microplásticos en los ecosistemas sufren desgaste y degradación de la superficie que aumenta el área superficial, la capacidad de adsorción y la hidrofilicidad para los

contaminantes hidrófobos y de metales (Al, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Zn, Cd y Pb), aspectos que cambian por el tipo de polímero (PET, PVC, polipropileno, polietileno de baja densidad y de alta densidad).

Tabla 1. Comunidades seleccionadas del municipio de Guasave, Sinaloa.

Localidad	Población (hab.)
Guasave	77,849
Gabriel Leyva Solano	25,157
Juan José Ríos	22,421
Ruíz Cortines	14,723
Estación Bamoa	5,481
El Burrión	4,042
Bachoco	3,103
Cerro Cabezón	2,734
El Cubilete	2,625

En época de lluvias en la región, (agosto-noviembre) mucho del material plástico (bolsas, vasos y platos desechables, PET y otros), se observa entre plantas, suelo y flotando en cuerpos de agua (canales, drenes, zona de playa) (Figura 2), que son materiales fáciles de dispersar y están en varios tamaños. Lo observado en los suelos fueron en su mayoría fragmentos vegetales (hojas, semillas, ramas), pelos de animal, fibras sintéticas, cenizas, vidrio, principalmente (Figura 3). Otros materiales identificados son fibra de vidrio, fragmentos metálicos (soldadura) y microplásticos.



Figura 2. Depósito de residuos sólidos adyacentes al dren de Calle 100.

En la mayoría de los sitios analizados se encontró material vegetal (orgánico natural) que son de las plantas alrededor o introducidas, debido que, en entrevistas varias personas respondieron que la hojarasca y la poda de sus arbustos lo queman o lo tiran, es por ello que en varios sitios se observa este material ajeno al sitio (Figura 3a). Por otro lado, el pelo de animales se considera es de animales silvestres como domésticos (Figura 3b). Los animales silvestres que son comunes en el municipio son conejos, zarigüeyas, ardillas, gato montés, coyotes, principalmente. Además de añadir los gatos y perros ferales.

Identificación y distribución de microbasura. Los sitios donde más microbasura se observó fueron en los drenes San Joachin, Bachoco, calle 100, Portugués de Gálvez, El Tortugo y Cerro Cabezón, principalmente (Tabla 2). Los plásticos se observaron en más cantidad en los suelos de los drenes de la Calle 100, San Joachin y en menor cantidad en El Sabino, Toruno y El Tortugo, este material normalmente se quema en los tiraderos clandestino, por ello, se observó cenizas o pequeños gránulos de material sintético en algunos de estos sitios (calle 100, Cerro Cabezón, Portugués de Gálvez, Bachoco, El Tortugo, San Joachin). Los plásticos de mayor uso son las bolsas y poliestireno expandido (unicel) que se emplean en gran cantidad. A pesar que se prohibieron las bolsas de

plástico y de popotes no biodegradables en el estado a partir del 20 de julio del 2020 (28), aun se usan en algunas tiendas o centros comerciales por las entrevistas realizadas. Por otro lado, las bolsas biodegradables circulan en gran cantidad en el municipio, en la tienda “Ley”, entregan a la semana de 100 a 4000 bolsas/semana, la menor cantidad ocurre en pequeñas comunidades, que la gente las usa para recoger la basura y muchas se ven en los tiraderos clandestinos o en las calles (Figura 2). La UNEP (2021) (13) indica que el término “bioplástico” puede ser engañoso, no describe la composición ni la biodegradabilidad, aunque se elaboren de polímeros vegetales no son necesariamente biodegradables, pueden persistir largo tiempo y contener aditivos tóxicos y contaminantes. De esta manera, es importante tener mejor manejo de estos plásticos en tiendas y tratar de evitarlos en el municipio.

Problemática. Lamentablemente, la falta de información en las comunidades, escasa participación ciudadana y de las autoridades, ocasiona que varios materiales no se traten ni se reciclen. En entrevistas realizadas en 2023, a pesar que pasa el camión recolector de 1 a 2 veces por semana en comunidades rurales varias personas lo tiran o queman, muy pocas personas saben de las recicladoras y los materiales que reciben, además que algunas poblaciones son de escasos recursos y ven difícil el traslado de los materiales. Brites (2022) (29) en la zona Las Dolores en Argentina, indica que la quema es el único tratamiento que la gente conoce y que sus familias lo han hecho por generaciones. A pesar que si disponen de un servicio de recolección, lo más sencillo y practico es quemarlo. Por otro lado, Romero Mendoza y Flores Silvera (2022) (30) en el municipio de Sincelejo (Colombia), indican un desinterés de las autoridades municipales frente al manejo adecuado de los residuos sólidos.

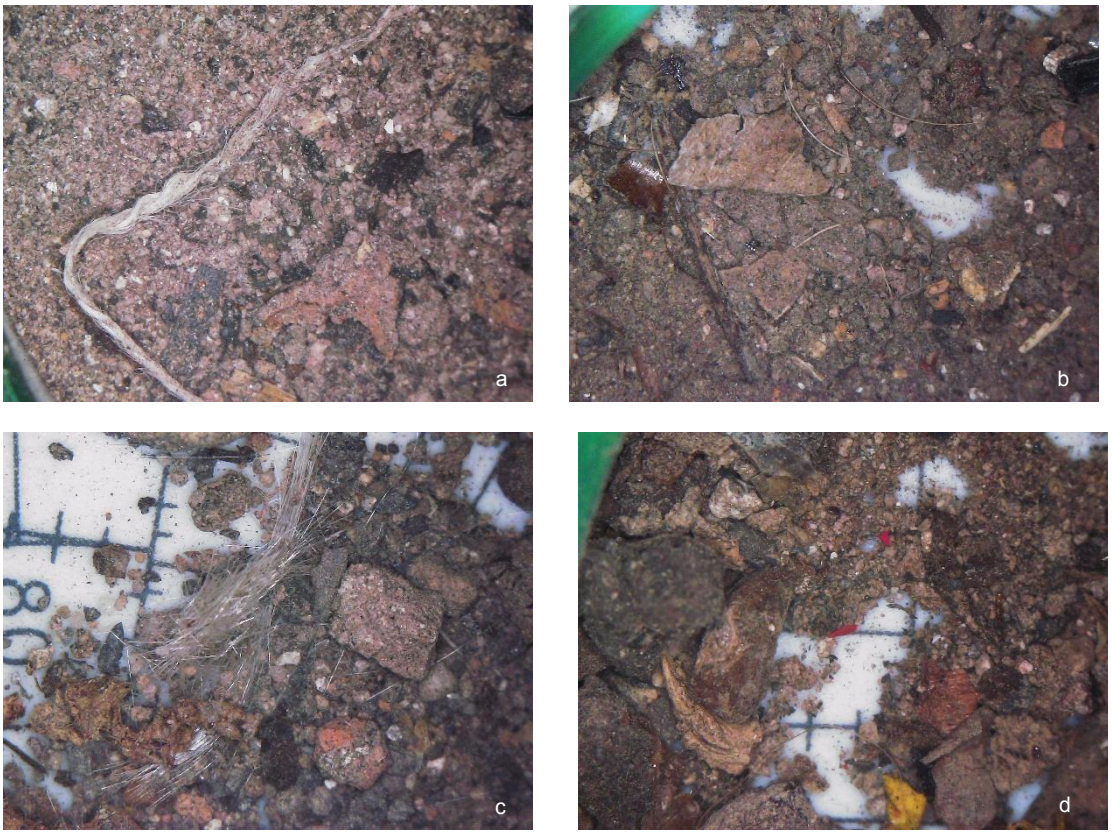


Figura 3. Materiales presentes entre los granos del suelo. a) fibra sintética, b) pelo de animal, c) fibra de vidrio, d) microplástico

Ambas situaciones muestran la importancia de hacer una participación en conjunto (sociedad, empresas, recicladoras, autoridades) para mejorar las condiciones del entorno. En el municipio solo

hay una recicladora (REPSIN) para recibir algunos plásticos (PET, plástico duro, manguera de riego), papel, cartón, y varias para el metal. En 2023 se firmó convenio entre el estado de Sinaloa y la asociación civil ECOCE A. C. para el acopio y reciclaje de materiales, esto ha motivado recuperar 3.6 millones de toneladas de envases y empaques en el estado, y evitan la emisión de aproximadamente 6,600 t CO_2 a la atmósfera (31). Sin embargo, es necesario que se establezcan más recicladoras como REPSIN por la cantidad de materiales que se generan, la misma comunidad conozca la importancia de estas empresas, los beneficios para la comunidad y las ganancias que aporta para las personas (economía circular).

Los depósitos clandestinos se relacionan a la falta de infraestructura y personal para la recolección en todo el municipio, pero también a la falta de educación ambiental por parte de la población, que son aspectos que se han señalado no solo para la zona sino en localidades como el Caribe (17), Ensenada (4), Yucatán (32), península de Baja California (33), entre otras. Por otro lado, es bastante preocupante observar filtros de aceite adyacentes a drenes y campos agrícolas, cantidad de llantas de vehículos y de tractores, botes de agroquímicos, redes de pesca, botas de plástico, bidones para gasolina, entre otros materiales que se observan directamente en los alrededores, que serán quemados, o bien, se desgastaran con el tiempo y formaran parte del entorno (suelos, agua, manglar, otros) aportando variedad de químicos y microplásticos.

CONCLUSIONES

El mal manejo de los residuos desde los hogares y los diferentes sectores productivos en el municipio, debe motivar a trabajar con la concientización de la población (educación ambiental) referente al consumismo y manejo de los residuos (reciclaje, reutilizar y reducir), debido que en el municipio cada vez se observa mayor crecimiento económico y poblacional, urbanización, y muchos de estos negocios generan residuos que pueden ser reciclados y no terminar en un relleno sanitario, sino motivar a una economía circular como se está dando en otras localidades y países. Trabajar de manera coordinada con las recicladoras y en la recolección de material de manejo especial y peligroso para su recolección, reúso y/o eliminación (limpieza temprana) para un final controlado. Por otro lado, informar las alternativas en el uso de los residuos vegetales u orgánicos naturales como composta para mejorar los suelos en áreas urbanas, en las zonas agrícolas, además de generar áreas verdes ante el incremento de las temperaturas en la región. Con respecto a las microbasuras, generar mecanismos de limpieza en canales, drenes y en la costa para evitar su dispersión y efectos en la vida silvestre como en las personas.

BIBLIOGRAFÍA

1. DOF. “Ley General para la Prevención y Gestión integral de los residuos”. Reformada y publicada 8 de mayo de 2023. México.
2. SEMARNAT. “*Diagnóstico básico para la gestión integral de los residuos”*. Banco interamericano de Desarrollo. 2020, 272 p.
https://www.gob.mx/cms/uploads/attachment/file/554385/DBGIR-15-mayo-2020.pdf
3. INECC. (2012). “Diagnóstico básico para la gestión integral de los residuos”. https://www.gob.mx/cms/uploads/attachment/file/187440/diagnostico_basico_extenso_2012.pdf
4. M. H. Mendoza López, “*Proliferación de tiraderos clandestinos, una práctica para disponer de los residuos sólidos urbanos en la ciudad de Ensenada”*. [Tesis de maestría, El Colegio de la frontera norte]. Proliferación de tiraderos clandestinos, una práctica para disponer de los residuos sólidos urbanos en la ciudad de Ensenada (colef.mx)
5. INEGI. (2014). “Residuos sólidos urbanos. Censo Nacional de Gobiernos Municipales y Delegaciones 2011”. Tabulados básicos.
6. A. K. Rubio, “Estos días no pasará el camión recolector de basura en Guasave; aumentan más de 100 ton los deshechos”. *Los noticieristas*. (19 de diciembre, 2022). https://losnoticieristas.com/post/335748/estos-dias-no-pasara-el-camion-recolector-de-basura-en-guasave-aumentan-mas-de-100-ton-los-deshechos/

7. C. Reyes Iván, “Plantean adoptar una economía circular para frenar contaminación de los océanos”. *Noroeste*. (30 de junio, 2022) https://www.noroeste.com.mx/norte/plantean-adoptar-una-economia-circular-para-frenar-contaminacion-de-los-oceanos-BA2345425
8. J. P. Carrasco Escobar, J. L. A. Rodríguez Silva, “Análisis de estadísticas del INEGI sobre residuos sólidos urbanos. Realidad, datos y espacio”. *Revista internacional de estadística y geografía*. Vol. 16, 1, 2015, pp. 18-35
9. I. R. Rueda Balcazar, A. C. Gómez Rodríguez, J. A. García Ocaña, G. López Ocaña, G. “Efectos de contaminantes en suelo por un vertedero a cielo abierto en Tabasco”. Vol. 4, 1, 2020, pp. 1-18.
10. United Nations Environment Programme (UNEP) and Secretariat of the Basel, Rotterdam and Stockholm Conventions (2023). Chemicals in plastics: a technical report. Geneva.
11. SEMARNAT. “*Informe de la situación del Medio Ambiente en México. Compendio de Estadísticas Ambientales. Indicadores Clave, de Desempeño Ambiental y de Crecimiento Verde”*. México. 2016
12. J. A. Galvis González, “Residuos sólidos: problema, conceptos básicos y algunas estrategias de solución”. *Revista Gestión y Región.* Vol. 22, 2016, pp. 7-28.
13. United Nations Environment Programme (UNEP). (2021). Drowning in Plastics – Marine Litter and Plastic Waste Vital Graphics.
14. Banco mundial. “*Los desechos: un análisis actualizado del futuro de la gestión de los desechos sólidos”*. (20 de septiembre de 2018) https://www.bancomundial.org/es/news/immersive-story/2018/09/20/what-a-waste-an-updated-look-into-the-future-of-solid-waste-management
15. E. Y. Cruz Aburto, (2018). “La basura que día con día generamos. *Ciencia y Luz”*. LA BASURA QUE DÍA A DÍA GENERAMOS* – Dirección de Comunicación de la Ciencia (uv.mx)
16. U. Piyathilake, Ch. Lin, N. Bolan, J. Bundschuh, J. Rinklebe, “Exploring the hidden environmental pollution of microplastics derived from bioplastics: A review”. *Chemosphere*. Vol. 355, 2024, 141773.
17. D. Aldana Aranda, M. Enriquez-Díaz, V. Castillo-Escalante, “El caribe y su contaminación por microplásticos”, *Ciencia,* Vol. 73, 2, 2022, pp. 8-13.
18. K. A. Stebbins, “El impacto de la microbasura”. Keep nature wild, 2018, https://keepnaturewild-com.translate.goog/blogs/journal/the-impact-of-microtrash?_x_tr_sl=en&_x_tr_tl=es&_x_tr_hl=es&_x_tr_pto=sge
19. INIFAP, “Guía para la asistencia técnica agrícola. Área de influencia del campo experimental”. Fundación Produce Sinaloa. Consejo consultivo zona norte. 2000, 284 p.
20. CNA, “Determinación de la disponibilidad de agua en el acuífero Río Sinaloa, Estado de Sinaloa”. Subdirección General Técnica. *Gerencia de Aguas subterráne*as. 2002, 36 p.
21. G. Palafox-Ávila, 2006, “*Riesgo potencial a inundaciones en la Ciudad de Guasave, Sinaloa, México”*. [Tesis de maestría, CIIDIR-IPN].
22. INEGI, “Censo de población y vivienda 2020”. 2020. https://www.inegi.org.mx/app/cpv/2020/resultadosrapidos/default.html?texto=Guasave
23. Ficha informativa de los humedales de Ramsar. “*El sistema lagunar San Ignacio-Navachiste-Macapule”*. (2 de febrero de 2008). Sistema Lagunar San Ignacio - Navachiste - Macapule | Servicio de Información sobre Sitios Ramsar
24. CONAHCYT, “*Áreas naturales protegidas del estado de Sinaloa”*. 2019, https://conahcyt.mx/cibiogem/index.php/anpl/sinaloa
25. A. K. Rubio, “La Uba, amenaza por la ambición y el descuido”. *Debate Sinaloa*. (23 de febrero de 2019) https://www.debate.com.mx/sinaloa/guasave/La-Uba-amenazada-por-la-ambicion-y-el-descuido-20190223-0019.html
26. D. K. A. Barnes, F. Galgani, R. C. Thompson, M. Barlaz, “Accumulation and fragmentation of plastics debris in global environments”. *Phil. Trans. R. Soc. B.* Vol. 364, 2009, pp. 1985-1998.
27. F. Yu, Ch. Yang, Z. Zhu, X. Bai, J. Mac, “Adsorption behavior of organic pollutants and metal son micro/nanoplastics in the aquatic environment”. *Science of total environment*. Vol. 694, 2019, 133643.
28. A. Camacho, “Sinaloa se tardó en prohibir los plásticos: CANACINTRA”. Meganoticias. (20 julio del 2020). https://www.meganoticias.mx/guasave/noticia/sinaloa-se-tardo-en-prohibir-los-plasticos-canacintra/164983

29. W. F. Brites, “Quema de residuos, contaminación y riesgos sanitarios: un análisis de caso en Argentina”. *Rev. Salud ambient*. Vol. 22, 2, 2022, pp. 176-183.
30. D. Romero Mendoza, V. Flores-Silvera, V. 2022. “*Quema de basuras un problema por falta de conciencia y sensibilización medioambiental”*. [Tesis licenciatura, Fundación Universitaria Los Libertadores. Bogotá].
31. B. Piña, “¡A reciclar! Congreso de Sinaloa firma convenio con ECOCE para separar sus residuos sólidos”. (11 de julio de 2023). *Linea Directa*. https://lineadirectaportal.com/sinaloa/a-reciclar-congreso-de-sinaloa-firma-convenio-con-ecoce-para-separar-sus-residuos-solidos-2023-07-11__880401
32. I. J. Mendoza-Olea, R. M. Leal-Bautista, E. Cejudo, J. M. Cervantes-Uc, N. Rodríguez-Fuentes, G. Acosta-González, “Contaminación por microplásticos en el acuífero kárstico de la península de Yucatán”. Ecosistemas y Recursos Agropecuarios. Vol. 9, 3, 2022, e3360.
33. H. Reyes Bonilla, L. Viloria-Gómora, M. I. Arreola-Alarcón, “Contaminación marina por microplásticos en la Península de Baja California”. *Ciencia*. Vol. 73, 2, 2022, pp. 28-35.

GEOMETRÍA Y DIFRACCIÓN: UN ESTUDIO EXPERIMENTAL SOBRE LA MODULACIÓN DE PATRONES DE INTERFERENCIA

Andrea Ruiz Cisneros[1], Ashley Juliette Ramírez Martinez[2], Lizeth Eugenia Morales León[2], Uriel Ramírez Acosta[2], Mónica Juarez Patricio[2] y Eudardo Casas Martinez[2]

[1] Instituto Politécnico Nacional, [2] Escuela Superior de Ingeniería Mecánica y Eléctrica.
andrea.ruci.ipn@gmail.com

RESUMEN

La difracción es un fenómeno óptico que ocurre cuando una onda de luz encuentra un obstáculo o una rendija, generando patrones de interferencia característicos. Su estudio es fundamental para la comprensión del comportamiento ondulatorio de la luz y sus aplicaciones en óptica moderna. Investigaciones previas han demostrado que la forma y el tamaño de las aberturas influyen en los patrones de difracción observados. La teoría de Huygens-Fresnel y los modelos de difracción de Fresnel han permitido predecir y explicar estos patrones en diversos contextos experimentales. Sin embargo, aún es necesario analizar experimentalmente cómo diferentes configuraciones geométricas de las aberturas afectan la intensidad y distribución de las franjas de interferencia en la difracción óptica. Aquí mostramos que la separación y la geometría de las rendijas modifican la amplitud y el contraste de los patrones de interferencia generados. En este estudio, se investiga la influencia de distintas configuraciones geométricas en la difracción de luz coherente. Se empleó un láser de 650 nm atravesando aberturas de diferentes formas y separaciones, y se compararon los resultados experimentales con simulaciones en MATLAB. Los resultados indican que una mayor separación entre rendijas produce franjas más finas y definidas, mientras que una menor separación genera patrones más amplios y difusos. Además, la forma de la apertura influye en la intensidad relativa de las franjas. Estos hallazgos son relevantes ya que tiene implicaciones de sistemas ópticos avanzados, para el diseño de dispositivos ópticos y la optimización de técnicas de espectroscopía e imagenología, con aplicaciones en telecomunicaciones, sensores ópticos avanzados y nanotecnología

Palabras clave: Difracción óptica, principio de Huygens-Fresnel, ondas de luz, difracción de Fresnel, difracción de Fraunhofer, interferencia de ondas, espectroscopía, nanotecnología, redes de difracción, lentes de difracción, comunicaciones ópticas, astronomía

INTRODUCCIÓN

La difracción es un fenómeno físico que ocurre cuando una onda encuentra un obstáculo o una abertura, lo cual provoca una desviación de la onda respecto a su dirección original. Este fenómeno es especialmente relevante en óptica, pues permite estudiar cómo la luz interactúa con materiales y estructuras de diferentes tamaños y formas [1]. La difracción de luz fue observada por primera vez por Francesco Maria Grimaldi en el siglo XVII, pero el fenómeno fue desarrollado formalmente por científicos como Christiaan Huygens y Augustin-Jean Fresnel, quienes formularon teorías que describen el comportamiento ondulatorio de la luz.

TEORÍA

La teoría de la difracción óptica se fundamenta en el principio de Huygens-Fresnel, que plantea que cada punto de un frente de onda actúa como fuente secundaria de ondas esféricas, permitiendo la propagación y expansión de la onda a medida que se mueve a través del espacio [3]. Esta teoría explica por qué la luz puede doblarse alrededor de obstáculos y rendijas, produciendo patrones característicos de interferencia. Existen dos modelos de difracción principales: la difracción de Fresnel, aplicable cuando la fuente y el punto de observación están a distancias finitas del obstáculo, y la difracción de Fraunhofer, aplicable cuando la fuente y el punto de observación están a una distancia lo suficientemente grande como para considerar los rayos paralelos [4].

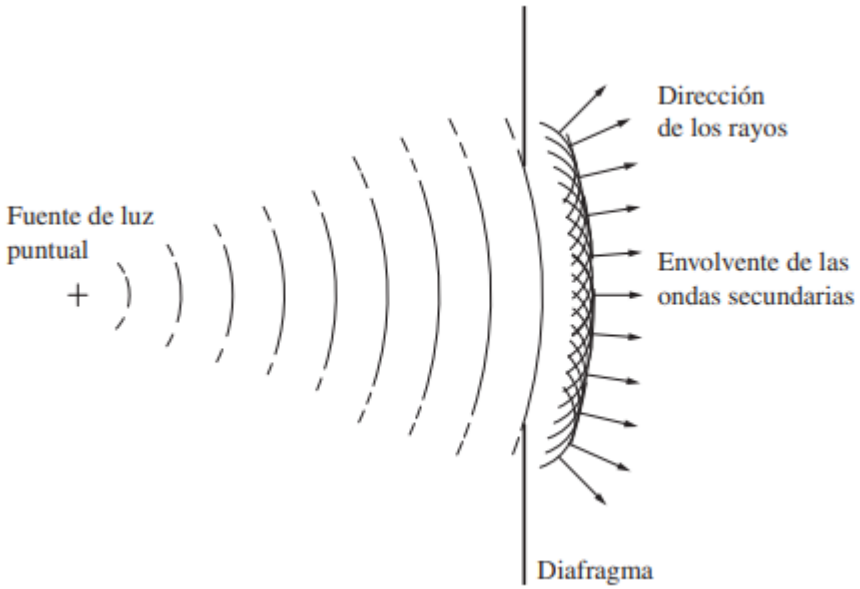


Figura 1. Principio de Huygens para explicar la difracción.

Fuente: Óptica básica (3.a ed.). (2015). Daniel Malacara.

Tipos de Difracción

Difracción de Fresnel: En este tipo, la luz no ha alcanzado una distancia suficiente para considerarse paralela, resultando en patrones de difracción complejos que dependen de la forma y el tamaño del obstáculo o la abertura [5]. Este fenómeno es útil en estudios de óptica cercana y aplicaciones prácticas como la microscopía de rayos X. [2]

Difracción de Fraunhofer: Este modelo simplifica la interpretación de los patrones de difracción, ya que la luz que pasa por una abertura se considera paralela al punto de observación. Es comúnmente usada para medir la longitud de onda y estudiar la estructura de materiales [6]

Difracción Óptica

La difracción es un fenómeno físico que ocurre cuando una onda encuentra un obstáculo o una abertura, lo cual provoca una desviación de la onda respecto a su dirección original. Este fenómeno es especialmente relevante en óptica, pues permite estudiar cómo la luz interactúa con materiales y estructuras de diferentes tamaños y formas [1]. La difracción de luz fue observada por primera vez por Francesco Maria Grimaldi en el siglo XVII, pero el fenómeno fue desarrollado formalmente por científicos como Christiaan Huygens y Augustin-Jean Fresnel, quienes formularon teorías que describen el comportamiento ondulatorio de la luz [2].

Principios Teóricos de la Difracción

La teoría de la difracción óptica se fundamenta en el principio de Huygens-Fresnel, que plantea que cada punto de un frente de onda actúa como fuente secundaria de ondas esféricas, permitiendo la propagación y expansión de la onda a medida que se mueve a través del espacio [3]. Esta teoría explica por qué la luz puede doblarse alrededor de obstáculos y rendijas, produciendo patrones característicos de interferencia. Existen dos modelos de difracción principales: la difracción de Fresnel, aplicable cuando la fuente y el punto de observación están a distancias finitas del obstáculo,

y la difracción de Fraunhofer, aplicable cuando la fuente y el punto de observación están a una distancia lo suficientemente grande como para considerar los rayos paralelos [4].

El fenómeno de difracción se presenta cuando un frente de onda luminosa atraviesa una abertura o encuentra un obstáculo, generando nuevos frentes de onda que se propagan en todas direcciones. Este comportamiento resulta en patrones característicos de interferencia debido a la superposición de las ondas emitidas desde diferentes puntos de la abertura o borde del obstáculo.

Para describir este fenómeno, consideremos un experimento donde la luz incide sobre una rendija estrecha. A medida que la onda atraviesa la rendija, los nuevos frentes de onda se generan siguiendo la ley de Huygens, creando un patrón de franjas brillantes y oscuras en una pantalla distante. Las franjas brillantes corresponden a máximos de interferencia constructiva, mientras que las franjas oscuras indican interferencia destructiva.

Expresiones fundamentales

$$d\operatorname{sin}\theta = m\lambda \quad (1)$$

Condición de máxima interferencia constructiva (franjas brillantes)

$$d\operatorname{sin}\theta = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda \quad (2)$$

Posición lineal de las franjas brillantes

$$y = \frac{m\lambda L}{d} \quad (3)$$

Posición lineal de las franjas oscuras

$$y = \frac{\left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda L}{d} \quad (4)$$

Separación entre máximos consecutivos

$$\Delta y = \frac{\lambda L}{d} \quad (5)$$

Patrón de irradiancia

El patrón de difracción e interferencia puede describirse en términos de la irradiancia (\(I\)), que representa la intensidad de la luz en función de la posición angular o lineal. Basándonos en la superposición de dos ondas coherentes, la expresión para la irradiancia es:

$$I = 4I_0 \cos^2\left(\frac{\phi}{2}\right) \quad (6)$$

donde I_0 es la intensidad de cada fuente individual, yΦ es la diferencia de fase entre las ondas provenientes de los puntos de emisión.

Cuando se considera el patrón angular, la irradiancia está dada por:

$$I = 4I_0 \cos^2\left(\frac{\pi d}{\lambda} \operatorname{sin} \theta\right) \quad (7)$$

Para el patrón lineal, aplicando la aproximación$(\sin\theta \approx \tan\theta \approx \mathrm{y/L})$, la expresión es:

$$I = 4I_0 \cos^2\left(\frac{\pi dy}{\lambda L}\right) \quad (8)$$

Relación con las ecuaciones iniciales

En el contexto de la difracción, las expresiones que relacionan las derivadas de las posiciones angulares y lineales pueden extenderse desde las ecuaciones diferenciales básicas. Por ejemplo:

$$dx = \operatorname{cos} \alpha \; dv \quad \text{y} \quad dy = \operatorname{sin} \alpha \; dv$$

donde α es el ángulo de incidencia. Las integrales que describen las posiciones “x” y “y” de un frente de onda difractado son:

$$x = \int \operatorname{cos} \alpha \; dv, \quad y = \int \operatorname{sin} \alpha \; dv$$

Estas ecuaciones permiten analizar los patrones de difracción y calcular las posiciones relativas de las franjas de interferencia sobre la pantalla.

PARTE EXPERIMENTAL

En este experimento, se investigaron los patrones de difracción generados al hacer pasar luz coherente de un láser de 633 nm (luz roja) a través de aberturas con distintas formas geométricas. Se utilizaron diseños de aberturas circulares, cuadradas y rectangulares, fabricados en acetato, en configuraciones de una abertura, dos aberturas idénticas y cuatro aberturas dispuestas con separaciones específicas. Estas aberturas fueron alineadas con precisión utilizando soportes ópticos para garantizar que la luz incidiera perpendicularmente en su superficie. La proyección de los patrones de difracción se capturó en una pantalla colocada a una distancia L detrás de las aberturas, y los resultados se registraron mediante una cámara digital de alta resolución.

Se exploraron diferentes configuraciones espaciales al variar la separación D entre los centros de las aberturas, utilizando valores crecientes de la distancia de separación donde a representa la dimensión característica de las aberturas, ya sea el lado en el caso de cuadrados, una dimensión en rectángulos o el diámetro en círculos. Cada configuración fue iluminada por el láser, generando un

patrón de difracción que se proyectó sobre la pantalla. Los patrones obtenidos fueron fotografiados y analizados para determinar parámetros clave, como la separación entre máximos consecutivos, la intensidad relativa de los máximos y la extensión total del patrón de difracción.

Finalmente, el análisis se realizó utilizando software especializado, como MATLAB, para extraer datos cuantitativos sobre los patrones observados. Los resultados obtenidos no solo corroboran las predicciones teóricas sobre difracción e interferencia, sino que también ofrecen una oportunidad para entender cómo las formas y configuraciones geométricas influyen en la distribución de la luz difractada. Este experimento sirve como base para futuros estudios en aplicaciones ópticas donde la manipulación precisa de patrones de luz.

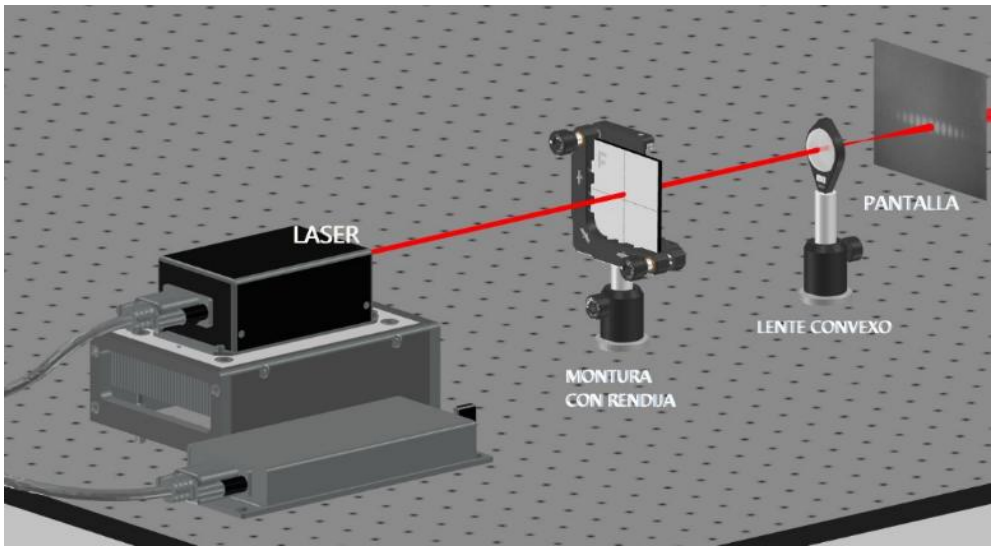


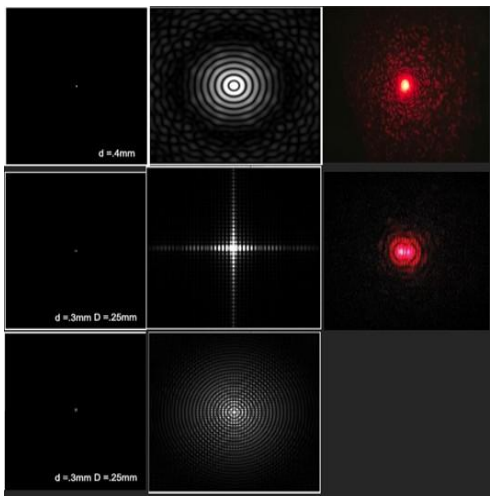
Figura 2. Esquema realizado de nuestro propio experimento. Con el láser, las rendijas y la pantalla alineadas, se puede observar cómo se logra exitosamente la interferencia producida, así como unas guías simulando caminos ópticos

Resultados

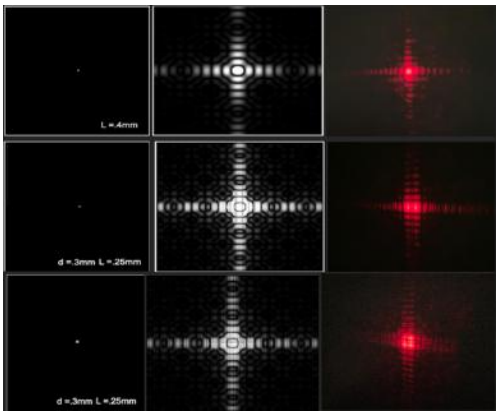
En cada patrón de interferencia de los diseños se observaron diferencias, específicamente en las franjas claras y oscuras generadas. Estas diferencias fueron el resultado de las características particulares de cada diseño de rendija, tales como el ancho de las rendijas y la separación entre ellas, lo que afectó la distribución y el contraste de las franjas en el patrón proyectado.

A medida que la separación entre las rendijas aumentaba, las franjas de interferencia se volvían más estrechas y el número de franjas visibles incrementaba. Por otro lado, al reducir la separación, las franjas se hacían más anchas y menos definidas, esto se notó más al comparar la interferencia de las rendijas más separadas y más juntas.

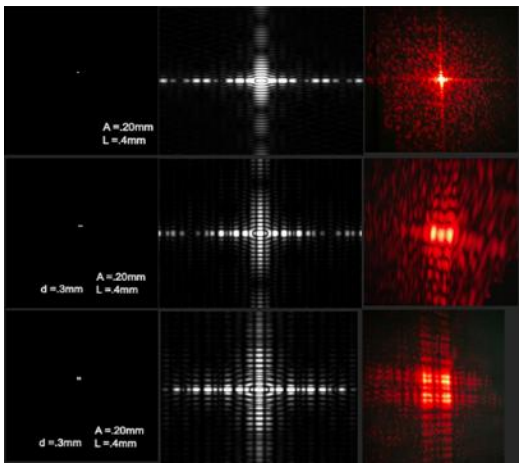
El código de MATLAB permitió simular los patrones de interferencia para cada configuración de rendija (Figura 4), proporcionando resultados teóricos que coincidieron en gran medida con las observaciones experimentales. Esto confirmó que las variaciones en el patrón de interferencia estaban en línea con la teoría de la difracción e interferencia de la luz, validando el diseño experimental y el modelo utilizado para la simulación.



(a)



(b)



(c)

Figura 3. En las Figuras (a), (b) y (c) se muestran las rendijas utilizadas en el experimento, así como el fenómeno de interferencia generado. Además, se incluye una imagen de la simulación hecha en MATLAB, de la interferencia observada en el experimento.

CONCLUSIONES

El estudio de los patrones de difracción generados por diferentes aberturas geométricas ha reafirmado el carácter ondulatorio de la luz y su capacidad para interactuar con los bordes de obstáculos y aberturas. Este fenómeno no sólo es fundamental para nuestra comprensión de la óptica clásica, sino que también tiene implicaciones profundas en áreas contemporáneas como la física cuántica y la tecnología láser. Los resultados obtenidos demuestran cómo la geometría y la disposición espacial de las aberturas afectan la distribución de los patrones de difracción, consolidando la relevancia de estos estudios en el diseño de sistemas ópticos modernos y en aplicaciones científicas que dependen del control preciso de la luz.

En este trabajo se llevó a cabo un análisis experimental y computacional de los patrones de difracción generados por diferentes rendijas iluminadas con un láser de 633 nm. Se emplearon diversas configuraciones de aperturas con variaciones en parámetros como el diámetro D, la separación d y la longitud L, observando cómo estos influyen directamente en la forma, simetría y distribución de los máximos y mínimos de intensidad en el patrón de difracción.

A través de simulaciones realizadas en MATLAB y su comparación con los patrones obtenidos en el laboratorio, se logró reproducir con buena fidelidad las principales características observadas experimentalmente. Este enfoque permitió visualizar y comprender cómo las propiedades geométricas de las rendijas afectan el comportamiento de la luz al pasar por ellas.

En general, los resultados confirman la capacidad del enfoque experimental y computacional para estudiar fenómenos de difracción, proporcionando una base útil para el diseño y análisis de sistemas ópticos que emplean aperturas como elemento principal de modulación, también, esto puede ser una propuesta de bajo costo para el estudio del fenómeno de difracción.

Referencias

[1]Feynman, R. P., Leighton, R. B., Sands, M. (2011). The Feynman Lectures on Physics, Volume 1: Mainly Mechanics, Radiation, and Heat. Basic Books.

[2]Young, T. (1802). The Bakerian Lecture: On the Theory of Light and Colours. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 92, 12-48. https://doi.org/10.1098/rstl.

1802.0004

[3] Jenkins, F. A., White, H. E. (2001). Fundamen- tals of Optics (4th ed.). McGraw-Hill.

[4] Hecht, E. (2017). Optics (5th ed.). Pearson

[5]Experimento de la doble rendija de Young: Tutorial Java — Olympus LS. (s.f.). https://www.olympus-lifescience.com/ es/microscope-resource/primer/java/ doubleslitwavefronts/

GRADOS DE LIBERTAD EN EL HORIZONTE DE UN AGUJERO NEGRO EN EL FORMALISMO DEL ESPACIO FASE COVARIANTE

Tatjana Vukasinac[1], Alejandro Corichi[2], Juan Daniel Reyes[3]

[1]Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo, [2]Universidad Nacional Autónoma de México, Campus Morelia, [3]Universidad Autónoma de Chihuahua.
tatjana.vukasinac@umich.mx

RESUMEN

Teorías de gravedad para espacio-tiempos con agujeros negros han sido estudiadas desde varios enfoques teóricos. En el enfoque original la gravedad está codificada en la métrica del espacio-tiempo. En búsqueda de una teoría cuántica de gravedad han surgido otras propuestas para las variables básicas, que conectan la gravedad con teorías de norma que describen otras fuerzas fundamentales y permiten reescribirla como una teoría en el formalismo de primer orden. Por otro lado, los horizontes de agujeros negros se pueden modelar como fronteras internas de la región del espacio-tiempo, lo que ha permitido obtener la masa del horizonte y las leyes de mecánica de agujeros negros. Los grados de libertad en el horizonte han tenido un papel fundamental para los cálculos de la entropía de agujeros negros, en la teoría de gravedad cuántica de lazos.

Teorías de norma en regiones con fronteras se pueden estudiar usando diferentes formalismos. En esta contribución, vamos a presentar el formalismo de espacio fase covariante en el caso de teoría de gravedad en el formalismo de primer orden, con horizonte aislado como frontera interna. Vamos a revisar los resultados anteriores y mostrar cómo se pueden reinterpretar y generalizar. Típicamente, el término de frontera en la estructura simpléctica del espacio fase covariante de la teoría señala la existencia de los grados de libertad en la frontera. Mostraremos que esto no necesariamente implica los grados de libertad dinámicos y cómo se pueden identificar los grados de libertad en el horizonte, dentro de este formalismo. Estos resultados contribuyen a un entendimiento más profundo de la dinámica del horizonte.

INTRODUCCIÓN

Agujeros negros son unos de los objetos más estudiados en la teoría de gravitación, desde varios enfoques. Una de sus propiedades es la existencia de un horizonte, que para un observador externo representa una superficie que separa la parte exterior de la parte interior de un agujero negro (está última contiene la singularidad del espacio-tiempo). Uno de los resultados más impactantes es la definición de las leyes de la mecánica de agujeros negros que representan una profunda conexión ente relatividad general, mecánica cuántica y mecánica estadística y son análogos a las leyes de termodinámica. En particular, la 1ra Ley describe como cambia la masa de un agujero negro durante la transición de un estado de equilibrio al otro cercano. Para agujeros negros no-rotantes toma la forma

$$\boldsymbol{\delta M = \frac{\kappa}{8\pi G}\,\delta A}\ , \tag{1}$$

donde *G* es la constante gravitacional de Newton, *M* es la masa del hoyo negro, *A* el área de su horizonte, $\boldsymbol{\kappa}$ es la llamada gravedad superficial y $\boldsymbol{\delta}$ representa el cambio. En los trabajos originales [1,2] se consideraban agujeros negros estacionarios. También, *M* está definido por el observador en la región asintótica, mientras *A y* $\boldsymbol{\kappa}$ están definidos en el horizonte. Estas fueron unas de las razones para definir el horizonte en la manera cuasi-local (lo que no es el caso con los horizontes de eventos u horizontes de Killing), lo que llevó al concepto del *horizonte aislado* [3]. La geometría intrínseca del horizonte aislado es invariante bajo transformaciones temporales, pero afuera del horizonte podría haber radiación.

Este nuevo concepto permite tratar el horizonte aislado como la frontera interna en el principio variacional, y llegar a una formulación más general de la 1ra ley y finalmente al cálculo de la entropía de un agujero negro. Este último fue uno de los logros más grandes de la Gravitación Cuántica de Lazos, en donde se dedujo, desde los primeros principios, la fórmula de Bekenstein-Hawking para la entropía de un agujero negro [4-6]

$$S_{BH} = \frac{c^3}{4G\hbar} A \quad . \tag{2}$$

Esta fórmula relaciona la entropía de un agujero negro con el área de su horizonte. El punto de partida para es la teoría clásica de gravitación, en el formalismo de primer orden. El horizonte aislado es una frontera interna, donde los campos satisfacen ciertas condiciones de frontera. En esta contribución vamos a presentar uno de los formalismos que nos permite llegar en la manera directa a la 1ra Ley, el formalismo del espacio fase covariante, y vamos a mostrar cómo aparecen los grados de libertad en el horizonte, que finalmente contribuyen en el cálculo de entropía en la teoría cuántica.

TEORÍA

Horizontes aislados

La definición de un horizonte aislado es puramente geométrica y cuasi-local [7]. Horizontes aislados Δ modelan agujeros negros en equilibrio. Son unas hypersuperficies nulas, de topología $S^2 \times \mathbb{R}$, y la métrica inducida en ellos tiene la signatura (0, +, +). Cada vector l^μ ($\mu = 0, \ldots, 4$) normal a Δ es nulo y satisface la ecuación geodésica

$$l^\mu \nabla_\mu l_\nu = \kappa l_\nu \tag{3}$$

Cada hypersuperficie nula está generada por las geodésicas nulas, pero se necesita introducir más condiciones para poder describir un horizonte. Un horizonte que no se expande es aparte una superficie marginalmente atrapada, que implica que no hay flujo de materia o radiación a través de ella y que el área del horizonte es 'constante en tiempo' (el tiempo en el horizonte parametriza las geodésicas nulas). También se pide que en el horizonte se cumplen las ecuaciones de Einstein y que el tensor de energía momento satisface la condición de energía nula. Si también se impone la condición de que la conexión inducida en el horizonte debe ser constante en tiempo se obtiene el horizonte fuertemente aislado. Esto fue una de las primeras suposiciones que permitía deducir la 1ra Ley, pero resultó ser restrictiva porque presentaba condiciones sobre la geometría del horizonte. Con la idea de tener las condiciones de frontera menos restrictivas, para poder incluir más geometrías, posteriormente se introdujo el concepto del horizonte débilmente aislado (WIH), donde sólo una parte de la conexión quedaba invariante bajo difeomorfismos temporales. Esta parte, la llamada 1-forma rotacional ω, se define en Δ como

$$\nabla_\mu l^\nu = \omega_\mu l^\nu \tag{4}$$

donde la igualdad es válida en Δ y se hizo un 'pullback' de 1-formas a Δ. Un horizonte debilmente aislado ($\Delta, [l]$) es un horizonte que no se expande, equipado con una clase de equivalencia $[l]$ (tal que $\mathfrak{l} \sim l$ si $\mathfrak{l} = cl$, para una constante $c > 0$, en Δ), que satisface

$$\mathcal{L}_l \omega_\mu = 0 \text{ en } \Delta \text{ para todos } l \in [l] \, . \tag{5}$$

Esto implica que ω es independiente de tiempo en WIH y que la gravedad superficial, κ, es constante en WIH.
Otro objeto, parte de la conexión inducida, importante para nuestro análisis es 1-forma transversal *V* definida en S^2**.** Resulta que *V* cambia a lo largo de las geodésicas de Δ [8].

Formalismo del espacio fase covariante

Para obtener la 1ra Ley para WIH necesitamos una acción y un principio variacional bien definidos. Suponemos que el espacio de configuraciones contiene espacio-tiempos asintóticamente planos $(\boldsymbol{M}, \boldsymbol{g_{\mu\nu}})$, con una hyper-superficie fija $\boldsymbol{\Delta}$. Están permitidas sólo las métricas $\boldsymbol{g_{\mu\nu}}$ para las cuales $(\boldsymbol{\Delta}, [\boldsymbol{l}])$es un WIH que va a ser la frontera interna para el principio variacional.

La teoría de relatividad general se puede escribir en muchas maneras diferentes, dependiendo de la elección de las variables básicas. Aquí vamos a analizar su formulación espinorial, donde las variables básicas (complejas) son: 1-forma de conexión autodual $\boldsymbol{A_{AB}}$ y 'soldering forms' $\boldsymbol{\sigma^{AA'}}$. Los índices internos son $\boldsymbol{SL}(\mathbf{2}, \mathbb{C})$ espinoriales. En estas variables la acción, $\boldsymbol{S_{SD}}$, toma una forma más sencilla, es de primer orden, del mismo tipo que en otras teorías que describen fuerzas fundamentales. También, el uso del formalismo espinorial permite incluir la matería en forma consistente.

La forma explícita de la acción para la relatividad general en el formalismo de primer orden $\boldsymbol{S_{SD}}$ se puede consultar en [8,9]. El principo de acción mínima impone que la variación de la acción, con respecto a los campos de la teoría, debe anularse, obteniendo así las ecuaciones de movimiento de la teoría. En el caso general, cuando la región de integración tiene fronteras, en la variación aparecen términos de frontera que también deben anularse. En nuestro caso se obtiene que

$$\boldsymbol{\delta S} = \int_{\boldsymbol{M}} \left(\frac{\boldsymbol{\delta S}}{\boldsymbol{\delta A}}\right) \boldsymbol{\delta A} + \left(\frac{\boldsymbol{\delta S}}{\boldsymbol{\delta \sigma}}\right) \boldsymbol{\delta \sigma} + \int_{\boldsymbol{\partial M}} \boldsymbol{\theta}(\boldsymbol{\delta}) \tag{6}$$

está bien definido y lleva a las ecuaciones de Einstein en el volumen ('bulk') si y sólo si el último término se anule (debido a las condiciones de frontera). Aquí, la frontera $\boldsymbol{\partial M}$ incluye la contribución de las dos tapas espaciales (inicial y final), la región asintótica y el horizonte debilmente aislado. Por otro lado, $\boldsymbol{\theta}$, la corriente del potencial simpléctico, define la estructura simpléctica de la teoría, $\boldsymbol{\Omega}$, 2-forma degenerada (en el caso cuando hay simetrías de norma) que contiene la información sobre los grados de libertad de la teoría y nos permite construir el Hamiltoniano de la teoría y cargas conservadas y obtener la 1ra Ley de la mecánica de agujeros negros [9].

El espacio fase covariante $(\boldsymbol{\Gamma_{cov}}, \boldsymbol{\Omega})$ es el espacio de soluciones de las ecuaciones de movimiento que satisfacen las condiciones de la frontera, equipado con la estructura simpléctica. En nuestro caso

$$\boldsymbol{\Omega} = \boldsymbol{\Omega_{vol}} + \boldsymbol{\Omega_{\Delta}} \ , \tag{7}$$

la estructura simpléctica tiene dos contribuciones, una del volumen y la otra de la frontera (horizonte débilmente aislado).

RESULTADOS

Para que la estructura simpléctica esté bien definida y conservada resulta ser necesario introducir dos potenciales $\boldsymbol{\psi_R}$ y $\boldsymbol{\psi_I}$, que están definidos en términos de dos 1-formas, $\boldsymbol{\omega}$ y *V,* definidas en WIH como [8,9]

$$\boldsymbol{\pounds_l \psi_R} = \boldsymbol{l^{\mu} \omega_{\mu}} \qquad \text{y} \qquad \boldsymbol{\pounds_l \psi_I} = \boldsymbol{l^{\mu} V_{\mu}} \ , \tag{8}$$

donde $\boldsymbol{\pounds_l \psi} = \boldsymbol{l^{\mu} \partial_{\mu} \psi}$, es la derivada direccional. La estructura simpléctica en WIH tiene la forma:

$$\boldsymbol{\Omega_{\Delta}}(\boldsymbol{\delta_1}, \boldsymbol{\delta_2}) = \int_{\boldsymbol{S_{\Delta}}} (\boldsymbol{\delta_1 \epsilon \delta_2 \psi} - \boldsymbol{\delta_2 \epsilon \delta_1 \psi}), \tag{9}$$

donde $\boldsymbol{\epsilon}$ es la 2-forma de volumen en $\boldsymbol{S_{\Delta}} \approx \boldsymbol{S^2}$ y $\boldsymbol{\psi} = \boldsymbol{\psi_R} + \boldsymbol{\psi_I}$.

Sin condiciones adicionales sobre $\boldsymbol{\psi_R}$ y $\boldsymbol{\psi_I}$ así se introducen nuevos grados de libertad en el horizonte. Por otro lado, estos potenciales se obtienen como pullback de la conexión en el volumen sobre WIH. La única libertad que existe son datos iniciales que se pueden o no asignar a los

potenciales. Si se fijan los datos de iniciales, a pesar del término de frontera en la estructura simpléctica, la teoría no tiene grados de libertad dinámicos en la frontera. Este punto de vista lleva a una teoría consistente. Pero, la pregunta es si podemos introducir los grados dinámicos en WIH y así también obtener una teoría consistente.

Encontramos tres posibles extensiones del espacio fase covariante, que detallamos en continuación [9].

Extensión I: No fijar los datos iniciales para $\boldsymbol{\psi_R}$ y $\boldsymbol{\psi_I}$. Así obtenemos nuevos grados de libertad en el horizonte. Probamos que el flujo dinámico 'natural' de $\boldsymbol{\psi_R}$, $\boldsymbol{\delta_l \psi_R = \mathcal{L}_l \psi_R}$, tiene que ser modificado o 'congelado' $\boldsymbol{\delta_l \psi_R = 0}$, para poder obtener la expresión correcta para la masa del WIH y la I Ley. Esta condición es consistente con las condiciones de frontera de WIH.

Extensión II: Fijar los datos iniciales sólo sobre $\boldsymbol{\psi_R}$. En este caso se obtiene la dinámica consistente para $\boldsymbol{\psi_I}$, $\boldsymbol{\delta_l \psi_I = \mathcal{L}_l \psi_I}$ y el valor correcto para la masa del horizonte y la 1ra Ley. En este caso, podemos en la manera consistente reinterpretar los grados de libertad (del volumen) como grados independientes en el horizonte.

Extensión III: Fijar los datos iniciales sólo sobre $\boldsymbol{\psi_I}$ y considerar $\boldsymbol{\psi_R}$ como grado de libertad en el horizonte. En este caso no se puede obtener la expresión correcta para la masa del WIH.

CONCLUSIONES

En el formalismo del espacio fase covariante se obtiene directamente la expresión para la estructura simpléctica en el horizonte (débilmente aislado). Para que esté bien definida necesitamos introducir nuevos campos auxiliares en el horizonte, los potenciales $\boldsymbol{\psi_R}$ y $\boldsymbol{\psi_I}$. Resulta que esto no siempre implica la existencia de grados de libertad dinámicos en el horizonte. La teoría se puede definir de manera consistente en espacio fase covariante original (cuando no hay grados de libertad dinámicos en el horizonte) o en alguna de sus extensiones.

Agradecemos el apoyo de CIC-UMSNH.

BIBLIOGRAFÍA

1. J. M. Bardeen, B. Carter and S. W. Hawking, "The Four Laws of Black Hole Mechanics", Commun. Math, Phys., 31, 1973, pp. 161-170.
2. R. M. Wald, "The Thermodynamics of Black Holes", Living Rev. Relativity 4, 6, 2001, pp. 1-44.
3. A. Ashtekar and B. Krishnan, “Isolated and Dynamical Horizons and Their Applications”, Living Rev. Relativity 7, 2004, 10.
4. S. W. Hawking, "The Quantum Mechanics of Black Holes", Scientific American 236, 1, 1977, pp.34-40.
5. J. D. Bekenstein, "Black Hole Thermodynamics", Phys. Today 33, 1, 1980, pp. 24-31.
6. A. Ashtekar, J. C. Baez and K. Krasnov, "Quantum Geometry of Isolated Horizons and Black Hole Entropy", Adv. Theor. Math. Phys. 4, 2000, 1.
7. A. Ashtekar, A. Corichi, and K. Krasnov,"Isolated Horizons: The Classical Phase Space", Adv. Theor. Math. Phys. 3, 1999, 419.
8. A. Ashtekar, C. Beetle and S. Fairhurst, "Mechanics of Isolated Horizons," Class. Quant. Grav. 17, 2000, 253.
9. A. Corichi, J. D. Reyes and T. Vukasinac, "On Covariant and Canonical Hamiltonian Formalisms: Weakly Isolated Horizons", 2025, arXiv:2503.03216 [gr-qc].

PROCESAMIENTO DIGITAL DE LUZ PARA MODULACIÓN DE POLARIZACIÓN

Andrea Ruiz Cisneros[1], Mónica Juárez Patricio[2] y Eduardo Casas Martínez[2]

[1]Instituto Politécnico Nacional, [2] Escuela Superior de Ingeniería Mecánica y Eléctrica
andrea.ruci.ipn@gmail.com

RESUMEN

El presente trabajo aborda la caracterización y simulación de la polarización de la luz mediante herramientas computacionales. Se describen los distintos estados de polarización —lineal, circular y elíptica— y sus representaciones matemáticas a través del formalismo de Jones y los parámetros de Stokes. Además, se implementa un modelo computacional en MATLAB para simular la modulación de la polarización mediante moduladores de cristal líquido (LCM), considerando la modificación de la birrefringencia del material en función de un campo eléctrico aplicado.

Para analizar estos efectos, se emplea la Esfera de Poincaré, herramienta que facilita la visualización y evolución de los estados de polarización bajo diferentes condiciones ópticas. La simulación en MATLAB permite modelar la respuesta de un LCM ideal y evaluar la transformación de la polarización en función de diferentes parámetros, como la orientación del cristal y la variación de voltaje aplicado. Los resultados obtenidos muestran que la simulación permite predecir cómo se modificaría el estado de polarización bajo distintas configuraciones experimentales. En conclusión, el uso de herramientas computacionales como MATLAB proporciona un entorno eficiente para el análisis y predicción del comportamiento de la polarización de la luz, lo que es clave para el desarrollo de futuras aplicaciones en telecomunicaciones ópticas y sistemas de visualización.

Palabras clave: polarización de la luz, simulación computacional, estados de polarización, formalismo de Jones, parámetros de Stokes, moduladores de cristal líquido, Esfera de Poincaré, birrefringencia inducida, hologramas ópticos, haces Laguerre-Gauss**.**

INTRODUCCIÓN

La polarización es un fenómeno esencial en óptica y fotónica avanzada, con aplicaciones en telecomunicaciones, imagenología y metrología. Describe la orientación de las oscilaciones del campo eléctrico en una onda electromagnética. Su estudio comenzó en 1669 con el descubrimiento de la birrefringencia por Erasmus Bartholin. En 1808, Malus observó la polarización por reflexión; en 1816, Fresnel formuló sus leyes de propagación; y en 1832, Faraday relacionó la polarización con el electromagnetismo. Esta relación fue unificada por Maxwell en 1864 mediante sus ecuaciones. En el siglo XX, Edwin Land facilitó su manipulación con los filtros Polaroid. Conceptualmente, Stokes (1852) la propuso como una propiedad geométrica de la luz, y Poincaré (1892) como una propiedad electromagnética.

TEORÍA

La polarización de la luz se refiere a la restricción de las oscilaciones del vector del campo eléctrico a un solo plano dentro de una onda electromagnética. Este plano está determinado por la dirección de propagación y la orientación del campo eléctrico.
Los principales estados de polarización son:

- Polarización lineal: el campo eléctrico oscila en un único plano.
- Polarización circular: el campo eléctrico describe una hélice a lo largo de la dirección de propagación.

- Polarización elíptica: una generalización de la circular, donde las componentes ortogonales tienen amplitudes diferentes.

Estos estados pueden manipularse mediante dispositivos ópticos como filtros polarizadores, retardadores de fase y moduladores de cristal líquido.
Para luz monocromática completamente polarizada, se utiliza el formalismo de Jones, donde el campo eléctrico se representa como:

$$E(z,t) = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} e^{i(kz-\omega t)} \qquad \ldots(1)$$

donde Ex y Ey son las amplitudes complejas de las componentes ortogonales, k es el número de onda, y ω\omega la frecuencia angular. Las transformaciones de polarización se modelan mediante matrices de Jones. Por ejemplo, un retardador de fase tiene la siguiente matriz:

$$J = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\delta} \end{pmatrix} \qquad \ldots(2)$$

Los parámetros de Stokes (S0, S1, S2, S3), introducidos en 1852, permiten describir la luz parcialmente polarizada en términos de intensidad y fase relativa entre componentes ortogonales. Dado que la polarización no puede observarse directamente, este formalismo ofrece una descripción matemática y experimental accesible. Su principal ventaja es la facilidad de uso experimental, ya que permite medir el grado de polarización mediante intensidades y es sensible a la dispersión de una muestra, lo que lo hace útil en técnicas de imagen óptica avanzada.

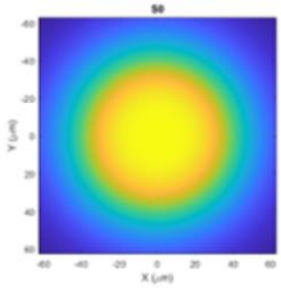


Figura 1. describe la intensidad de la luz es decir, cuál es el total de la luz, matemáticamente es representado como: $S_0 = a_1^2 + a_2^2$

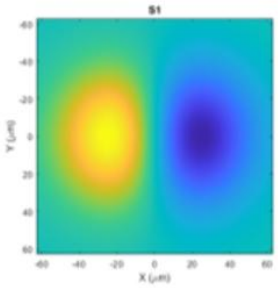


Figura 2. $S_1 = a_1^2 - a_2^2$ simboliza la diferencia de la intensidad entre la luz polarizada linealmente en dirección horizontal y vertical.

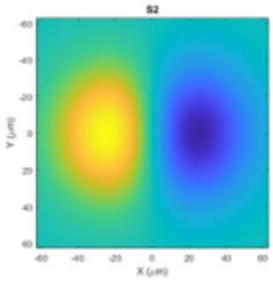


Figura 3. $S_2 = 2a_1a_2\,cos\delta$ indica la diferencia Entre la luz polarizada linealmente a +45° y -45 Respecto al eje horizontal.

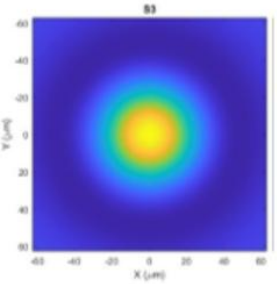


Figura 4. $S_3 = 2a_1a_2\,sin\,\delta$ visualizamos que la polarización es circular derecha e izquierda.

Modulación de la Polarización mediante Cristales Líquidos.

La modulación de polarización mediante cristales líquidos es una técnica óptica que permite controlar el estado de polarización de la luz aplicando voltajes eléctricos a dispositivos sin partes móviles [6]. Los cristales líquidos, al ser materiales anisótropos, presentan propiedades ópticas que dependen de la orientación molecular, lo que permite modificar su birrefringencia con un campo eléctrico. Esta variación se expresa mediante la ecuación:

$$\delta(V) = \frac{2\pi d}{\lambda}\,\Delta n(V) \qquad \ldots(3)$$

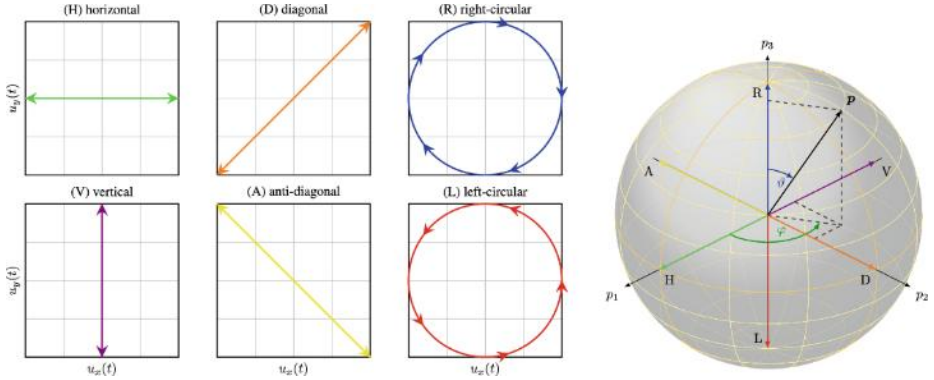
δ(V) es el retardo de fase inducido, d el espesor de la celda, λ la longitud de onda y Δn(V) el cambio en la birrefringencia según el voltaje aplicado [6]. Los LCM ajustan localmente propiedades ópticas mediante matrices de píxeles, útiles en holografía 2D/3D, manipulación de partículas, modulación de

pulsos láser y corrección de aberraciones [7]. La orientación molecular, fijada por capas de alineación, define el eje óptico y afecta la propagación, difracción y modulación de fase, especialmente con incidencias oblicuas [10].

Esfera de Poincaré

La polarización de la luz puede modificarse mediante materiales y dispositivos ópticos como placas retardadoras, películas polaroid y polarizadores, los cuales afectan la luz a través del retardo óptico o la absorción/reflexión selectiva [8]. Estos efectos son esenciales por sus múltiples aplicaciones tecnológicas.

Un método ampliamente utilizado para analizar la polarización es el desarrollado por Poincaré, que utiliza una esfera de radio unitario —la Esfera de Poincaré— para representar gráficamente los distintos estados de polarización [1]. En esta esfera, cada punto en la superficie corresponde a un estado de polarización, y las trayectorias indican cómo cambia dicho estado al pasar por un retardador. La posición de cada punto está determinada por los parámetros de Stokes normalizados.



Casos especiales de elipses de polarización y sus correspondientes vectores de polarización en la esfera de Poincaré
Fuente: https://link.springer.com/article/10.1007/s11071-023-08718-x/figures/2

1. La polarización circular se encuentra en los polos.
2. La polarización lineal se ubica a lo largo del ecuador.
3. La luz totalmente polarizada se sitúa en cualquier punto de la superficie.
4. La luz parcialmente polarizada se encuentra en el interior de la esfera.
5. La luz no polarizada está representada por el centro de la esfera.

Esta herramienta proporciona una forma visual y matemática para comprender y predecir la evolución del estado de polarización de la luz al interactuar con distintos dispositivos ópticos.

PARTE EXPERIMENTAL

Para analizar el efecto del voltaje aplicado y la orientación del cristal sobre el estado de polarización de la luz transmitida, se emplearon los **parámetros de Stokes**, permiten una descripción cuantitativa de la polarización en función de intensidades medibles. Esta herramienta teórica es especialmente útil cuando se estudia la birrefringencia inducida en medios anisótropos como los cristales líquidos o sólidos birrefringentes.

los parámetros de Stokes están definidos como:

$$S_0 = E_0^2 x + E_0^2 y \qquad \ldots (4)$$

$$S_1 = E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \quad \dots(5)$$

$$S_2 = 2E_{0x}E_{0y}\cos\delta \quad \dots(6)$$

$$S_3 = 2E_{0x}E_{0y}\sin\delta \quad \dots(7)$$

Se considera un par de ondas planas que son ortogonales entre sí en u punto en el espacio

$$E_x(t) = E_{0x}(t)\cos[\omega t + \delta_x(t)] \quad \dots(8)$$

$$E_y(t) = E_{0y}(t)\cos[\omega t + \delta_y(t)] \quad \dots(9)$$

$E_{0x}(t)$ y $E_{0y}(t)$ son las amplitudes instantáneas, ω es frecuencia angular y $\delta_x(t)$ y $\delta_y(t)$ son los factores de fase instantáneos, la ecuación 4 realiza la polarización de la elipse ya que solo en un instante en el tiempo.

$$\frac{E_x^2(t)}{E_{0x}^2(t)} + \frac{E_y^2(t)}{E_{0y}^2(t)} - \frac{2E_x(t)E_y(t)}{E_{0x}^2(t)E_{0y}^2(t)}\cos\delta(t) = \sin^2\delta(t) \quad \dots(10)$$

Las amplitudes y la fase son constantes para el tiempo y se reduce la ecuación (10) a

$$\frac{E_x^2(t)}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2(t)}{E_{0y}^2} - \frac{2E_x(t)E_y(t)}{E_{0x}^2E_{0y}^2}\cos\delta(t) = \sin^2\delta(t) \quad \dots(11)$$

Aunque $E_{0x}(t)$ y $E_{0y}(t)$ son constantes, $E_x(t)\ y\ E_y(t)$ varían con el tiempo, por lo que se consideran en la expresión del campo óptico.

Para obtener valores observables, se promedia en el tiempo sobre un solo periodo, gracias a la periodicidad del campo. Donde al multiplicar la ecuación (11) se indica que

$$4E_{0y}^2\langle E_x^2(t)\rangle + 4E_{0x}^2\langle E_y^2(t)\rangle - 8E_{0x}E_{0y}\langle E_x(t)E_y(t)\rangle\cos\delta = (2E_{0x}E_{0y}\sin\delta)^2 \quad \text{ecu (12)}$$

Para indicar que de las ecuaciones 8 y9 son los promedios de la ecuación 12

$$\langle E_x^2(t)\rangle = \frac{1}{2}E_{0x}^2 \quad \dots13$$

$$\langle E_y^2(t)\rangle = \frac{1}{2}E_{0y}^2 \quad \dots14$$

$$\langle E_x(t)E_y(t)\rangle = \frac{1}{2}E_{0x}E_{0y}\cos\delta \quad \dots15$$

Al sustituir la ecuación 13,14 y 15 en la ecuación 12

$$2E_{0x}^2E_{0y}^2 + 2E_{0x}^2E_{0y}^2 - \left(2E_{0x}E_{0y}\cos\delta\right)^2 = \left(2E_{0x}E_{0y}\sin\delta\right)^2 \quad \dots16$$

Al expresar el resultado final en términos de intensidad, hay que sumar y restar la cantidad E_0 en la ecuación 16

Simulación

Para todas las simulaciones presentadas, se utilizó una resolución espacial de 1920 × 1080 píxeles, correspondiente a una matriz rectangular que permite observar con alta precisión las distribuciones espaciales de intensidad y polarización. Esta resolución fue seleccionada para garantizar un equilibrio entre detalle visual y eficiencia computacional, facilitando el análisis de texturas de polarización complejas generadas por los haces Laguerre-Gauss proyectados.

Consideraciones sobre la implementación experimental

Aunque el modelo actual asume un LCM ideal sin considerar explícitamente la respuesta al voltaje aplicado, se prevé incluir en trabajos futuros una función de birrefringencia dependiente del campo eléctrico. Este paso es crucial para reproducir con mayor fidelidad el comportamiento experimental del modulador

Limitación del modelo y trabajo futuro

En esta primera etapa del trabajo, se ha modelado la respuesta de un modulador de cristal líquido (LCM) ideal, sin integrar aún la relación explícita entre la birrefringencia inducida y el voltaje aplicado. Esta simplificación permitió caracterizar de manera controlada los estados de polarización generados por haces Laguerre-Gauss en distintos puntos sobre la esfera de Poincaré y los hologramas que se utilizarán en un modulador real para simular duchas polarizaciones. Sin embargo, para lograr una simulación que refleje con mayor fidelidad las condiciones experimentales reales, se prevé una segunda fase del proyecto, en la que se utilizarán equipos de laboratorio con mayor precisión óptica y control electrónico. Esta etapa permitirá estudiar de forma directa la respuesta del modulador bajo diferentes configuraciones eléctricas, lo cual es crucial para validar el modelo computacional y afinar los parámetros de caracterización polarimétrica.

Simulación del holograma para modulación en el cristal líquido

En esta etapa se genera un holograma destinado a futuras pruebas en un modulador de cristal líquido (LCM). La simulación consiste en la superposición coherente de dos modos Laguerre-Gauss con números topológicos ℓ_1 y ℓ_2, sobre una rejilla de 1920 × 1080 píxeles, lo que garantiza una alta resolución espacial del campo.

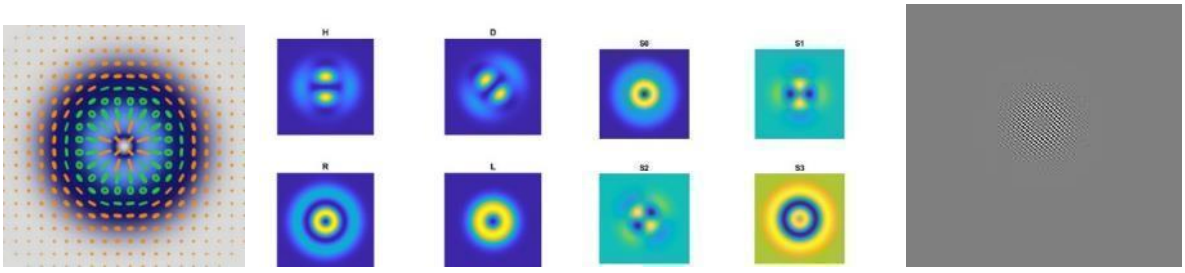
Se calculan las componentes LG_1 y LG_2 del campo eléctrico complejo a partir de la expresión analítica del modo, considerando la envolvente gaussiana, polinomios de Laguerre, fases de Gouy y curvatura del frente de onda. Estas componentes se combinan con un peso definido por los parámetros φ y α. Luego, se obtiene el perfil de fase y el mapa de amplitud normalizado de cada componente, lo que permite sintetizar un holograma tipo fase-amplitud mediante una modulación sinusoidal espacial:

$$H(x,y) = A(x,y) \cdot \sin\left[\phi(x,y) + 2\pi(f_x x + f_y y)\right]$$

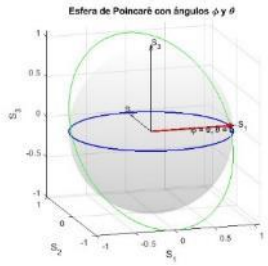
Donde A(x,y) representa la envolvente espacial del haz y ϕ(x,y) su fase óptica.

El patrón resultante se escala al rango de 8 bits (0–255) para ser compatible con el LCM. El parámetro θ ajusta la contribución relativa entre las componentes, controlando el grado de vectorialidad del haz. Este procedimiento permite previsualizar el holograma que será utilizado para estructurar espacialmente la polarización de los haces Laguerre-Gauss en experimentos posteriores.

Polarización Circular Derecha (φ=0, θ=0)



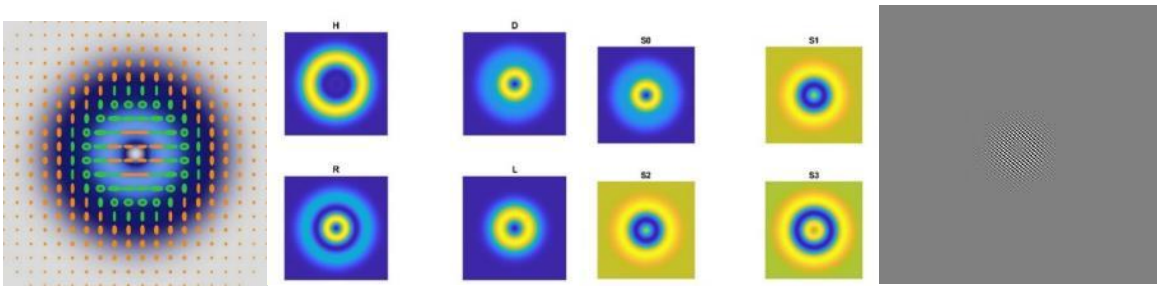
(a) (b) (c) (d)



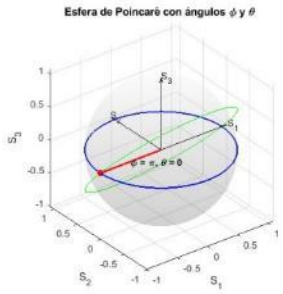
(e)

Figura 1. Figura X. (a) Distribución espacial del estado de polarización con orientación local, mostrando una polarización específica. (b) Proyecciones de intensidad en los estados de polarización H, D, R y L. (c) Mapas espaciales de los parámetros de Stokes $S0$–$S3$. (d) Holograma tipo fase-amplitud generado para el LCM. (e) Representación del estado de polarización en la esfera de Poincaré para ángulos ϕ y θ específicos.

Circular izquierda (φ=π, θ=0)



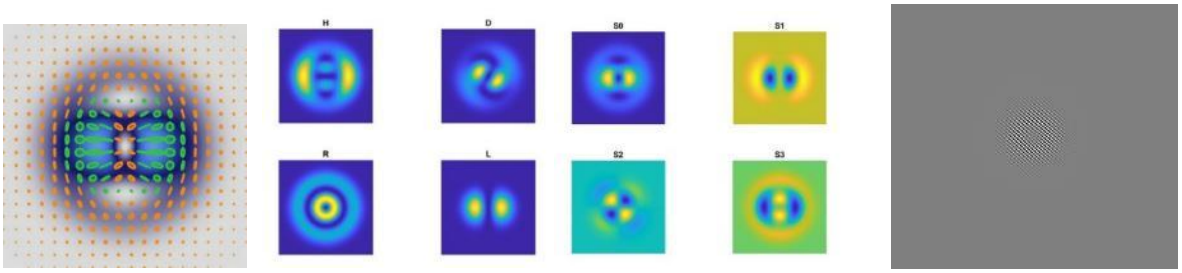
(a) (b) (c) (d)



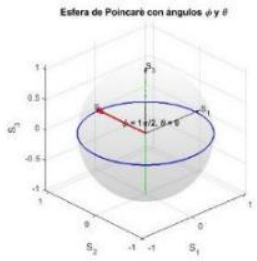
(e)

Figura 2. Representación del estado de polarización circular izquierda (ϕ=π, θ=0) (a) Distribución espacial con orientación local del campo eléctrico. (b) Proyecciones experimentales en los estados H, D, R y L. (c) Mapas de los parámetros de Stokes $S0$–$S3$ (d) Holograma generado para el modulador de cristal líquido. (e) Localización del estado sobre la esfera de Poincaré.

Polarización Lineal Horizontal (φ=π/2, θ=0)



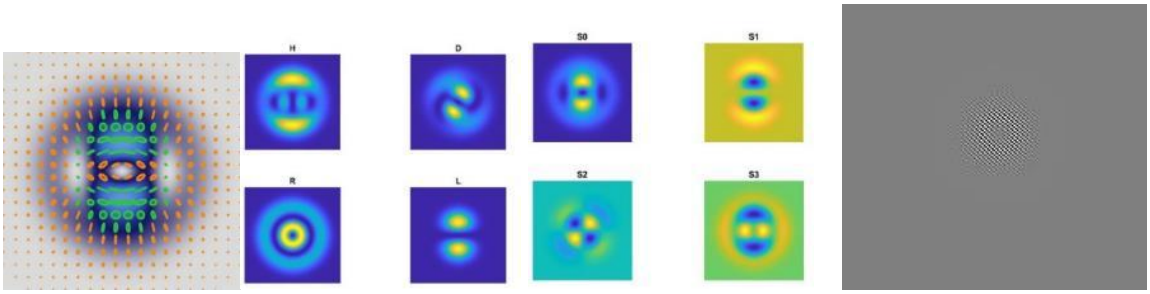
(a) (b) (c) (d)



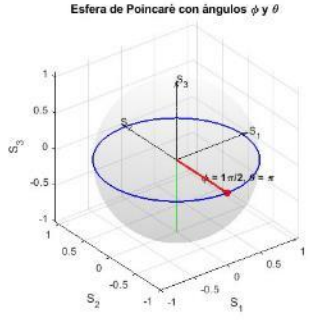
(e)

Figura 3. Estado de polarización lineal horizontal (ϕ= 2π, θ=0): (a) Distribución espacial y orientación local del campo eléctrico. (b) Proyecciones experimentales en los estados H, D, R y L. (c) Parámetros de Stokes $S0$–$S3$. (d) Holograma diseñado para el modulador de cristal líquido. (e) Representación del estado sobre la esfera de Poincaré.

Polarización Lineal Vertical (φ=π/2, θ=π)



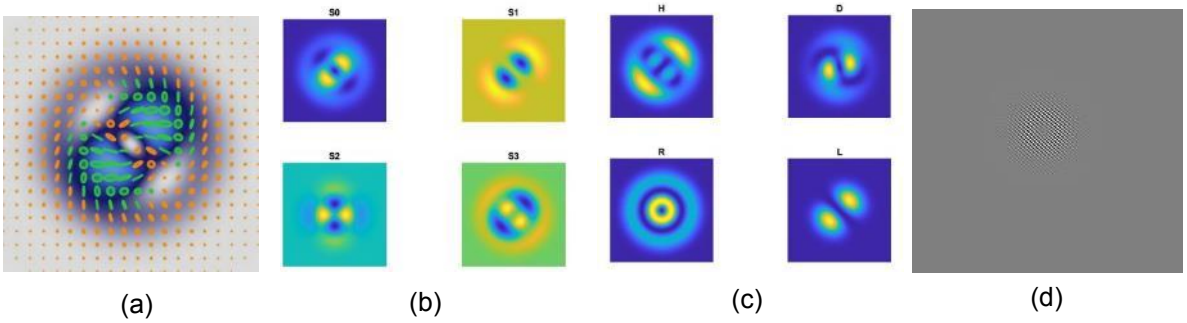
(a) (b) (c) (d)



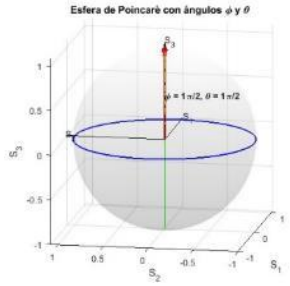
(e)

Figura 4. Estado de polarización lineal vertical (ϕ= π/2, θ=π): (a) Distribución espacial y orientación del campo eléctrico. (b) Parámetros de Stokes S0–$S3$. (c) Proyecciones en los estados H, D, R y L. (d) Holograma correspondiente. (e) Representación del estado sobre la esfera de Poincaré.

Polarización Lineal +45° (**φ=π/2, θ=π/2)**



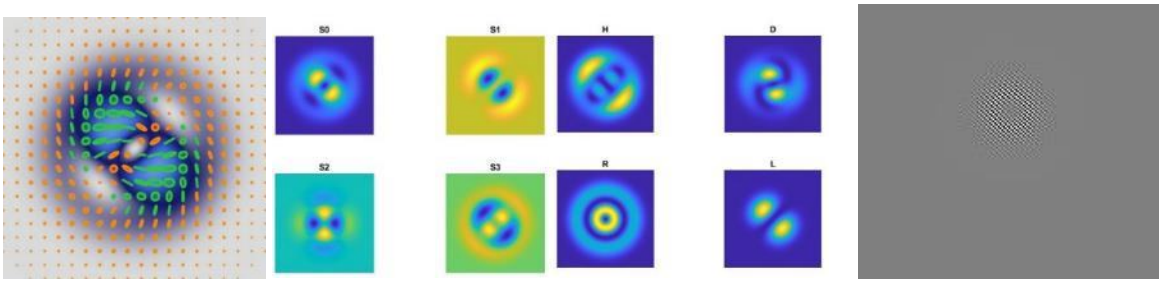
(a) (b) (c) (d)



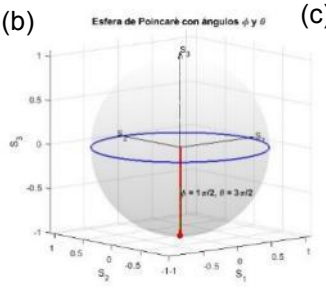
(e)

Figura 5. Estado de polarización lineal a +45° (ϕ=π/2,θ=π/2): (a) Distribución espacial y orientación del campo eléctrico. (b) Parámetros de Stokes S0–S3. (c) Proyecciones en los estados H, D, R y L. (d) Holograma correspondiente. (e) Representación del estado sobre la esfera de Poincaré.

Polarización Lineal -45° (**φ=π/2, θ=3π/2)**



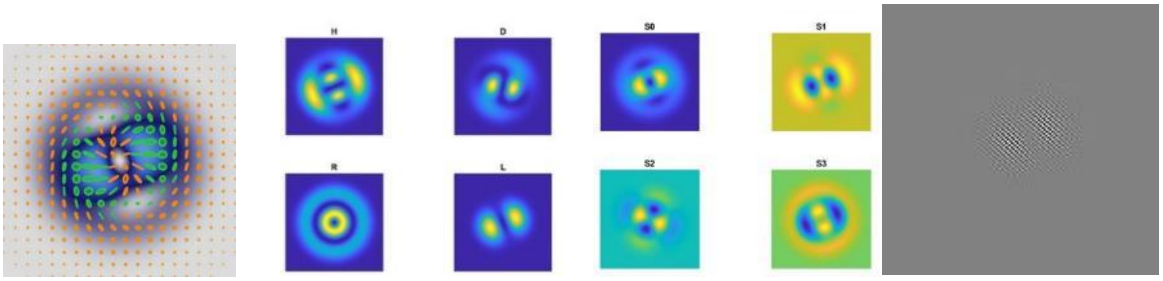
(a) (b) (c) (d)



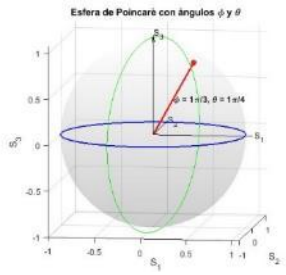
(e)

Figura 6. Estado de polarización lineal a −45◦ (ϕ=π/2,θ=3π/2): (a) Distribución espacial y orientación del campo eléctrico. (b) Parámetros de Stokes S0–S3 . (c) Proyecciones en los estados H, D, R y L. (d) Hologram correspondiente. (e) Representación del estado sobre la esfera de Poincaré.

Elíptica RH (>H) (φ=π/3, θ=π/4)



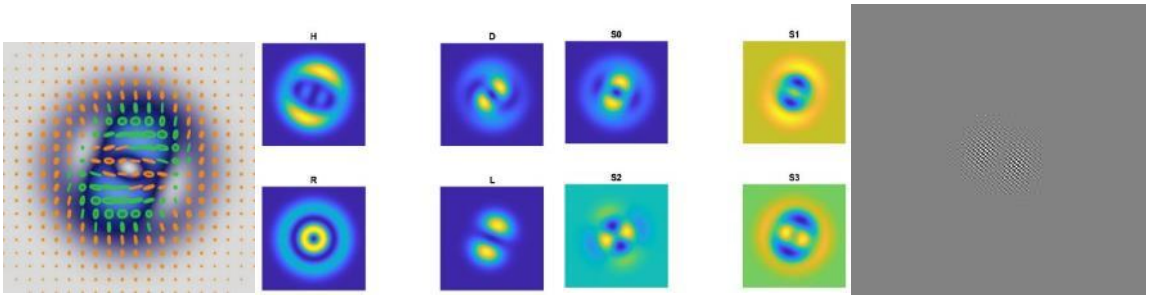
(a) (b) (c) (d)



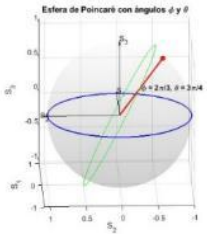
(e)

Figura 7. Estado de polarización elíptica RH (>H) (ϕ=π/3,θ=π/4: (a) Distribución espacial y orientación del campo eléctrico. (b) Parámetros de Stokes S0–S3. (c) Proyecciones en los estados H, D, R y L. (d) Hologram correspondiente. (e) Representación del estado sobre la esfera de Poincaré.

Elíptica LH (>V) (φ=2π/3, θ=3π/4)



(a) (b) (c) (d)



(e)

Figura 8. Estado de polarización elíptica LH (>V) (ϕ=2π/3,θ=3π/4): (a) Distribución espacial y orientación del campo eléctrico. (b) Parámetros de Stokes S0–S3. (c) Proyecciones en los estados H, D, R y L. (d) Holograma correspondiente. (e) Representación del estado sobre la esfera de Poincaré.

Datos de la caracterización de los la polarización en la esfera de Poincaré

Tabla 1. presenta los parámetros angulares (φ,θ) correspondientes a diversos puntos sobre la esfera de Poincaré, junto con su polarización teórica esperada. Los estados seleccionados permiten una caracterización representativa de polarizaciones puras, incluyendo estados circulares, lineales y elípticos con distintas orientaciones, útiles para el análisis experimental y la validación de la modulación del estado de polarización

Punto Esfera Poincaré	**φ [rad]**	**θ [rad]**	**Polarización esperada**
Polo norte (RHCP)	0	0	Circular derecha
Polo sur (LHCP)	π	0	Circular izquierda
Eje horizontal (lineal H)	π/2	0	Lineal horizontal
Eje vertical (lineal V)	π/2	π	Lineal vertical
Diagonal 45°	π/2	π/2	Lineal +45°
Diagonal -45°	π/2	3π/2	Lineal -45°
Elíptica derecha	π/3	π/4	Elíptica RH, mayor componente H
Elíptica izquierda	2π/3	3π/4	Elíptica LH, mayor componente V

RESULTADOS

La experimentación se dividió en dos etapas principales: (1) la caracterización teórica de estados de polarización sobre la esfera de Poincaré, y (2) la generación de hologramas espaciales mediante un modulador de cristal líquido (LCM).

En la primera fase, se seleccionaron puntos representativos de distintos estados de polarización —como circular derecha (RHCP), izquierda (LHCP), lineal (horizontal, vertical, ±45°) y elíptica—,

determinando para cada uno los ángulos (φ, θ), sus proyecciones sobre las bases H, V, D, A, R y L, así como los parámetros de Stokes (S_0, S_1, S_2, S_3).

En la segunda fase, se generaron experimentalmente estos estados usando hologramas computarizados proyectados en el LCM. Las simulaciones produjeron patrones modulados en amplitud que codifican la fase y el perfil espacial del haz vectorial, revelando estructuras de interferencia características de haces con momento angular orbital (OAM), resultantes de la combinación de modos Laguerre-Gauss con cargas topológicas ℓ_1 y ℓ_2. Los resultados muestran que los haces generados reproducen fielmente los estados de polarización teóricos, especialmente los lineales y algunos elípticos, con patrones de intensidad y parámetros de Stokes coherentes con lo esperado. Aunque no todos los puntos teóricos fueron implementados ópticamente, los resultados validan la viabilidad del enfoque propuesto para manipular con precisión el estado de polarización.

CONCLUSIONES

Se logró una caracterización precisa de distintos estados de polarización sobre la esfera de Poincaré, mediante la parametrización angular (φ,θ) y el cálculo de los parámetros de Stokes. Esta caracterización permitió identificar y representar estados puros de polarización circular, lineal y elíptica de forma sistemática.

El uso de hologramas codificados en amplitud proyectados en el modulador de cristal líquido (LCM) demostró ser una herramienta eficiente para la generación controlada de haces con polarización modulada espacialmente. Los patrones de intensidad observados experimentalmente coincidieron con las simulaciones teóricas, validando la estrategia de diseño.

La textura obtenida para el caso experimental presentado (lineal inclinada a ±45°) muestra que es posible generar distribuciones espaciales complejas de polarización, con estructuras coherentes que responden al diseño del holograma. Esto abre la puerta a manipulaciones más avanzadas en estudios de óptica singular y topología de haces.

A pesar de que no todos los estados de la tabla fueron implementados ópticamente en esta fase, la metodología desarrollada proporciona una base sólida para extender la experimentación a otros estados de polarización, y para estudiar la dinámica y evolución de estos al aplicar voltajes variables al LCM en experimentaciones futuras.

En conjunto, esta investigación muestra que la integración entre la representación teórica en la esfera de Poincaré y la implementación experimental mediante LCMs permite una modulación precisa y programable del estado de polarización, lo cual tiene aplicaciones en comunicaciones ópticas, metrología avanzada, microscopía polarimétrica y diseño de haces estructurados.

REFERENCIAS

[1] Collett, E. (2005). Field guide to polarization v. FG05. SPIE Press

[2] Manion, G. N., & Stokkermans, T. J. (2023, May 29). Polarization of light. StatPearls - NCBI Bookshelf. https://www.ncbi.nlm.nih.gov/books/NBK592424/

[3] Polarization Control with Optics. (n.d.). https://www.newport.com/n/polarization-control-with-optics

[4] Medición de la polarización de la luz – Academia Mexicana de Óptica. (2022, February 18). https://amo-ac.mx/2022/02/18/medicion-de-la-polarizacion-de-la-luz/

[5] The Stokes polarization parameters. (n.d.). https://spie.org/publications/spie-publication-resources/optipedia-free-optics-information/fg05_p12-14_stokes_polarization_parameters

[6] Yeh, P., & Gu, C. (1999). *Optics of Liquid Crystal Displays*. Wiley-Interscience.

[7] Estudio y aplicación de la modulación compleja, espectral y de polarización en moduladores de cristal líquido autor: José Luis Martínez Fuentes Estudio y aplicación de la modulación compleja, espectral y de polarización en moduladores de cristal líquido - Dialnet

[8] Tudor, T., & Voitcu, G. (2024). Revisiting Poincaré Sphere and Pauli algebra in Polarization Optics. Photonics, 11(4), 379. https://doi.org/10.3390/photonics11040379

[9] "Optics of Liquid Crystal Displays" Autor: Pochi Yeh y Claire Gu Capítulos 3 y 5 la modulación de fase, birrefringencia y geometrías oblicuas.

[10] Bahaa E. A. Saleh & Malvin Carl Teich *"Fundamentals of Photonics"*, 2nd Edition *Sección sobre óptica anisotrópica y dispositivos de cristal líquido*

[11] Using the Poincare Sphere to Represent the Polarization State. (s. f.). https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=14200

[12] Ochs, K., & Beattie, B. A. (2023). Synchronization measurement based on Poincaré's sphere. Nonlinear Dynamics, 111(17), 16293-16308. https://doi.org/10.1007/s11071-023-08718-x

[13] Tsesses, S., Ostrovsky, E., Gjonaj, B., Bartal, G., & Cohen, O. (2018). Optical skyrmion lattice in evanescent electromagnetic fields. Science, 361(6406), 993–996. https://doi.org/10.1126/science.aau5707

[14] Nagaosa, N., & Tokura, Y. (2013). Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions. Nature Nanotechnology, 8(12), 899–911. https://doi.org/10.1038/nnano.2013.243

[15] Du, Z., Wang, H., Hu, J., & Zhang, X. (2022). Optical Skyrmions and Their Applications. Laser & Photonics Reviews, 16(6), 2100675. https://doi.org/10.1002/lpor.202100675

ANÁLISIS DE LA RESPUESTA TRANSITORIA DE SENSORES DE GAS A BASE DE QCM UTILIZANDO PELÍCULAS SENSIBLES DE ETIL CELULOSA, EXPUESTOS A DIFERENTES CONCENTRACIONES DE ACETONA EN UN SISTEMA DINÁMICO

Citlalli De Gante Muñoz[1], Marcos Rodríguez Torres[1], Juan Castillo Mixcóatl[1], Georgina Beltrán Pérez[1], Víctor Manuel Altúzar Aguilar[1], Severino Muñoz Aguirre[1].

Benemérita Universidad Autónoma de Puebla
citlalli.degante@alumno.buap.mx, marcos.rodrigueztorres@viep.com.mx, jcastill@fcfm.buap.mx, gbeltran@fcfm.buap.mx, valtuzar@fcfm.buap.mx, smunoz@fcfm.buap.mx

RESUMEN

La diabetes es una enfermedad en la cual el cuerpo no produce insulina o no la usa correctamente, lo que produce diversos cambios metabólicos en el cuerpo humano, uno de ellos es la emisión de gases (biomarcadores) presentes en el aliento humano exhalado que pueden ser monitoreados para la detección de diabetes, el biomarcador que se genera y se utiliza para detectar esta enfermedad es la acetona (Ace). Un método no invasivo para la detección de diversos compuestos es la nariz electrónica, que se conforma por un arreglo de sensores capaces de detectar y reconocer diferentes tipos de compuestos orgánicos volátiles (COV). Una parte fundamental de las narices electrónicas son los sensores que se utilizan para la detección de COV por lo que, en este trabajo se emplearon microbalanzas de cristal de cuarzo (QCM) con frecuencia de 12 MHz y 20 MHz, por ser dispositivos microgravimétricos, con sensibilidades de 0.2 Hz/ng y 0.1 Hz/ng respectivamente, a los que se les depositó una película sensible de Etil Celuosa (EC) por el método de drop casting. El objetivo de este trabajo es analizar la respuesta experimental de los sensores construidos exponiéndolos a concentraciones de 3581 ppm, 4514 ppm, 6070 ppm, 8834 ppm de Ace en un sistema dinámico. Se realizó la caracterización de las respuestas con condiciones controladas de temperatura de 30 °C y humedad relativa de 20%. Los datos experimentales obtenidos fueron ajustados a un modelo bi-exponencial con el fin de corroborar que las respuestas cumplen con este modelo y estudiar su comportamiento. Los resultados mostraron que el modelo presentó un mayor factor de correlación a la concentración de 8834 ppm con valores promedio de 0.95 y 0.97 para los sensores de 12 MHz y 20 MHz de forma respectiva. Por otro lado, para las concentraciones de 3581 ppm, 4514 ppm, 6070 ppm el factor de correlación promedio fue menor a 0.90 para los sensores de 12 MHz mientras que, para los sensores de 20 MHz su factor de correlación promedio fue mayor a 0.92, utilizando los resultados obtenidos se concluye que los sensores de 20 MHz presentaron mayor sensibilidad.

INTRODUCCIÓN

La detección de compuestos orgánicos volátiles (COV), también denominados biomarcadores en medicina, presentes en sangre, tejidos, aliento entre otros a pueden ser usados como método de diagnóstico de enfermedades. Algunos de los biomarcadores que se pueden encontrar en el aliento son óxido de nitrógeno (NO) relacionado con el asma, metanol (MeOH) indicador de cáncer de pulmón, acetona (Ace) asociado a diabetes, entre otros. [1]. Un método no invasivo para la detección de enfermedades basado en la detección de COVs exhalados en el aliento es la nariz electrónica (NE), la cual se define como un instrumento compuesto por un conjunto de sensores químicos electrónicos con especificidad parcial y un apropiado sistema de reconocimiento de patrones, capaz de reconocer olores simples o complejos [2]. En una NE el componente principal es el sensor de gas compuesto por la película sensible, que es el material que interacciona entre el analito y el material sensible además del transductor que convierte la interacción química en una señal eléctrica [3]. Existen diferentes tipos de sensores de gas, los más utilizados son los semiconductores de óxido metálico (MOS, por sus siglas en inglés), sensores de onda acústica de superficie (SAW), sensores ópticos y los sensores a base de mircobalanzas de cristal de cuarzo (QCM) [4], [5]. Para el presente trabajo se seleccionan los QCM para la fabricación de sensores de gas debido a que son dispositivos altamente sensibles a variaciones de masa del orden de microgramos que ocurren en su superficie.

La frecuencia de oscilación del QCM depende de las propiedades del cuarzo (espesor, densidad, tipo de corte o el módulo de cizalla) además la frecuencia presenta variaciones debido a las propiedades del medio ambiente (temperatura y humedad) [2],[6].

El análisis de la repuesta transitoria nos puede dar información de la dinámica de la respuesta y se puede utilizar para el reconocimiento de sustancias de acuerdo con sus propiedades dinámicas. El presente trabajo tiene por objetivo construir y caracterizar sensores de gas a base de resonadores de cuarzo con frecuencia en resonancia de 12 MHz y 20 MHz en modo fundamental y con película sensible de etil celulosa expuestos a diferentes concentraciones de Ace, además de ajustar su respuesta ante la exposición del COV mediante un modelo bi-exponencial para estudiar su comportamiento.

TEORIA

La ecuación de Sauerbrey mostrada en la ecuación (5) describe la relación entre la masa depositada en el QCM y su cambio de frecuencia ($\Delta \boldsymbol{f}$).

$$\Delta \boldsymbol{f} = -\frac{2\boldsymbol{f}_0^2}{\sqrt{\boldsymbol{\mu}_q \boldsymbol{\rho}_q}} \frac{\Delta \boldsymbol{m}}{\boldsymbol{A}} \tag{5}$$

donde $\boldsymbol{f}_0$ es la frecuencia natural de resonancia del cristal de cuarzo, $\boldsymbol{A}$ es el área superficial efectiva del electrodo, $\boldsymbol{\mu}_q$ es el módulo de cizalla del cuarzo y $\boldsymbol{\rho}_q$ es su densidad, $\Delta \boldsymbol{m}$ es el cambio de masa [7], [8].

El espesor de la película sensible ($\boldsymbol{E}$) depositada sobre el electrodo del QCM se puede determinar usando la ecuación (5) además de considerar la densidad (ρ) del material depositado, como se muestra en la ecuación (6).

$$\boldsymbol{\rho} = \frac{\Delta \boldsymbol{m}}{\boldsymbol{V}} = \frac{\Delta \boldsymbol{m}}{\boldsymbol{A} \cdot \boldsymbol{E}}, \tag{6}$$

donde $\boldsymbol{A}$ el área de los electrodos y $\boldsymbol{V}$ el volumen de la película sensible. De esta forma la expresión para el espesor de la película sensible es la mostrada en la ecuación (7).

$$\boldsymbol{E} = \frac{\Delta \boldsymbol{f}}{\boldsymbol{k}_q \boldsymbol{f}_0^2 \boldsymbol{\rho}}, \tag{7}$$

donde $\boldsymbol{k}_q$ está asociada a las propiedades del cuarzo ($\boldsymbol{2.264 \times 10^{-6}\ cm^2 s/gr}$).
La caracterización de los sensores de gas consiste en exponer los sensores a diferentes concentraciones de algún COV de interés dentro de un sistema dinámico. Estas concentraciones se ven influidas por la velocidad de evaporación del fluido y las propiedades del compuesto. Para determinar la velocidad de evaporación de un compuesto se emplea la técnica de peso perdido dentro de un sistema dinámico que nos permite calcular la concentración del compuesto mediante la ecuación (8).

$$\boldsymbol{C} = \frac{\boldsymbol{k} \boldsymbol{D}_r \times \boldsymbol{10^3}}{\boldsymbol{F}} \tag{8}$$

donde $\boldsymbol{C}$ es la concentración en ppm, $\boldsymbol{D}_r$ es la velocidad de evaporación en gr/min, F es el flujo en mL/min y $\boldsymbol{k}$ es un factor de corrección de factores ambientales dado por la ecuación (9).

$$k = \left(\frac{22.4}{\mu}\right)\left(\frac{273+T}{273}\right)\left(\frac{P}{760}\right), \quad (9)$$

con el valor de 22.4 L el volumen de un mol de un gas ideal a 0°C y 1 atm de presión atmosférica, μ es el peso molecular del compuesto en gr/mol, T la temperatura de la muestra en °C y P la presión atmosférica en mmHg [9], [10].

Se ha observado que la repuesta de los sensores de gas a base de QCM a un estímulo en escalón presenta un comportamiento bi-exponencial, mostrado en la ecuación (10)

$$y = C - \left(k_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} + k_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}}\right), \quad (10)$$

donde C es el parámetro asociado a la respuesta en estado estable, k_1 y k_2 constantes de amplitud, τ_1 y τ_2 constantes de tiempo [11].

PARTE EXPERIMENTAL

Se emplearon QCM (corte AT y electrodo de plata) con frecuencia de resonancia de 12 MHz y 20 MHz en modo fundamental para la fabricación de sensores de gas, a estos dispositivos se les retiró la cubierta metálica que protege al cristal y sus electrodos. Posteriormente, se realizó una caracterización eléctrica de los QCM con un sistema de barrido de frecuencias mostrado en la Figura . El sistema de barrido de frecuencias está conformado por un generador de funciones (33600A, Keysight Technologies) que produce una señal senoidal de voltaje de 10 Vpp continua a un divisor de voltaje formado por una resistencia de 1 kΩ y un QCM, la señal del QCM es recuperada por el osciloscopio (DSOX4024X, Keysight Technologies) el cual envía la señal a una computadora donde es graficada y almacenada. La Figura b muestra la curva típica obtenida de realizar el barrido de frecuencias a un QCM con frecuencia en resonancia fundamental de 20 MHz, el valor mínimo de voltaje de la curva está asociado a la frecuencia de resonancia del QCM.

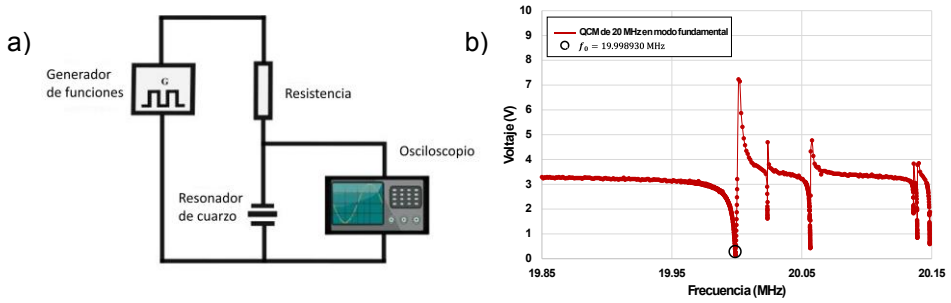


Figura 1. a) Sistema de barrido de frecuencia, b) curva de barrido de frecuencia para un QCM con frecuencia de 20 MHz

El proceso de medición de la curva de barrido de frecuencia se realizó en las etapas de limpieza del QCM donde los electrodos del QCM son sometidos a una exposición de UV-OZONO (Bioforce Nanoscience, Virginia Beach, VA, USA) durante lapso de un minuto por electrodo, este procedimiento se aplicó para remover compuestos orgánicos residuales durante la manipulación del QCM previo a su depósito. Una segunda curva de barrido de frecuencia es obtenida posterior al depósito de la película sensible sobre los electrodos del QCM. Al finalizar el depósito de la película sensible se estimó el espesor de la película sensible depositada usando la ecuación (7).

Para el depósito de la película sensible fue preparada una disolución de 1mg de etil celulosa (EC, CAS 9004-57-3, Sigma Aldrich) disuelto en 1 mL de cloroformo (CAS 67-66-3, Meyer Corporation), manteniendo una concentración masa volumen de 1mg/mL. El depósito de la película sensible fue empleado por el método de drop casting, mostrado en la Figura , el cual consiste en graduar una

micropipeta a un volumen de 1 µL y aplicar a ambos lados del electrodo del QCM un volumen de la disolución polimérica. Se depositó un volumen total de 2 µL por electrodo de la disolución de EC en cloroformo. Al finalizar los depósitos, se obtuvo la curva de barrido de frecuencia y se estimó el espesor de la película sensible depositada usando la ecuación (7).

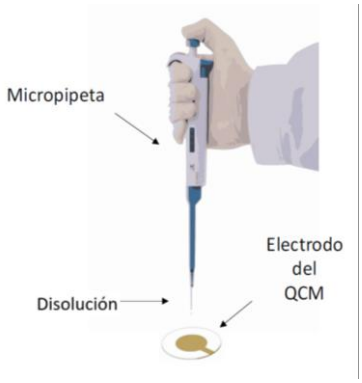


Figura 2. Método de depósito por drop casting.

La caracterización de los sensores fue realizada exponiéndolos al compuesto de acetona (Ace, CAS 67-64-1, Sigma-Aldrich) a valores de concentraciones de 3581 ppm, 4514 ppm, 6070 ppm y 8834 ppm del que se obtuvo su cambio de frecuencia usando un sistema dinámico de medición de respuestas de sensores de gas, mostrado en la Figura 3a. Este sistema está formado por una bomba de aire que está unida a un filtro de silica gel donde se reduce la humedad del aire proveniente del ambiente, el flujo de entrada se divide y pasa a dos controladores de masa (MFC, Aalborg Instruments & Controls, Inc., modelo GFC17) que pueden ser configurados a valores de flujo en un rango de 0 mL/min a 1000 mL/min, por lo que los sensores pueden ser expuestos a diferentes concentraciones marcados por los cambios de flujos calculados por la ecuación (8), donde D_r se determina mediante la técnica de peso perdido, la cual consiste en colocar el compuesto dentro de la celda de evaporación y dejarlo evaporar por lapsos de tiempo determinados para posteriormente, con ayuda de una balanza analítica (Adventurer, OHAUS Corp, modelo AR1530), se mide la diferencia de peso en esos intervalos. Una vez obtenidos los cambios de masa, se realiza una regresión lineal a los datos obtenidos, en donde la pendiente de la regresión indica la velocidad de evaporación del compuesto. El primer flujo es dirigido a una celda de evaporación donde se genera el gas de compuesto y que es acarreado por el flujo de aire, mientras que el segundo lleva aire reducido en humedad, ambos flujos están conectados a un sistema de válvulas donde se alterna la apertura y el cerrado de estas, de tal manera que es posible seleccionar el flujo que pasará a la celda de medición (aire y gas o aire reducido en humedad), produciendo un estímulo en escalón. El QCM es colocado en la celda de medición y conectado a un circuito oscilador, este envía señales a un frecuencímetro que mide un punto por segundo, los datos recabados de frecuencia son desplegados en una PC [12], además se supervisan los datos de humedad y temperatura dentro de la cámara, para asegurar el comportamiento estable de estas variables.

La curva típica de respuesta se obtiene al exponer un sensor de gas QCM a un COV en el sistema dinámico, como se muestra en la Figura b. El sensor es inicialmente expuesto a un flujo de aire reducido en humedad durante dos minutos hasta observar una línea base, después con un sistema electrónico de control de válvulas, el cambio de válvulas se realiza para exponer el sensor de gas a base de resonador de cuarzo al COV, el proceso de fisisorción del COV en la película sensible es observado cuando un cambio en la frecuencia del sensor disminuye respecto a la línea base y se alcanza un segundo estado estable, este se puede observar cuando la frecuencia del sensor se mantiene invariante durante un tiempo de dos minutos. Finalmente, el proceso de purga es aplicado al sistema, por medio del cambio de válvulas, retornando a la frecuencia del sensor al valor de la línea base.

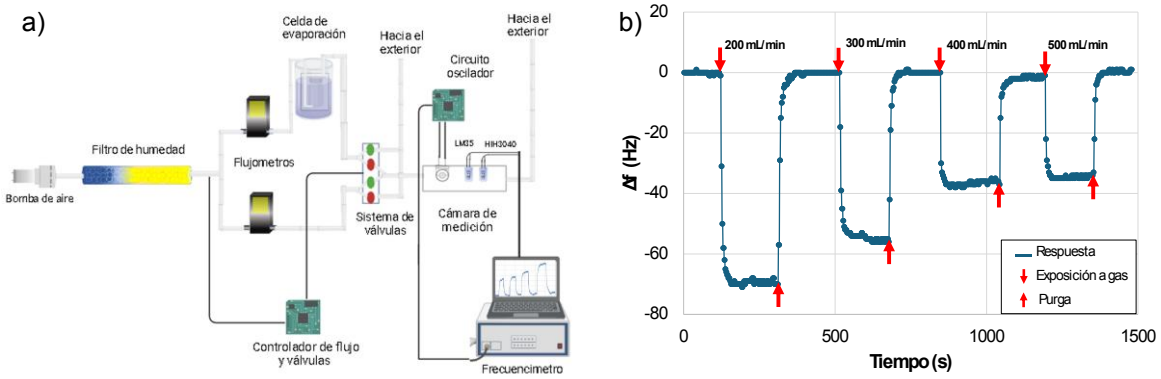


Figura 3. a) Sistema dinámico de medición de respuestas de sensores de gas b) respuesta de un sensor de gas QCM con película sensible de EC expuesto a las concentraciones de 3581 ppm, 4514 ppm, 6070 ppm y 8834ppm de Ace condiciones de 30°C y 20% HR.

Los siguientes valores de concentración del COV son ajustados y se repite el proceso antes descrito, para exponer al sensor de gas a las concentraciones mostradas en la

Tabla . Los sensores fueron expuestos tres veces a cada condición de concentración del COV de Ace.

Tabla 1. Flujos de aire y sus concentraciones calculadas para el compuesto de Ace a temperatura de 30°C.

Flujo (mL/min)	Concentración (ppm)
200	8834
300	6070
400	4514
500	3581

RESULTADOS

Un total de 6 sensores fueron construidos, 3 QCM de 12 MHz y 3 QCM de 20 MHz con película sensible de EC, que fueron caracterizados en cada etapa del proceso de fabricación obteniendo su curva de barrido de frecuencia mostrado en la Figura , como se describió en la sección experimental. La curva de barrido de frecuencias para el QCM limpio es representado por los puntos azules, mientras que para el QCM con película sensible se representa por medio de los puntos naranjas, para cada sensor de EC con espesores de 403nm, 420nm y 452 nm para los QCM de 12 MHz y espesores de 298nm, 327 nm y 356 nm para los QCM de 20 MHz.

Se observa un corrimiento en la frecuencia de resonancia para los resonadores de cuarzo de 12 MHz de $\Delta f = 10.43\ kHz$ que corresponde un espesor promedio estimado por la ecuación (7) de $E = 420\ nm$ en la Figura a, $\Delta f = 8.43\ kHz$ para $E = 403\ nm$ en la Figura b y $\Delta f = 10.78\ kHz$ para $E = 452\ nm$ en la Figura c. Por otro lado, los resonadores de cuarzo de 20 MHz presentan corrimientos en la frecuencia de resonancia de $\Delta f = 36\ kHz$ para $E = 356\ nm$ en la Figura d, $\Delta f = 30.1\ kHz$ para $E = 298\ nm$ en la Figura e y $\Delta f = 33.1\ kHz$ para $E = 327\ nm$ en la Figura f. En la Tabla se muestra un resumen de los valores de los espesores calculados mediante la ecuación (7), así como el factor Q y el valor R_m para los QCM limpios y sus cambios después del depósito de la película sensible.

El factor de calidad Q mide la relación entre la energía almacenada y la energía disipada por ciclo de oscilación del QCM, por otro lado, el valor de R_m es la resistencia en la rama dinámica del modelo equivalente de Butterworth–Van Dyke (BVD) para un QCM y representa la pérdida por disipación de energía que se relaciona con el efecto viscoso del cristal en la oscilación [13].

Tabla 2. Variaciones antes y después del depósito de frecuencia de resonancia, el factor Q y la resistencia de los sensores QCM de 12 MHz y 20 MHz en modo fundamental

Sensores	Frecuencia (MHz)	Espesor (nm)	f_0 (MHz)	Δf (kHz)	Q_{limpio}	ΔQ (%)	$R_{m,limpio}(\Omega)$	ΔR_m (Ω)
D1	12	420	11.993	10.43	135077	15	14	1
D2		403	11.993	8.430	144616	15	13	1
D3		452	11.994	10.78	140523	47	14	13
V5	20	356	19.988	36.00	37441	29	22	14
V6		298	19.988	30.10	84235	29	12	3
V8		327	19.988	33.10	30585	56	26	5

Los sensores D3 y V5 presentan mayor corrimiento en su frecuencia de resonancia posterior al depósito de la película sensible, con espesores de 452 nm y 356 nm respectivamente, en la Figura a se observa que la frecuencia de resonancia del sensor D3 no se recorre y mantiene su pico. Por otro lado, en la Figura b la frecuencia de resonancia del sensor V5 presenta un corrimiento aproximadamente tres veces más grande que el sensor D3 sin embargo, el pico no presenta atenuación, por lo que, al ser estos dos sensores los de mayor espesor y no presentar cambios significativos en la forma del pico los sensores son estables, lo cual se aprecia en la Tabla donde el *ΔQ* fue de 47% y 29% respectivamente.

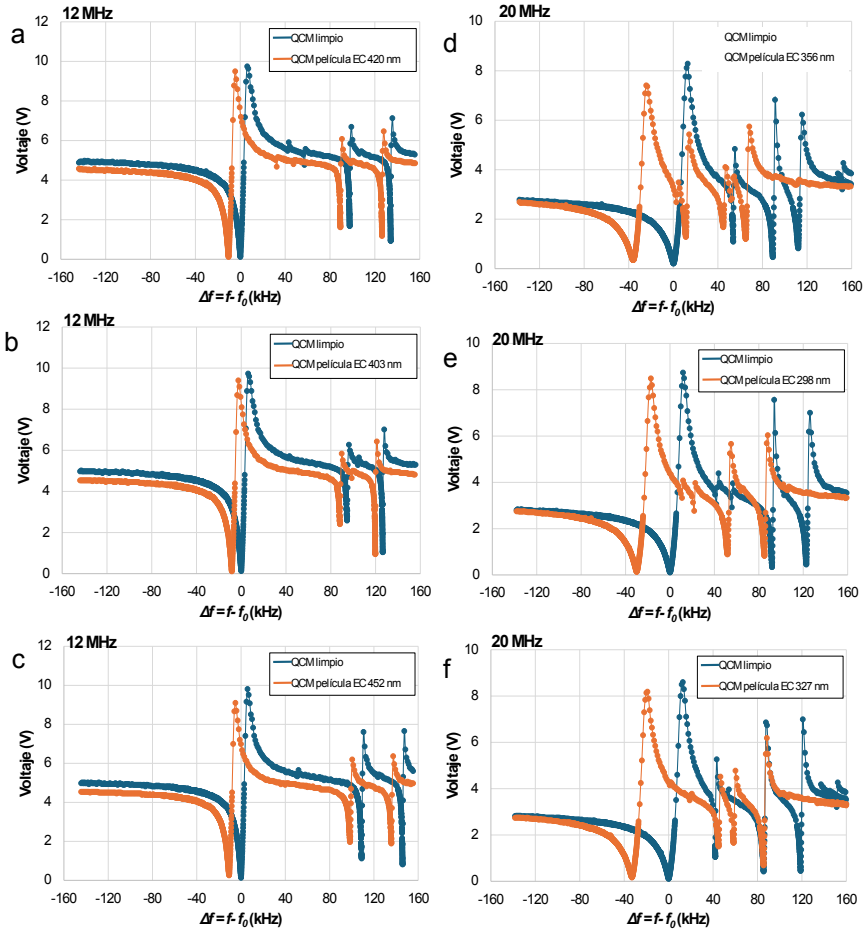


Figura 4. Curvas de barrido de frecuencias obtenida para resonadores de cuarzo con frecuencia de 12 MHz sin y con película sensible de EC **a)** con espesor de 420 nm, **b)** espesor de 403 nm, **c)** espesor de 452 nm y QCM de 20 MHz sin y con película sensible de EC **d)** con espesor de 356 nm, **e)** espesor de 298 nm, **f)** espesor de 327 nm.

Los seis sensores se caracterizaron en el sistema dinámico de medición de sensores de gas a las cuatro concentraciones mostradas en la
Tabla . En la Figura se muestran las respuestas experimentales, donde cada punto representa el promedio de tres mediciones. Se observa que las respuestas de los sensores aumentan conforme la concentración de Ace incrementa, por lo que se propone un ajuste lineal, donde la pendiente de la recta se relaciona con la sensibilidad en Hz/ppm de cada sensor, los ajustes lineales y su

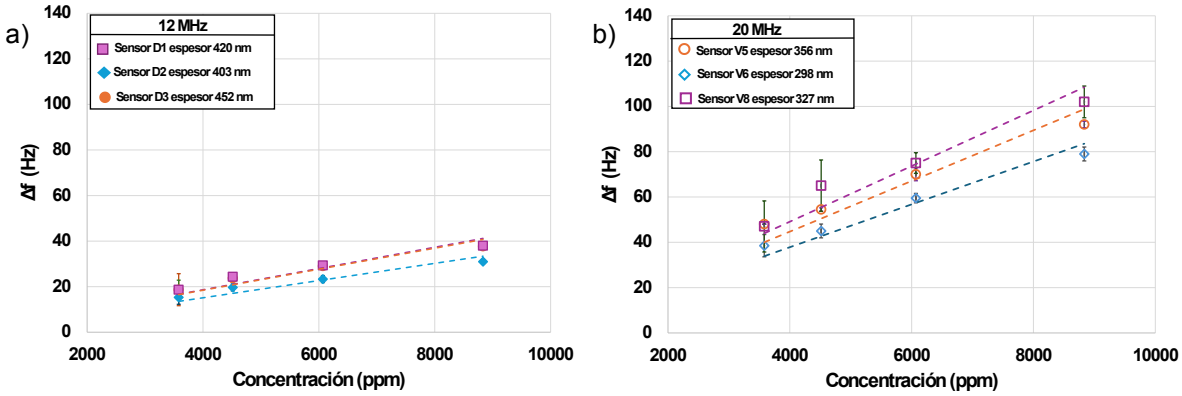


Figura 5. Ajuste para las respuestas experimentales para sensores caracterizados de **a)** 12 MHz (marcadores solidos) y **b)** 20 MHz (marcadores sin relleno) como función de la concentración con valores de 3581 ppm, 4514 ppm, 6070 ppm y 8834 ppm para el compuesto de Ace.

coeficiente de correlación se muestran en la *Tabla 3*.

Se observa en la Figuraa que los sensores D1 y D3 con frecuencia de resonancia de 12 MHz presentan Δf similares con una diferencia de 1 Hz para las cuatro concentraciones que fueron expuestos, esto puede asociarse a una mala alineación de la micropipeta respecto del centro del electrodo del cristal provocando que la película sensible no se depositará en su totalidad sobre el electrodo, como se ilustra en la Figura , teniendo como consecuencia una disminución en el área de sensado que se ve reflejado en respuestas similares a las de un sensor con un espesor de película sensible más pequeño. Por otro lado, se observa que los sensores con frecuencia de 20 MHz (Figurab) presentan valores de dispersión de 9 Hz en comparación a los 2 Hz que presentan los sensores de 12 MHz que se puede relacionar con un cambio de temperatura y humedad relativa dentro de la celda de medición.

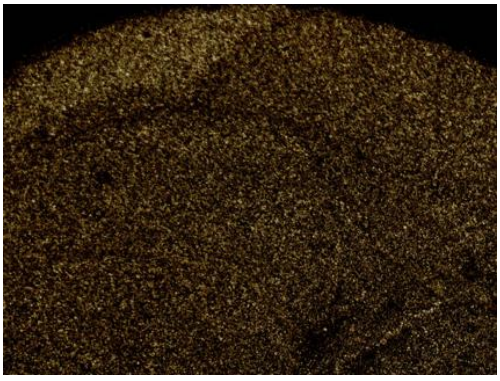


Figura 6. Superficie de un sensor a base de resonador de cuarzo con película sensible depositada por el método de drop casting. Imagen obtenida por medio de un microscopio óptico (Oxion inverso, euromex, modelo OX.2153-PLM) usando un objetivo plano-acromático 5x/0.15.

Tabla 3. Ajustes lineales calculados para las respuestas de los sensores de 12 MHz y 20 MHz expuestos al gas de Ace.

Sensores	Frecuencia (MHz)	Ajuste lineal	R^2
D1	12	$\Delta f=0.0047C$	0.9920
D2		$\Delta f=0.0038C$	0.993
D3		$\Delta f=0.0046C$	0.9927
V5	20	$\Delta f=0.0112C$	0.9930
V6		$\Delta f=0.0095C$	0.9961
V8		$\Delta f=0.0123C$	0.9936

Se graficaron las sensibilidades de los sensores ($\boldsymbol{S}$) en función del espesor de la película sensible deposita ($\boldsymbol{E}$) mostrado en la Figura. Los sensores de 20 MHz y 12 MHz presentan sensibilidades de 0.00003 Hz/ppm y 0.00001 Hz/ppm por nanómetro de película sensible depositada, respectivamente. Se puede encontrar una relación que estime la sensibilidad que tendrá un sensor de 12 MHz con espesor de hasta 356 nm con un error del 6%, mientras que para un sensor de 20 MHz con un espesor de hasta 452 nm su error sería del 9%. Extrapolando el ajuste realizado de los sensores de 12 MHz a los valores de espesor de 20 MHz, se observa que los sensores de 20 MHz son tres veces más sensibles que los sensores de 12 MHz, considerando los valores de pendiente obtenidos. Por otro lado, usando la ecuación de Sauerbrey, mostrada en la ecuación (5), bajo condición de que los espesores de los sensores son semejantes se puede obtener la relación $\Delta \boldsymbol{f}_{\boldsymbol{20MHz}}/\Delta \boldsymbol{f}_{\boldsymbol{12MHz}} = (\boldsymbol{f}_{\boldsymbol{20MHz}}/\boldsymbol{f}_{\boldsymbol{12MHz}})^2 = \boldsymbol{2.8}$, por lo que nuestro resultado experimental es cercano al teórico con una diferencia del 7% que puede deberse al error experimental.

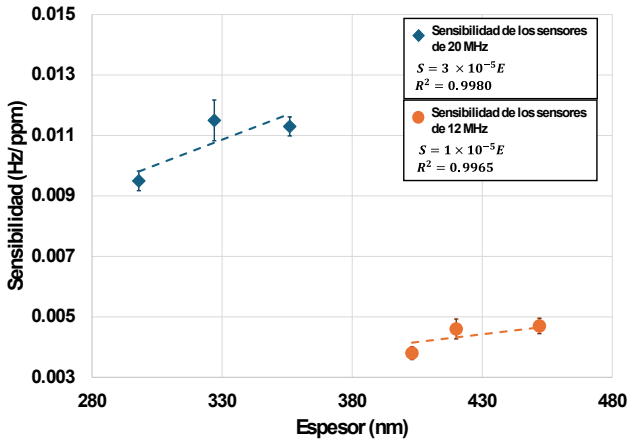


Figura 7. Ajuste para la sensibilidad de sensores caracterizados como función del espesor de la película sensible de EC en el intervalo de 298 nm a 356 nm para los sensores de 12 MHz y en el intervalo de espesores de 403 nm a 452 nm para los sensores de 20 MHz.

Las repuestas experimentales obtenidas fueron analizadas y ajustadas al modelo bi-exponencial como se muestra en la Figura . Los sensores se representan en orden decreciente respecto al espesor de la película sensible siendo los círculos naranjas el marcador correspondiente para el sensor de mayor espesor y los rombos azules para los sensores que presentaron menor espesor de película sensible. El ajuste al modelo bi-exponencial es representado por la línea negra. Los sensores V5, V6 y V8 con frecuencia de resonancia de 20 MHz, ubicados en la parte superior de la gráfica, presentan $\Delta \boldsymbol{f}$ con valores de 90 Hz, 81 Hz y 108 Hz respectivamente en la zona del estado estable, sin embargo, tardan más tiempo en llegar a esta zona a comparación de los sensores D1, D2, D3 con frecuencia de resonancia de 12 MHz, los cuales presentan $\Delta \boldsymbol{f}$ con valores de 39 Hz, 30 Hz y 37 Hz en su estado estable.

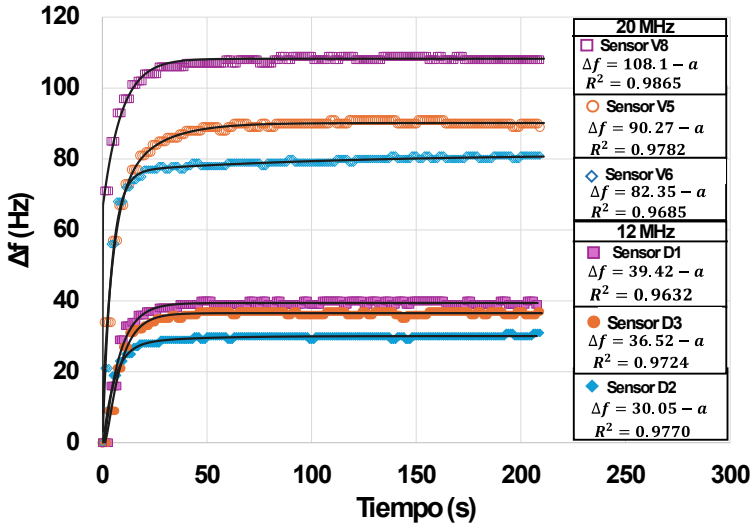


Figura 8. Ajuste de la respuesta experimental al modelo bi-exponencial de los sensores caracterizados a concentración de 8834 ppm de Ace a condiciones de 30°C y 20% HR. Donde *a* es el valor correspondiente al segundo término de la ecuación (10) con unidades de Hz.

Los parámetros obtenidos por medio del ajuste al modelo se presentan en la Tabla , el parámetro $\boldsymbol{C}$, asociado a la respuesta en estado estable, se puede comparar directamente con los $\Delta \boldsymbol{f}$ de los sensores de cuarzo.

El parámetro $\boldsymbol{C}$ está asociado a la respuesta del sensor en el estado estable, representado en los ajustes lineales de la Tabla 3. El valor de concentración puede ser estimado despejando $\boldsymbol{C}$ del ajuste lineal como función del cambio en la frecuencia de oscilación. Se comparó la concentración predicha con los valores de $\boldsymbol{C}$ de los seis sensores expuestos a las cuatro concentraciones de 3581 ppm, 4514 ppm, 6070 ppm y 8834 ppm. Los sensores de 20 MHz presentan coeficientes de correlación más grandes como es mostrado en la Figura e que correspondiente al sensor V6 donde se obtiene una pendiente de 0.9995 con un $\boldsymbol{R^2 = 0.998}$, mientras que el sensor D3 es aquel que presenta el menor coeficiente de correlación $\boldsymbol{R^2 = 0.9567}$ que se muestra en la Figura c. El sensor V6, en la Figurab, muestra un buen ajuste lineal con barras de error pequeñas, por lo que se obtiene una pendiente

Tabla 4. Parámetros promedio obtenidos del ajuste acorde al modelo bi-exponencial de la ecuación (10) para las concentraciones de a) 3581 ppm, b) 4514 ppm, c) 6070 ppm y d) 8834 ppm para el compuesto de Ace.

a)

Sensor	Parámetros				
	C	k	τ_1	τ_2	b
D1	21.261	10.924	6.603	6.013	17.583
D2	14.717	1.762	11.838	3.557	3.311
D3	26.262	10.198	19.357	3.307	6.382
V5	47.499	8.543	25.789	5.659	5.473
V6	37.851	17.343	4.780	3.071	2.338
V8	44.491	19.655	5.507	6.324	4.483

b)

Sensor	Parámetros				
	C	k	τ_1	τ_2	b
D1	21.875	8.176	7.815	5.405	2.325
D2	19.288	5.664	55.874	6.207	10.336
D3	23.105	18.210	20.350	6.724	15.359
V5	53.805	27.401	7.183	1.498	2.325
V6	43.620	17.810	0.026	4.511	1.510
V8	62.331	39.996	0.032	7.681	0.558

c)

Sensor	Parámetros				
	C	k	τ_1	τ_2	b
D1	26.732	35.367	7.723	6.739	23.668
D2	23.049	12.126	35.994	4.399	22.503
D3	37.603	20.913	76.684	6.690	1.455
V5	69.015	21.166	6.152	7.370	3.369
V6	59.181	25.137	3.709	7.370	2.090
V8	76.500	11.049	1.098	4.794	32.248

d)

Sensor	Parámetros				
	C	k	τ_1	τ_2	b
D1	37.001	4.757	6.368	5.423	14.492
D2	30.722	2.280	41.871	6.069	13.695
D3	36.967	10.315	16.382	6.873	8.630
V5	91.601	35.963	14.078	11.985	2.916
V6	80.878	13.840	13.296	5.930	8.866
V8	104.849	25.903	15.848	2.293	6.441

cercana a 1 en la gráfica de concentración predicha contra concentración real. Por otro lado, el sensor D3, en la Figuraa, muestra respuestas muy cercanas a un sensor con una película de menor espesor, ese resultado inusual puede verse reflejado en un ajuste con un bajo coeficiente de correlación en la gráfica de concentración predicha contra concentración real a comparación del sensor V6. Este comportamiento muestra que es posible predecir los valores de concentraciones del gas de Ace de un 95% a 99% de confianza usando los sensores caracterizados.

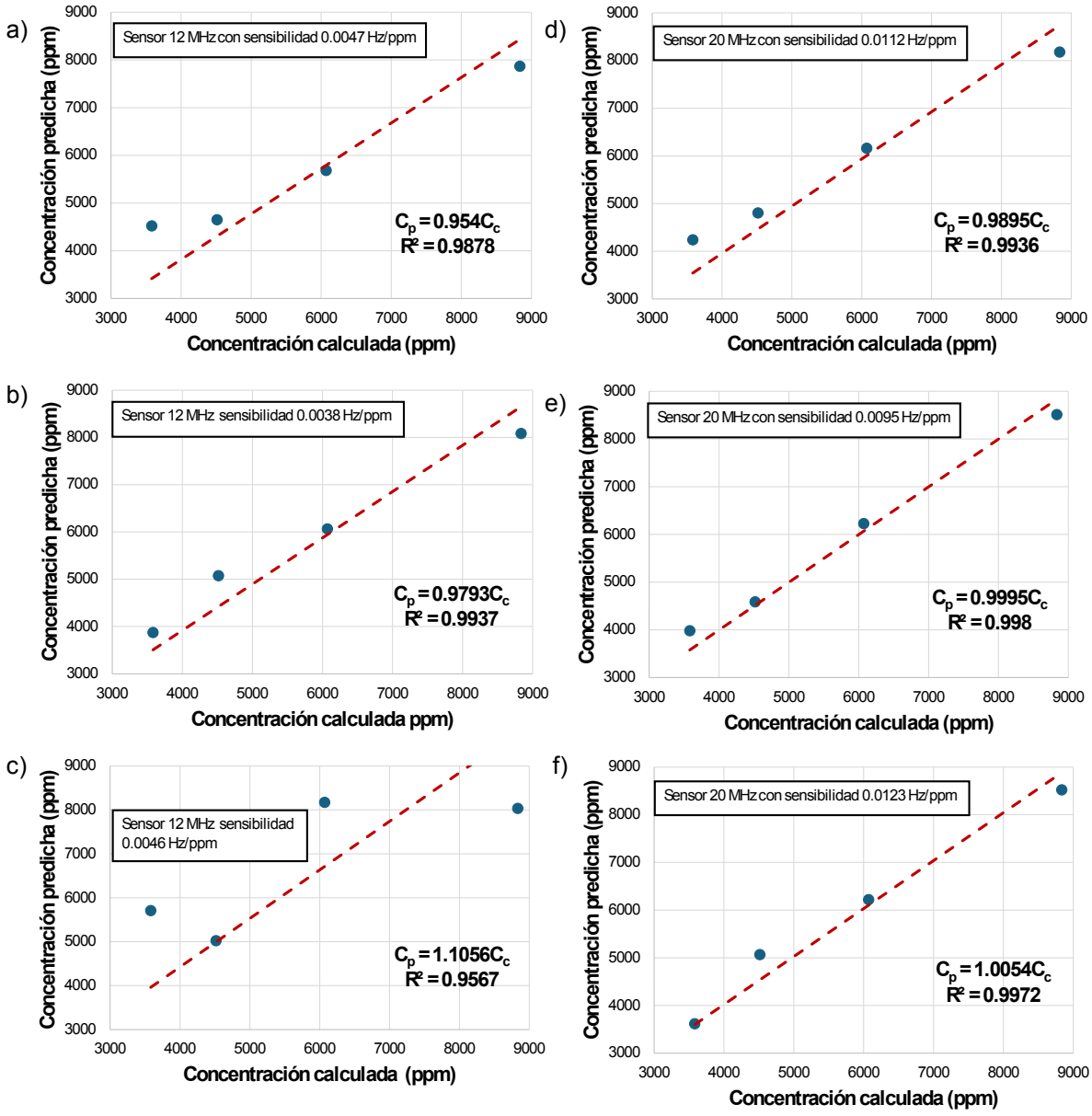


Figura 9. Concentración predicha (C_p) en función de la concentración calculada (C_c) para los sensores de 12 MHz **a)** con sensibilidad 0.0047 Hz/ppm, **b)** sensibilidad 0.0038 Hz/ppm, **c)** sensibilidad 0.0046 Hz/ppm y sensores de 20 MHz **d)** con sensibilidad 0.0112 Hz/ppm, **e)** sensibilidad 0.0095 Hz/ppm y **f)** sensibilidad 0.0123 Hz/ppm.

Utilizando los valores encontrados, se calculó el límite de detección (LOD, por sus siglas en inglés), el cual es la concentración mínima que se puede medir de manera experimental. La comparación de las concentraciones predichas con respecto a las calculadas, de manera general difiere en un 1.8%, presentando un LOD de 671 ppm, 93 ppm y 172 ppm para los sensores D1, D2, D3 con frecuencia de resonancia de 12 MHZ respectivamente. Por otro lado, el LOD para los sensores V5, V6, V8 con frecuencia de resonancia de 20 que MHz son 63 ppm, 254 ppm y 54 ppm respectivamente.

CONCLUSIONES

Usando el valor de concentración predicha por el modelo propuesto, se encontró que es posible determinar las concentraciones de Ace a las que fueron expuestos los sensores, teniendo un error de 9.4% y 4.8% para los sensores de 12 MHz y 20 MHz, respectivamente cuando son expuestos a la concentración de 8834 ppm de Ace, mientras que para la concentración de 3581 ppm se obtuvieron los errores más grandes con valores de 31.3% y 10.2% para los sensores de 12 MHz y 20 MHz, respectivamente. Se requiere realizar mas mediciones para determinar el verdadero comportamiento de la respuesta de los sensores.

Se encontró que existe un incremento de sensibilidad empleando sensores con frecuencias de 20 MHz con respecto a 12 MHz, a una razón de 3 veces de incremento para sus sensibilidades, este resultado es semejante al encontrado teóricamente.

La comparación de las concentraciones predichas con respecto a las calculadas, de manera general difiere en un 1.8%, presentando un LOD de 671 ppm, 93 ppm y 172 ppm para los sensores D1, D2, D3 con frecuencia de resonancia de 12 MHZ respectivamente. Por otro lado, el LOD para los sensores V5, V6, V8 con frecuencia de resonancia de 20 que MHz son 63 ppm, 254 ppm y 54 ppm respectivamente.

BIBLIOGRAFÍA

[1] T. Wasilewski *et al.*, “Olfactory receptor-based biosensors as potential future tools in medical diagnosis,” *TrAC Trends Anal. Chem.*, vol. 150, p. 116599, May 2022, doi: 10.1016/j.trac.2022.116599.

[2] I. Moreno, R. Caballero, R. Galán, F. Matía, and A. Jiménez, “La Nariz Electrónica: Estado del Arte,” *Rev. Iberoam. Automática E Informática Ind. RIAI*, vol. 6, no. 3, pp. 76–91, Jul. 2009, doi: 10.1016/S1697-7912(09)70267-5.

[3] E. C. Correa and P. Barreiroy, “Las narices electrónicas en el ámbito de la industria agroalimentaria,” *Aliment. Equipos Tecnol.*, vol. 24, no. 206, pp. 90–98, 2005, doi: 0212-1689.

[4] C. Sánchez, J. P. Santos, and J. Lozano, “Use of Electronic Noses for Diagnosis of Digestive and Respiratory Diseases through the Breath,” *Biosensors*, vol. 9, no. 1, p. 35, Feb. 2019, doi: 10.3390/bios9010035.

[5] K. González-León *et al.*, “Application of support vector machine technique to optical fiber biosensors for neuroprotector (IL-10) detection in serum samples of murine model,” *Opt. Laser Technol.*, vol. 186, p. 112629, Aug. 2025, doi: 10.1016/j.optlastec.2025.112629.

[6] M. A. Zalazar and F. A. Guarnieri, “MICROBALANZA DE CRISTAL DE CUARZO: DISEÑO Y SIMULACIÓN,” *Asoc. Argent. Mecánica Comput.*, vol. 28, pp. 2123–2136, Nov. 2009, doi: 2591-3522.

[7] G. Sauerbrey, “Verwendung von Schwingquarzen zur W~igung diinner Schichten und zur Mikrow~igung,” *Z. Fiir Phys.*, vol. 155, pp. 206–222, Apr. 1959, doi: 10.1007/BF01337937.

[8] M. Rodríguez-Torres, V. Altuzar, C. Mendoza-Barrera, G. Beltrán-Pérez, J. Castillo-Mixcóatl, and S. Muñoz-Aguirre, “Acetone Detection and Classification as Biomarker of Diabetes Mellitus Using a Quartz Crystal Microbalance Gas Sensor Array,” *Sensors*, vol. 23, no. 24, p. 9823, Dec. 2023, doi: 10.3390/s23249823.

[9] O. Sosa-Ramos *et al.*, “Study of the effect of relative humidity on the classification of volatile organic compounds for a quartz crystal microbalance sensors array,” *Sens. Actuators Phys.*, vol. 387, p. 116465, Jun. 2025, doi: 10.1016/j.sna.2025.116465.

[10] S. Muñoz, T. Nakamoto, and T. Moriizumi, “Study of transient response of QCM odor/gas sensors coated with calixarene LB films,” *IEEJ Trans. Sens. Micromachines*, vol. 119, no. 8–9, pp. 430–435, 1999, doi: 10.1541/ieejsmas.119.430.
[11] M. A. Moreno Acosta, “Análisis de la respuesta transitoria de sensores de gas a base de QCMen función del espesor de la película sensible,” Tesis de maestría, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, 2022.
[12] S. Muñoz-Aguirre, J. L. Muñoz-Mata, J. Castillo-Mixcóatl, and G. Beltrán-Pérez, “Medidor de Frecuencia de Alto Rendimiento,” Mexican Patent 359609
[13] A. Alassi, M. Benammar, and D. Brett, “Quartz Crystal Microbalance Electronic Interfacing Systems: A Review,” *Sensors*, vol. 17, no. 12, p. 2799, Dec. 2017, doi: 10.3390/s17122799.

CARACTERIZACIÓN REOMÉTRICA DE UN FLUIDO MAGNETO-REOLÓGICO DE CARBONILO DE HIERRO EN EL FLUJO DE POISEUILLE

Arturo F. Méndez Sánchez[1], Carlos P. Ortiz Lara, Edith Cortez Martínez, Emilio Ruiz Betanzos

Instituto Politécnico Nacional
afmendezs@ipn.mx

RESUMEN

Los fluidos magneto-reológicos están compuestos de un fluido base no magnético usualmente un medio de aceite en donde se dispersan partículas magnéticas. Estos fluidos tienen la propiedad de incrementar su viscosidad de manera abrupta en función de la intensidad de campo magnético a la que son sometidos. Esto es debido a la formación de cadenas inducidas en la dirección del campo magnético, pero una vez que el campo magnético es removido la viscosidad del fluido se restablece a su estado inicial. Se estudian este tipo de fluidos debido al interés de entender el origen de los fenómenos e inestabilidades de flujo que aparecen en este tipo de suspensiones. En este trabajo se presentan resultados experimentales de un fluido magneto-reológico constituido de partículas de carbonilo de hierro en glicerina al 10% en concentración. Se determinaron las curvas de flujo correspondientes cuando se aplica un campo magnético paralelo a la dirección de flujo. Los resultados obtenidos muestran la presencia del fenómeno de deslizamiento que favorece el flujo de la suspensión en función de la intensidad del campo magnético lo que se atribuye a la estructuración de cadenas de partículas en la dirección del flujo.

INTRODUCCIÓN

Los materiales inteligentes o activos son materiales que tiene la habilidad de cambiar sus propiedades físicas ante la presencia de un estímulo externo y este cambio es reversible cuando se elimina este estimulo. Debido a estas propiedades, existe interés en utilizarlos como sensores, actuadores, o ambos. En la actualidad existen diseños y prototipos innovadores en diversas aplicaciones tecnológicas de gran impacto [1, 2]. Los materiales inteligentes están clasificados en: materiales piezoeléctricos, que son cerámicos policristalinos sensibles al acoplamiento no lineal entre la respuesta mecánica y la eléctrica; aleaciones de memoria, que son materiales deformados plásticamente debido a la presencia de un esfuerzo externo; materiales magneto y electro sensitivos, substancias o materiales que pueden deformarse bajo la presencia de un campo externo y su deformación depende de la magnitud del campo aplicado o las suspensiones que pueden incrementar su viscosidad y su esfuerzo de cedencia en función del campo eléctrico o magnético aplicado.

Particularmente, los fluidos magneto-reológicos están constituidos de dos fases una fase líquida usualmente un fluido newtoniano y una fase dispersa de partículas magnetizables, debido a su capacidad de cambiar su viscosidad en presencia de un campo magnético, estos fluidos han tenido gran interés de aplicación pues han sido considerados inicialmente para su uso en diseños como en amortiguadores, frenos y cluth, pero actualmente se ha propuesto su uso en válvulas, bombas de control, juntas artificiales, soportes de motor, propagación de sonido, así como en el uso de espumas magneto-reológicas y elastómeros [3, 4]. Esto ha permitido profundizar en estudios donde se han analizado diferentes maneras de agregación de las fases dispersas en el medio de manera normal o invertida y de estructuras más complejas.

En este trabajo se reportan experimentos del flujo de un fluido magneto-reológico constituido de partículas de carbonilo de hierro en glicerina al 10% en concentración, utilizando la geometría de Poiseuille con la finalidad de entender la dinámica que se genera durante el flujo de estas suspensiones magneto activas en campos magnéticos paralelos a la dirección de flujo. Es de mencionar que la mayoría de los estudios realizados en estas suspensiones analizan condiciones

de flujo con campos magnéticos perpendiculares a la dirección de flujo de los fluidos en donde se analizan las inestabilidades de flujo que aparecen en este tipo de suspensiones.

TEORÍA

Fluidos magneto-reológicos

Los fluidos magneto-reológicos están constituidos de dos fases, una fase líquida y una fase dispersa de partículas sólidas magnetizables cuyo tamaño varía desde partículas micrométricas hasta nanométricas. Una de las características de este tipo de fluidos es que cambian su viscosidad y su esfuerzo de cedencia de manera repentina cuando se aplica un campo magnético externo perpendicular al flujo. Este comportamiento es resultado de la formación de cadenas de partículas alineadas en la dirección del campo magnético. Los fluidos magneto-reológicos presentan un comportamiento newtoniano bajo flujo en ausencia de campos magnéticos perpendiculares al flujo, pero bajo la presencia de un campo magnético, el comportamiento observado es de un fluido de Binghan [5]. No obstante, existen otros comportamientos no newtonianos observados, por lo que diversos modelos que se utilizan para determinar el comportamiento observado en ellos [6]. En la figura 1 se presenta la curva de esfuerzo ($\boldsymbol{\tau}$) y rapidez de deformación ($\dot{\boldsymbol{\gamma}}$), donde se ilustran los comportamientos reológicos de este tipo de fluidos.

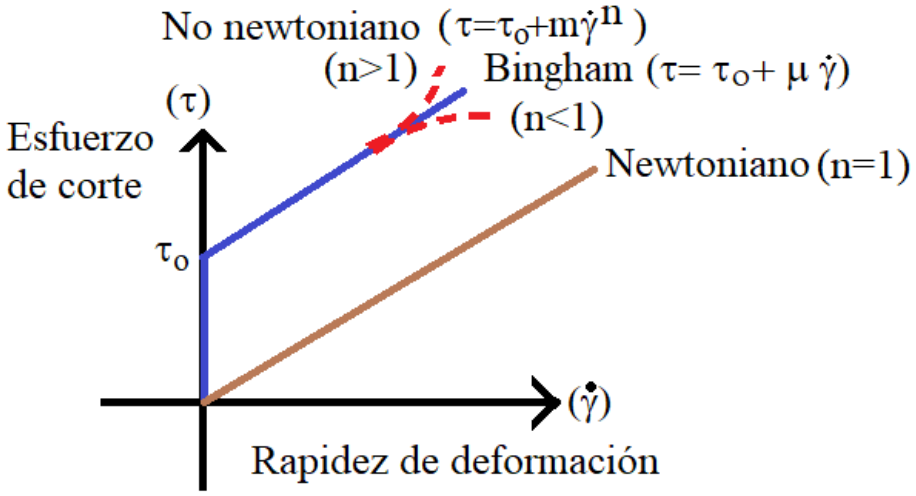


Figura 1. Comportamiento reológico observado en los fluidos magneto-reológicos. Se observa un comportamiento newtoniano ($\boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\mu\dot{\gamma}}$) en ausencia de un campo magnético externo, mientras que los otros comportamientos ilustrados (Bingham $\boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\tau_o} + \boldsymbol{\mu\dot{\gamma}}$, no newtoniano $\boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\tau_o} + \boldsymbol{m\dot{\gamma}^n}$)se observan en la presencia de un campo magnético perpendicular al flujo y cuyo comportamiento es reversible al remover el campo aplicado.

La formación de las estructuras y cadenas bajo flujo da lugar a un comportamiento anisotrópico, por lo que se han observado diversas inestabilidades de flujo, como el deslizamiento y flujo repentino. Cabe mencionar que la mayoría de los estudios se han realizado en geometrías rotacionales, como cono y plato y placas paralelas [7]. Mientras que investigaciones realizadas en el flujo de Poiseuille que es el flujo que se genera mediante un gradiente de presión son escasos, A F. Méndez et al [8], analizan la aparición de instabilidades de flujo, como el flujo repentino y la presencia de oscilaciones en rapidez de deformación para un fluido magneto-reológico de carbonilo de hierro en glicerina en el flujo de Poiseuille donde controlan el esfuerzo aplicado a partir de un gradiente de presión aplicando campos magnéticos perpendiculares a la dirección de flujo.

Y. Pappas y D. J. Klingenberg [9] simularon el flujo de una suspensión magneto-reológica en el plano de Poiseuille considerando fuerzas magnéticas entre partículas usando una aproximación en límite

del punto dipolar, paredes magnetizables y no magnetizables. Ellos encontraron que la condición de deslizamiento en la frontera no logra capturar un comportamiento del tipo Bingham, y muestran el desarrollo de microestructuras lamelares gruesas orientadas en la dirección del flujo. En contraste, la condición de no deslizamiento en la frontera reproduce el comportamiento de Bingham y la formación de agregados lamelares finos en la microestructura.

Flujo de Poiseuille

El flujo de Poiseuille consiste en hacer pasar un fluido que proviene de un recipiente de tamaño h, a un capilar de diámetro D con la restricción h/D≥15, empleando un gradiente de presión constante en la entrada del capilar (véase figura 2). El flujo en capilares está dividido en 3 regiones: la región de entrada (1), la región viscométrica (2) y la región de salida (3). Usualmente se minimizan las regiones 1 y 3 para que los efectos de estas zonas puedan ser despreciados y sea predominante la región viscométrica.

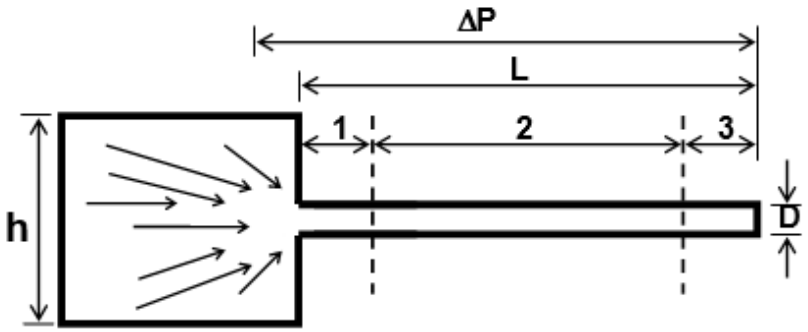


Figura 2. Flujo de Poiseuille, regiones del flujo: entrada (1), viscométrica (2) y región de salida (3). ∆P corresponde al gradiente de presión, h es la altura del contenedor de fluido, L es la longitud del capilar y D es su diámetro.

Para la determinación de las curvas de esfuerzo y rapidez de deformación, se evalúan las expresiones determinadas por las ecuaciones (1) y (2). Expresiones que pueden encontrarse deducidas en la literatura [10],

$$\dot{\gamma}_w = \frac{4Q}{\pi R^3} \tag{1}$$

$$\tau_w = \frac{\Delta P}{2\left(\frac{L}{R}\right)} \tag{2}$$

En este caso, L y R corresponden a los parámetros geométricos del capilar y Q es el gasto volumétrico.

PARTE EXPERIMENTAL

El equipo utilizado fue un viscosímetro de capilar a presión constante, que consta de un recipiente contenedor presurizado que alimenta el fluido hacia un segundo un depósito que se mantiene a presión constante. El fluido se mueve desde este contenedor de altura h=0.055m a través de un capilar de vidrio y se recolecta el gasto volumétrico (Q). Los parámetros geométricos del capilar utilizado son L =0.1085m y D = 0.002m. La presión (∆P) entre los extremos del capilar fue medido usando un transductor de presión diferencial Valydine. En la figura 3 se ilustran un dibujo del dispositivo. Las mediciones se realizaron a una temperatura de T=22°C. Se variaron las presiones del capilar (∆P) y se midió el gasto volumétrico (Q) correspondiente para trazar la curva de flujo que se genera sin el campo magnético.

Después, se aplicó el campo magnético en la dirección paralela al flujo, y se volvió a variar la presión en el capilar y se midió en cada caso el gasto volumétrico. Con estos valores se determinaron las

curvas de flujo en presencia del campo magnético. El fluido utilizado es de partículas de carbonilo de hierro a una concentración del 10% en glicerina como fluido base.

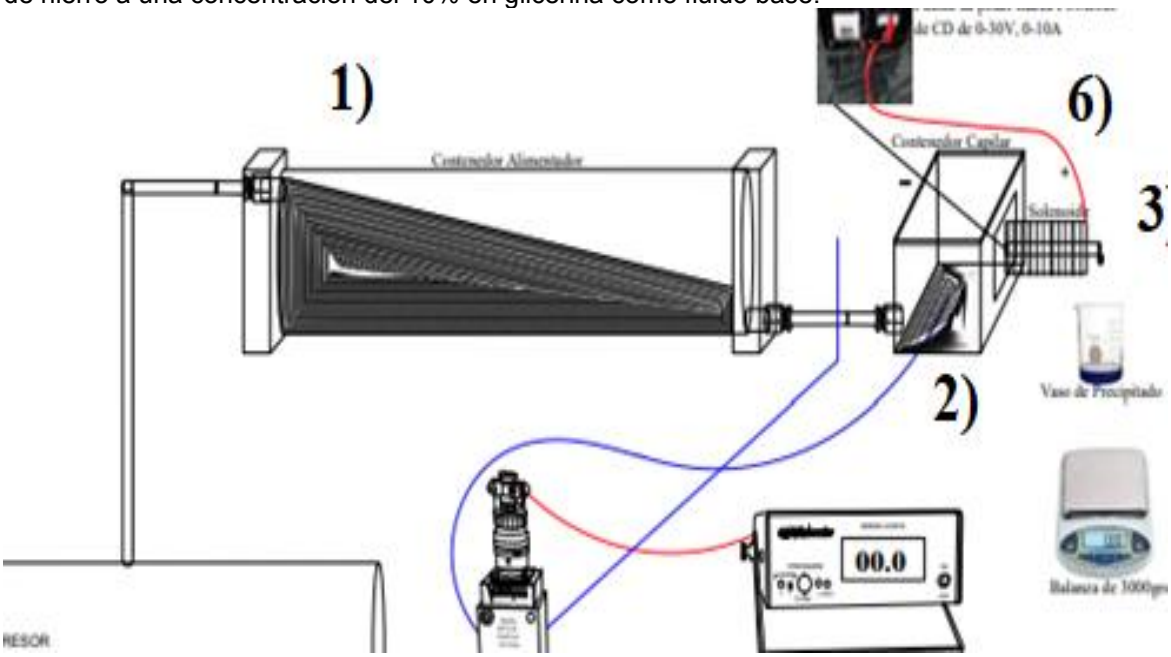


Figura 3. Reómetro de capilar, componentes: 1) recipiente alimentador presurizado, 2) recipiente contenedor, 3) capilar de vidrio, 4) transductor de presión diferencial, 5) colector de fluido 6) solenoide generador de campo y 7) indicador de lectura de presión.

El sistema de generación de campo magnético consiste de un solenoide construido y adaptado al reómetro de capilar cuya longitud es de Ls=0.083m y consta de 594 vueltas, con un radio de a=0.009m. A éste se le acopló una fuente de poder marca Powerbes de corriente directa de 30V y 10A. La distribución del campo magnético que genera el solenoide en el capilar se calculó empleando la expresión dada en (3).

$$\boldsymbol{B(x)} = \frac{\boldsymbol{\mu_o i N}}{\boldsymbol{2L_s}}\left(\frac{\frac{\boldsymbol{L_s}}{\boldsymbol{2}}-\boldsymbol{x}}{\sqrt{\left(\frac{\boldsymbol{L_s}}{\boldsymbol{2}}-\boldsymbol{x}\right)^2+\boldsymbol{a^2}}}+\frac{\frac{\boldsymbol{L_s}}{\boldsymbol{2}}+\boldsymbol{x}}{\sqrt{\left(\frac{\boldsymbol{L_s}}{\boldsymbol{2}}+\boldsymbol{x}\right)^2+\boldsymbol{a^2}}}\right) \quad (3)$$

RESULTADOS

En la figura 4 se muestran la curva de flujo para el fluido con partícula de 4 micras en una concentración de 5% de partículas de carbonilo para 3 corridas diferentes. Puede verse que al someterla a flujo existe un cambio drástico en dichas curvas, en la primera corrida un comportamiento no newtoniano adelgazante, mientras que para las otras corridas se tiene un comportamiento newtoniano. Esto es resultado del trabajo mecánico que se hace en el fluido por lo que esto es evidencia de efectos de tixotropía, que desaparece a partir de la segunda corrida. Este comportamiento tixotrópico se atribuye a que inicialmente el carbonilo está formando agregados probablemente debido a cargas electrostáticas, pero una vez que está en flujo se rompen estas estructuras por lo que le comportamiento deja de ser no newtoniano y se comporta como un fluido newtoniano.

También en esta gráfica se incluyen las ecuaciones constitutivas obtenidas a partir de cada curva de flujo. Se concluye que a partir de la segunda corrida el comportamiento en flujo ya no cambia y es reproducible por lo que la conformación estructural del fluido se mantiene. Esto permitió establecer un protocolo de experimentación de los fluidos magneto-reológicos que consistió en realizar al menos dos corridas de flujo antes de aplicar el campo magnético.

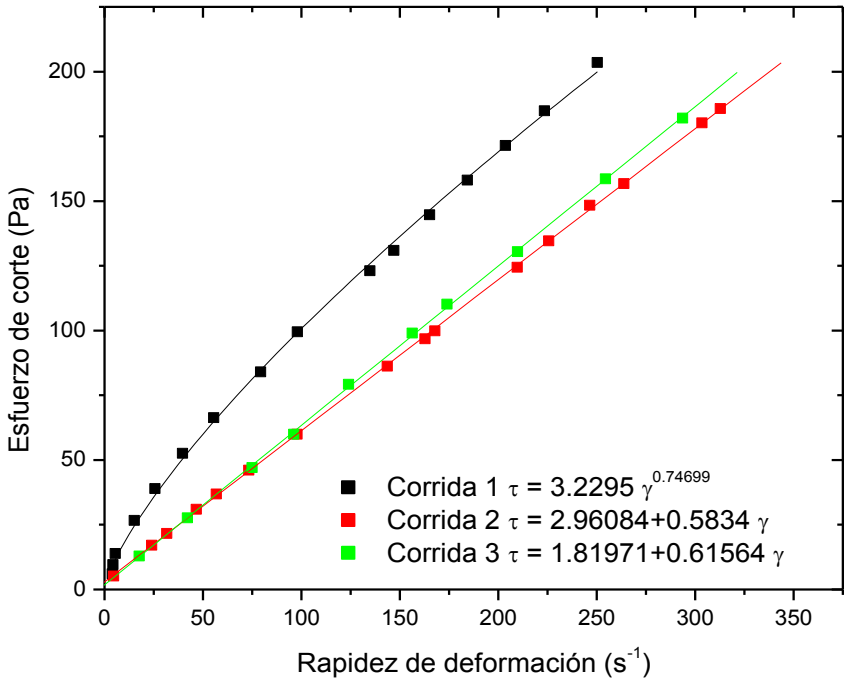


Figura 4. Curva de flujo que identifica la necesidad de realización de trabajo mecánico. Después de la segunda corrida la curva de flujo es reproducible y presenta el comportamiento newtoniano característico.

En la Figura 5, se muestran las curvas de flujo obtenidas para el fluido magneto-reológico. Estas curvas fueron obtenidas a distintas intensidades de campo magnético. Como puede verse, el comportamiento observado es newtoniano a intensidades de campo magnético menores a B=25mT, por lo que carece de esfuerzo de cedencia. Mientras que a valores mayores a B=25mT, las curvas de flujo muestran un comportamiento de fluido de Bingham caracterizado por un esfuerzo de cedencia y además se muestra un aumento del gasto volumétrico en función del campo magnético. Este resultado es anómalo ya que contrastan con las observaciones experimentales obtenidas en flujos donde el campo magnético es perpendicular a la dirección de flujo. Pues normalmente se observa un comportamiento no newtoniano y la aparición de un esfuerzo de cedencia. Además, se puede ver que la pendiente de las curvas de flujo disminuye conforme se incrementa el campo magnético, excepto en la curva donde B=25mT pues ahí el valor de la pendiente se incrementa lo que indica la aparición de algún otro fenómeno.

El significado físico de la pendiente corresponde al coeficiente de viscosidad. Por lo que estos resultados indican una disminución de la viscosidad conforme se incrementa el campo magnético. Este resultado es inesperado respecto a lo observado en experimentos donde el campo de flujo es perpendicular al campo magnético pues la viscosidad se incrementa y muestra un comportamiento no newtoniano adelgazante. Esto sugiere que se está induciendo la formación de cadenas de partículas en la dirección del flujo lo que genera el incremento en el gasto volumétrico en función del campo magnético. Esta dependencia observada es conocida como fenómeno de deslizamiento y en este caso no podemos determinar si se trata de un deslizamiento real de la violación de la condición de no deslizamiento en la frontera o aparente por la formación de una capa de fluido lubricante. Sin embargo, este resultado está en acuerdo parcial con las simulaciones obtenidas por Y. Pappas y D. J. Klingenberg [9] donde consideraron una suspensión magneto-reológica en el plano de Poiseuille y encontraron que usando una condición de deslizamiento en la frontera no logra capturar un

comportamiento del tipo Bingham, y muestran el desarrollo de microestructuras lamelares gruesas orientadas en la dirección del flujo.

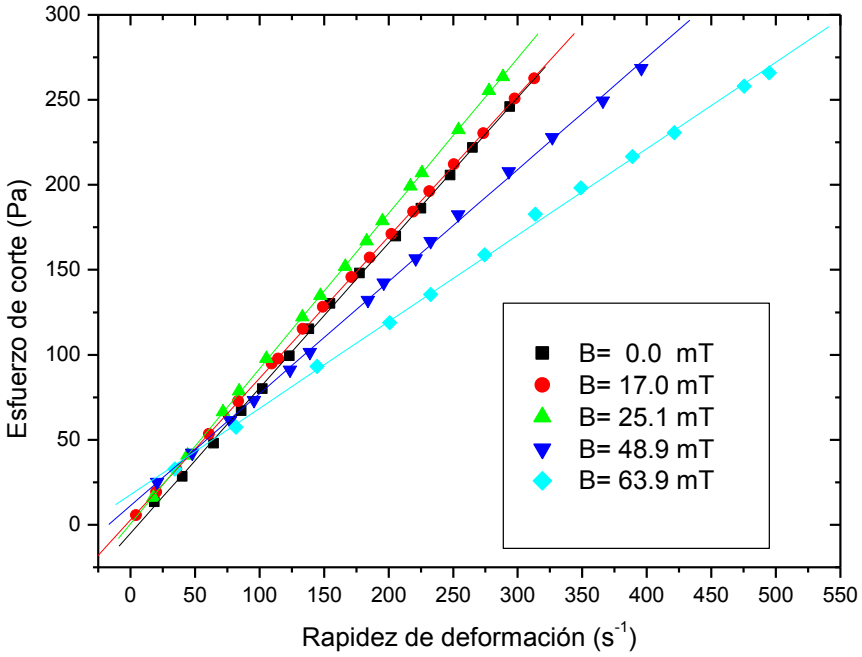


Figura 5 Curvas de flujo para una suspensión magneto sensitiva de partículas de carbonilo de hierro al 10%. Se muestra una disminución de la viscosidad conforme se incrementa el campo magnético aplicado en la dirección del flujo.

La excepción cuando la curva de flujo presenta un incremento en su pendiente para B=25mT, identifica la aparición de una ventana en campo magnético donde se presenta la formación de una estructura más compleja, lo que sugiere una mayor interacción magnética entre las partículas formando agregados. Pero no tenemos algún método para tratar de elucidar el tipo de estructura que se forma, aunque se podrían emplear técnicas de ultrasonido para esto. Adicionalmente, a partir de este valor de campo magnético, el comportamiento observado en las curvas de flujo corresponde a un fluido de Bingham con un esfuerzo de cedencia como ya se mencionó. En la tabla 1, se presentan las ecuaciones constitutivas correspondientes a las curvas de flujo donde se muestra evidencia del coeficiente de viscosidad que disminuye conforme se incrementa el campo magnético y el incremento de viscosidad que da lugar al cambio en la suspensión donde se considera la formación de una estructura más compleja de partículas de carbonilo. Asimismo, se muestra la ordenada al origen que corresponde al esfuerzo de cedencia, pero como puede verse este valor es muy pequeño a valores menores a B=25.14 mT por lo que no se considera un esfuerzo de cedencia real, como ocurre a valores mayores a este campo donde se muestra un incremento marcado en este esfuerzo de cedencia.

Tabla 1. Ecuaciones constitutivas obtenidas en función del campo magnético aplicado.

Campo magnético (mT)	Ecuación de ajuste	Coeficiente de viscosidad (Pa s)	Esfuerzo inicial (Pa)
0	$\tau_w = -4.986 + 0.854 * \dot{\gamma}_w$	0.854	-4.986

17.0	$\boldsymbol{\tau_w = 2.958 + 0.832 * \dot{\gamma}_w}$	0.832	2.958
25.14*	$\boldsymbol{\tau_w = 0.6128 + 0.913 * \dot{\gamma}_w}$	0.913	0.6128
48.9	$\boldsymbol{\tau_w = 11.26 + 0.659 * \dot{\gamma}_w}$	0.659	11.26
63.9	$\boldsymbol{\tau_w = 17.703 + 0.508 * \dot{\gamma}_w}$	0.508	17.703

CONCLUSIONES

En este trabajo se estudió fluido magneto-reológico constituido de partículas de carbonilo de hierro al 10% en concentración en glicerina. Se utilizó el flujo de Poiseuille en este estudio, que es generado mediante un gradiente de presión.

Se determinaron las curvas de flujo correspondientes a diferentes intensidades de campo magnético externo aplicado en la dirección del flujo del fluido y se observó la presencia del fenómeno de deslizamiento evidenciado por un incremento del gasto volumétrico lo que se atribuye a la alineación de cadenas de partículas en la dirección del flujo del fluido. El comportamiento reológico mostró de inicio un comportamiento newtoniano seguido de un comportamiento de Bingham a partir de un valor de campo magnético en donde se sugiere la formación de estructuras más complejas al incrementarse el campo magnético.

BIBLIOGRAFÍA

1. O. López García, Carnicero López A., Ruiz Pablos R., “Los materiales inteligentes I/II, introducción a los materiales del siglo XXI,” anales de mecánica y electricidad, 2003, pp. 40-46.
2. J. F. Legrand, “Morfology and structure of polymer elecrets and ferroelectric polymers,” IEEE trans. Electrical insolation, vol. 28, No. 3, 1993, pp. 336-343.
3. J. D. Vicente, Klingenberg D.J., Hidalgo-Alvarez R., “Magnetorheological fluids: a review”, SoftMatter 7, 2011, pp. 3701–3710.
4. S.W. Charles, “The Preparation of Magnetic Fluids”, Odenbach, S. (editor) Ferrofluids. Lecture Notes in Physics, vol 594. Springer, Berlin, Heidelberg. https://doi.org/10.1007/3-540-45646-5_1, 2002.
5. A.B. Shorey, Kordonski WI, Gorodkin SR, Jacobs SD, Gans RF, Kwong KM, Farny CH, “Design and testing of a new magnetometer,” Review of scientific instruments, No. 70, 1999, pp.: 4200-4206.
6. S. T. Lim, Cho M.S., Jang I.B., Choi H. J., “Magnetorheological characterization of carbonyl iron based suspension stabilized by fumed silica,” J. of Magnetism and Magnetic Materials No. 282, 2004, pp.:170-173.
7. H. M. Laun, Kormann C, Willenbacher N, “Rheometry on magnetorheological (MR) fluids I. steady shear flow in stationary magnetic fields,” Rheol. Acta No. 35, 1996, pp.:417-432s.
8. A. Méndez, Pérez L, Rivera I and Paniagua A, “Instabilities in the Poiseuille Flow of a magnetorheological carbonyl-iron suspension,” IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 792, 2017.
9. Y. Pappas, Klingenberg D.J., “Simulations of magnetorheological suspensions in Poiseuille flow,” Rheol. Acta, No. 45, 2006, pp.:621-629.
10. C. W. Macosko, “Rheology Principles, Measurements, and Applications,” Wiley-VCH, 1a Edición, Estados Unidos de América, 1994.

SENSOR ÓPTICO DE GASES BASADO EN ÁTOMOS DE DOS NIVELES ACOPLADOS POR TRANSFERENCIA DE ENERGÍA RESONANTE: UNA APROXIMACIÓN TEÓRICA Y DISCUSIÓN SOBRE SU IMPLEMENTACIÓN EXPERIMENTAL

Oscar Domínguez Barreto, Lizeth Martínez Ayala, Hilario Martines Arano, Jhovani Enrique Bornacelli Camargo

Escuela Superior de Tepeji del Río, Universidad Autónoma del Estado de Hidalgo, Avenida del Maestro 41, Noxtongo, Tepeji del Río de Ocampo 42855, Hidalgo, Mexico.
Jhovani_bornacelli@uaeh.edu.mx, jhbornacelli@gmail.com

RESUMEN

En la actualidad es de gran interés la innovación en sistemas de detección hipersensible de gases contaminantes dadas sus potenciales aplicaciones en diversas áreas para monitoreo eficiente de procesos industriales y contaminación ambiental. En este sentido los sistemas de sensado óptico prometen tener un mayor impacto por su alta eficiencia en comparación por ejemplo con sistemas de sensado resistivo, y además son de relativamente fácil implementación usando la tecnología láser y sistemas nanoscopicos[1,2]. En este trabajo, se propone un sistema de detección que consiste en una cadena de nano-emisores modelados como átomos de dos niveles en interacción mediante transferencia de energía resonante tipo Föster el cual es un mecanismo de acoplamiento dipolo-dipolo no radiativo. Para analizar el sistema propuesto se implementa un modelo teórico simplificado con solo tres emisores acoplados como se ilustra en la Figura 1.

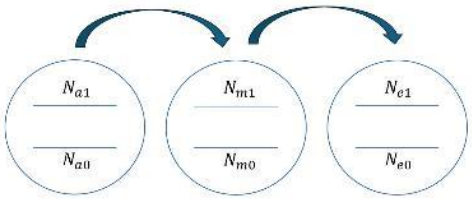


Figura 1. Átomos de dos niveles acoplados

Uno de los átomos en los extremos se considera el absorbedor de fotones, y el del otro extremo un emisor de fotones, mientras que el emisor de en medio está acoplado a los dos extremos por transferencia de energía resonante. Se plantean las ecuaciones que describen las tasas de transición por absorción y emisión de fotones entre niveles de energía ($\frac{dN_{a0}}{dt}, \frac{dN_{a1}}{dt}, \frac{dN_{m0}}{dt}, \frac{dN_{m0}}{dt}, \frac{dN_{e1}}{dt}, \frac{dN_{e0}}{dt}$). El sistema de ecuaciones describe la variación de la población de los niveles de energía en función de la irradiancia de excitación, distancia entre emisores, y tasas de absorción y emisión. En el modelo se considera que las tasas de transición por transferencia de energía de los emisores dependen de la presencia de gases oxidantes o reductores que interactúan con el sistema de átomos de dos niveles modificando niveles de saturación y tasas de excitación y emisión del sistema de sensado propuesto.

Los resultados del modelo indican que bajo la presencia de gases oxidantes la población de los estados excitados del átomo emisor, N_{e1}, aumenta con la irradiancia de excitación, mientras que bajo la presencia de gases oxidantes la población del estado N_{e1}disminuye. Estos cambios en la población de los estados excitados incrementan o disminuyen las tasas de emisión espontanea o intensidad de fluorescencia, y pueden ser usados como un método de sensado óptico para gases contaminantes. Por último, se propone una implementación experimental de este sistema usando nano-emisores como puntos cuánticos de silicio, excitación láser en el UV y espectroscopía óptica.

INTRODUCCIÓN

La contaminación del aire es actualmente un grave problema ambiental que cobra anualmente más de 4 millones de muertes prematuras. Muchos de estos gases contaminantes son incoloros e inodoros, y no pueden detectarse con los sentidos humanos. En la actualidad existe investigación constante a nivel mundial en la búsqueda y/o optimización de sensores químicos o físicos para la detección eficiente y ultrasensible de contaminantes en aire y agua. En particular, la ciudad de México y muchas otras zonas industriales en México, como la región Tula-Tepeji, padecen de contaminación en cuerpos de agua y aire, productos de desechos por combustibles fósiles, y descargas de productos y subproductos industriales a fuentes de agua naturales.

En este sentido, los sensores de gases se han venido desarrollando en diversas áreas de investigación. Muchas industrias, como la farmacéutica, ingeniería médica, diagnóstico clínico, seguridad pública, e industrias para el monitoreo de alimentos, usan sensores de gas en sus procesos. En este sentido los sistemas de sensado óptico prometen tener un mayor impacto por su alta eficiencia en comparación por ejemplo con sistemas de sensado resistivo, y además son de relativamente fácil implementación usando la tecnología láser y sistemas nanoscopicos[1,2]. Los principales gases contaminantes que se estudian en el desarrollo de sensores son el monóxido de carbono (CO), dióxido de carbono (CO_2), dióxido de nitrógeno (NO_2), sulfuro de hidrógeno, cloro (Cl_2), entre otros, debido a su presencia creciente en ambientes urbanos debido a la polución, sobrepoblación, e industrialización[3]. Los sensores procesan una señal de entrada de origen físico, químico o biológico, usando señales eléctricas, ópticas, acústicas, etc. Y se diseñan con diferentes características dependiendo de su aplicación, como dimensión, poder de sensado, nivel de selectividad, movilidad del dispositivo, entre otras. Se han utilizado diversos materiales para desarrollar sensores de gas como metales (Ag, Pt, Pd, etc.), semiconductores (Si, GaAs, ZnS, etc), compuestos iónicos (CaF2, Ag2S, etc), y polímeros (Poliuretano, Nafion, etc). Existen en la actualidad aun muchas desventajas con los sensores de gas hechos con estos materiales, como baja selectividad, exposición tóxica, y la interferencia con la detección de otros gases en escenarios más complejos. Para mejorar el desempeño de sensores de gas, en los últimos años se han estado realizando investigaciones dirigidas a incorporar nanomateriales en su diseño y funcionamiento. Los nanomateriales tienen una alta razón superficie-volumen que aumentaría la interacción del material con el gas modificando las propiedades físicas o químicas de la nanoestructura, lo cual mejora la sensibilidad y selectividad del sensado[4-6].

En este trabajo se propone estudiar la viabilidad de implementar un sensor óptico compuesto de nano-emisores acoplados por transferencia de energía resonantes para sensado de gases contaminantes reductores u oxidantes. El sistema de detección consiste en una cadena de nano-emisores modelados como átomos de dos niveles en interacción mediante transferencia de energía resonante tipo Föster el cual es un mecanismo de acoplamiento dipolo-dipolo no radiativo[7].
En el modelo se plantean las ecuaciones que describen las tasas de excitación y absorción de los niveles de energía de los nano-emisores y se introducen las condiciones de acoplamiento entre los niveles mediante transferencia de energía resonante. Se analizan como varían la población del átomo emisor en función de la irradiancia de excitación del sistema. Finalmente se discuten las posibilidades de realización experimental del sensor óptico usando puntos cuánticos de Si.

TEORÍA

En la Figura 1 se muestra el esquema de niveles de energía de los tres átomos acoplados por FRET. Las tasas de excitación y absorción son las siguientes:

$$\frac{dN_{a0}}{dt} = -\frac{\sigma_a I}{\hbar\omega} N_{a0} + \Gamma N_{a1} \quad (1)$$

$$\frac{dN_{a1}}{dt} = \frac{\sigma_a I}{\hbar\omega} N_{a0} - \gamma N_{a1} - \Gamma N_{a1} \quad (2)$$

$$\frac{dN_{m0}}{dt} = \Gamma N_{m1} - \frac{\sigma_a I}{\hbar\omega} N_{m0} \quad (3)$$

$$\frac{dN_{m1}}{dt} = -\Gamma N_{m1} - \gamma N_{m1} + \frac{\sigma_a I}{\hbar\omega} N_{m0} \quad (4)$$

$$\frac{dN_{e0}}{dt} = \Gamma N_{e1} - \frac{\sigma_a I}{\hbar\omega} N_{e0} \quad (5)$$

$$\frac{dN_{e1}}{dt} = \gamma N_{m1} - \Gamma N_{e1} + \frac{\sigma_a I}{\hbar\omega} N_{e0} \quad (6)$$

Donde I es la irradiancia de excitación, y ω es la frecuencia angular de la luz. Se asume en estas ecuaciones que los átomos de dos niveles son idénticos, de tal manera que todos tienen las mismas seccione transversales de absorción, σ_a, y las mismas tasas de decaimiento Γ. La tasa de trasferencia de energía resonante es γ, y su valor dependerá de la distancia entre emisores y de la presencia de gases oxidantes o reductores. Las ecuaciones que describen el acoplamiento entre emisores son las siguientes:

$$N_{a0} + N_{a1} - xN_{a1} = N_a \quad (7)$$

$$N_{m0} + N_{m1} + xN_{a1} = N_m \quad (8)$$

$$N_{e0} + N_{e1} + xN_{e1} = N_e \quad (9)$$

Donde

$$x = \frac{\gamma}{\Gamma + \gamma} \quad (9)$$

Es el factor de acoplamiento normalizado a la tasa de desexcitación total ($\Gamma + \gamma$) entre emisores, con $x \leq 1$.

Bajo condiciones de equilibrio, podemos asumir que $\frac{dN_{a0}}{dt} = \frac{dN_{a1}}{dt} = \frac{dN_{m0}}{dt} = \frac{dN_{m1}}{dt} = \frac{dN_{e0}}{dt} = \frac{dN_{e1}}{dt} = 0$. De manera que podemos resolver el sistema de ecuaciones (1) a (9) para encontrar la población de cada estado en función de la irradiancia. Las soluciones son las siguientes:

$$\frac{N_{a0}}{N_a}(I,\gamma) = \frac{(\Gamma\hbar\omega/\sigma_a I)}{(\Gamma\hbar\omega/\sigma_a I) + \frac{\Gamma}{\Gamma+\gamma}} \quad (10)$$

$$\frac{N_{a1}}{N_a}(I,\gamma) = \frac{\Gamma+\gamma}{\Gamma} - \frac{(\Gamma\hbar\omega/\sigma_a I)}{(\Gamma\hbar\omega/\sigma_a I)\left(\frac{\Gamma}{\Gamma+\gamma}\right) + \left(\frac{\Gamma}{\Gamma+\gamma}\right)^2} \quad (11)$$

$$\frac{N_{m0}}{N_m}(I,\gamma) = \frac{\frac{\Gamma-\gamma}{\Gamma} - \frac{\frac{\gamma}{\Gamma+\gamma}(\Gamma\hbar\omega/\sigma_a I)}{(\Gamma\hbar\omega/\sigma_a I)\left(\frac{\Gamma}{\Gamma+\gamma}\right) + \left(\frac{\Gamma}{\Gamma+\gamma}\right)^2}}{1 + \frac{\sigma_a I}{\hbar\omega\Gamma}} \quad (12)$$

$$\frac{N_{m1}}{N_m}(I,\gamma)=\frac{\sigma_a I}{\hbar\omega\Gamma}\;\frac{\frac{\Gamma-\gamma}{\Gamma}-\frac{\frac{\gamma}{\Gamma+\gamma}(\Gamma\hbar\omega/\sigma_a I)}{(\Gamma\hbar\omega/\sigma_a I)\left(\frac{\Gamma}{\Gamma+\gamma}\right)+\left(\frac{\Gamma}{\Gamma+\gamma}\right)^2}}{1+\frac{\sigma_a I}{\hbar\omega\Gamma}} \tag{13}$$

$$\frac{N_{e0}}{N_e}(I,\gamma)=\frac{1}{\left[1+\frac{\left(1+\frac{\gamma}{\Gamma+\gamma}\right)\sigma_a I}{\hbar\omega\Gamma}\right]} \tag{14}$$

$$\frac{N_{e1}}{N_e}(I,\gamma)=\frac{\sigma_a I}{\hbar\omega\Gamma}\frac{1}{\left[1+\frac{\left(1+\frac{\gamma}{\Gamma+\gamma}\right)\sigma_a I}{\hbar\omega\Gamma}\right]} \tag{15}$$

De acuerdo con estudios reportados en la literatura los gases oxidantes tales como NO, NO_2, y O_3 pueden capturar electrones de un emisor, como los puntos cuánticos semiconductores. Por otro lado, la interacción de gases reductores con puntos cuánticos permite la transferencia de electrones de las moléculas del gas al emisor[2]. Por lo tanto, es razonable asumir que como consecuencia de estos procesos de transferencia de carga eléctrica se modifiquen las tasas de transición por transferencia de energía resonante. En este trabajo se considera que γ aumenta si los nano-emisores están en contacto con un gas reductor, y por el contrario γ disminuye si están en contacto con un gas oxidante.

RESULTADOS

Para evaluar las propiedades de sensado del sistema físico propuesto obtenemos la respuesta de los nano-emisores analizando las ecuaciones (14) y (15) que corresponden a la población del átomo emisor, N_e. En la Figura 2 y 3 se muestran los resultados numéricos para el caso en el que consideramos que los nano-emisores interactúan con un gas oxidante.

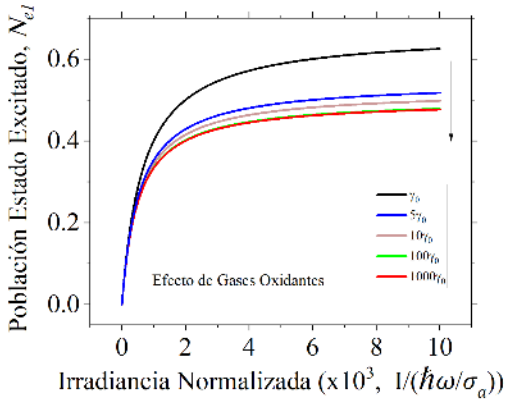


Figura 2. Población del estado excitado del átomo emisor en función de la irradiancia de excitación normalizada, para el caso en el cual el sistema está en contacto con un gas oxidante.

De la Figura 2 vemos que la población del estado excitado incrementa con la irradiancia de excitación hasta alcanzar un valor de saturación, donde la población del estado no aumenta más. La curva negra es la curva de referencia a partir de la cual, para un valor de $\gamma=\Gamma=\gamma_0$, para el que asumimos que no hay interacción con ningún gas. A partir de este valor aumentamos el valor de γ, que es el

caso para el cual los nano-emisores están en contacto con un gas oxidante. Como resultado se observa en la Figura 2 que la población del estado excitado a altas irradiancias disminuye. La consecuencia de esto es que la intensidad de emisión por fotoluminiscencia del sistema disminuirá. Por otro lado, para el caso del estado base vemos que su población disminuye en general en función de la irradiancia. Sin embargo, las variaciones al aumentar el valor de γ, son menos notables en comparación con la población del estado excitado.

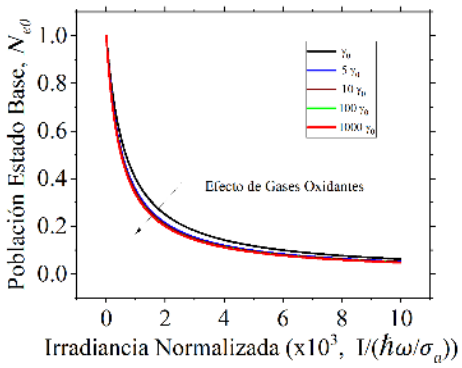


Figura 3. Población del estado base del átomo emisor en función de la irradiancia de excitación normalizada, para el caso en el cual el sistema está en contacto con un gas oxidante.

En la Figura 3 se ha graficado el nivel de saturación del estado excitado en función del valor de γ en términos de γ_0. Las variaciones están comprendidas desde 0.6 hasta mínimo 0.48 para la población del estado excitado. Esto significa que el sensor es capaz de detectar variaciones en la concentración del gas oxidante de hasta un 20%.

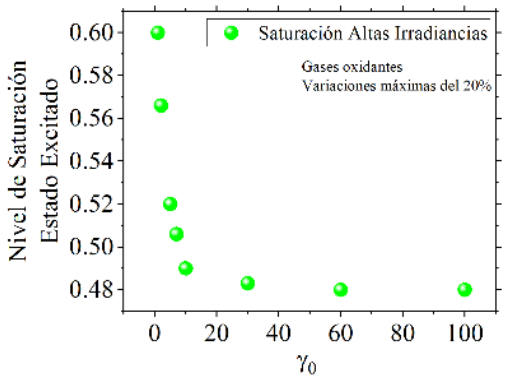


Figura 4. Población máxima (nivel de saturación) del estado excitado del átomo emisor en función de γ, para el caso en el cual el sistema está en contacto con un gas oxidante.

En las Figuras 5 y 6 se ha repetido el cálculo de la población del estado excitado y base en función de la irradiancia, pero ahora disminuyendo el parámetro γ, lo cual corresponde a la situación en la cual los átomos de dos niveles están en contacto con un gas reductor.

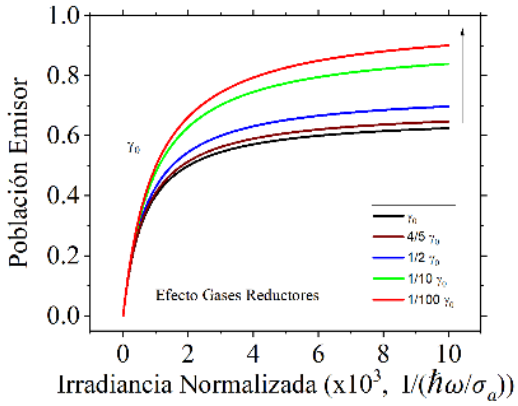


Figura 5. Población del estado excitado del átomo emisor en función de la irradiancia de excitación normalizada, para el caso en el cual el sistema está en contacto con un gas reductor.

Nuevamente podemos notar que la población del estado excitado aumenta con la irradiancia. Al disminuir el parámetro $\boldsymbol{\gamma}$, que sería el efecto de la presencia del gas reductor, el nivel máximo de la población del estado excitado aumenta. Para el caso del estado base en la Figura 6, podemos observar que la población del estado base disminuye más rápidamente en el caso de menores valores del parámetro $\boldsymbol{\gamma}$. Sin embargo, similar al resultado de la Figura 3, las variaciones con $\boldsymbol{\gamma}$ son pequeñas, en comparación a las observadas para el estado excitado

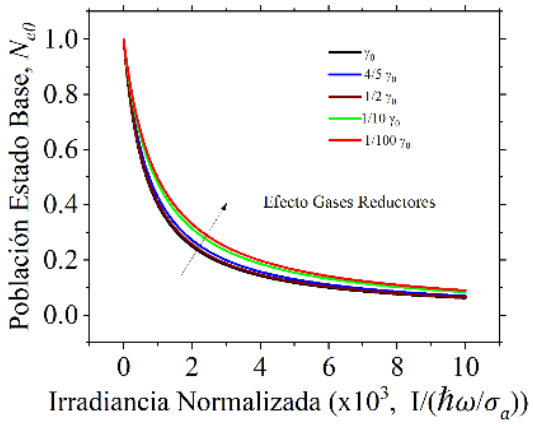


Figura 6. Población del estado base del átomo emisor en función de la irradiancia de excitación normalizada, para el caso en el cual el sistema está en contacto con un gas reductor.

En la Figura 7 se ha graficado la población del estado excitado máxima obtenida de los resultados en la Figura 5 en función del parámetro $\boldsymbol{\gamma}$ en términos de $\boldsymbol{\gamma_0}$. La población del estado excitado cambia desde 0.9 hasta 0.60 dependiendo del valor de $\boldsymbol{\gamma}$. Esto implica que el sistema sería capaza de medir variaciones en la concentración del gas reductor de hasta el 50 %.

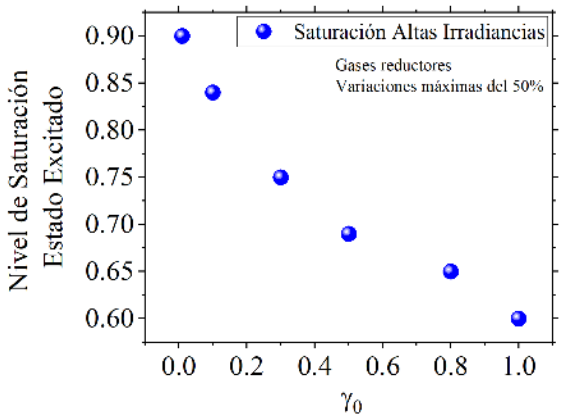


Figura 7. Población máxima (nivel de saturación) del estado excitado del átomo emisor en función de $\boldsymbol{\gamma}$, para el caso en el cual el sistema está en contacto con un gas oxidante.

DISCUCIÓN SOBRE POSIBILIDADES DE IMPLEMENTACIÓN EXPERIMENTAL

Un sistema de emisores para posible implementación de un sensor de gas óptico sería uno compuesto de puntos cuánticos semiconductores. Analizaremos en este trabajo el caso de puntos cuánticos de Si (Si-QDs) embebidos en sílice por implantación de iones. Para esto se bombardea un blanco de sílice de alta pureza con iones de Si a una energía de 2 MeV usando un Acelerador Pelletron tipo Tandem en el Instituto de Física de la UNAM. Posteriormente la muestra se calienta en un horno a 1100°C bajo atmosfera reductora de 50%H_2 y 50% N_2. Para más detalles sobre la síntesis de este sistema con Si-QDs ver referencias previas a este trabajo[8,9]. La implantación de iones, y un posterior tratamiento térmico, permiten obtener un sistema de nano-emisores de Si con tamaños menores a los 10 nm y embebidos dentro de una matriz de sílice amorfa de alta pureza. El espectro de fotoluminiscencia tiene un pico de emisión en 730 nm, y tiempos de vida de emisión del orden de microsegundos, como se puede ver en los gráficos de la Figura 8. Este sistema de nano-emisores tiene una sección transversal de absorción de $\boldsymbol{\sigma_a \approx 12 \times 10^{-16}\ cm^2}$. A partir de estos datos y los resultados en las Figuras 2 y 5, podemos estimar que la irradiancia mínima para observar variaciones en los estados excitados en función de la presencia de gases oxidantes o reductores es de 35 GW/cm^2. La irradiancia para alcanzar los niveles de saturación en las Figuras 2 y 5 debe ser de 170 GW/cm^2.

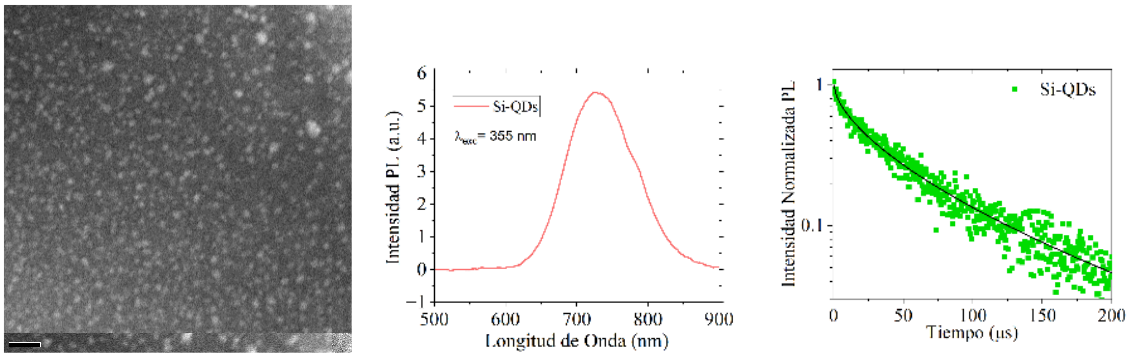


Figura 8. Izquierda: micrografía TEM de puntos cuánticos de Si embebidos en una matriz de SiO_2. Centro: Espectro de fotoluminiscencia de Si-QDs. Derecha: Fotoluminiscencia resuelta en el tiempo.

Estos valores de irradiancias se pueden alcanzar con el uso de láseres de picosegundo o femtosegundo, de tal manera que la energía térmica depositada por el láser no cause ablación en los nano-emisores. En la Figura 9 se muestra un esquema de la implementación experimental del sensor óptico. La muestra con Si-QDs es devastada mecánicamente en la superficie para que los

puntos cuánticos queden cerca de la superficie de la sílice. Primero se realizan las mediciones para obtener la intensidad de fotoluminiscencia y tiempos de vida de emisión sin presencia de gas (o solo en presencia de aire). Posteriormente, dentro de una cámara transparente se inserta el gas que vaya a sensar, y se excita la muestra con luz láser desde afuera. La emisión por fotoluminiscencia, o los tiempos de vida de emisión, deben aumentar o disminuir, dependiendo del tipo de gas de sensado y su concentración en la cámara.

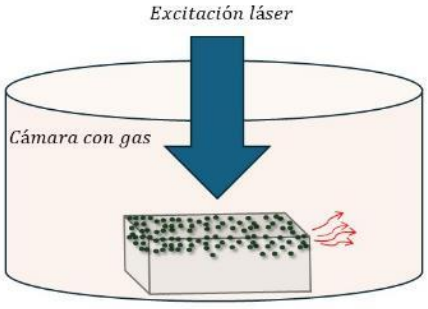


Figura 9. Esquema que ilustra el uso de Si-QDs embebidos en sílice por implantación de iones como sensor óptico de gases.

CONCLUSIONES

Se desarrolló un modelo de seis niveles de energía para examinar la viabilidad de implementar un sensor de gases óptico acoplando emisores mediante transferencia de energía. El modelo planteado muestra que es posible obtener variaciones de entre el 20 y 50% en la población de estados excitados bajo la presencia de gases oxidantes o reductores, respectivamente. Puntos cuánticos de Si embebidos en dieléctricos podrían usarse como sistemas de sensado óptico bajo excitación a altas irradiancias de entre 35-170 GW/cm^2. A partir del modelo teórico desarrollado, se propone entonces examinar experimentalmente las variaciones en intensidad o tiempo de vida de fotoluminiscencia en función de la irradiancia láser, y el tipo de gas a sensar, reductor u oxidante, así como su concentración.

BIBLIOGRAFÍA

1. Mirzaei, A et al., Resistive-Based Gas Sensors Using Quantum Dots: A Review, Sensors, Vol. 22, 2022, 4369.
2. Suntijitrungruang, O., et al., Simulation of the sensing mechanism in quantum dot gas sensor by quantum light harvesting approach, Frontier in Chemistry, Vol. 10, 2022.
3. Panigrahi, P.K., et al., Recent Advances in Nanostructured Materials for Application as Gas Sensors, ACS Omega (2023).
4. Ra, H.. et al., Fabrication of ZnO nanowires using nanoscale spacer lithography for gas sensors, Small 4 (2008) 1105–1109.
5. Yao, Y. et al., Nanoparticle-Sensitized WO3 Hollow Nanosphere for Localized Surface Plasmon Enhanced Gas Sensors, ACS Appl Mater Interfaces 8 (2016) 18165–18172.
6. Su, D.S. et al, Ultrasensitive and Selective Gas Sensor Based on a Channel Plasmonic Structure with an Enormous Hot Spot Region, ACS Sens 4 (2019) 2900–2907.
7. Robert M Clegg,"Fluorescence resonance energy transfer", Current Opinion in Biotechnology, Vol.6, 1995, pp.103-110.
8. Bornacelli, J. at al., Improving Passivation Process of Silicon Nanocrystals Embedded in SiO_2 Using Metal Ion Implantation, Journal of Nanotechnology, Vol. 2013, 736478, 2013.
9. Bornacelli, J. et al., Coupling Effects and Ultrafast Third-Order Nonlinear Optical Behavior in Ion-Implanted Silicon Quantum Dots and Platinum Nanoclusters, Optical Materials, Vol. 97, 109388, 2019.

DISEÑO Y CARACTERIZACIÓN DE UN SENSOR PARA DETECCIÓN DE MICROPLÁSTICOS EN ESTADO ACUOSO

Valencia-Martínez María José[1], Rodríguez-Sevilla Erika[2], Monzón Hernández David[2]

[1] Universidad Iberoamericana León, Blvd. Jorge Vértiz Campero1640, Col. Cañada de Alfaro, León Guanajuato.[2] Centro de Investigaciones en Óptica A.C., Loma del Bosque 115, Lomas del Campestre 37150. León, Guanajuato.
erika.rodriguez@cio.mx; valencia.mmj1@gmail.com

RESUMEN

La contaminación por microplásticos principalmente en cuerpos de agua, suelos e incluso su presencia en aire, se ha convertido en un tema de creciente interés para la comunidad científica, ya que al acumularse generan daños en los ecosistemas que repercuten en problemas de salud. En este trabajo se desarrollan sensores basados en estructuras plasmónicas tridimensionales flexibles para la detección y filtración de microplásticos, por ejemplo: polietileno (PET), polivinilo (PV) y polimetilmetacrilato (PMMA) con tamaños de partícula que van desde 25 nm a 250 nm. Utilizando una red plasmónica 3D a base de nanocelulosa, nanopartículas metálicas y capas autoensambladas de grafeno oxidado (GO), optimizando su capacidad de detección mediante espectroscopía de ultravioleta visible (UV-vis) y Espectroscopía Raman mejorada por superficie (SERS). Los resultados obtenidos por UV-vis mostraron una banda de absorción centrada en 530 nm cuya absorción cambia en función de la concentración en un intervalo lineal de 10 a 80 % en volumen. Los resultados en SERS permiten la identificación del compuesto impregnado en la membrana plasmónica para los dos tamaños de partícula estudiados evidenciando la capacidad de adsorción del sensor y su mejora en la amplificación de señal lo que demuestra que la plataforma desarrollada permitirá la detección ultrasensible de microplásticos en medios acuosos y su potencial aplicación en sistemas de monitoreo ambiental y detección de contaminantes emergentes.

INTRODUCCIÓN

Uno de los contaminantes emergentes de mayor interés científico son los microplásticos, pequeñas partículas de tamaño variado menor a 5 milímetros. Las principales fuentes de emisión de contaminantes emergentes pueden encontrarse en alcantarillados públicos, hospitales, desechos de origen doméstico, agrícola e industrial. En consecuencia, estos contaminantes han sido detectados en ecosistemas acuáticos, suelos, aire y alimentos, generando preocupación por su persistencia, movilidad y potencial bioacumulativo[1]. El transporte de microplásticos no se limita a cuerpos de agua ya que pueden dispersarse también por el aire, llegando a zonas agrícolas. Diversos estudios han evidenciado la presencia de microplásticos incluso en ecosistemas urbanos densamente poblados[2,3]. En México, se ha detectado la presencia de microplásticos como contaminantes, principalmente en las zonas costeras, tanto del pacifico como la península de Yucatán y Veracruz[4]. Por ello, los microplásticos no solo representan un riesgo ambiental, sino también un riesgo emergente para la salud pública[3].

En años recientes, se han estudiado también tecnologías ópticas basadas en la medición simultanea de reflexión especular y transmisión de luz láser para identificar microplásticos transparentes o translúcidos, como el tereftalato de polietileno (PET) y el polietileno de baja densidad (LDPE), en cuerpos de agua dulce, el PET es un heteropolímero termoplástico, cuya estructura se compone de cadenas alifáticas y anillos aromáticos que determinan su maleabilidad, lo cual, su estado natural le confiere transparencia y resistencia mecánica, por lo que se utiliza ampliamente en envases y textiles[5]. Por su parte el LDPE se compone de una cadena lineal de unidades repetitivas etileno, ramificada en varios puntos, este polímero termoplástico es empleado comúnmente en envoltorios y bolsas por su flexibilidad y transparencia en forma de película delgada[6]. Otro polímero termoplástico de características similares como la alta transparencia es el polimetilmetacrilato (PMMA), este se produce de forma sintética partir de la polimerización de monómeros de metacrilato de metilo[7].

El desarrollo de sensores ópticos de alta sensibilidad ha cobrado relevancia en el monitoreo de microplásticos, particularmente, en los sensores basados en membranas plasmónicas, pues han demostrado ser altamente efectivos para la detección rápida y confiable de microplásticos en medios acuosos. Wu y colaboradores[1], propusieron una plataforma flexible basada en una membrana funcionalizada con nanomateriales que permite la captura y detección de microplásticos de tamaño micrométrico y submicrométrico en muestras de agua de lago. La identificación de microplásticos en matrices ambientales representa un reto debido a su tamaño reducido, composición variada y la presencia de interferentes químicos de origen orgánicos e inorgánicos. Entre las técnicas analíticas más utilizadas se encuentran la espectroscopía infrarroja por transformada de Fourier (FTIR) y la espectroscopía Raman. Estas metodologías permiten identificar los compuestos químicos que constituyen una muestra, a pesar de que algunas moléculas tiene una respuesta baja al análisis vibracional, es posible diseñar sustratos que amplifiquen dicha respuesta y generen sistemas de identificación o detección ultrasensible[1].

La espectroscopia Raman mejorada por superficie (SERS, por sus siglas en inglés) he emergido como una herramienta analítica que permite una amplificación significativa de la señal Raman mediante el uso de sustratos nanoestructurados rígidos o flexibles[8] lo que permite realizar análisis in situ (acoplándose a plataformas portátiles), libre de etiquetas y con buenos parámetros analíticos[9,10]. En este trabajo proponemos el desarrollo de una plataforma de adsorción flexible, integrando nanocelulosa y grafeno oxidado, con afinidad superficial de los microplásticos como el polimetilmetacrilato (PMMA) con la membrana propuesta para su identificación mediante espectroscopia Raman.

PARTE EXPERIMENTAL

Fabricación del sensor BC/GO.
Para fabricar el sustrato SERS flexible, se emplearon 5 piezas de nanocelulosa bacteriana (BC) de 2.5 cm X 2.5 cm, en agua desionizada, se incrementa la temperatura a 90 °C para la remoción de sustancias que conservan la celulosa. Una vez limpia, las piezas de celulosa se colocan en una solución de grafeno a 35 µg/mL, a 90 °C por 1.5 horas. Finalmente se realizan lavados por triplicado con agua desionizada para remover el exceso de material no adherido a las fibras y las piezas se dejan secar a temperatura ambiente. Una vez secas, se perforan círculos de 6 mm de diámetro, que son utilizados como sensor.

Preparación de la muestra.
Se prepara una mezcla de microesferas de polimetilmetacrilato (PMMA) en agua. Posteriormente se prepararon diluciones consecutivas en un intervalo de 10 a 100 % en volumen. Como prueba de concepto, se utilizó un tamaño de partícula de PMMA de 250 nm. Una alícuota de 0.2 mL de cada dilución fue depositada sobre el sensor para su impregnación y se dejaron secar a temperatura ambiente.

Caracterización con UV-Vis.
La Espectroscopia de Ultravioleta visible (UV-Vis), se emplea para evaluar en cambio en las propiedades ópticas del sensor fabricado. Los espectros de absorción fueron obtenidos usando un espectrofotómetro Synergy H1, BioTek (Winooski, Vermont, USA).

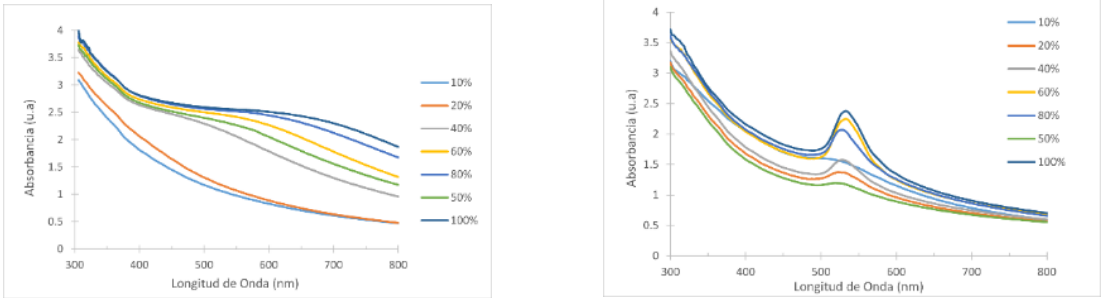
Caracterización por Microscopía Electrónica de Barrido (SEM)
Las imágenes de SEM fueron obtenidas a una distancia de trabajo de 4 mm y un voltaje de 1kV, usando un microscopio electrónico de barrido de emisión de campo de alta resolución, JEOL-JSM-7800F (Akishima, Tokio, Japón).
Caracterización con Raman.
Los espectros Raman y SERS, fueron adquiridos utilizando un espectrómetro Raman compacto de doble longitud de onda Cora 5001 de Anton Paar, utilizando un láser de 785 nm, con 450 mW de potencia, en un intervalo de 100 cm^{-1} a 2300 cm^{-1}.

RESULTADOS

La detección de microplásticos mediante el uso de membranas es una alternativa para el análisis de muestras liquidas. La celulosa bacteriana funcionalizada con grafeno oxidado (BC/GO) ofrece una alternativa plausible para la identificación y remoción de microplásticos en muestras de agua.

En espectroscopia UV-Vis, ciertos grupos funcionales presentes en polímeros como el polimetilmetacrilato (PMMA) pueden mostrar transiciones electrónicas características. Particularmente el grupo carbonilo (C=O) en la estructura del PMMA puede identificarse por generar una banda de absorbancia asociada a transiciones electrónicas de tipo π-π* en la región del ultravioleta cercano[11]. Se obtuvieron espectros de absorción de UV-Vis del PMMA en solución para diferentes concentraciones, ver Figura 1a). Para la identificación de los microplásticos sobre la membrana de sensado, una pieza de BC/GO de 6 mm de diámetro, se colocó en un volumen de 0.2 mL de la dilución de PMMA para concentraciones de 10 a 100 % en volumen. una vez transcurrida la impregnación, se obtuvieron los espectros de absorción para cada sensor, ver Figura 1b), en ella se observa un incremento de la absorción entre 500 nm y 600 nm, en función de la concentración de PMMA. La Figura 1c) muestra la morfología obtenida para las fibras de celulosa impregnadas por grafeno a una amplificación de X25,000.

a) b)



c)

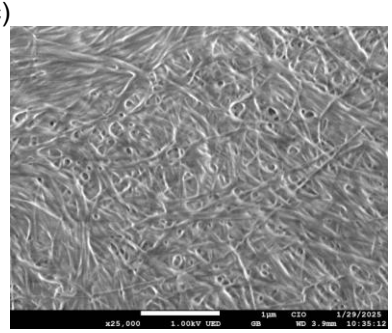


Figura 1.Caracterización de las muestras de PMMA mediante UV-Vis en **a)** solución coloidal, **b)** impregnado en la membrana de nanocelulosa bacteriana (BC) y grafeno oxidado (GO), **c)** microscopia electrónica de barrido para la membrana de BC/GO.

La caracterización mediante espectroscopia Raman, se realizó para las membranas en cada una de las etapas experimentales. La Figura 2a), muestra el espectro Raman para celulosa bacteriana (BC) y celulosa con grafeno (BC/GO). Para las diferentes concentraciones de PMMA con tamaños de partícula de 250 nm, se observa el espectro Raman típico de PMMA, ver Figura 2b), sin embargo, la respuesta vibracional puede relacionarse con la concentración del polímero en la dilución analizada. Con esta prueba de concepto, se demuestra que para plásticos con tamaño 250 nm, una membrana fabricada conjugando la celulosa y grafeno oxidado, puede actuar como material adsorbente en que se impregnan las partículas de PMMA, lo que ofrecería una alternativa para la remoción e identificación de microplásticos en agua.

a) b)

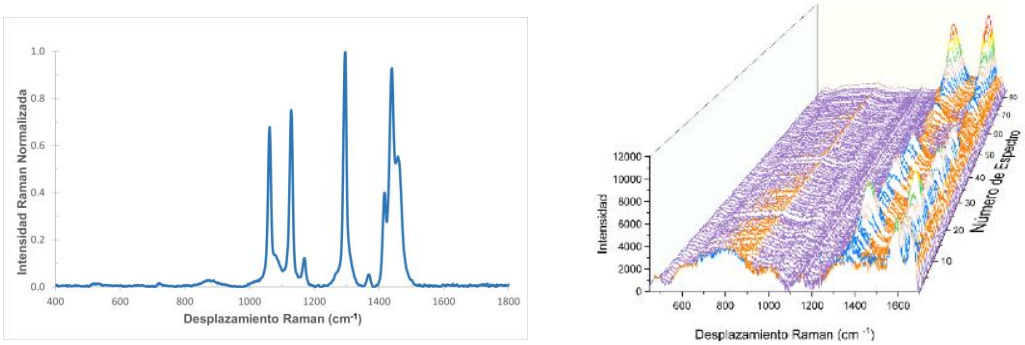


Figura 2. Caracterización por espectroscopia Raman para **a)** nanocelulosa bacteriana funcionalizada con grafeno oxidado (BC/GO). **b)** Mapeo Raman de BC/GO impregnada con PMMA en agua con concentración de 60% v/v.

CONCLUSIONES

Los resultados obtenidos evidencian que la membrana basada en celulosa bacteriana funcionalizada con grafeno oxidado (BC/GO) presenta potencial para la detección de microplásticos en medios acuosos. La implementación de técnicas como la espectroscopia Raman permiten la identificación de microplásticos, como el polimetilmetacrilato con tamaño de partícula de 250 nm, en muestras acuosas a concentraciones reducidas. Estos resultados respaldan el uso confiable del sensor para detección y monitoreo de contaminantes ambientales, ofreciendo un avance prometedor hacia el desarrollo de tecnologías más eficientes para detección y posible remoción de microplásticos en ecosistemas acuáticos.

BIBLIOGRAFÍA

1. Wu, Z., Janssen, S. E., Tate, M. T., Wei, H. & Qin, M. Adaptable Plasmonic Membrane Sensors for Fast and Reliable Detection of Trace Low-Micrometer Microplastics in Lake Water. *Environ. Sci. Technol.* 58, 20172–20180 (2024).
2. Yadav, H., Sethulekshmi, S. & Shriwastav, A. Estimation of microplastic exposure via the composite sampling of drinking water, respirable air, and cooked food from Mumbai, India. *Environ. Res.* 214, 113735 (2022).
3. Rezaei, M. *et al.* Microplastics in agricultural soils from a semi-arid region and their transport by wind erosion. *Environ. Res.* 212, 113213 (2022).
4. Moreno-Rodríguez, B. M., González-Moreno, H. R., Loya-Escalante, M. T. & Henández-Morales, G. Microplastics research in Mexico (2015-2024) in aquatic and terrestrial ecosystems: a summary of locations, media, characterization methods and findings. *J. Nat. Agric. Sci.* (2024) doi:10.35429/JNAS.2024.11.28.1.12.
5. Amanna, R., Mahal, Z., Vieira, E. C. S., Samavi, M. & Rakshit, S. K. Plastics: Toward a Circular Bioeconomy. in *Biomass, Biofuels, Biochemicals* 781–811 (Elsevier, 2021). doi:10.1016/B978-0-12-821878-5.00027-1.
6. Speight, J. G. Monomers, Polymers, and Plastics. in *Handbook of Industrial Hydrocarbon Processes* 499–537 (Elsevier, 2011). doi:10.1016/B978-0-7506-8632-7.10014-3.
7. Ramanathan, S. *et al.* Poly(methyl methacrylate) in Orthopedics: Strategies, Challenges, and Prospects in Bone Tissue Engineering. *Polymers* 16, 367 (2024).
8. Rodríguez-Sevilla, E., Álvarez-Martínez, J. U., Castro-Beltrán, R. & Morales-Narváez, E. Flexible 3D Plasmonic Web Enables Remote Surface Enhanced Raman Spectroscopy. *Adv. Sci.* 11, 2402192 (2024).
9. Lv, L. *et al.* In situ surface-enhanced Raman spectroscopy for detecting microplastics and nanoplastics in aquatic environments. *Sci. Total Environ.* 728, 138449 (2020).

10. Xu, G. *et al.* Surface-Enhanced Raman Spectroscopy Facilitates the Detection of Microplastics <1 μm in the Environment. *Environ. Sci. Technol.* 54, 15594–15603 (2020).
11. Kaliramna, S., Dhayal, S. S. & Kumar, N. Fabrication of PMMA thin film and its optical and photocatalytic activity. *Mater. Today Proc.* 69, 42–46 (2022).

APLICACIÓN DE LA IDENTIDAD DE CHEBYSHEV PARA EL ESTUDIO DE LAS PROPIEDADES DE TRANSPORTE EN UN MODELO DE KRONIG-PENNEY 1D

Gabino Corona Patricio, Jesús Iván Mejía Navarro, Antonio Bejarano Contreras y José Luis García Vidales

Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo
gabino.corona@umich.mx

RESUMEN

El modelo de Kronig-Penney es uno de los modelos más importantes que permite el estudio del comportamiento de los electrones en sistemas periódicos, propiedades que también tienen los sistemas bidimensionales y tridimensionales. Existen varias técnicas para obtener las propiedades de transporte, por ejemplo, el teorema de Bloch, matrices de transferencia, series de Fourier, etc. En este trabajo se estudia un modelo de Kronig-Penney 1D que consiste en un potencial formado por N barreras deltiformes idénticas y equiespaciadas. La técnica que adoptamos en este trabajo es el método de matrices de transferencia, esta consiste en lo siguiente: para cada barrera se tiene una matriz que contiene la información de la transmisión, y se puede construir una matriz que contenga la información de todas las matrices. El reto es calcular esta matriz total, por la complejidad de este tipo de modelos, rara vez se puede obtener una expresión analítica. Sin embargo, las matrices para este modelo poseen propiedades específicas que satisfacen un teorema para multiplicar N matrices: el teorema de Chebyshev. Con la matriz total, se pueden calcular las propiedades de la transmisión, recuperando la estructura de bandas que caracteriza a los modelos periódicos (Ashcroft & Mermin, 1976).

INTRODUCCIÓN

Los fenómenos de transporte de modelos cuánticos pueden volverse muy difíciles de estudiar analíticamente por la complejidad de la ecuación de Schrödinger correspondiente. Sin embargo, existen modelos que facilitan el manejo de las ecuaciones diferenciales sin sacrificar la esencia de las propiedades que se desean obtener, de entre estos están los modelos unidimensionales como el modelo de enlace fuerte, el modelo de Anderson, el modelo de Kronig-Penney 1D, etc. Cada uno de estos modelos se ha construido con un objetivo, por ejemplo, el modelo de Anderson se construyó para estudiar los efectos del desorden en las propiedades de los autoestados electrónicos mientras que el de Kronig-Penney para el estudio de las energías permitidas y los autoestados (Griffiths, 2005).

Si la ecuación diferencial no puede resolverse analíticamente, se pueden usar técnicas de perturbación y revisar los casos límites. Los métodos numéricos son bastante útiles para visualizar resultados, sin embargo, se requiere de un soporte teórico que permita explicar lo que se obtiene numéricamente. De allí la importancia de obtener expresiones analíticas.

Para estudiar modelo de Kronig-Penney 1D, gracias a su periodicidad, se tienen varias técnicas: Teorema de Bloch, Desarrollo en series de Fourier, matrices de transferencia, etc. Cada una de estas técnicas revela una propiedad de los autoestados. Del teorema de Bloch se obtiene que los autoestados son ondas planas moduladas por la periodicidad de la red y del desarrollo de series de Fourier o matrices de transferencia, se obtiene una ecuación de dispersión para las energías permitidas de los autoestados, las matrices de transferencia brindan información sobre el coeficiente de transmisión.

El método de matrices de transferencia es una herramienta poderosa porque es compatible con la realización de programas numéricos iterativos. Una desventaja de las matrices de transferencia es que para estudiar el efecto de todas las barreras se debe realizar un producto de muchas matrices, probablemente distintas, y no siempre es posible obtener expresiones analíticas, limitando el

método, al análisis numérico. Las matrices de transferencia del modelo de Kronig-Penney poseen propiedades que satisfacen el teorema de Chebyshev, facilitando el cálculo analítico de la matriz producto (Kittel, 2004).

MODELO DE KRONIG-PENNEY 1D PROPUESTO

El modelo de Kronig-Penney 1D propuesto consiste en un electrón que incide de izquierda a derecha e interactúa con una sucesión de $\boldsymbol{N}$ iones idénticos equiespaciados modelados por barreras de potencial deltiformes como se muestra en la figura 1.

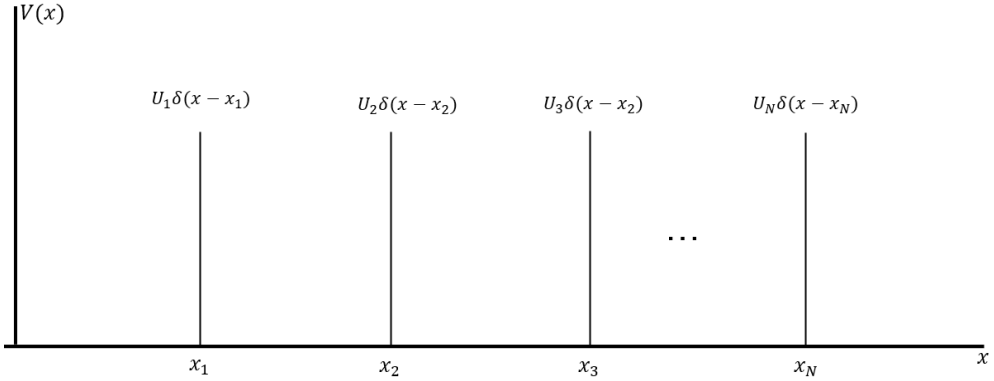


Figura 1. Cada barrera representa el potencial de una molécula o ion. Este es un modelo ideal en el que las barreras están equiespaciadas una distancia a, con $x_n = na$.

La ecuación de Schrödinger correspondiente a este modelo está dada por

$$\frac{-\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{\hbar^2}{2ma}\sum_{n=1}^{N} U(x - x_n) = E\psi \qquad (1)$$

Para cualquier región entre las barreras, la solución de la ecuación de Schrödinger es una superposición de ondas planas

$$\psi(x) = Ae^{ikx} + Be^{-ikx} \qquad (2)$$

Las amplitudes $\boldsymbol{A}$ y $\boldsymbol{B}$ contienen información de la probabilidad de transmisión y reflexión a través de la barrera inmediata. ¿Cómo relacionar las amplitudes contiguas a cada barrera? Considere la figura 2.

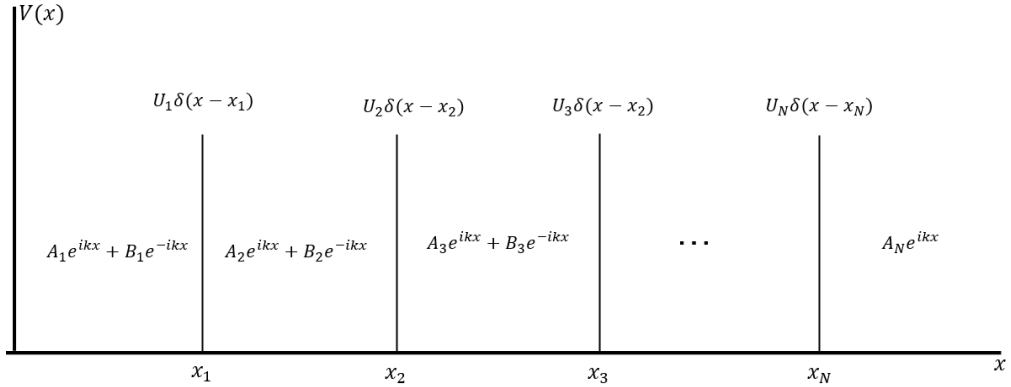


Figura 2. En cada pozo, la solución de la ecuación de Schrödinger es de la forma $Ae^{ikx} + Be^{-ikx}$. Note que después de la última barrera, carece de sentido que exista una onda plana B_Ne^{-ikx} de rebote.

La solución de la ecuación de Schrödinger antes de cada barrera se puede interpretar de la manera siguiente

- Un electrón incide de izquierda a derecha $\psi_1^+ = A_1e^{+ikx}$.

- Amplitud de probabilidad de que el electrón rebote $\boldsymbol{\psi_1^- = B_1 e^{-ikx}}$, ver figura 3.
- Amplitud de probabilidad de que el electrón logre atravesar todos los iones $\boldsymbol{\psi_{N+1} = A_{N+1} e^{+ikx}}$
- Coeficiente de Transmisión global $\boldsymbol{T_N = \left|\frac{\psi_{N+1}^+}{\psi_1^+}\right|^2 = \left|\frac{A_{N+1}}{A_1}\right|^2}$

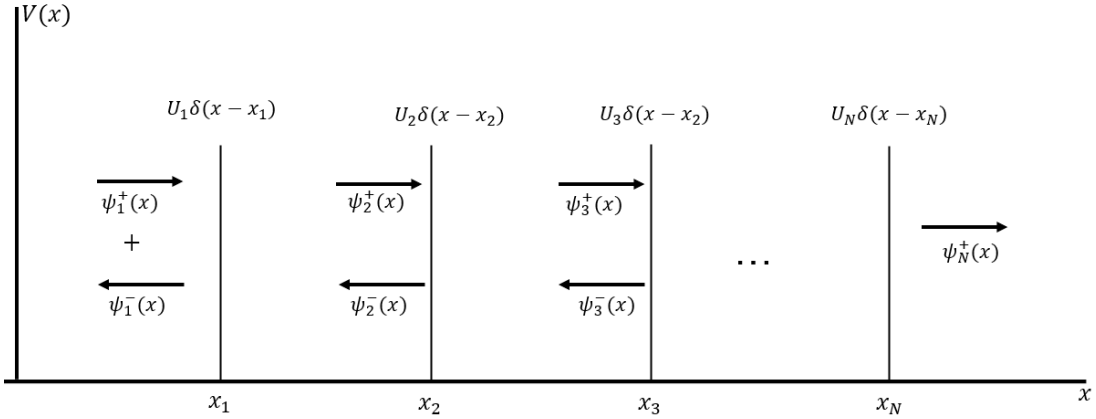


Figura 3. En las regiones, inmediatamente anteriores a cada barrera, las soluciones son dos ondas planas: una incidente $\psi^+(x)$ y otra que rebota. $\psi^-(x)$.

Supongamos que existe una matriz $\boldsymbol{M_1}$ que conecta a $\boldsymbol{\psi_1^+}$ y $\boldsymbol{\psi_1^-}$ con $\boldsymbol{\psi_2^+}$ y $\boldsymbol{\psi_2^-}$ de la forma

$$\begin{pmatrix}\boldsymbol{\psi_2^+}\\ \boldsymbol{\psi_2^-}\end{pmatrix} = \boldsymbol{M_1}\begin{pmatrix}\boldsymbol{\psi_1^+}\\ \boldsymbol{\psi_1^-}\end{pmatrix}$$

y, del mismo modo, que existen las matrices $\boldsymbol{M_2}$, $\boldsymbol{M_3}$, $\boldsymbol{M_4}$, … $\boldsymbol{M_N}$ tales que

$$\begin{pmatrix}\boldsymbol{\psi_3^+}\\ \boldsymbol{\psi_3^-}\end{pmatrix} = \boldsymbol{M_2}\begin{pmatrix}\boldsymbol{\psi_2^+}\\ \boldsymbol{\psi_2^-}\end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix}\boldsymbol{\psi_4^+}\\ \boldsymbol{\psi_4^-}\end{pmatrix} = \boldsymbol{M_3}\begin{pmatrix}\boldsymbol{\psi_3^+}\\ \boldsymbol{\psi_3^-}\end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix}\boldsymbol{\psi_5^+}\\ \boldsymbol{\psi_5^-}\end{pmatrix} = \boldsymbol{M_4}\begin{pmatrix}\boldsymbol{\psi_4^+}\\ \boldsymbol{\psi_4^-}\end{pmatrix}, \quad \dots, \quad \begin{pmatrix}\boldsymbol{\psi_{n+1}^+}\\ \boldsymbol{\psi_{n+1}^-}\end{pmatrix} = \boldsymbol{M_n}\begin{pmatrix}\boldsymbol{\psi_n^+}\\ \boldsymbol{\psi_n^-}\end{pmatrix}.$$

Así,

$$\begin{pmatrix}\boldsymbol{\psi_5^+}\\ \boldsymbol{\psi_5^-}\end{pmatrix} = \boldsymbol{M_4}\begin{pmatrix}\boldsymbol{\psi_4^+}\\ \boldsymbol{\psi_4^-}\end{pmatrix} = \boldsymbol{M_4 M_3}\begin{pmatrix}\boldsymbol{\psi_3^+}\\ \boldsymbol{\psi_3^-}\end{pmatrix} = \boldsymbol{M_4 M_3 M_2}\begin{pmatrix}\boldsymbol{\psi_2^+}\\ \boldsymbol{\psi_2^-}\end{pmatrix}$$
$$= \boldsymbol{M_4 M_3 M_2 M_1}\begin{pmatrix}\boldsymbol{\psi_1^+}\\ \boldsymbol{\psi_1^-}\end{pmatrix}. \qquad (\mathbf{3})$$

Por lo tanto

$$\begin{pmatrix}\boldsymbol{\psi_N^+}\\ \mathbf{0}\end{pmatrix} = \boldsymbol{M_n M_{n-1} M_{n-2} \cdots M_3 M_2 M_1}\begin{pmatrix}\boldsymbol{\psi_1^+}\\ \boldsymbol{\psi_1^-}\end{pmatrix}, \qquad (\mathbf{4})$$

o bien,

$$\begin{pmatrix}\boldsymbol{\psi_N^+}\\ \mathbf{0}\end{pmatrix} = \boldsymbol{M_T}\begin{pmatrix}\boldsymbol{\psi_1^+}\\ \boldsymbol{\psi_1^-}\end{pmatrix}.$$

De este modo, tendremos que la matriz total estará dada por

$$\boldsymbol{M_T} = \boldsymbol{M_n M_{n-1} M_{n-2} \cdots M_3 M_2 M_1}. \qquad (\mathbf{5})$$

Para encontrar la matriz total debemos encontrar la forma de la $\boldsymbol{n}$ –ésima matriz, resolviendo la ecuación de Schrödinger entre las dos regiones como se muestra en la figura 2.

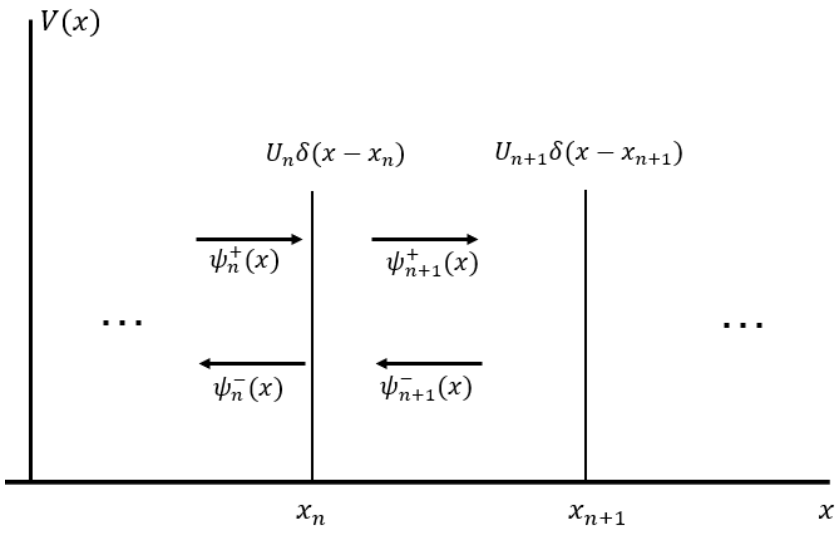


Figura 4. Para conocer la forma de la matriz de transferencia, se toma la n-ésima barrera deltiforme y su consecutiva. Se resuelve la ecuación de Schrödinger en ambas regiones y se usan las condiciones de continuidad.

Después, debemos integrar la ecuación sobre el recinto $(\boldsymbol{x_n + \epsilon, x_n - \epsilon})$ y usar las condiciones de continuidad de la función de onda. Esto generará un sistema de ecuaciones que relacionará las amplitudes de transmisión y reflexión antes y después de la barrera.

$$\boldsymbol{A_n e^{ikx_n} + B_n e^{-ikx_n} = A_{n+1} e^{ikx_n} + B_{n+1} e^{-ikx_n}} \quad (6)$$

$$\boldsymbol{ik\, A_{n+1} e^{ikx_n} - ikB_{n+1} e^{-ikx_n} - \left[\, ikA_n e^{ikx_n} - ikB_n e^{-ikx_n}\right] = U(\, A_n e^{ikx_n} + B_n e^{-ikx_n})} \quad (7)$$

Resolviendo, se obtiene la matriz de transferencia

$$\boldsymbol{M_n} = \begin{pmatrix} e^{ika}\left[1 + \dfrac{U}{2ika}\right] & \dfrac{U}{2ika} e^{ika} \\ -\dfrac{U}{2ika} e^{-ika} & e^{-ika}\left[1 - \dfrac{U}{2ika}\right] \end{pmatrix} \quad (8)$$

Como podemos observar, la matriz no depende del subíndice $\boldsymbol{n}$, esto significa que todas las matrices son iguales $\boldsymbol{M_1 = M_2 = M_3 = \cdots . = M_N \equiv M}$.

Una de las propiedades de esta matriz es que su determinante es 1, esto significa que sus autovalores tienen módulo 1:

$$\boldsymbol{\lambda_1 = e^{iqa}, \quad \lambda_2 = e^{-iqa}}$$

Donde $\boldsymbol{q}$ de ser un número real (para obtener soluciones físicamente coherentes con el sistema). De aquí concluimos que

$$\boldsymbol{\lambda_1 + \lambda_2 = 2\cos qa = 2\cos ka + \frac{U}{ka}\operatorname{sen} ka} \quad (9)$$

De donde se obtiene la ecuación de dispersión

$$\boldsymbol{\cos qa = \cos ka + \frac{U}{2ka}\operatorname{sen} ka,} \quad (10)$$

expresión que se obtiene usando el teorema de Bloch. Para calcular el coeficiente de transmisión se debe calcular la $\boldsymbol{N}$ potencia de la matriz $\boldsymbol{M}$. Supongamos que se conoce la matriz total $\boldsymbol{M_T = M_n M_{n-1} M_{n-2} \cdots M_3 M_2 M_1}$, entonces, partiendo de la definición $\boldsymbol{T = \left|\frac{A_N}{A_1}\right|^2}$, se tiene que

$$T = \frac{1}{1 + |[M_T]_{12}|^2} \qquad (11)$$

El reto está en encontrar una expresión para la N –ésima potencia de M. Sin embargo, cuando una matriz

$$A = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}$$

posee autovalores de la forma $\lambda_1 = e^{iqa}$ y $\lambda_2 = e^{-iqa}$, se cumple la identidad la Chebyshev:

$$A^N = \begin{pmatrix} aU_{N-1} - U_{N-2} & bU_{N-1} \\ cU_{N-1} & dU_{N-1} - U_{N-2} \end{pmatrix} \qquad (12)$$

donde $U_N = \frac{\text{sen}(N+1)qa}{\text{sen}(qa)}$. Si aplicamos la Ec. (12) a la matriz M, se tendrá que

$$M^N = \begin{pmatrix} e^{ika}\left[1 + \frac{U}{2ika}\right]\frac{\text{sen}(Nqa)}{\text{sen}(qa)} - \frac{\text{sen}(N-1)qa}{\text{sen}(qa)} & \frac{U}{2ika}e^{ika}\frac{\text{sen}(Nqa)}{\text{sen}(qa)} \\ -\frac{U}{2ika}e^{-ika}\frac{\text{sen}(N-1)qa}{\text{sen}(qa)} & e^{-ika}\left[1 - \frac{U}{2ika}\right]\frac{\text{sen}(N-1)qa}{\text{sen}(qa)} - \frac{\text{sen}(N-1)qa}{\text{sen}(qa)} \end{pmatrix}$$

Por lo tanto, el coeficiente de transmisión T está dado por

$$T = \frac{1}{1 + \left|\frac{U}{2ika}e^{ika}\frac{\text{sen}(Nqa)}{\text{sen}(qa)}\right|^2} = \frac{1}{1 + \frac{U^2}{4k^2a^2}\frac{\text{sen}^2 Nqa}{\text{sen}^2 qa}}$$

En la siguiente figura se ha calculado el coeficiente de transmisión para una sucesión de 100 barreras.

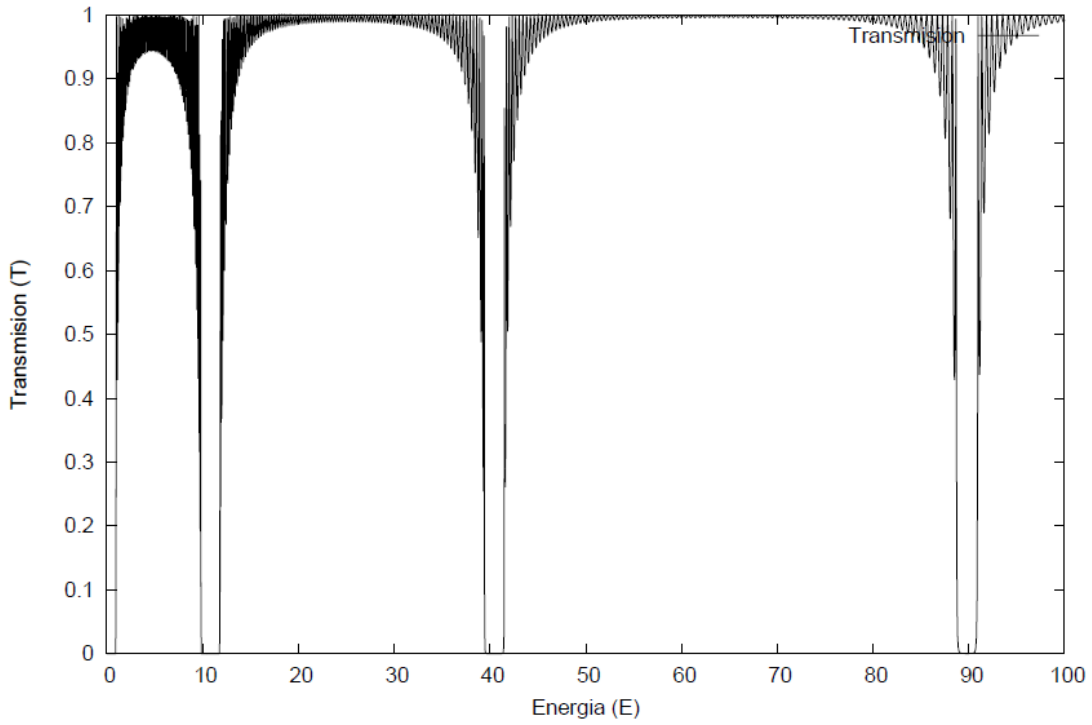


Figura 5. Coeficiente de transmisión para una sucesión de 100 barreras con espaciamiento $a = 1$ e intensidad $U = 6\pi$. En esta figura se pueden apreciar 3 bandas, pero se pueden observar más para valores de energía mayor.

En la figura 2 se pueden apreciar intervalos de energía en los que la transmisión $\boldsymbol{T \approx 1}$ y regiones de energía en los que $\boldsymbol{T \approx 0}$. Estas energías son iguales a las que se obtienen con la ecuación (10).

CONCLUSIONES

Los modelos unidimensionales son un recurso poderoso que permite el estudio de las propiedades de modelos más complejos, uno de los modelos 1D más importantes es el modelo de Kronig-Penney, formulado para el estudio de las propiedades electrónicas de los autoestados de un electrón en un medio cristalino. La periodicidad de este modelo permite la aplicación de las series de Fourier y la formulación de algunos teoremas como el teorema de Bloch; cada de una de estas técnicas para estudiar el modelo de KP 1D revela una propiedad, por ejemplo, el teorema de Bloch y las series de Fourier nos proporcionan una estructura de bandas. En este trabajo exponemos una técnica alternativa basada en el método de matrices de transferencia, pero sin recurrir al análisis numérico. Hemos considerado un modelo de Kronig-Penney 1D que consiste en una sucesión de $\boldsymbol{N}$ barreras idénticas equiespaciadas. Las matrices de transferencia para cada barrera son idénticas. La periodicidad del modelo se manifiesta en una propiedad de las matrices de transferencia: autovalores unimodulares de la forma $\boldsymbol{\lambda_1 = e^{+ikx}}$ y $\boldsymbol{\lambda_2 e^{-ikx}}$. Estas expresiones satisfacen las condiciones para que se cumpla el teorema de Chebyshev, una expresión para encontrar la $\boldsymbol{N}$-ésima potencia de una matriz. No es necesario realizar el producto de $\boldsymbol{N}$ matrices de transferencia ni la realización de un programa recursivo que las multiplique, basta con utilizar la identidad de Chebyshev y sustituir en el coeficiente de transmisión. Con esta expresión se obtienen los mismos resultados que al usar el método de Fourier, el teorema de Bloch y los programas numéricos para las matrices de transferencia. Se puede apreciar gráficamente la estructura de bandas (Merzbacher, 1998) (Sakurai & Napolitano, 2017).

BIBLIOGRAFÍA

1. Ashcroft, N. W., & Mermin, N. D. (1976). Solid State Physics. Saunders College.
2. Griffiths, D. J. (2005). Introduction to Quantum Mechanics (2nd ed.). Pearson.
3. Kittel, C. (2004). Introduction to Solid State Physics (8th ed.). Wiley.
4. Merzbacher, E. (1998). Quantum Mechanics (3rd ed.). Wiley.
5. Sakurai, J. J., & Napolitano, J. (2017). Modern Quantum Mechanics (2nd ed.). Cambridge University Press.

SENSOR DE TORSIÓN MEDIANTE UNA INTERFERENCIA SUPER-MODAL EN FIBRA ÓPTICA DE SIETE NÚCLEOS

Ana Lucía Martínez De León, Alexa Kim Roque Mata, Guillermo Salceda Delgado

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas, Universidad Autónoma de Nuevo León, Pedro de Alba S/N, Ciudad Universitaria, San Nicolás de los Garza, Nuevo Léon México. C.P. 66455.
lucia.martinezd@uanl.edu.mx

RESUMEN

La medición precisa de la torsión es un tema de gran interés en distintos campos de la ciencia y la ingeniería, como en la monitorización de infraestructuras, la biomecánica y el desarrollo de dispositivos optoelectrónicos. Evaluar estos cambios con precisión es fundamental para el diseño y mantenimiento de sistemas mecánicos y estructurales. Los sensores basados en fibra óptica han demostrado ser herramientas altamente sensibles y versátiles, con ventajas como su bajo peso, inmunidad a interferencias electromagnéticas y capacidad para operar en entornos hostiles. Entre los diferentes tipos de sensores ópticos, están los interferómetros Fabry-Perot, Sagnac, Michelson y Mach-Zehnder. De los cuales, el interferómetro Mach-Zehnder ha sido ampliamente estudiado debido a su capacidad para detectar variaciones en las propiedades ópticas de la estructura que lo compone con gran precisión. En particular, el uso de fibras de siete núcleos (SCF, por sus siglas en inglés) empalmadas entre dos fibras monomodo (SMF, por sus siglas en inglés) permite el acoplamiento de super-modos ópticos que son sensibles a perturbaciones mecánicas, como la torsión. En este trabajo se emplea un interferómetro Mach-Zehnder basado en fibra de siete núcleos para la medición de torsión. La torsión aplicada genera cambios en el índice de refracción de la fibra debido a las fuerzas internas y modificaciones geométricas inducidas, en concordancia con el efecto foto elástico. Como consecuencia, la trayectoria óptica de los super-modos guiados en la fibra se altera, modificando el patrón de interferencia generado. Al analizar estos cambios, es posible establecer una correlación directa con el grado de torsión aplicado, lo que convierte a esta configuración en una alternativa eficiente para el desarrollo de sensores ópticos de torsión. Se obtuvieron factores de sensibilidad de aproximadamente -0.00391 dBm/° y -0.02828 dBm/° en variación de intensidad, así como de -.00953 nm/° y 0.12029 nm/° en desplazamiento espectral de longitud de onda. El sensor propuesto es una solución versátil que se podría utilizar en múltiples campos como en la detección de daños y evaluación de deformaciones estructurales, robótica, industria, investigación, mecanismos, entre más.

INTRODUCCIÓN

La torsión es un elemento clave en muchas aplicaciones tecnológicas, esta va desde la evaluación en deformación estructurales hasta el desarrollo en diferentes sistemas robóticos y médicos. La capacidad de detectar y cuantificar con precisión la torsión es fundamental para garantizar el rendimiento, la seguridad y la eficiencia de estos sistemas. Sin embargo, su medición precisa sigue siendo un reto, especialmente en lugares donde los sensores tradicionales tienen varias restricciones. Es por eso por lo que los sensores de fibra óptica han estado en relevancia estos últimos años, por su alta sensibilidad, por su capacidad de multiplexado, resistencia a condiciones extremas y por su resistencia a perturbaciones externas.

En este trabajo se explora una configuración basada en un interferómetro Mach-Zehnder que utiliza una fibra de siete núcleos como elemento sensor. Cuando se aplica torsión, las tensiones internas modifican el índice de refracción debido al efecto foto elástico, mientras que los cambios geométricos alteran la distribución modal.

Los resultados obtenidos demuestran que este enfoque nos da una respuesta lineal y reproducible, con sensibilidades significativas tanto en potencia como en longitud de onda, lo que confirma la viabilidad del sistema como un sensor de alta precisión [1]. El diseño compacto y versátil que tiene lo hace adecuado para aplicaciones que van desde la monitorización de infraestructura hasta la

integración en sistemas robóticos y dispositivos biomédicos. Este avance es significativo en el desarrollo de los sensores ópticos para entornos exigentes, ampliando las posibilidades de sus aplicaciones y su lugar clave en la ingeniería moderna.

TEORÍA

El interferómetro Mach-Zehnder está formado por un segmento de fibra óptica de siete núcleos empalmada entre dos fibras monomodo (ver Fig. 1). En este sistema, el modo fundamental de la fibra monomodo excita dos super-modos en la fibra de siete núcleos, los cuales se propagan a través de esta última [2]. Al alcanzar la segunda fibra monomodo, la diferencia de camino óptico acumulado entre ambos super-modos genera un patrón de interferencia característico.

El patrón de interferencia de Mach-Zehnder se puede describir como:

$$I(\lambda) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\, cos\Delta\emptyset$$

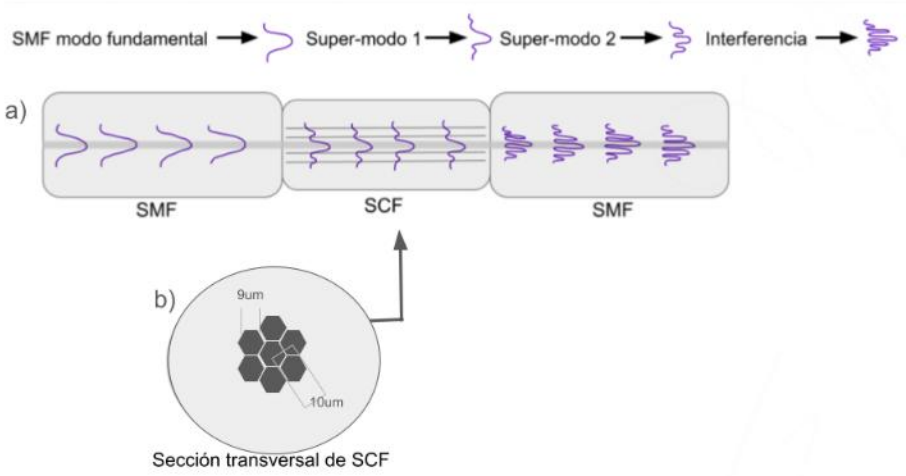


Figura 1. Interferómetro Mach-Zehnder. a) Estructura del interferómetro y comportamiento de la luz a través del interferómetro, b) Sección transversal de SCF[5].

Donde I_1 y I_2 son las intensidades de los super-modos, $\Delta\emptyset$ es la diferencia de fase y se puede calcular mediante:

$$\Delta\emptyset = \frac{2\pi\delta n_e L}{\lambda}$$

Donde λ es la longitud de onda de la luz que se propaga, L es la longitud del SCF y δn_e es la diferencia de índice de refracción efectiva entre super-modos.

PARTE EXPERIMENTAL

La aplicación de torsión sobre la fibra de siete núcleos provoca una variación que altera el recorrido óptico de los super-modos que se propagan dentro de la fibra, lo cual se refleja en modificaciones del patrón de interferencia [3]. De este modo, es posible establecer una relación directa entre la magnitud de la torsión y los cambios registrados en dicho patrón.

En la Fig. 2 se muestra el montaje de la fibra de siete núcleos empalmada con fibras monomodo en una estación de torsión compuesta por dos extremos que sujetaban la fibra en sus extremos de la fibra monomodo y el segmento de la fibra de siete núcleos situado en medio de los dos sujetadores, un sujetador se mantenía fijo y el otro tiene la capacidad de girar para aplicar torsión a la fibra.

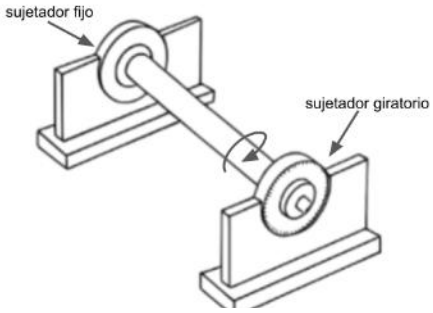


Figura 2. Montaje de la fibra en la estación de torsión.

Se utilizo un arreglo experimental básico de transmisión como se muestra en la Fig. 3. Un extremo de la fibra es conectado a la fuente de entrada óptica del analizador de espectro óptico (OSA), mientras que el otro extremo se conectó a la salida óptica integrada del mismo equipo. El procedimiento por seguir fue el siguiente: Se tomó una medición de referencia sin torsión de 0° para establecer la línea base del sistema de intensidad y de longitud de onda, después se aplicó torsión girando el sujetador rotativo en incrementos de 10°, registrando el espectro correspondiente a cada paso. Los datos obtenidos fueron analizados para evaluar el efecto de la torsión sobre la intensidad y la posición espectral del patrón de interferencia del interferómetro.

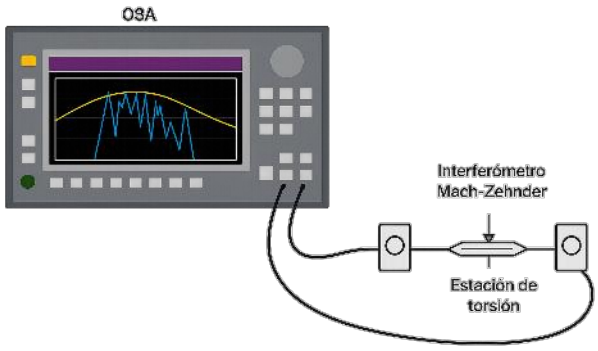


Figura 3. Arreglo experimental para medición de torsión de interferómetro Mach-Zehnder.

RESULTADOS

Se observaron variaciones claras en la respuesta óptica de la fibra al aplicar diferentes niveles de torsión en un interferómetro de medida de 60.96 mm de fibra de 7 núcleos. En la Fig. 4. se pueden ver los espectros de la transmisión del interferómetro que se obtuvieron al torcer el interferómetro en pasos de 10°. Se obtuvieron factores de sensibilidad de aproximadamente 0.00391 dBm/° en términos de intensidad y de -0.00953 nm/° en longitud de onda, que se pueden observar en los ajustes aplicados en las gráficas de la Fig. 5 y Fig. 6 que muestran el seguimiento espectral de intensidad y longitud de onda al torcer el interferómetro, evidenciando una respuesta medible y consistente ante la torsión aplicada. La Fig. 7 muestra el cambio en longitud de onda del espectro de transmisión del interferómetro al mantenerlo fijo sin torcerlo a cada minuto durante un tiempo total de 40 minutos y se puede observar una variación máxima de 0.48027 nm en longitud de onda y en la Fig. 8 se observa para las mismas condiciones temporales la variación máxima de 0.1418511 dBm en intensidad. Por otro lado, en la Fig. 9 se pueden observar los espectros de transmisión de un interferómetro de longitud de SCF de 76.2 mm al torcerlo en pasos de 10°. En la Fig. 10 se puede observar el factor de sensibilidad de intensidad que es de aproximadamente 0.02828 dBm/° y en la Fig. 11 el factore de sensibilidad de la longitud de onda que es de aproximadamente 0.12029 nm/°. Teniendo en cuenta ambos resultados para las dos medidas de estos interferómetros podemos ver

que el interferómetro de 60.96 mm muestra tendencias decrecientes, mientras que el interferómetro de 76.2 mm nos muestra tendencias crecientes y además de ser más sensible a cambios angulares teniendo factores de ajuste más grandes.

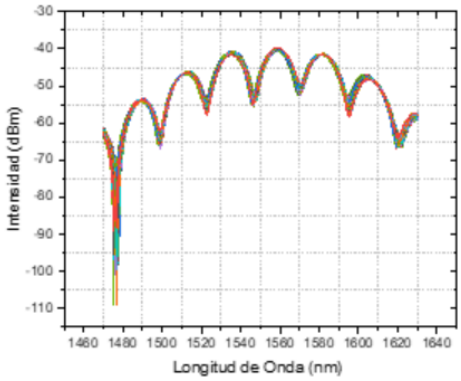


Figura 4. Espectros de transmisión del interferómetro de 60.96 mm al torcerlo en pasos de 10°.

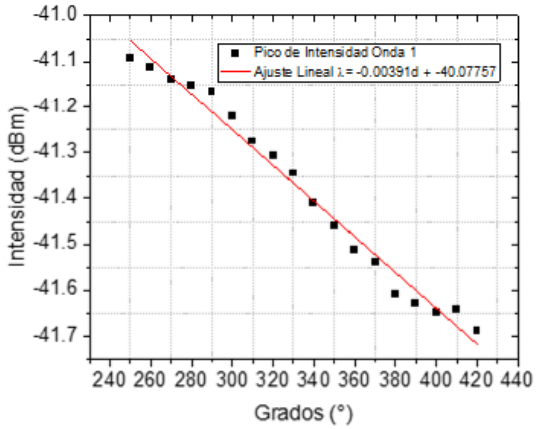


Figura 5. Factores de sensibilidad en pruebas de intensidad con interferómetro de 60.96 mm.

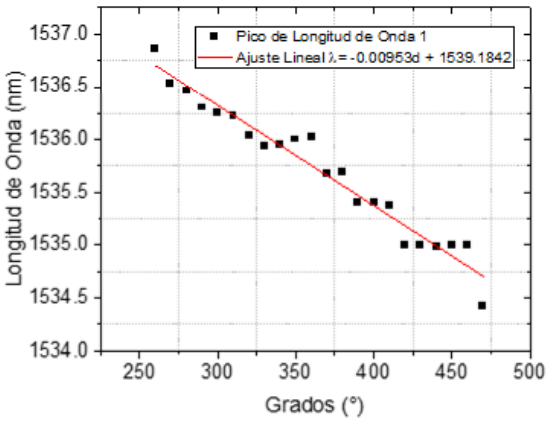


Figura 6. Factores de sensibilidad en pruebas de longitud de onda con interferómetro de 60.96 mm.

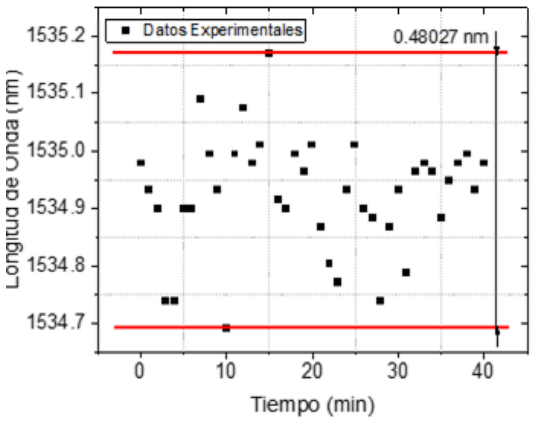


Figura 7. Variación máxima en pruebas de longitud de onda con interferómetro de 60.96 mm.

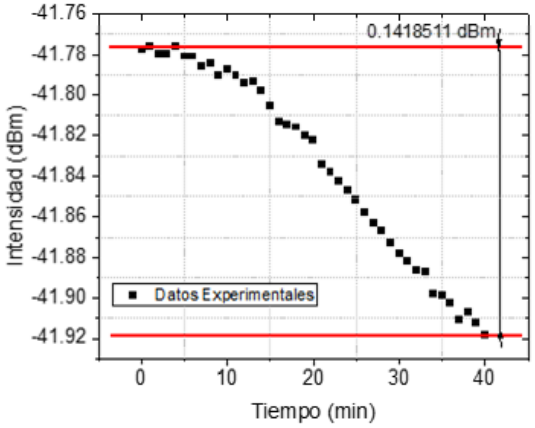


Figura 8. Variación máxima en pruebas de intensidad con interferómetro de 60.96 mm.

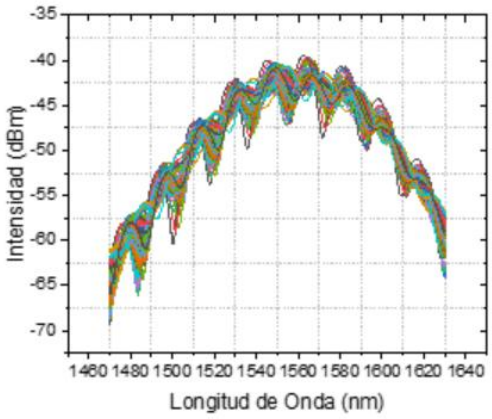


Figura 9. Espectros de transmisión del interferómetro de 76.2 mm al torcerlo en pasos de 10°.

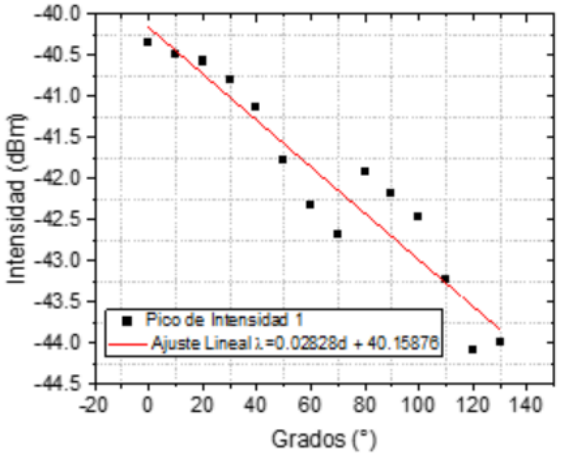


Figura 10. Factores de sensibilidad en pruebas de intensidad con interferómetro de 76.2 mm.

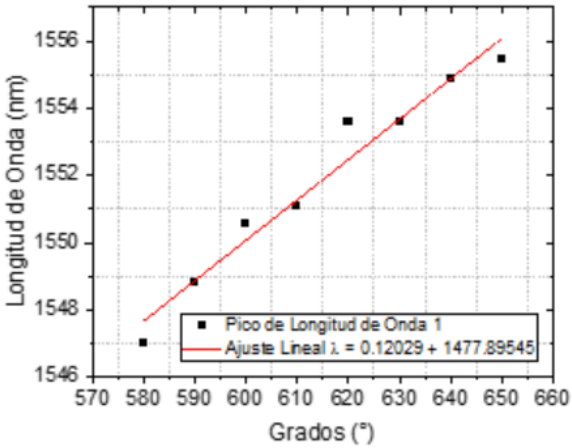


Figura 11. Factores de sensibilidad en pruebas de longitud de onda con interferómetro de 76.2 mm.

CONCLUSIONES

La medición precisa de la torsión mediante sensores de fibra óptica representa un avance significativo en diversas áreas de la ingeniería y la ciencia, gracias a su alta sensibilidad, versatilidad y capacidad para operar en entornos hostiles. En este trabajo se demostró que el interferómetro Mach-Zehnder, basado en una fibra óptica de siete núcleos, constituye una alternativa viable para la cuantificación de torsiones, al aprovechar las variaciones en el índice de refracción y la redistribución modal inducidas por el efecto foto elástico. No obstante, se identificaron limitaciones en la estabilidad del sensor, ya que las fluctuaciones observadas en las mediciones no resultaron despreciables. Estas inestabilidades podrían atribuirse a los ajustes mecánicos de la estación de torsión empleada, la cual presentaba juego en sus componentes móviles. Adicionalmente, se observó la necesidad de optimizar la excitación de los super-modos, con el fin de incrementar la sensibilidad del sistema. Estos aspectos se plantean como líneas de mejora para trabajos futuros.

El diseño propuesto en este trabajo llama la atención por su estructura compacta y su adaptabilidad a múltiples aplicaciones. Su forma de detectar deformaciones con resolución óptica lo convierte en una alternativa eficaz a comparación de los sensores tradicionales. Además, el uso de super-modos en la fibra de siete núcleos amplía las posibilidades de investigación en optoelectrónica y fotónica, ofreciendo nuevas vías para el desarrollo de dispositivos sensibles a perturbaciones mecánicas [4].

Como trabajo a futuro se debe de optimizar el sensor propuesto para mejorar su estabilidad y confiabilidad en aplicaciones prácticas

BIBLIOGRAFÍA

1. Salceda-Delgado, G., Van Newkirk, A., Antonio-Lopez, J. E., Martinez-Rios, A., Schülzgen, A., Correa, R. A. (2015). Compact fiber-optic curvature sensor based on super-mode interference in a seven-core fiber. Optics letters, 40(7), 1468-1471.
2. R. G. Vallejo-Carrillo, M. Torres-Torres, J. E. Antonio-Lopez, R. Amezcua-Correa, and G. Salceda-Delgado, "Tuning emissions of optical fiber laser by a Mach-Zehnder interferometer based on super-mode interference in a seven core fiber," in Laser Congress 2023 (ASSL, LAC), Technical Digest Series (Optica Publishing Group, 2023), paper JW2A.3.
3. Salceda-Delgado, G., Martínez-De-León, A. L., Roque-Mata, A. K., Alonso-Cruz, J. R., Amezcua-Correa, R., & Antonio-López, J. E. (2024). Ring laser bending vector sensor based on super-mode interference in a seven-core fiber. Optics And Laser Technology, 175, 110781
4. Causado-Bulevas, J. D., Gómez-Cardona, N. D., González-Valencia, E., Jessie, D., & Torres, P. (2009). Aplicaciones de sensores basados en redes de Bragg en fibra óptica en estructuras civiles. Revista Colombiana de Física, 43.

DINÁMICA Y CARACTERIZACIÓN DEL CAOS EN UN SISTEMA NO LINEAL DE ORDEN FRACCIONARIO VARIABLE MEDIANTE EL ALGORITMO DE GRÜNWALD-LETNIKOV Y LA PRUEBA 0-1

N. Medellin-Neri[1], E. Zambrano-Serrano [2], D. López-Mancilla[1]

[1]Centro Universitario de los Lagos, Universidad de Guadalajara, [2]UFacultad de ingeniería Mecánica y Eléctrica, Universidad Autónoma de Nuevo León.
nadia.medellin2942@alumnos.udg.mx.

RESUMEN

Los sistemas de orden fraccionario han demostrado ser una generalización efectiva de los sistemas dinámicos clásicos, permitiendo describir fenómenos complejos con mayor precisión. En particular, la variabilidad en el orden fraccionario añade un grado adicional de libertad que influye en la dinámica del sistema, generando transiciones entre distintos regímenes de comportamiento. En este trabajo se estudia un sistema dinámico no lineal tridimensional con orden fraccionario variable, explorando su comportamiento caótico mediante herramientas analíticas y numéricas. Para el análisis numérico, se implementó el algoritmo de Grünwald-Letnikov, el cual permite aproximar derivadas fraccionarias de manera eficiente, aplicando el orden fraccionario variable. Con esta metodología, se resolvieron las ecuaciones del sistema bajo distintas condiciones iniciales y valores del orden fraccionario, permitiendo la construcción de diagramas de bifurcación y la estimación de los exponentes de Lyapunov. Estos resultados fueron fundamentales para identificar regiones del espacio de parámetros donde el sistema presenta comportamiento caótico o periódico. Además, con el objetivo de evaluar la naturaleza caótica del sistema, se aplicó la prueba 0-1 para el caos, una herramienta robusta que permite diferenciar dinámicas regulares de caóticas sin necesidad de recurrir a técnicas complejas de reconstrucción del espacio de fase. Los resultados obtenidos confirmaron la presencia de caos y demostraron que la derivada fraccionaria de orden variable da lugar a este tipo de dinámica. El estudio realizado demuestra que la inclusión de un orden fraccionario variable en sistemas dinámicos no lineales amplía significativamente su riqueza dinámica, ofreciendo nuevas perspectivas para el análisis y control del caos. La combinación de métodos numéricos y pruebas de aleatoriedad resulta una estrategia efectiva para caracterizar estos sistemas, con posibles aplicaciones en áreas como la criptografía, la ingeniería de sistemas, el modelado de sistemas biológicos y de fenómenos naturales.

INTRODUCCIÓN

En las últimas décadas, el estudio de sistemas dinámicos caóticos ha despertado un interés considerable debido a sus amplias aplicaciones en campos como la criptografía [1], las comunicaciones seguras [2], el modelado de procesos neuronales [3], y la ingeniería de control [4]. Particular atención ha recibido la extensión de estos sistemas al ámbito del cálculo fraccionario, dada su capacidad para capturar comportamientos con memoria y herencia, elementos fundamentales en muchos sistemas físicos, biológicos y sociales [5–7].

El uso de derivadas fraccionarias permite introducir una dependencia histórica en la dinámica del sistema, lo cual ha demostrado ser clave en la representación más realista de muchos fenómenos naturales. En este marco, Rahman et al. [8] propusieron recientemente un nuevo sistema caótico de orden fraccionario, el cual exhibe una rica dinámica no lineal y ha sido objeto de análisis cualitativo, sincronización mediante técnicas de control activo, y aplicación en generación de señales pseudoaleatorias. El modelo fue formulado empleando derivadas fraccionarias de orden constante en el sentido de Caputo, lo cual garantiza propiedades de existencia y unicidad bien definidas, y facilita la integración numérica mediante métodos conocidos como el de Grünwald-Letnikov, Adams-Bashforth-Moulton, o predictor-corrector [9].

Sin embargo, numerosos estudios recientes han señalado que la elección de un orden fraccionario constante puede resultar limitada al intentar modelar sistemas cuyo grado de memoria varía con el

tiempo, el estado del sistema o incluso con factores externos [10–12]. Esta observación ha dado lugar al desarrollo del cálculo fraccionario de orden variable (VO-FD, por sus siglas en inglés), el cual generaliza el marco clásico fraccionario al permitir que el orden de la derivada, $q(t)$, dependa de parámetros internos o externos al sistema. Este enfoque ha sido empleado con éxito en la modelación de procesos de difusión anómala [13], circuitos eléctricos con elementos memristivos [14], sistemas fisiológicos [15], y algoritmos de control adaptativo [16].

Motivado por estas consideraciones, en este trabajo se propone una extensión del sistema caótico fraccionario introducido por Rahman et al. [8] incorporando derivadas de orden variable, con el objetivo de analizar cómo la dependencia del orden fraccionario respecto al tiempo o al estado puede modificar y enriquecer la dinámica del sistema. Esta generalización permite capturar comportamientos transitorios más complejos, variaciones dinámicas de memoria, y efectos no estacionarios que son imposibles de reproducir con modelos de orden constante. Se realiza un análisis dinámico completo del sistema propuesto, explorando sus propiedades mediante indicadores clásicos como los exponentes de Lyapunov, atractores en el espacio de fases, mapas de bifurcación y espectros de potencia. Asimismo, se implementan métodos numéricos específicos para sistemas de orden fraccionario variable, considerando diferentes funciones para el orden $q(t)$, tales como funciones lineales, periódicas y dependientes del estado. El impacto de esta variabilidad en la estabilidad, la aparición de caos y la sensibilidad a condiciones iniciales es discutido en detalle.

Los resultados obtenidos muestran que la introducción de un orden fraccionario variable no solo modifica el comportamiento dinámico del sistema, sino que puede inducir fenómenos emergentes como ventanas de periodicidad, transición entre regímenes dinámicos sin necesidad de modificar parámetros estructurales, y mayor sensibilidad a condiciones iniciales o perturbaciones externas. Estas propiedades sugieren que el enfoque VO-FD puede aportar ventajas significativas en el diseño de sistemas caóticos para aplicaciones como la generación de claves criptográficas, el modelado biomédico y el diseño de controladores no lineales adaptativos. El presente estudio contribuye al cuerpo de conocimiento existente en sistemas caóticos fraccionarios al introducir y analizar un modelo de orden variable basado en un sistema caótico previamente reportado, demostrando que la generalización del orden fraccionario ofrece una herramienta poderosa para capturar dinámicas no estacionarias y enriquecer la complejidad de los sistemas no lineales.

PRELIMINARES MATEMÁTICOS

Cálculo Fraccionario y Orden Variable

El cálculo fraccionario extiende el concepto de derivadas e integrales a órdenes no enteros, ofreciendo un marco general para modelar sistemas con memoria y propiedades hereditarias. Dentro de este campo, el caso en el que el orden de la derivada no es constante sino una función del tiempo, del estado o de alguna otra variable, corresponde al cálculo fraccionario de orden variable.

Uno de los enfoques clásicos para definir derivadas fraccionarias es la derivada de Grünwald-Letnikov (GL), la cual se adapta de manera natural al caso de orden variable. La forma generalizada de la derivada de GL para una función $x(t)$, con orden variable $q(t)$, se define como:

$$ {}_{0}^{GL}\boldsymbol{D}_{t}^{q(t)}\boldsymbol{x}(\boldsymbol{t}) = \lim_{\boldsymbol{h}\to 0} \frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{h}^{q(t)}} \sum_{\boldsymbol{k}=\mathbf{0}}^{\left[\frac{t}{h}\right]} (-\mathbf{1})^{\boldsymbol{k}} \binom{\boldsymbol{q}(\boldsymbol{t})}{\boldsymbol{k}} \boldsymbol{x}\,(\boldsymbol{t}-\boldsymbol{kh}) \qquad (\mathbf{1}) $$

donde $\binom{\boldsymbol{q}(\boldsymbol{t})}{\boldsymbol{k}}$ es el coeficiente generalizado definido como:

$$ \binom{\boldsymbol{q}(\boldsymbol{t})}{\boldsymbol{k}} = \frac{\boldsymbol{\Gamma}\,(\boldsymbol{q}(\boldsymbol{t})+\mathbf{1})}{\boldsymbol{\Gamma}\,(\boldsymbol{k}+\mathbf{1})\,\boldsymbol{\Gamma}\,(\boldsymbol{q}(\boldsymbol{t})-\boldsymbol{k}+\mathbf{1})} \qquad (\mathbf{2}) $$

y Γ(·) representa la función gamma de Euler. Este enfoque permite integrar dinámicas más realistas y no estacionarias, en donde la "memoria" del sistema varía dinámicamente con el tiempo.

Función del orden variable

Para explorar la influencia de una memoria dinámica oscilatoria, consideramos una función de orden fraccionario variable dada por:

$$\boldsymbol{q(t) = A \cdot sin(\pi \omega t) + D,} \qquad (3)$$

donde: $\boldsymbol{A = 0.09995}$ es la amplitud de la onda, $\boldsymbol{\omega}$ es la frecuencia angular (normalmente $\boldsymbol{\omega = 0.5}$), $\boldsymbol{D = 0.89995}$ es el desplazamiento vertical.

Esta configuración hace que el orden fraccionario oscile entre 0.8 y 0.9999 de forma periódica, lo que introduce una dependencia temporal no trivial de la memoria del sistema. Este enfoque permite capturar transiciones suaves entre comportamientos más conservativos y disipativos, lo cual no es posible en modelos de orden fijo. La formulación variable introduce una complejidad adicional al análisis, pues la memoria del sistema cambia en el tiempo, afectando la trayectoria del atractor y las propiedades caóticas. Esta propiedad ha sido útil en otros estudios, como [17,18], y permite explorar nuevas clases de dinámica intermedia entre lo determinista y lo complejo.

Sistema dinámico fraccionario

El sistema caótico propuesto por Rahman et al. [8] está compuesto por tres ecuaciones no lineales acopladas, se caracteriza por presentar comportamiento caótico robusto en un rango amplio de parámetros y orden fraccionario, a las cuales se ha incorporado la derivación fraccionaria de orden variable. La formulación general del sistema con la derivada de Grünwald-Letnikov de orden variable:

$$\begin{aligned} {}_{0}^{GL}D_{t}^{q(t)}x(t) &= xy - af(z), \\ {}_{0}^{GL}D_{t}^{q(t)}y(t) &= b - x^2, \\ {}_{0}^{GL}D_{t}^{q(t)}z(t) &= x - cz. \end{aligned} \qquad (4)$$

Donde x,y,z son las variables de estado, $\boldsymbol{a,b,c} \in \mathbb{R}^+$ son parámetros del sistema, y $\boldsymbol{q} \in (\boldsymbol{0,1})$ es el orden fraccionario común a todas las derivadas. La no linealidad del sistema está determinada por la función discontinua $\boldsymbol{f(z)}$, definida mediante la función signo:

$$f\,(x) \begin{cases} 1 & z > 0, \\ 0 & z = 0\,, \\ -1 & z < 0. \end{cases} \qquad (5)$$

Para ciertos valores de a, b, c y q, el sistema presenta comportamiento caótico. Considerando el sistema con los siguientes parámetros: $\boldsymbol{a = 2}$, $\boldsymbol{b = 5}$, $\boldsymbol{c = 1.5}$, $\boldsymbol{q(t)}$ es el orden variable y condiciones iniciales: $(\boldsymbol{x_0, y_0, z_0}) = (\boldsymbol{0.1, 0.1, 0.1})$.

Metodología numérica: derivada de grünwald-letnikov de orden variable

Para resolver numéricamente el sistema descrito en la Ec. (5), se emplea el método de Grünwald-Letnikov (GL) generalizado para órdenes fraccionarios variables. A diferencia del caso clásico de orden constante, donde los coeficientes del operador GL pueden precalcularse, en el caso variable estos deben evaluarse en cada instante de tiempo, dependiendo del valor de $\boldsymbol{q(t)}$.

El sistema (4) se discretiza para cada variable usando la fórmula (1), lo cual da lugar al siguiente esquema de integración para cada paso temporal $\boldsymbol{t_n}$:

$$\begin{aligned} x(t_n) &= h^{q(t_n)} \sum_{k=0}^{n} (-1)^k \binom{q(t)}{k} [x(t_{n-k-1})\, y(t_{n-k-1}) - a\, f(z(t_{n-k-1}))], \\ y(t_n) &= h^{q(t_n)} \sum_{k=0}^{n} (-1)^k \binom{q(t)}{k} [b - x^2(t_{n-k-1})\,], \\ z(t_n) &= h^{q(t_n)} \sum_{k=0}^{n} (-1)^k \binom{q(t)}{k} [x\,(t_{n-k-1}) - cz(t_{n-k-1})]. \end{aligned} \qquad (6)$$

donde $\boldsymbol{h}$ es el paso de integración temporal y $\boldsymbol{t_n = nh}$ es el instante de tiempo actual**.** Este método ha sido validado previamente para sistemas fraccionarios con orden variable en [1,2,6], y ofrece una

aproximación confiable para el estudio de propiedades dinámicas como la sensibilidad a condiciones iniciales y bifurcaciones.

RESULTADOS

En esta sección se analizan los resultados obtenidos a partir de la simulación numérica del sistema fraccionario de Rahman et al. [8], extendido aquí mediante la introducción de un orden fraccionario variable $\boldsymbol{q(t) = A \cdot sin(\pi \omega t) + D}$, con $\boldsymbol{A = 0.09995}$ y $\boldsymbol{D = 0.89995}$, generando un rango dinámico $\boldsymbol{q(t) \in [0.8, 0.9999]}$. La integración fue realizada mediante el operador de Grünwald-Letnikov modificado (aplicando la variación de orden), descrito en el sistema (4).

La simulación numérica fue implementada en MATLAB considerando $\mathbf{h = 0.01}$, tiempo de simulación t=300, parámetros $\boldsymbol{a = 2}$, $\boldsymbol{b = 5}$, $\boldsymbol{c = 1.5}$, $\boldsymbol{q(t)}$ es el orden variable de la ecuación (3) y condiciones iniciales: $\boldsymbol{(x_0, y_0, z_0) = (0.1, 0.1, 0.1)}$. Durante la simulación, se descartó el 10% inicial de los datos como transitorio, y se almacenaron los valores de las trayectorias para su posterior análisis.

En la Figura 1 se observan los planos de fase proyectados sobre los planos $\boldsymbol{(x, y, z)}$, generados bajo distintas configuraciones de la función $\boldsymbol{q(t)}$. A pesar de que $\boldsymbol{q(t)}$atraviesa valores inferiores al umbral $\boldsymbol{q_c \approx 0.9}$, previamente reportado como crítico para la persistencia del caos en el sistema original con orden constante [1][6], la estructura del atractor caótico se preserva. Esta observación es significativa, ya que indica que el sistema conserva su comportamiento caótico incluso cuando localmente podría esperarse una dinámica no caótica. Este resultado sugiere que la dinámica no depende exclusivamente del valor instantáneo de $\boldsymbol{q(t)}$, sino que está modulada por la memoria inherente al operador fraccionario, reforzando así la hipótesis de que los sistemas de orden variable exhiben propiedades históricas que influyen sustancialmente en su evolución temporal [3][7].

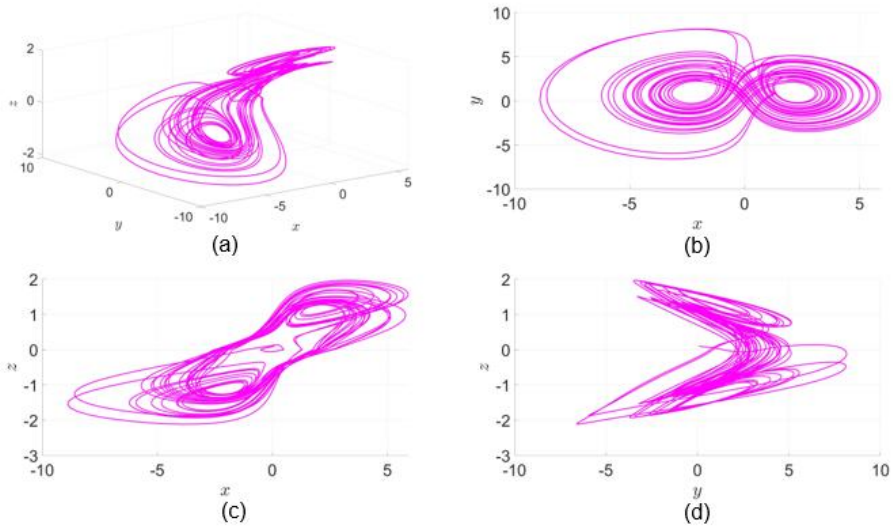


Figura 1.- Planos de fase del sistema caótico de orden fraccionario variable (4) bajo diferentes configuraciones del orden $q(t)$; Las trayectorias proyectadas en los planos (a) Plano de fase 3D, (b) plano de fase $\boldsymbol{x - y}$, (c) plano de fase $\boldsymbol{x - z}$, (d) plano de fase $\boldsymbol{y - z}$; donde se revelan estructuras topológicamente complejas y no periódicas, indicando persistencia del comportamiento caótico a pesar de las oscilaciones en el orden fraccionario. La sensibilidad a condiciones iniciales y la no convergencia a atractores fijos reflejan la presencia de un atractor extraño robusto ante la variabilidad de memoria.

La Figura 2 presenta las series temporales de los estados $\boldsymbol{x(t), y(t)}$ y $\boldsymbol{z(t)}$ para una duración de 200 segundos. Se observan oscilaciones no periódicas, irregulares y altamente sensibles a

perturbaciones, lo cual es característico de una dinámica caótica sostenida. No se detectan periodos estacionarios ni patrones repetitivos, lo cual respalda visualmente la presencia de caos en el sistema con orden variable.

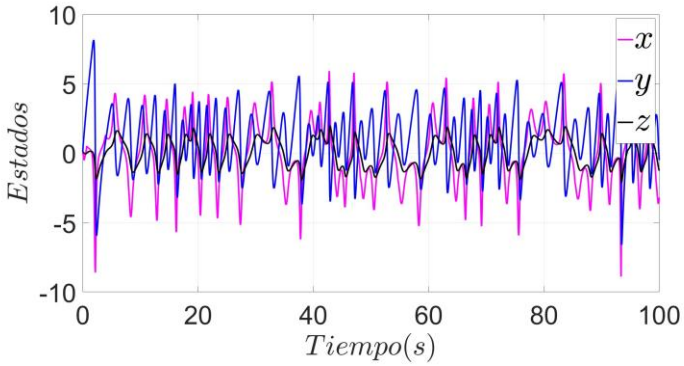


Figura 1.- Evolución temporal de las variables de estado $\boldsymbol{x(t)}$, $\boldsymbol{y(t)}$, $\boldsymbol{z(t)}$ del sistema dinámico fraccionario con $\boldsymbol{q(t)}$ variable, mostrando oscilaciones irregulares y no periódicas. Las series temporales confirman la naturaleza caótica del sistema, destacando la influencia del orden fraccionario variable sobre la persistencia de la dinámica caótica en el tiempo.

ANÁLISIS DE LA DINÁMICA DEL SISTEMA

El estudio de la dinámica del sistema fraccionario de orden variable se llevó a cabo mediante dos herramientas fundamentales en la teoría del caos: el diagrama de bifurcación y el espectro de Lyapunov. Estas técnicas permiten caracterizar el comportamiento global del sistema en función de parámetros de control, así como cuantificar la sensibilidad a las condiciones iniciales.

Diagrama de bifurcación

Para caracterizar el comportamiento dinámico del sistema caótico fraccionario de orden variable propuesto, se realizó un análisis conjunto mediante el diagrama de bifurcación y el espectro de exponentes de Lyapunov, los cuales permiten identificar las transiciones entre regímenes dinámicos y cuantificar la sensibilidad del sistema a perturbaciones infinitesimales en las condiciones iniciales.

En primer lugar, se implementó un barrido paramétrico sobre el parámetro de control $\boldsymbol{a} \in [\mathbf{1}, \mathbf{3}]$, manteniendo constantes $\boldsymbol{b} = \mathbf{5}$, $\boldsymbol{c} = \mathbf{1.5}$, y utilizando un orden fraccionario variable $\boldsymbol{q(t)}$. El sistema fue simulado numéricamente utilizando el método de Grünwald-Letnikov adaptado a orden variable, como se describió previamente, con paso h=0.01 y tiempo total de integración t=200 segundos. Tras descartar el 10% inicial como régimen transitorio, se extrajeron los máximos locales de la variable $x(t)$ para construir el diagrama de bifurcación, representado en la Figura 3.

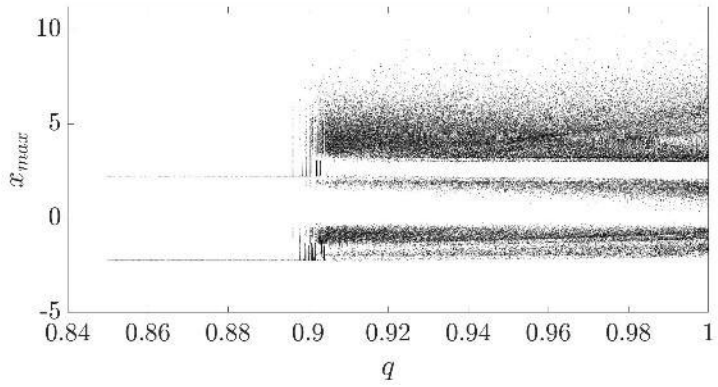


Figura 2- Diagrama de bifurcación del sistema, donde se muestra la evolución de los máximos locales de $x(t)$. Se observan transiciones desde dinámicas periódicas hacia caos determinista a

través de fenómenos de duplicación de período y ventanas periódicas. La variabilidad de $q(t)$ no destruye el comportamiento caótico, evidenciando la robustez del sistema frente a variaciones temporales en la memoria fraccionaria.

Este comportamiento revela que el sistema mantiene propiedades caóticas incluso cuando el orden fraccionario $q(t)$ toma valores instantáneos por debajo del umbral caótico típico en el caso de orden constante ($\boldsymbol{q_c \approx 0.9}$), como reportado en [1,2]. La persistencia del caos en este contexto evidencia la influencia del efecto de memoria inherente a las derivadas fraccionarias, el cual modula la dinámica global en función de la historia acumulada del sistema [3,4].

Espectro de Lyapunov

Complementariamente, se calculó el espectro de exponentes de Lyapunov, utilizando una adaptación del método de Benettin para sistemas fraccionarios con orden no constante [5,6]. Se obtuvo así el triplete correspondiente $\{\boldsymbol{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3}\}$ a las tasas de crecimiento exponencial de vectores de perturbación en las tres direcciones del espacio de fase. La Figura 4 presenta los valores característicos del espectro. En la región $\boldsymbol{a} \in [\boldsymbol{1.8, 3}]$ se observa la configuración:

$\boldsymbol{\lambda_1 > 0}$ $\boldsymbol{\lambda_1 \approx 0}$ $\boldsymbol{\lambda_1 < 0}$

indicativa de un atractor extraño tridimensional, que confirma la existencia de caos determinista., este análisis conjunto demuestra que el sistema conserva sus propiedades caóticas bajo modulación dinámica del orden fraccionario.

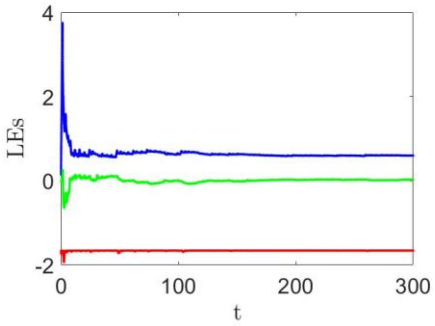


Figura 3.- Espectro de exponentes de Lyapunov del sistema dinámico (4). La existencia de un exponente positivo y otro nulo confirma la dinámica caótica, con presencia de un atractor extraño tridimensional.

Test 0–1 para Caos

Para complementar el análisis de la dinámica sin requerir reconstrucción del espacio de fases, se aplicó el test 0–1 para el caos propuesto por Gottwald y Melbourne [19]. Este método analiza una serie temporal $\{\boldsymbol{x_n}\}$ mediante una proyección en un espacio bidimensional pseudoaleatorio, calculando el comportamiento asintótico de una variable tipo caminata aleatoria. La métrica utilizada es el coeficiente de crecimiento medio cuadrático K, definido como:

$$\boldsymbol{K} \lim_{\boldsymbol{n \to \infty}} \frac{\boldsymbol{MSD\,(n)}}{\boldsymbol{n}},$$

donde $\boldsymbol{MSD(n)}$ es el desplazamiento cuadrático medio del sistema proyectado. Si $\boldsymbol{K \approx 0}$, la dinámica es regular (cuasiperiódica o periódica), mientras que si $\boldsymbol{K \approx 1}$, la dinámica es caótica. Este test fue aplicado a las series temporales generadas por el. Los resultados se resumen en la Tabla 1:

Tabla 1.- Resultados del Test 0–1 para el caos aplicado a las series temporales generadas por el sistema dinámico fraccionario de orden variable $\boldsymbol{q(t)}$. Se reporta el coeficiente K calculado para cada variable de estado. Los resultados muestran que todas las variables presentan un coeficiente $\boldsymbol{K > 0.98}$, lo que confirma el carácter caótico del sistema incluso bajo un orden fraccionario no constante.

$\boldsymbol{Variable}$	$\boldsymbol{Coeficiente\ K}$	$\boldsymbol{Interpretación}$
$\boldsymbol{x(t)}$	$\boldsymbol{K_x = 0.9987}$	Comportamiento caótico
$\boldsymbol{y(t)}$	$\boldsymbol{K_y = 0.9983}$	Comportamiento caótico
$\boldsymbol{z(t)}$	$\boldsymbol{K_z = 0.9981}$	Comportamiento caótico

Este resultado está en acuerdo con el análisis bifurcacional y los exponentes de Lyapunov previamente discutidos. El test 0–1 demostró ser robusto ante la modulación dinámica de $q(t)$, ofreciendo una herramienta eficiente y computacionalmente liviana para la identificación del régimen dinámico del sistema.

CONCLUSIONES

Este trabajo ha demostrado que el sistema caótico estudiado, conserva su comportamiento caótico cuando se le aplica un orden fraccionario variable $\boldsymbol{q(t)}$, modelado como una función seno periódica. La implementación numérica mediante el método de Grünwald-Letnikov evidencia que la dinámica del sistema mantiene atractores extraños y sensibilidad a condiciones iniciales en presencia de memoria variable. El análisis mediante diagramas de bifurcación, espectros de Lyapunov y el Test 0–1 confirma que la complejidad caótica del sistema persiste incluso en rangos donde, para un orden constante, el caos desaparece. Esto resalta la capacidad del orden fraccionario variable para enriquecer el comportamiento dinámico, ofreciendo una herramienta poderosa para el modelado de fenómenos no lineales con memoria no uniforme.

AGRADECIMIENTOS

E.Z-S agradece la beca de investigación CF-2023-I-1110 del SECIHTI (México) y el apoyo del Departamento de Electrónica y Automatización de la Facultad de Ingeniería Mecánica y Eléctrica de la UANL.

BIBLIOGRAFÍA

1. Alvarez, G., Li, S. (2006). Some basic cryptographic requirements for chaos-based cryptosystems. International Journal of Bifurcation and Chaos, 16(8), 2129–2151.
2. Pecora, L. M., Carroll, T. L. (1990). Synchronization in chaotic systems. Physical Review Letters, 64(8), 821.
3. Mainen, Z. F., Sejnowski, T. J. (1995). Reliability of spike timing in neocortical neurons. Science, 268(5216), 1503–1506.
4. Lü, J., Chen, G. (2002). A new chaotic attractor coined. International Journal of Bifurcation and Chaos, 12(03), 659–661.
5. Podlubny, I. (1999). Fractional Differential Equations. Academic Press.
6. Magin, R. L. (2006). Fractional Calculus in Bioengineering. Begell House.
7. Machado, J. T., Kiryakova, V., Mainardi, F. (2011). Recent history of fractional calculus. Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation, 16(3), 1140–1153.
8. Rahman, Z. A. S. A., Jasim, B. H., Al-Yasir, Y. I. A. (2023). New Fractional Order Chaotic System: Analysis, Synchronization, and its Application.
9. Diethelm, K. (2010). The Analysis of Fractional Differential Equations. Springer.

10. Sun, H., Zhang, Y., Baleanu, D., Chen, W., Chen, Y. (2018). A new collection of real world applications of fractional calculus in science and engineering. Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation, 64, 213–231.
11. Tavazoei, M. S., Haeri, M. (2009). A proof for nonexistence of periodic solutions in time invariant fractional order systems. Automatica, 45(8), 1886–1890.
12. Coimbra, C. F. M. (2003). Mechanics with variable-order differential operators. Annalen der Physik, 12(11–12), 692–703.
13. Qian, D., Li, C., Baleanu, D. (2012). Variable-order fractional differential operators in anomalous diffusion modeling. Physics Letters A, 376(45), 3581–3585.
14. Biolek, D., Biolek, Z., Biolková, V. (2009). SPICE modeling of memristive, memcapacitative and meminductive systems. European Conference on Circuit Theory and Design.
15. Magin, R. L. (2010). Modeling the cardiac tissue with fractional calculus. Journal of Cardiovascular Translational Research, 3(5), 432–437.
16. Teodoro, G. S., Machado, J. T. (2014). Variable order adaptive controller for robotic manipulator. Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation, 19(10), 3615–3623.
17. Coimbra, C. F. M. (2003). Mechanics with variable-order differential operators. Annalen der Physik, 12(11–12), 692–703.
18. Sun, H. et al. (2018). A new collection of real world applications of fractional calculus. Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation, 64, 213–231.
19. Gottwald, G. A., & Melbourne, I. (2004). A new test for chaos in deterministic systems. Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 460(2042), 603–611.

MEDICIÓN DE ABUNDANCIAS QUÍMICAS POR EL MÉTODO DIRECTO EN GALAXIAS HII USANDO ESPECTROS APILADOS DEL SDSS

Jesús López-Hernández[1], Elizabeth Galindo-Linares[2]

[1]Facultad de Ciencias de la Tierra y el Espacio, Universidad Autónoma de Sinaloa, Universitarios S/N C. U. 80040, Culiacán Rosales, México., [2]Universidad Autónoma de Sinaloa.
jesus.lopezh@uas.edu.mx

RESUMEN

El contenido de elementos químicos, conocido generalmente como abundancia o metalicidad, es un parámetro importante en el estudio de la formación, y evolución de galaxias, tanto para interpretar observaciones como para calibrar modelos teóricos. Dado que el oxígeno es uno de los elementos más abundantes en el Universo y sus líneas son dominantes en los espectros de emisión, generalmente se toma como el indicador de abundancia, asumiendo una distribución del resto de los elementos, por ejemplo la misma que el Sol. El método directo es la manera más confiable para obtener abundancias químicas en regiones de formación estelar. Su confiabilidad se basa en la teoría cuántica de formación de líneas espectrales para diferentes elementos, sin embargo este método requiere la detección de líneas espectrales conocidas como aurorales, las cuales son intrínsecamente débiles. Para el caso del oxígeno, la línea relevante para calcular la abundancia del oxígeno dos veces ionizado O++, se encuentra a la longitud de onda de 4363 Å ([OIII]λ4363). Su intensidad, en relación con otras líneas del mismo ion como la que se encuentra a 5007 Å ([OIII]λ5007) puede ser del orden del 1%, o menor en regiones de alta metalicidad y baja temperatura. La detección de la línea en objetos con tales condiciones físicas, requiere observaciones de muy alta calidad para poder detectarla, de lo contrario es indistinguible del ruido. En este trabajo utilizamos la técnica de apilamiento de espectros la cual consiste en combinar diversos objetos que se encuentran en el mismo rango de abundancia, que es determinada a primera aproximación por métodos indirectos. El espectro resultante de la combinación de decenas y hasta cientos de espectros individuales, presenta una alta relación señal a ruido y es posible detectar la línea auroral para realizar el cálculo de abundancia del ion O++. Combinando la intensidad de las líneas de oxígeno en el espectro apilado, junto con coeficientes atómicos recientes y usando un modelo de cinco niveles de equilibrio estadístico, es posible obtener la temperatura electrónica del gas donde O++ es dominante. Dado que la abundancia presenta dependencia con la densidad electrónica, ésta se calculó de la razón entre las líneas de azufre [SII]6717, 6731, obtenidas de los espectros apilados. La técnica del apilamiento de espectros demuestra ser una herramienta eficaz para aumentar la calidad de los datos observacionales ya existentes, reduciendo el ruido y resaltando líneas que se encuentran en el límite de detección en espectros individuales. Además de O++ fue posible medir líneas débiles de N+ ([NII]λ5755), de O+ ([OII]λ7320, 7330) y de S++ ([SIII]λ6312), útiles para diagnósticos de temperatura y densidad. Las abundancias de O++ obtenidas mediante el apilamiento constituyen un referente para mejorar y extenderla calibración de métodos empíricos así como para estudiar el proceso de formación estelar en ambientes de alta metalicidad. Además la técnica es claramente aplicable en observaciones de objetos lejanos, con alto corrimiento al rojo, donde la señal a ruido de espectros individuales es baja.

INTRODUCCIÓN

En astronomía los elementos químicos se dividen en tres partes, siendo la primera el hidrógeno, la segunda el helio y la tercera los metales, donde se incluyen el resto de los elementos químicos. El hidrógeno y el helio se consideran elementos primordiales, dado que fueron creados durante el inicio del Universo (en el Big Bang o Gran Explosión) y el resto de los elementos han sido sintetizados posteriormente, principalmente en el interior de las estrellas. Hoy en día el contenido de elementos químicos más pesados que el helio no es el mismo en diferentes objetos astronómicos. Nosotros

mismos tenemos un alto contenido de elementos, en comparación son el resto del universo, somos el resultado de una larga serie de procesos que dieron lugar a la creación de los elementos de la tabla periódica, los cuales son los bloques básicos que nos forman, así como al mundo que nos rodea.

Una pregunta importante respecto a las abundancias químicas es ¿debe ser igual el contenido de metales igual en todos los objetos astronómicos y en general en el Universo? La evidencia observacional nos muestra que no es así. El contenido relativo de metales o abundancia química en varios objetos astronómicos es variable, cubriendo un rango de al menos dos órdenes de magnitud. Ante este hecho surgen más interrogantes: ¿cuáles son los procesos responsables de tal variación? ¿por qué existen objetos con tan alta o baja metalicidad?, ¿cómo llegamos a tener la abundancia que medimos localmente?

Para responder estas y otras preguntas, el primer paso es determinar la abundancia química en diferentes objetos astronómicos. En este trabajo presentamos una metodología para determinar la abundancia química del ión de oxígeno dos veces ionizado O++, utilizando el método directo, que es el más confiable para determinación de abundancias químicas.

TEORÍA

La determinación del contenido de elementos químicos o abundancias en objetos celestes es de vital importancia en astronomía, dado que provee información acerca del proceso de formación, evolución, comportamiento y el destino de estrellas, de galaxias y del Universo. El análisis de las abundancias permite trazar los procesos responsables del enriquecimiento químico del universo, así como entender los procesos que controlan la evolución estelar y galáctica.

La manera en cómo podemos estimar contenido de metales en objetos astronómicos se basa en el análisis de líneas espectrales. En el caso de regiones de formación estelar, las líneas relevantes se encuentran en emisión. Tales líneas son producidas por el gas que es ionizado y excitado por las estrellas masivas y calientes (tipo O y B) que han sido recientemente creadas en un brote de formación estelar.

El enriquecimiento químico se origina en el proceso de nucleosíntesis de las estrellas. Mediante reacciones nucleares en el centro de las estrellas se logra combinar elementos ligeros para dar lugar a elementos cada vez más pesados. La reacción principal, que ocurre en estrellas de baja masa (0.8 a 8 masas solares) es la protón-protón (PP), mediante la cual se combinan 4 núcleos de hidrógeno o protones, para formar un núcleo de helio. Esta reacción es importante en estrellas como el Sol y constituye la principal fuente de energía para su luminosidad actual, ya que un subproducto de la fusión de hidrógeno en helio es la conversión del 0.7% de la masa de los protones originales en forma de energía cinética, rayos gama y neutrinos.

Para estrellas de masa mayor a 1.3 veces la del Sol, otras reacciones pueden producirse, como la del ciclo carbón-nitrógeno-oxígeno (CNO), que requiere mayor temperatura que la PP. La PP ocurre a temperatura de $4x10^6$ K, mientras que la CNO a $1.7x10^7$ K. Para estrellas de mayor masa el núcleo puede alcanzar mayor temperatura y se puede producir la reacción triple alfa (3α), en la cual el hélio se convierte en carbón. A mayor temperatura es posible que el carbón capture una partícula alfa, que no es otra cosa que un núcleo de helio, produciendo un núcleo de oxígeno. El proceso de captura de partículas alfa puede continuar hasta producir hierro en las estrellas más masivas.

Cuando las estrellas mueren, ya sea convirtiéndose en nebulosas planetarias o en una explosión de supernova, los elementos que sintetizaron en su interior son expulsados al medio interestelar, aumentando el contenido de metales del gas, del cual se producirán nuevas estrellas, pero ahora con mayor metalicidad. Este ciclo se ha repetido desde el inicio del universo, dando lugar a los elementos químicos que existen hoy en día. La figura 1 muestra de manera esquemática el ciclo de la materia bariónica mediante el cual se enriquece químicamente el medio interestelar.

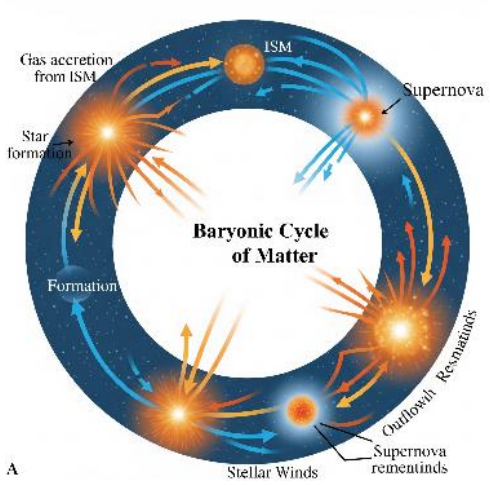


Figura 1. Ciclo bariónico de la materia, donde las estrellas se forman a partir de una nube de gas molecular, el cual es enriquecido con nuevos elementos químicos cuando las estrellas llegan al fin de su vida. El ciclo se repite, cada vez con mayor metalicidad.

Dado que el tercer elemento más abundante en el Universo es el oxígeno, este se toma generalmente como el indicador principal de la metalicidad. Se asume que la abundancia relativa del resto de elementos químicos sigue una distribución, que puede variar dependiendo del tipo de objeto. Generalmente se toma la distribución del Sol como una medida estándar o algún otro objeto conocido como la nebulosa de Orión o el promedio de nebulosas planetarias cercanas.

Para regiones de formación estelar, y en general para gas ionizado, una forma común de expresar la abundancia es mediante la nomenclatura 12 + log(X/H), donde X es la especie química de interés y se expresa respecto al hidrógeno. De esta manera la abundancia iónica del oxígeno dos veces ionizado es 12+log(O++/H). Esta es la forma de medir abundancias adoptada en el presente trabajo.

PARTE EXPERIMENTAL

Para determinar abundancias con el método directo es necesario medir alguna de las líneas aurorales, que son intrínsecamente débiles. En el caso de la abundancia de oxígeno y en particular para el ion O++, se necesita medir la intensidad de la línea auroral [OIII]λ4363, junto con la línea de excitación colisional [OIII]λ5007 y la línea de Balmer Hβ. Como no siempre es posible medir la línea auroral en espectros individuales, utilizamos la técnica del apilado de espectros para aumentar la relación señal a ruido y poder detectarla.

Para este fin, utilizamos los datos observacionales del muestreo del cielo Sloan Digital Sky Survey, en su versión 8 (SDSS-DR8: Aihara et al. 2011), el cual es de acceso libre y contiene 1.8 millones de espectros, que incluyen galaxias, estrellas cuásares y observaciones de cielo. Estas observaciones fueron tomadas sobre un área de 9274 grados cuadrados con un telescopio de 1m de diámetro. Los espectros van desde los 3800 a 9200 Å en reposo, con resolución de 1800 a 2000 y relación señal a ruido media de 4.2 por pixel. El repositorio del SDSS provee espectros unidimensionales con alto grado de procesamiento, ya han sido calibrados en longitud de onda y en flujo. Además para cada objeto se da la clasificación (galaxia, QSO, estrella) y el corrimiento al rojo, entre otras mediciones que se encuentran en el encabezado de cada archivo (Blanton, 2017).
Para filtrar los espectros y tener una muestra solamente de regiones extragalácticas dominadas por formación estelar, fue necesario aplicar varios criterios de selección. El primer criterio es tomar aquellos objetos que tengan suficiente relación señal a ruido en las líneas intensas, por lo que se

estableció un límite de S/N > 10 para Hβ, [OIII]λ5007, Hα y [NII]λ6584. El siguiente paso fue seleccionar objetos cuya fuente de ionización sea de tipo estelar, es decir que contienen estrellas jóvenes y masivas creadas en un brote de formación reciente. Para este fin utilizamos el diagrama de diagnóstico (BPT, 1981), en una versión que requiere la razón de líneas [NII]λ6584/Hα vs. [OIII]λ5007/Hβ, fáciles de medir.

En el espacio de paŕametros del diagrama de diagnóstico BPT, los objetos ocupan posiciones específicas dependiendo de la fuente de ionización (Dopita, 2013), por lo que es posible distinguir entre objetos ionizados por estrellas y los ionizados por núcleos activos de galaxias (AGN's). La figura 2 muestra el diagrama de diagnóstico para todos los espectros del SDSS-DR8, donde las curvas indican la división entre ionización por estrellas y por núcleos activos. Las demarcaciones fueron obtenidas por Kewley (2006) y por Kauffman (2003). Los objetos entre las dos curvas se consideran compuestos, en el sentido de que muy probablemente tengan contribución de ambos tipos de fuentes de ionización. Decidimos utilizar la línea que excluye a estos objetos para evitar contaminación por AGN's y así considerar efectivamente solo objetos con formación estelar. Los puntos en color azul en la figura indican la muestra utilizada, mientras que los rojos fueron excluidos.

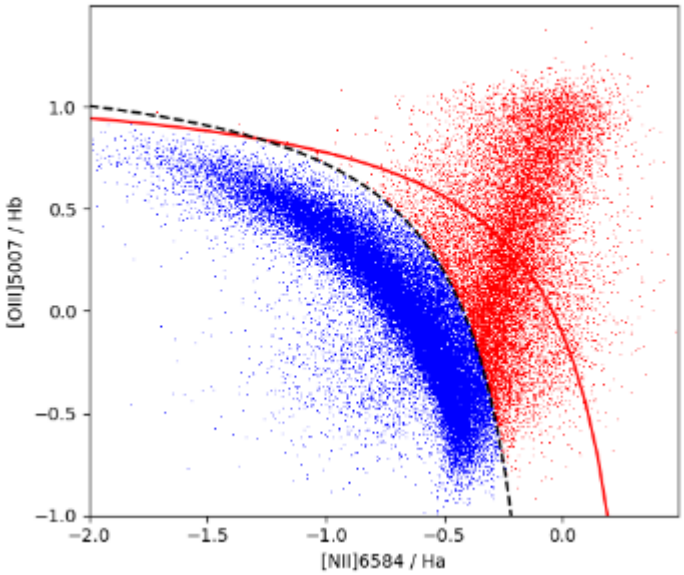


Figura 2. Diagrama BPT para selección de los objetos ionizados por estrellas. Las líneas muestran la separación entre formación estelar y AGN's propuestas por Kewley (2006, línea roja continua) y por Kauffman (2003, línea negra discontinua). Las galaxias seleccionadas se muestran en azul.

Una vez seleccionadas las galaxias con formación estelar, el siguiente paso fue realizar la corrección por corrimiento al rojo (redshift), este paso tiene la finalidad de llevar la longitud de onda del espectro a el marco de referencia en reposo, de esta manera las líneas de diferentes espectros se encuentran alineadas a la misma longitud de onda, con lo que es posible combinarlas. La corrección requiere transformar la longitud de onda a escala lineal (ya que se encuentra en escala logarítmica en el archivo), obtener al valor del corrimiento al rojo para el objeto, el cual se encuentra en el encabezado (valor de la entrada "Z" de cada archivo) y finalmente la longitud de onda es corregida dividiéndola entre el valor del corrimiento corrimiento (Huchra, 2013):
longitud_corregida = longitud/[corrimiento + 1].

Posteriormente cada espectro fue corregido por extinción utilizando el decremento Balmer (Hα/Hβ) y tomando la curva de extinción parametrizada por Miller y Mathews (1972), adoptando el caso B de recombinación, con el decremento Balmer igual a 2.85, asumiendo una temperatura de 10000 K y una densidad electrónica de 100 cm^{-3}. A continuación los espectros fueron llevados a la misma escala de flujo mediante una normalización. Para esto promediamos la región entre 4400 y 4450

Angstroms, libre de líneas de emisión intensas, posteriormente dividiendo todo el espectro entre el promedio. Finalmente fue posible combinar los espectros individuales para crear el espectro apilado con alta relación señal a ruido.

RESULTADOS

Un ejemplo del proceso de apilamiento se muestra en la figura 3, donde los espectros individuales se muestran en diferentes colores, mientras que el resultado de su combinación se muestra en color negro. En este caso se realizó la combinación de 100 espectros individuales. Debido a las diferencias en corrimiento al rojo, no todos los espectros cubren el mismo rango en longitud de onda al ser llevados al marco de referencia en reposo. Las líneas verticales discontinuas indican el rango que tienen en común los 100 espectros, en este caso el espectro resultante va de alrededor de 4000 a 6700 angstroms. Una sección aumentada del espectro se muestra en la figura 4, que incluye la línea auroral de [OIII]

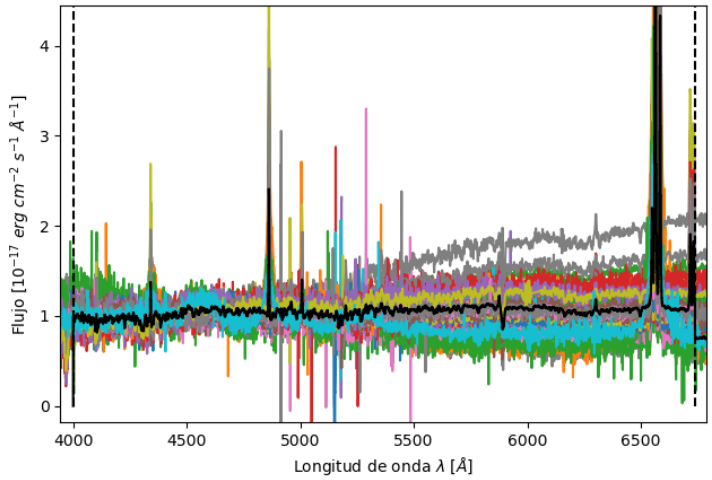


Figura 3. Resultado del proceso de apilamiento después de las diferentes correcciones descritas en el texto. En diferentes colores se muestran los espectros individuales utilizados para obtener el espectro combinado en negro.

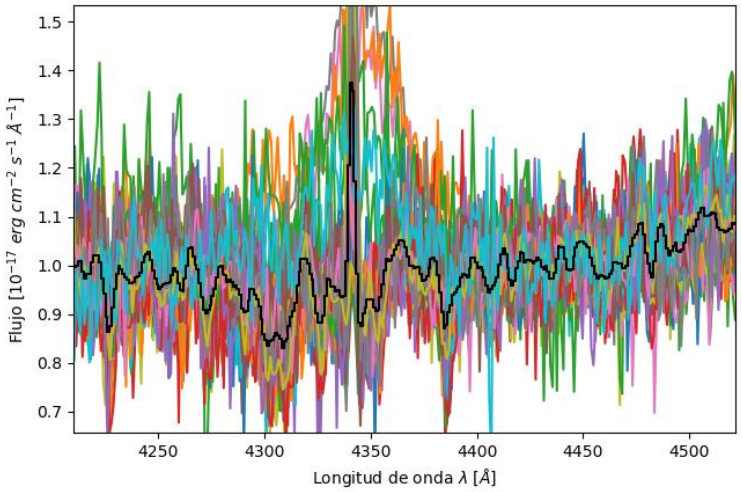


Figura 4. Segmento de la figura 3 pero solamente en la región de la línea de Balmer Hγ. Se incluye la línea [OIII]λ4363. Los espectros individuales se muestran en colores y el resultado en negro.

A partir de los espectros apliados, ordenados por algún parámetro físico (en este caso la razón [NII]λ6584, tomada como un indicador de metalicidad empírico) se realizó la medición de las líneas necesarias para estimar la temperatura electrónica (razón [OIII] 5007/4363). Un ejemplo de espectro resultantes y las líneas necesarias para obtener abundancia iónica se muestra en la figura 5, donde las líneas relevantes se indican con bandas azules verticales y se muestra el ion asociado junto con la su longitud de onda. Posteriormente a la medición de las líneas, se procede a calcular la temperatura electrónica utilizando la rutina getTemDen de la librería Pyneb (Luridiana et al., 2015). Con la temperatura electrónica de O++, asociada a la parte interna de la región de formación estelar, se calculó la abundancia iónica mediante la rutina getIonAbundance, también de Pyneb.

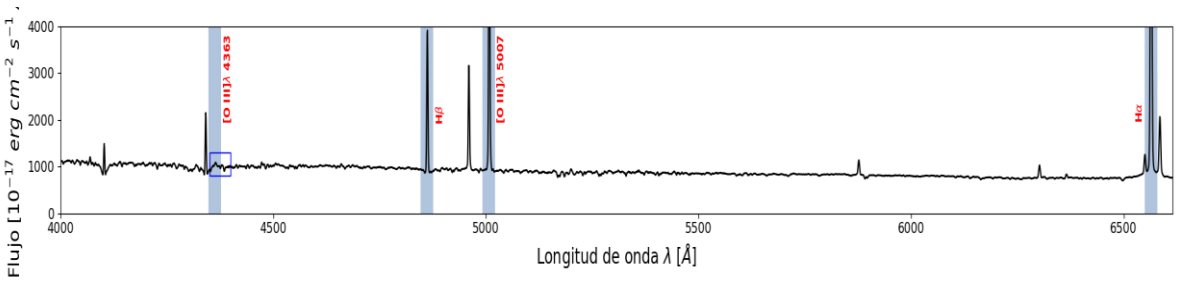


Figura 5. Resultado del proceso de apilamiento de 1000 espectros individuales.Las bandas azules muestran las líneas de emisión utilizadas para obtener la abundancia de O++. El rectángulo indica la zona utilizada para medir la línea auroral [OIII] λ4363. La temperatura obtenida es de 15000K mientas que 12 + log(O++/H) = 7.40 en este caso.

La figura 6 muestra la relación entre la razón de líneas [OIII] 5007/4363 y la abundancia iónica O++ para varios espectros apilados, el rango de metalicidad va desde 6.0 a 8.5 dex, demostrando que se puede cubrir un amplio rango de abundancias.

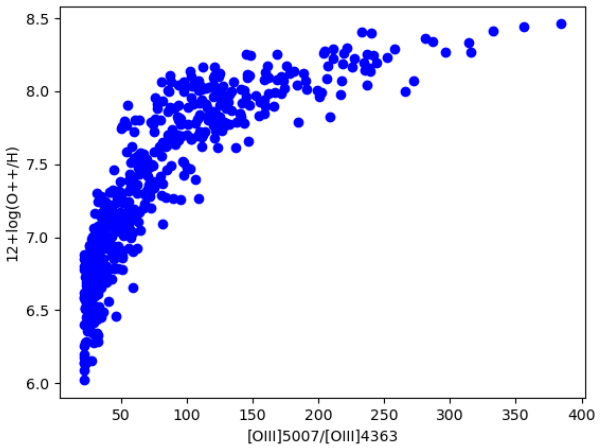


Figura 6. Relación entre la razón de la líneas de oxígeno [OIII] 5007/4363 y la abundancia iónica 12 + log(O++/H) obtenida con Pyneb

CONCLUSIONES

En este trabajo se realizó la estimación de la abundancia iónica de O++ utilizando la técnica del apilado de espectros del Sloan Digital Sky Survey para incrementar la relación señal a ruido. Las principales conclusiones son:

Presentamos una metodología para combinar espectros de baja señal a ruido y así lograr detectar la línea auroral [OIII]λ4363 y obtener la abundancia iónica O++ por el método directo. Con los espectros apilados del SDSS-DR8 obtuvimos abundancias directas en el rango 6.02 a 8.46 en escala de 12+log(O++/H)

La metodología es útil para obtener abundancias de otras especies como pueden ser oxígeno una vez ionizado, utilizando las líneas [OII]λ3726,3729 y [OII]λ7319,7330. Las de nitrógeno una vez ionizado con las líneas [NII]λ6548, 6584 y [NII]λ5755. Las de azufre una vez ionizado con las líneas [SII]λ6717, 6731 y [SII]λ4068,4076. Y las de azufre dos veces ionizado con las líneas [SIII]λ9069,9532 y [SIII]λ6312. Todas disponibles en espectros ópticos, aunque con menor cantidad de espectros individuales para combinar, especialmente para las líneas en los extremos del rango espectral cubierto.

Es posible extender la técnica a observaciones con diferentes instrumentos, siempre y cuando la cobertura espectral lo permita. De igual manera es posible su aplicación a objetos a alto corrimiento al rojo donde la relación señal a ruido es generalmente baja pero mediante el apilamiento de objetos similares se pueden detectar las líneas débiles necesarias para el cálculo de abundancias.

BIBLIOGRAFÍA

1. Aihara, Hiroaki; Allende Prieto, Carlos; An Deokkeun, et al.; The Eight Data Release of the Sloan Digital Sky Survey: First Data from SDSS-III; 2011, ApJS, 193, 29A.
2. Baldwin, J. A.; Phillips, M. M.; Terlevich, R.(BPT): Classification parameters for the emission line spectra of extragalactic objects. 1981, PASP, 93, 5B
3. Blanton, M., et al., 2017, “Sloan Digital Sky Survey IV: Mapping the Milky Way, Nearby Galaxies and the Distant Universe”, AJ, 154, 1
4. Dopita, M., et al., 2013, “New strong-line abundance diagnostics for HII regions”, 2013, ApJS, 208, 10
5. Huchra, John; “Extragaláctic redshifts”; 2013; http://ned.ipac.caltech.edu/help/zdef.html
6. Kauffman, Guinevere, Heckman, Timothy, Tremonti, Christy, et al.; The host galaxies of active galactic nuclei; 2003, MNRAS, 346, 1055
7. Kewley, L. J,; Groves, B.; Kauffmann, G; Heckman, T,; The host galaxies and classification of active galactic nuclei. 2006, MNRAS, 372, 961
8. Luridiana, V; Morisset,C.; Shaw, R. A. Pyneb: A new tool for analyzing emission lines. I. Code description and validation of results. Astron. Astrophys. 2015, 573, A42.
9. Miller, Joseph,; Mathews, William,; 1972, “The recombination Spectrum of the Planetary Nebula NGC 7027”; ApJ, 172, 539

ANÁLISIS ESTADÍSTICO DE LA INFLUENCIA DE LA PUBLICIDAD DIGITAL EN META Y LAS BÚSQUEDAS EN GOOGLE PARA LAS ELECCIONES FEDERALES DE MÉXICO EN 2024

Elizabeth Galindo-Linares[1], Andrea Yoalli Salcedo Luna[2]

[1] Universidad Autónoma de Sinaloa, [2] Departamento de Física, CUCEI, Universidad de Guadalajara.

1 galindoe@uas.edu.mx, 2 andrea.salcedo5384@alumnos.udg.mx

RESUMEN

En el contexto de las elecciones federales de México 2024, este estudio analiza la relación entre la inversión en publicidad digital en plataformas de META (Facebook, Instagram y WhatsApp) y el interés público reflejado en las búsquedas en Google. Se utiliza un enfoque cuantitativo basado en el análisis de correlación y regresión lineal para evaluar el impacto de la publicidad en la visibilidad y el comportamiento del electorado juvenil. Para el análisis, se recopilaron datos de gastos en publicidad digital en META de cada candidato federal y se compararon con las búsquedas en Google Trends realizadas por el electorado durante el periodo del 15 de abril al 13 de julio de 2024. Se organizó una base de datos en Excel y se aplicaron técnicas estadísticas en RStudio para calcular coeficientes de correlación de Pearson y ajustar modelos de regresión lineal. Además, se determinaron valores de significancia estadística (p-valor) para evaluar la relación entre ambas variables. Se encontró que la correlación entre los gastos en publicidad digital y el interés público varía entre candidatos. Se observó una correlación moderada para la candidata Xóchitl Gálvez, mientras que para Claudia Sheinbaum y Jorge Máynez la relación fue más débil. Esto sugiere que, si bien la publicidad en META puede influir en la visibilidad de un candidato, no es el único factor determinante en la intención de búsqueda de los votantes. Se destaca que la mayor parte de la variabilidad en el interés del electorado no está explicada por la inversión en publicidad digital, lo que indica la presencia de otros factores como la predisposición del votante o la competencia de medios tradicionales. Finalmente, aunque el uso de redes sociales y marketing digital es una herramienta clave en las campañas electorales, en México los métodos tradicionales de propaganda política aún tienen un peso significativo en la formación de opinión pública.

INTRODUCCIÓN

La convergencia entre física, matemáticas, economía y ciencias sociales ha dado origen a campos interdisciplinarios como la *sociofísica* y la *econofísica*, que aplican modelos matemáticos y estadísticas para estudiar fenómenos sociales complejos como la opinión pública, las decisiones colectivas o el comportamiento del electorado (Sen & Chakrabarti, 2014; Castellano, Fortunato, & Loreto, 2009). Estas disciplinas surgieron formalmente a finales del siglo XX. La sociofísica fue impulsada inicialmente por Serge Galam en la década de 1980, quien aplicó teorías de física estadística a la propagación de opiniones en poblaciones (Galam, 2004). La econofísica, por su parte, se consolidó en la década de 1990 con trabajos pioneros de Rosario Mantegna y H. Eugene Stanley, aplicando leyes físicas al análisis de mercados financieros (Mantegna & Stanley, 1999). En México, estas disciplinas han comenzado a cobrar mayor relevancia en las dos últimas décadas, particularmente en estudios sobre opinión pública, procesos electorales y dinámica social (McNamara, 2010).

Una característica distintiva de estos enfoques es el uso de analogías con las leyes de Newton para modelar interacciones sociales. Por ejemplo, el concepto de "fuerza de influencia" puede interpretarse como una analogía del principio de acción y reacción, mientras que la "masa social" puede representar el peso de la opinión colectiva. A través de esta óptica, se pueden construir modelos cuantitativos del comportamiento humano aplicando principios similares a los de la mecánica clásica, enriqueciendo la comprensión de fenómenos electorales con herramientas propias de la física y la estadística aplicada.

En el contexto de las elecciones federales de México 2024, las plataformas digitales como Facebook, Instagram y WhatsApp (agrupadas bajo META), así como los motores de búsqueda como Google, han reformulado la dinámica de la comunicación política. Estas herramientas se han convertido en canales estratégicos para candidatos, partidos y ciudadanos. La publicidad en META permite segmentar mensajes dirigidos a diversos sectores del electorado, mientras que Google refleja patrones de búsqueda que pueden considerarse indicadores del interés público y la visibilidad digital (Thompson, 2005).

El presente estudio se propone analizar si existe una relación estadísticamente significativa entre la inversión en publicidad digital en plataformas de META y el volumen de búsquedas de los candidatos presidenciales en Google. A través de métodos de análisis cuantitativo, se busca aportar evidencia empírica sobre la interacción entre estrategias de marketing digital y comportamiento electoral observable en línea, integrando enfoques de la estadística inferencial, la econofísica y la sociofísica para comprender fenómenos sociales complejos desde una perspectiva interdisciplinaria.

TEORÍA

La comunicación política digital se ha consolidado como un eje estructural en el marketing electoral del siglo XXI. Su desarrollo comenzó a ser notoriamente visible con la campaña presidencial de Barack Obama en 2008, considerada la primera en utilizar de manera masiva las redes sociales para movilización, financiamiento y segmentación del electorado (Kreiss, 2016). Esta campaña marcó un hito tanto en sociología del mercado —al adaptar estrategias comerciales al contexto político— como en sociología del poder, al redefinir la relación entre candidato y ciudadano. Además, supuso un punto de inflexión en economía electoral y políticas públicas, al introducir modelos de comunicación directa, personalizada y cuantificable.

En México, el uso sistemático de redes sociales y publicidad digital en campañas comenzó a institucionalizarse a partir de 2012, con un crecimiento exponencial en 2018 y 2024. Desde entonces, plataformas como Facebook, Instagram, X (antes Twitter), TikTok y YouTube han sido empleadas para construir imagen, difundir propuestas, activar emociones y generar resonancia simbólica. Según datos del Instituto Nacional de Estadística y Geografía (INEGI, 2023) y del Instituto Federal de Telecomunicaciones (IFT), el grupo etario con mayor uso de redes sociales en México se sitúa entre los 18 y 34 años, concentrando más del 60 % de los usuarios en plataformas como TikTok, Instagram y YouTube, mientras que Facebook sigue liderando en el grupo de 35 a 49 años.

El costo de una campaña digital varía ampliamente. En el contexto mexicano, la inversión en publicidad pagada puede oscilar entre 100 mil y más de 10 millones de pesos, dependiendo del alcance, la plataforma y el uso de influencers. Según la Biblioteca de Anuncios de META (2024), algunos candidatos presidenciales han destinado montos diarios de hasta 100 mil pesos únicamente en pauta digital.

META Platforms Inc., propietaria de Facebook, Instagram y WhatsApp, proporciona acceso público a la Biblioteca de Anuncios, lo que representa una ventaja metodológica al ofrecer una base de datos abierta, sistematizada y comparable. Esto permite a los investigadores acceder a montos de inversión, fechas, tipos de anuncios y niveles estimados de alcance. Aunque tiene limitaciones en cuanto a microsegmentación o interacción detallada, su transparencia la convierte en una fuente empírica fundamental.

John B. Thompson (2005) conceptualiza la "nueva visibilidad" como una forma de poder simbólico en la cual los medios de comunicación no sólo reflejan, sino que configuran la relevancia pública de los actores políticos. Esta visibilidad no depende exclusivamente del gasto publicitario, sino de la capacidad del mensaje para generar resonancia, identificación emocional y viralidad.

Desde la sociofísica, los comportamientos electorales pueden explicarse mediante modelos de interacción social donde cada individuo actúa como una partícula influida por su entorno. Aplicando la segunda ley de Newton, se puede interpretar que un cambio en el estado de opinión (aceleración social) es proporcional a la influencia ejercida (fuerza mediática) e inversamente proporcional a la resistencia al cambio (inercia ideológica). La tercera ley de Newton, que postula que toda acción genera una reacción, se refleja en la interacción dinámica entre propaganda digital y respuesta del electorado, observable en las métricas de búsqueda o viralización.

Desde la estadística aplicada, el coeficiente de correlación de Pearson permite medir la fuerza y dirección de la relación lineal entre dos variables cuantitativas —en este caso, inversión publicitaria y volumen de búsqueda. Su valor oscila entre -1 y 1, donde valores positivos altos indican una asociación directa. Sin embargo, desde las teorías sociológicas, esta correlación debe interpretarse considerando variables intervinientes como cultura política, hábitos digitales, exposición mediática previa y nivel de educación política.

La regresión lineal simple, por su parte, permite modelar la influencia de la inversión digital sobre la visibilidad electoral como una función matemática. Pero al igual que con Pearson, su poder explicativo depende del contexto: no todo incremento en inversión garantiza mayor visibilidad, pues factores como la creatividad del contenido, la credibilidad del emisor o el momento de publicación pueden alterar la efectividad comunicacional (Thompson, 2005; López-Aguirre & López-Arce, 2025).

RECOLECCIÓN DE DATOS

Se empleó una metodología cuantitativa. Se extrajeron datos de gasto en publicidad digital desde la Meta Ads Library para Claudia Sheinbaum, Xóchitl Gálvez y Jorge Álvarez Máynez, correspondientes al periodo del 15 de abril al 13 de julio de 2024. De forma paralela, se recolectaron datos de Google Trends sobre el volumen relativo de búsquedas en México para cada candidato en el mismo periodo. Los datos fueron organizados en hojas de cálculo (Excel) y analizados mediante RStudio. Se calcularon coeficientes de correlación de Pearson y se ajustaron modelos de regresión lineal simple para evaluar la relación entre gasto e interés digital, considerando un nivel de significancia de $\alpha = 0.05$ (p-valor asociado) y el coeficiente de determinación ajustado r^2 para explicar la variabilidad de los datos.

RESULTADOS

Los resultados obtenidos a través del análisis de regresión lineal y correlación de Pearson permiten evaluar cuantitativamente la relación entre la inversión en publicidad digital en META y el interés público expresado en las búsquedas en Google durante el proceso electoral federal de México en 2024. Esta sección presenta tanto las ecuaciones ajustadas como la interpretación de su significancia desde una perspectiva interdisciplinaria que integra principios de la estadística, la econofísica, la sociofísica y la teoría de la visibilidad de Thompson.

Coeficientes				
Candidato	β_0	β_1	r^2	p-valor
Xóchitl Gálvez	6.290069e+01	5.932875e-06	0.1725	0.01046
Claudia Sheinbaum	5.527873e+01	2.177779e-05	0.1133	0.03355
Jorge Máynez	6.971982e+01	6.835670e-06	0.04012	0.1402

Tabla 1. Tabla de coeficientes y p-valor asociado a la correlación.
Google y la inversión en publicidad digital:
Usando los datos de la Tabla 1, las siguientes ecuaciones corresponden al modelo de regresión lineal simple para cada uno de los tres principales candidatos presidenciales, donde representa el volumen relativo de búsquedas en Google y la inversión en publicidad digital:

$$y \quad 6\,290069 \quad 10^{1} \quad 5\,932875 \quad 10^{-6}\,x \qquad [1] \qquad \text{(Xochitl Gálvez))}$$

$$y \quad 5\,527873 \quad 10^{1} \quad 2\,177779 \quad 10^{-5}\,x \qquad [2] \qquad \text{(Claudia Sheinbaum)}$$

$$y \quad 6\,971982 \quad 10^{1} \quad 6\,835670 \quad 10^{-6}\,x \qquad [3] \qquad \text{(Jorge Álvarez Máynez)}$$

Las ecuaciones [1], [2] y [3] corresponden a las ecuaciones del ajuste lineal de los datos dispersos para cada candidato .Las gráficas correspondientes (figuras 1, 2 y 3) muestran el ajuste lineal y la dispersión de los datos empíricos, permitiendo visualizar la magnitud y consistencia de la asociación para cada caso.

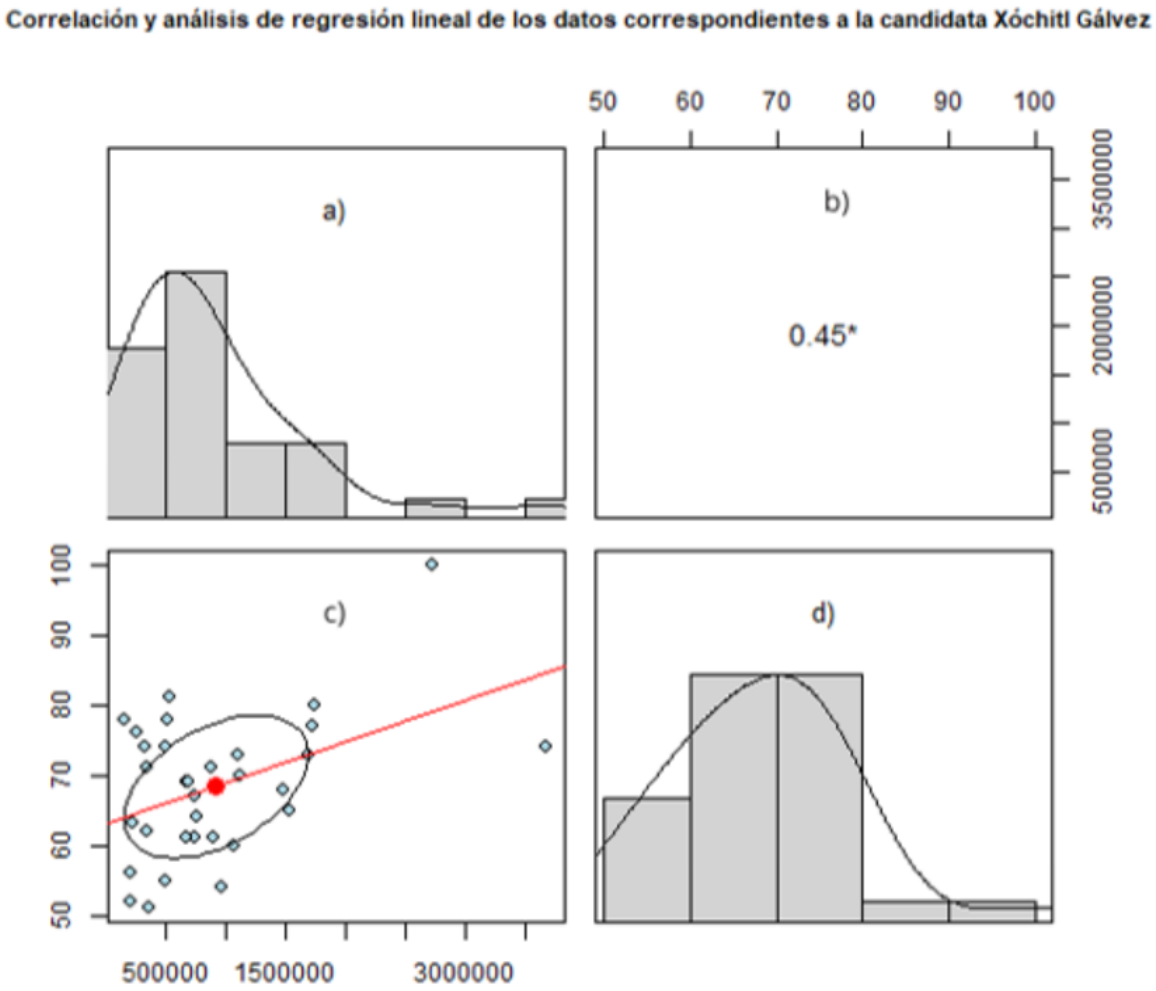


Figura 1. a) Se muestra el histograma y su ajuste gaussiano de los gastos realizados de publicidad en META, b) indica las correlación entre las variables, c) muestra el ajuste de regresión lineal y d) histograma y su ajuste gaussiano de las búsquedas puntuales en Google.

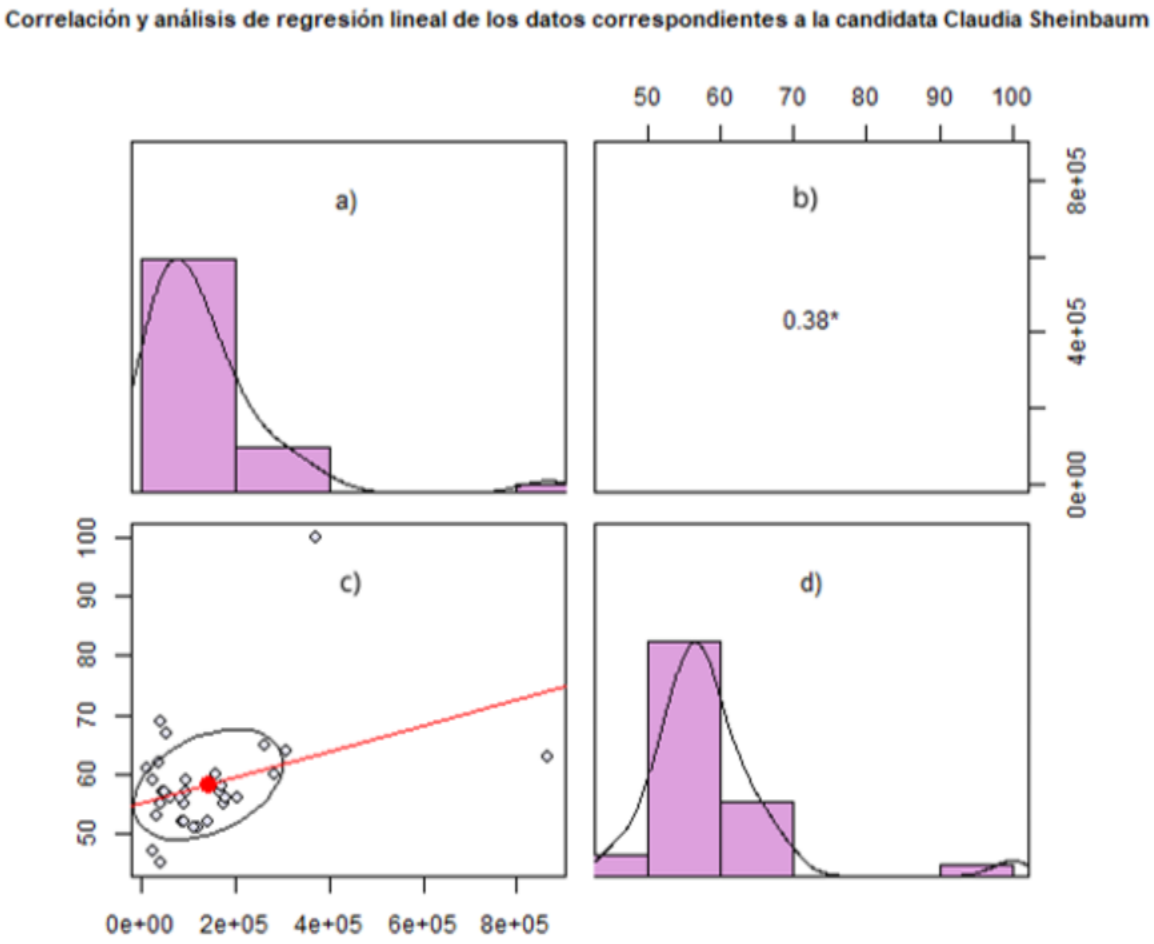


Figura 2. a) Se muestra el histograma y su ajuste gaussiano de los gastos realizados de publicidad en META, b) indica las correlación entre las variables, c) muestra el ajuste de regresión lineal y d) histograma y su ajuste gaussiano de las búsquedas puntuales en Google.

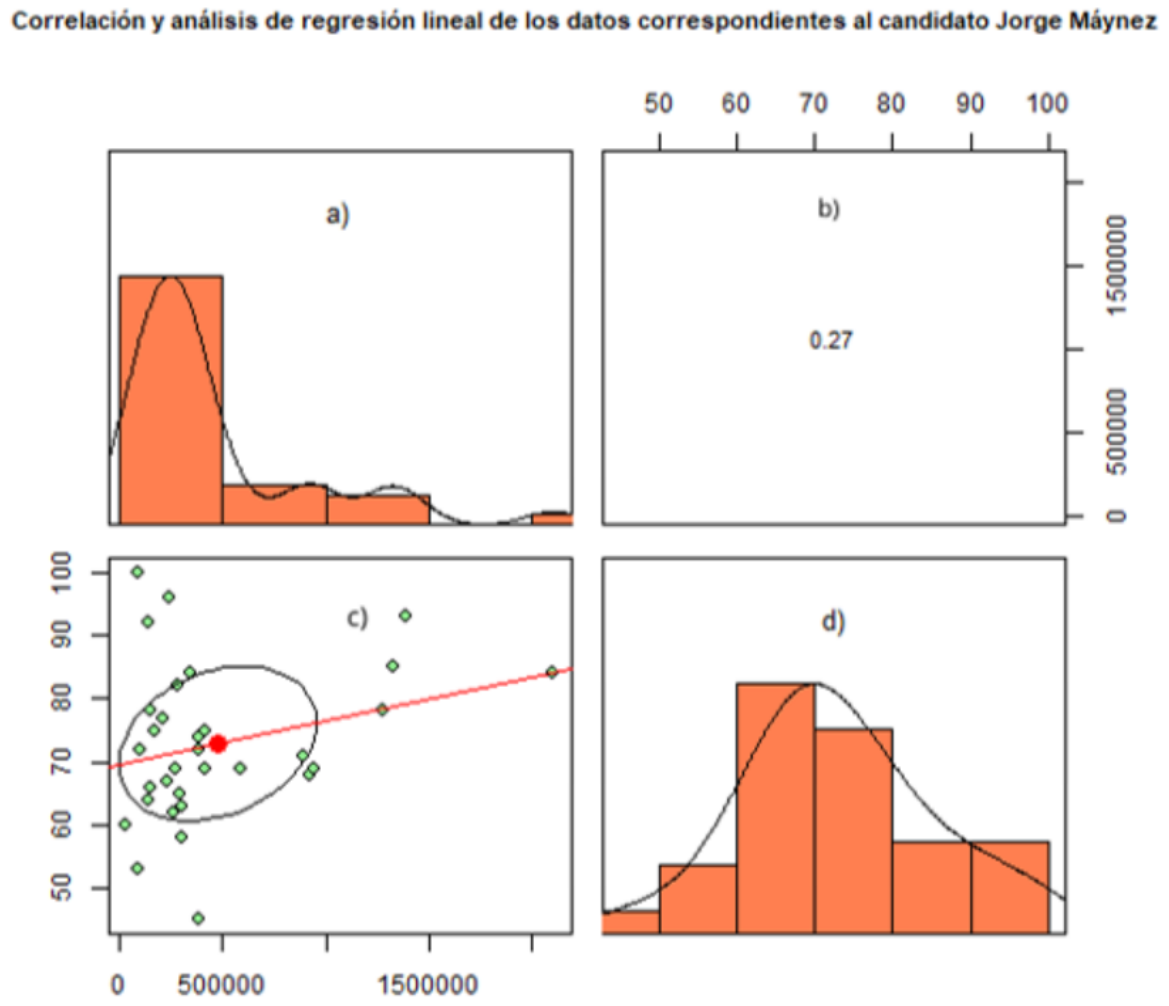


Figura 3. a) Se muestra el histograma y su ajuste gaussiano de los gastos realizados de publicidad en META, b) indica las correlación entre las variables, c) muestra el ajuste de regresión lineal y d) histograma y su ajuste gaussiano de las búsquedas puntuales en Google.

Las gráficas correspondientes (figuras 1, 2 y 3) muestran el ajuste lineal y la dispersión de los datos empíricos, permitiendo visualizar la magnitud y consistencia de la asociación para cada caso.

Desde una perspectiva cuantitativa, se observó que Xóchitl Gálvez presentó una correlación moderada y estadísticamente significativa entre gasto publicitario e interés público, lo cual sugiere que su estrategia digital logró generar una visibilidad proporcional a la inversión. En cambio, aunque Claudia Sheinbaum fue quien más invirtió en publicidad digital, su correlación fue más débil, lo que indica que otros factores interfirieron en la capacidad de esa inversión para traducirse en búsquedas. El caso de Jorge Máynez destaca por presentar picos de búsqueda no necesariamente asociados a aumentos de inversión, lo cual remite a fenómenos de viralización espontánea, identificación simbólica y efecto red.

Desde la sociofísica, estos resultados pueden interpretarse como evidencia de un sistema dinámico donde los agentes (votantes) reaccionan no solo a fuerzas externas (publicidad), sino también a interacciones locales (redes sociales, viralización, referencias sociales). Conforme a la segunda ley de Newton, el impacto (aceleración en la visibilidad) no depende únicamente de la magnitud de la

fuerza aplicada (gasto), sino también de la masa social y la resistencia del sistema (inercia de opinión).

Además, desde la teoría de la visibilidad de John B. Thompson (2005), los datos muestran que el poder simbólico en la esfera digital no se limita a la cantidad de inversión, sino que está mediado por la calidad del mensaje, la autenticidad percibida, la emocionalidad del contenido y el contexto de recepción. Es decir, la visibilidad pública se configura no solo por lo que se paga, sino por lo que se comparte, interpreta y reacciona colectivamente.

Observaciones

Si bien esta investigación concluye en su fase actual, los resultados impulsan una siguiente etapa de análisis que combine las fuentes de datos disponibles con técnicas avanzadas como el análisis de redes sociales, herramientas de inteligencia de fuentes abiertas (OSINT), scraping ético y modelos de machine learning para clasificación de patrones. Esta ampliación es necesaria porque la plataforma de META —si bien ofrece transparencia en cuanto a montos y fechas de inversión— presenta limitaciones significativas para el análisis profundo: no proporciona datos sobre la audiencia específica que visualizó los anuncios (como edad, género o comportamiento posterior), no distingue si las visualizaciones provinieron de bots o cuentas automatizadas, y no reporta métricas críticas para un análisis forense digital como IPs sospechosas, duración de exposición o comportamiento de clics (Edelson et al., 2021; Ribeiro et al., 2020).

Estos vacíos metodológicos justifican una fase complementaria que permita investigar con mayor precisión el impacto real de la publicidad política digital sobre los comportamientos del electorado, avanzando así hacia modelos predictivos robustos e interdisciplinarios que articulen estadística, física social, comunicación política y ciencia de datos.

CONCLUSIONES

Desde la perspectiva de la econofísica y la sociofísica, los resultados de este estudio revelan que la inversión en publicidad digital por sí sola no garantiza el éxito electoral. Si bien se encontró una correlación estadística moderada entre el gasto en plataformas de META y el volumen de búsquedas en Google, esta relación no fue suficiente para predecir ni determinar el comportamiento final del electorado juvenil. La visibilidad digital, entendida desde el marco teórico de John B. Thompson (2005), no se construye exclusivamente a partir de recursos económicos, sino también a través de procesos simbólicos, emocionales y culturales que confieren resonancia mediática a ciertos actores políticos.

El caso de Jorge Álvarez Máynez es paradigmático: a pesar de tener una inversión comparativamente menor, logró generar picos de atención significativos mediante estrategias virales y narrativas emocionales. Esto evidencia lo que Thompson denomina "visibilidad mediada", en la cual los medios no solo reproducen información sino que configuran la relevancia simbólica de los candidatos. Máynez escaló en percepción pública sin una inversión equivalente a sus competidores, lo cual sugiere un cambio en las reglas del juego político digital: el contenido altamente simbólico, autentificado por redes de influencia y reforzado por ecos emocionales, puede ser más efectivo que la mera repetición pagada.

Xóchitl Gálvez, por su parte, mostró una relación significativa entre gasto y visibilidad, pero sin traducirse en victoria electoral. Esto refuerza la idea de que la inversión efectiva no solo debe medirse en cantidad, sino en pertinencia cultural, oportunidad estratégica y capacidad de movilización. En contraste, Claudia Sheinbaum —quien resultó ganadora— mostró una débil correlación en este estudio, lo que evidencia que su triunfo estuvo sostenido en factores más amplios: maquinaria política, presencia territorial y exposición multicanal, elementos que superan el ámbito puramente digital.

Desde un enfoque comparado, Estados Unidos lleva al menos 16 años de ventaja en el uso intensivo y sistemático del marketing digital electoral desde la campaña de Barack Obama en 2008 (Kreiss,

2016). En México, el proceso de profesionalización del campo ha sido más lento, con avances notables en los últimos dos sexenios pero aún con debilidades en estrategias integradas, análisis de datos y segmentación conductual. Mientras que en EE. UU. el uso de big data, microtargeting y modelos de simulación sociopolítica es práctica común, en México aún se depende de intuiciones comunicativas y estructuras partidistas tradicionales.

Los hallazgos de este trabajo invitan a repensar las campañas políticas digitales como ecosistemas complejos donde convergen fuerza (gasto), masa (audiencia), aceleración (resonancia simbólica) e inercia (resistencia ideológica), todos componentes modelables a través de principios sociofísicos. El gasto en redes vale la pena sólo cuando se articula a una narrativa significativa, emocionalmente relevante y socialmente distribuible.
Por último, en las siguientes fases estaría la investigación abierta a un análisis por el modelo de Ising, los modelos de Sznajd y de Deffuant para la difusión de información tipo creencias o rumores y modelos de percolación para tendencias.

REFERENCIAS

Castellano, C., Fortunato, S., & Loreto, V. (2009). Statistical physics of social dynamics. *Reviews of Modern Physics, 81*(2), 591–646. https://doi.org/10.1103/RevModPhys.81.591
Edelson, L., Sakhuja, S., Dey, R., & McCoy, D. (2021). *Understanding the limitations of the Facebook Ad Library*. In Proceedings of the 21st ACM Internet Measurement Conference (IMC '21), 29–44. https://doi.org/10.1145/3487552.3487838
Field, A. (2013). *Discovering Statistics Using IBM SPSS Statistics* (4th ed.). Sage Publications.
Galam, S. (2004). Sociophysics: A personal testimony. *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications, 336*(1–2), 49–55. https://doi.org/10.1016/j.physa.2004.01.008
García Retes, C., Hernández Muñoz, G., & Gutiérrez, A. (2025). Redes sociales y participación electoral de los jóvenes en Nuevo León 2021. *Revista Panamericana de Comunicación*.
Instituto Federal de Telecomunicaciones. (2023). *Estudio sobre los hábitos de consumo de contenidos audiovisuales y uso de redes sociales en México*. IFT. https://www.ift.org.mx/industria/estadisticas-y-monitoraje/estadisticas
Instituto Nacional de Estadística y Geografía. (2023). *Estadísticas sobre el uso de tecnologías de la información y comunicación en los hogares, 2023*. INEGI. https://www.inegi.org.mx/programas/dutih/2023/
Kreiss, D. (2016). Prototype politics: Technology-intensive campaigning and the data of democracy. Oxford University Press. https://doi.org/10.1093/acprof:oso/9780199350247.001.0001
López-Aguirre, J. L., & López-Arce, S. S. (2025). Emociones en campaña: Impacto de la influencer Mariana Rodríguez en las elecciones de Nuevo León. *Revista Panamericana de Comunicación*. https://doi.org/10.21555/rpc.v7i1.3306
Mantegna, R. N., & Stanley, H. E. (1999). An Introduction to Econophysics: Correlations and Complexity in Finance. Cambridge University Press.
McNamara, P. H. (2010). Econophysics and sociology: Potential for a transdisciplinary synthesis. *The American Sociologist, 41*(3), 294–319. https://doi.org/10.1007/s12108-010-9106-3
Meta Platforms, Inc. (2024). *Meta Ad Library: Biblioteca de anuncios políticos y sociales en México*. https://www.facebook.com/ads/library/
Paradis, E. (2005). *R para principiantes*. Éditions de l'Observatoire. (Trad. J. A. Ahumada).
RStudio Team. (2024). *RStudio: Integrated Development Environment for R* (Version 4.4.1) [Computer software].
Ribeiro, M. H., Ottoni, R., West, R., Almeida, V. A. F., & Meira Jr, W. (2020). *Auditing radicalization pathways on YouTube*. In Proceedings of the 2020 Conference on Fairness, Accountability, and Transparency (FAT* '20), 131–141. https://doi.org/10.1145/3351095.3372879
Thompson, J. B. (2005). *La nueva visibilidad: Espacio mediático y gestión de la reputación*. Paidós.
Sen, P., & Chakrabarti, B. K. (2014). Sociophysics: An Introduction. Oxford University Press.

DEMOSTRACIÓN EXPERIMENTAL DEL EFECTO KERR ÓPTICO EN CRISTALES FOTORREFRACTIVOS SILLENITA

Angie L. S. Navarro[1*], Y. Torres Moreno[1], S. Chávez-Cerda[2]

[1]Grupo de Óptica y Tratamiento de Señales, Universidad Industrial de Santander, Carrera 27 Calle 9, A.A. 678, Bucaramanga, Colombia, [2]Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, Luis Enrique Erro \#1, 72840, Puebla, México
angie2170795@correo.uis.edu.co

RESUMEN

Los cristales fotorrefractivos Sillenita han sido ampliamente estudiados en diversas investigaciones debido a sus propiedades únicas[1]. Estos cristales, estructuralmente anisótropos, pertenecen al grupo de simetría cúbico y al grupo espacial I23, lo que les confiere isotropía óptica en su comportamiento refractivo. Particularmente, se trata de medios no centro simétricos y no birrefringentes. Tanto el efecto fotorrefractivo como el efecto Kerr óptico son procesos derivados del índice de refracción no lineal; sin embargo, los mecanismos físicos subyacentes son distintos. Mientras que el efecto Kerr depende de la intensidad y la polarización, el efecto fotorrefractivo está determinado por la modulación de la intensidad.

El efecto Kerr óptico, un fenómeno no lineal de tercer orden, causa modificaciones en el índice de refracción del cristal debido a la intensidad de la luz, lo que altera la distribución de fase espacial de la onda. Este proceso, conocido como Modulación Espacial de Fase Autoinducida (Spatial Self Phase Modulation, SSPM), ha sido ampliamente analizado en diversos medios no lineales y, en las últimas dos décadas, se ha consolidado como una técnica para caracterizar el índice de refracción no lineal[2]. A medida que el estudio de los fenómenos ópticos no lineales ha avanzado, el enfoque ha pasado de centrarse únicamente en la eficiencia, basada en la intensidad de la luz, a considerar también la estructura de la luz y su influencia en la propagación de los haces[3]. En este trabajo, dicho fenómeno es explorado en un cristal Sillenita, presentándose una demostración experimental junto con un análisis teórico que permite determinar el desplazamiento máximo de fase espacial a partir de la estructura fina en intensidad.

El experimento se basa en la focalización de un haz Gaussiano sobre la cara pulida del cristal (110), permitiendo que el haz se propague a lo largo de la dirección [001]. Las distribuciones de intensidad en el plano transversal del campo difractado fueron analizadas, identificándose patrones de difracción característicos del SSPM. Estos resultados confirman que el campo a la salida del medio presenta una estructura de fase espacial distinta respecto al campo de entrada. Además, la teoría de difracción de Fresnel-Kirchhoff fue empleada para simular la formación del patrón de difracción en campo lejano del haz transmitido. Los resultados obtenidos muestran que un desplazamiento de fase máximo de 10π es generado por el cristal, el cual exhibe un comportamiento de auto focalización. Este estudio resalta la relevancia de los cristales Sillenita en la investigación de fenómenos ópticos no lineales y refuerza su potencial para aplicaciones de generación y control de campos estructurados.

INTRODUCCIÓN

La óptica en cristales fotorrefractivos podría considerarse un hito histórico para la ciencia debido a que con solo una fuente de luz láser y un cristal se pueden reproducir una gran variedad de fenómenos físicos que permiten la visualización explícita de los fenómenos fundamentales de la óptica clásica y moderna. El interés sobre los cristales fotorrefractivos, desde la perspectiva óptica, inicia con un experimento instrumentalmente básico en el que se observa la propagación de un haz láser a través de la muestra cristalina. Esta interacción con la luz dio lugar a un fenómeno particular y extraño que en su momento se denominó (erróneamente) *'daño óptico'*. Se trata de un fenómeno experimental según el cual se produce una distorsión sobre el frente de onda que viaja a través del

medio. En la gran mayoría de los trabajos sobre cristales fotorrrefractivos se menciona la distorsión del frente de onda a la salida del cristal, sin embargo, no se profundiza en los mecanismos físicos que la producen. No obstante, se encuentran artículos trascendentales sobre su aplicación en la producción de hologramas de Bragg, y se destacan por la gran capacidad que tienen de almacenar grandes volúmenes de información holográfica, alcanzando hasta cinco mil hologramas por centímetro cúbico. Con estos hallazgos en la delantera es entendible que la interacción fundamental de la luz con estos cristales hubiera pasado desapercibida durante décadas. El lado positivo de nuestro desconocimiento generacional sobre el 'daño óptico' es que con el avance de la óptica teórica y las herramientas computacionales actuales resulta mayor la viabilidad para el estudio teórico y experimental del 'daño óptico', el cual a partir de esta investigación y en adelante será denominado 'efecto de modulación espacial de fase auto inducida' o por sus siglas en inglés (SSPM Spatial Self Phase Modoulation).

La descripción técnica del fenómeno requiere la interconexión de tres campos de investigación: la óptica de cristales, la teoría electromagnética y la óptica no lineal. Es evidente el rol de la teoría electromagnética; al tratarse de una interacción fundamental luz materia la base de una descripción teórica necesariamente incluye las relaciones constitutivas y por supuesto, la ecuación de onda, esta última en su representación no lineal. Sin embargo, lo que no es evidente, al menos para la mayoría, es el rol de la óptica no lineal y su conexión con la óptica de cristales. La interconexión de estas tres áreas permite entender el *'daño óptico'* como la manifestación de un fenómeno óptico no lineal de tercer orden en el que la luz viaja a través del material modificando su propio índice de refracción (Efecto Kerr Óptico) y consecuentemente su distribución espacial de fase (Efecto SSPM).

Es en este trabajo donde se propone una primera aproximación a la descripción de los mecanismos físicos que tienen lugar en la interacción fundamental entre un haz láser y un cristal fotorrefractivo con el objetivo de argumentar teóricamente la manifestación del efecto Kerr óptico y su demostración experimental. El contenido se desarrolla en tres partes: la primera el fundamento teórico que sustenta la hipótesis, la segunda el componente experimental que la demuestra y en la tercera la discusión de los resultados, así como de sus ventajas, desventajas y limitaciones que podrían convertirse en la motivación de nuevas investigaciones.

TEORÍA

La interacción fundamental de la luz con la materia se describe a partir de la relación constitutiva que en su forma matricial adopta la forma

$$\begin{pmatrix} \boldsymbol{D_X} \\ \boldsymbol{D_Y} \\ \boldsymbol{D_Z} \end{pmatrix} = \boldsymbol{\varepsilon_0} \begin{pmatrix} \boldsymbol{\varepsilon_{XX}} & \boldsymbol{\varepsilon_{XY}} & \boldsymbol{\varepsilon_{XZ}} \\ \boldsymbol{\varepsilon_{YX}} & \boldsymbol{\varepsilon_{YY}} & \boldsymbol{\varepsilon_{YZ}} \\ \boldsymbol{\varepsilon_{ZX}} & \boldsymbol{\varepsilon_{ZY}} & \boldsymbol{\varepsilon_{ZZ}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \boldsymbol{E_X} \\ \boldsymbol{E_Y} \\ \boldsymbol{E_Z} \end{pmatrix} \qquad (1)$$

donde el elemento $\boldsymbol{\varepsilon}$, de componentes $\boldsymbol{\varepsilon_{ij}}$, es la representación matricial del tensor general de la constante dieléctrica. Estas componentes contienen la información óptica del medio ya que describen la respuesta óptica del material bajo la perturbación de un campo eléctrico de componentes $\boldsymbol{E_k}$ en cada una de sus direcciones. Es en este punto donde la investigación requiere incorporar conceptos de la óptica de cristales ya que la respuesta depende explícitamente de la estructura cristalina fundamental, es decir, la celda unitaria.

En primera instancia es bien sabido que toda la matera cristalina es estructuralmente anisótropa. Lo que no puede inferirse es que su respuesta óptica también lo sea; en otras palabras la anisotropía estructural no implica anisotropía óptica. Es en este punto en el que los cristales se clasifican como isótropos, uniaxiales o biaxiales dependiendo de los grados de libertad admitidos por la respuesta óptica en cada uno de los ejes cristalográficos. Si la respuesta óptica es la misma en las tres direcciones se denominan isótropos, si dos de sus ejes tienen el mismo comportamiento refractivo entonces se denominan uniaxiales, y en el tercer caso la respuesta corresponde a un

comportamiento ópticamente anisótropo y el cristal se denomina biaxial. ¿A qué categoría corresponden los cristales fotorrefractivos Sillenitas? Una vez más la respuesta se encuentra en otro campo, en este caso la cristalografía. De acuerdo con la *International Tables for Crystallographic*, los Sillenitas pertenecen al sistema de simetría cúbico y al grupo espacial I23, lo que les confiere isotropía óptica en su comportamiento refractivo.

Es posible abstraer más información del comportamiento óptico a partir del conocimiento de su estructura, en este caso al tratarse del grupo espacial I23 se deduce que la celda unidad cúbica tridimensional es centrada en el cuerpo, que posee en términos de simetría ejes de rotación dobles, triples y que, adicionalmente se destaca por la ausencia de centros de simetría de inversión, lo que clasifica al cristal como un medio no centro-simétrico.

Cada una de las consideraciones mencionadas anteriormente son estrictamente necesarias para la descripción de un proceso óptico no lineal en un medio cristalino. En principio, al tratarse de una estructura no centro simétrica estarían permitidos todos los procesos ópticos no lineales, independientemente de que su orden sea par o impar. Se explica a continuación por qué no se tendrán en cuenta los procesos de segundo orden. Desde el punto de vista del comportamiento refractivo no existe la generación de segundos armónicos al no presentar birrefringencia, y desde el punto de vista experimental también se requiere un diseño óptico de mezclado de ondas que no corresponde con el que se usa para esta investigación. Los demás procesos de segundo orden también requieren condiciones experimentales como la presencia de un campo eléctrico externo (Efecto Pockels), o el uso de una fuente pulsada (Rectificación óptica); por lo tanto, se descarta la aparición de estos procesos debido a que las condiciones experimentales no corresponden. Los detalles del diseño óptico se describen en el apartado experimental.

Ahora que se conoce el comportamiento refractivo del medio y sus características es posible direccionar la descripción teórica enfocándose en el proceso óptico no lineal de tercer orden descrito por la ecuación

$$\boldsymbol{P_i(\omega) = \frac{3}{4}\varepsilon_0 \sum_{jkl} \chi_{ijkl}^{(IDRI)}(\omega;\omega,-\omega,\omega) E_j(\omega) E_k^*(\omega) E_l(\omega)} \tag{2}$$

que describe el caso especial del efecto Kerr óptico en el que una sola onda modifica su propio índice de refracción, por lo que las siglas (IDRI) significan índice de refracción dependiente de la intensidad.

Este marco teórico permite entender la interacción fundamental que produce la distorsión sobre el frente de onda al trasmitirse por el cristal fotorrefractivo. En primera instancia se debe analizar el campo que iría a interactuar con el cristal. Para este caso un sistema óptico en el que un frente de onda Gaussiano se limita espacialmente utilizando una lente biconvexa que lo focaliza en un plano sobre el eje de propagación, el plano focal, entonces en esa posición $\boldsymbol{z_0}$ se maximiza la intensidad. El campo se difracta a medida que se propaga en el espacio libre observándose un aumento en la extensión radial del haz y en su radio de curvatura. Toda limitación espacial conlleva difracción. La información sobre la propagación y difracción del frente de onda está contenida en la componente compleja del campo, y particularmente, en la componente de la fase espacial. De este modo el campo Gaussiano en coordenadas $(\boldsymbol{r, z})$ se expresa como

$$\boldsymbol{E(r,z) = E_0(r,z)\exp\left(-\frac{r^2}{w(z)_p^2}\right)\exp\left(-i\frac{k_0 n_0 r^2}{2R(z)}\right)} \tag{3}$$

donde $\boldsymbol{w_p}$ es la cintura del haz, $\boldsymbol{k_0}$ el número de onda en el espacio libre, $\boldsymbol{n_0}$ el índice de refracción del aire, $\boldsymbol{R(z)}$ el radio de curvatura del frente de onda. Este campo se propagaría en el espacio libre hasta la posición del plano focal $\boldsymbol{z_0}$, donde la intensidad de maximiza. En ese punto se localiza la muestra cristalina de longitud $\boldsymbol{L}$ y coeficiente de absorción $\boldsymbol{\alpha}$. De este modo el campo transmitido a través de la muestra se modela como

$$\mathbf{E(r, z_0 + L) = E(0, z_0)\exp\left(-\frac{\alpha L}{2}\right)\exp\left(-\frac{r^2}{w(z_0 + L)_p^2}\right)\exp\left(-i\frac{k_0 n_0 r^2}{2R(z_0 + L)} - i\Phi(r)\right)} \quad (4)$$

donde $i\Phi(r)$ representa el desplazamiento de fase inducido por el efecto Kerr óptico. Dado que en un haz Gaussiano la estructura en intensidad tiene una mayor concentración de energía en el punto central sobre el eje de propagación, es lógico pensar que el mayor desplazamiento de fase ocurra en ese punto donde la coordenada radial es igual a cero. Asimismo, el decaimiento de la intensidad a lo largo de la coordenada radial implica un desplazamiento de fase menor al desplazar la coordenada hacia la periferia. En síntesis, se asume que la respuesta óptica del medio es fotoelástica al considerar que la modulación espacial de fase autoinducida es isoestructural a la distribución de intensidad incidente, expresándose como una función que depende de la coordenada radial transversal en la forma

$$\Delta\varphi(r) = \Delta\varphi_{\max}\exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_p{}^2}\right) \quad (5)$$

siendo $\Delta\varphi(\rho = 0) = \Delta\varphi_{\max}$ es el pico de desplazamiento de fase máximo inducido $r = 0$, y ω_p la extensión radial del haz Gaussiano en el plano de salida del medio. Entonces, el haz transmitido a través del cristal continúa propagándose en el espacio libre hasta el plano de observación en el que se define el sistema de coordenadas (θ, ϕ, r), compuesto por el ángulo de difracción, la coordenada angular en el plano de salida del medio y la coordenada radial. Finalmente, la distribución de intensidad sobre el plano de observación se calcula utilizando la teoría de difracción de Fresnel-Kirchhoff en coordenadas cilíndricas y bajo la aproximación de Fraunhofer, obteniéndose la función de Hankel- Kirchhoff que se puede expresar como

$$\mathbf{I = I_0\left|\int_0^\infty J_0(r)\times\exp\left[-\frac{r^2}{w_p^2} - i\left(\Delta\Phi_0(z_0)\exp\left(-\frac{2r^2}{w_p^2}\right) + k_0\left(\frac{r^2}{2R}\right)\right)\right]rdr\right|^2} \quad (6)$$

donde $I_0 = 4\pi^2|E(0, z_0)\exp(-\alpha L/2)/i\lambda D|^2$.

DEMOSTRACIÓN EXPERIMENTAL

El experimento se basa en la focalización de un haz Gaussiano sobre la cara pulida del cristal (110), permitiendo que el haz se propague a lo largo de la dirección [001].

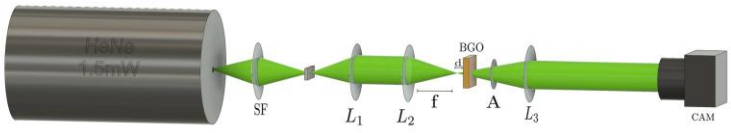


Figura 5. Montaje experimental: Haz gaussiano divergente que atraviesa un cristal fotorrefractivo BGO.

Las distribuciones de intensidad en el plano transversal del campo difractado fueron analizadas, identificándose patrones de difracción característicos del efecto de modulación espacial de fase autoinducida.

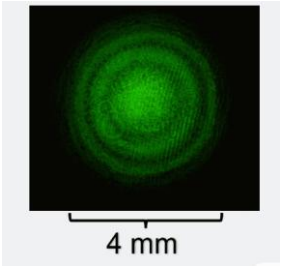


Figura 2. Resultado experimental del patrón de difracción de campo lejano correspondiente a un haz gaussiano divergente que atraviesa el cristal fotorrefractivo.

Estos resultados confirman que el campo a la salida del medio presenta una estructura de fase espacial distinta respecto al campo de entrada. Además, la teoría de difracción de Fresnel-Kirchhoff fue empleada para simular la formación del patrón de difracción en campo lejano del haz transmitido. Los resultados obtenidos muestran que un desplazamiento de fase máximo de $\boldsymbol{10\pi}$ es generado por el cristal, el cual exhibe un comportamiento de auto focalización.

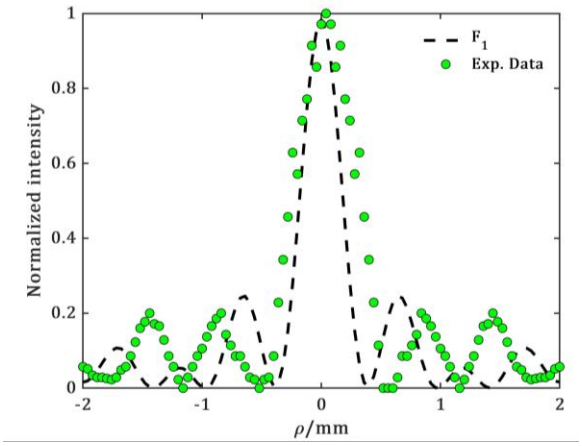


Figura 6. Patrón de difracción de campo lejano: Los puntos verdes corresponden a los datos experimentales de intensidad. La curva discontinua corresponde a la distribución de intensidad numérica $\boldsymbol{F_1}$ calculada al resolver numéricamente la integral de Hankel-Kirchoff.

DISCUSIÓN

Los resultados obtenidos permitieron confirmar experimentalmente la manifestación del efecto Kerr óptico en cristales fotorrefractivos Sillenita. La observación del patrón de difracción en campo lejano, caracterizado por anillos concéntricos de intensidad, es indicativa del fenómeno de Modulación Espacial de Fase Autoinducida (SSPM), como ha sido reportado previamente en otros medios no lineales en los que se ha demostrado la aparición de efectos de no localidad[4]. Esta manifestación confirma que el índice de refracción del cristal varía en función de la intensidad del haz incidente, generando un perfil de fase que se traduce en una estructura espacial observable en el plano de detección. Este trabajo abre la posibilidad de caracterizar cristales no lineales a partir de la observación directa de patrones de auto difracción, sin requerir esquemas interferométricos complejos, únicamente buscando relaciones entre las características del patrón de difracción y las propiedades ópticas del medio, este tipo de estudios han sido reportados con resultados satisfactorios en medios tipo Kerr[5].

Entre las limitaciones encontradas se identifican la necesidad de mejorar la resolución en la adquisición de los patrones de difracción, así como una descripción en la que se involucren cambios en los parámetros del frente de onda. Para futuros trabajos se sugiere explorar la influencia de haces estructurados (con vórtices ópticos u otros perfiles no gaussianos) en la dinámica del efecto SSPM,

como ha sido sugerido por Buono y Forbes en aras de analizar fenómenos ópticos no lineales con estructuras más complejas.

CONCLUSIÓN

Se presentó una demostración experimental del efecto Kerr óptico en cristales fotorrefractivos Sillenita mediante la observación de patrones de difracción en campo lejano característicos del fenómeno de modulación espacial de fase autoinducida (SSPM). Los resultados experimentales fueron respaldados por simulaciones teóricas utilizando la teoría de difracción de Fresnel-Kirchhoff, obteniéndose una concordancia significativa que valida el modelo propuesto. La estimación del desplazamiento de fase máximo permitió confirmar que el cristal actúa como un medio no lineal con comportamiento de autoenfoque. Este estudio aporta evidencia directa de la capacidad de estos cristales para modificar su índice de refracción bajo la influencia de la luz, lo que los posiciona como candidatos idóneos para aplicaciones en óptica no lineal, almacenamiento holográfico y manipulación de haces estructurados.

REFERENCIAS

1. Baaloudj, O., Vu, N. N., Assadi, A. A., & Nguyen-Tri, P. (2024). Recent advances in designing and developing efficient sillenite-based materials for photocatalytic applications. *Advances in Colloid and Interface Science*, 103136.
2. Wu, L., Yuan, X., Ma, D., Zhang, Y., Huang, W., Ge, Y., ... & Zhang, H. (2020). Recent advances of spatial self-phase modulation in 2D materials and passive photonic device applications. *Small*, *16*(35), 2002252.
3. Buono, W. T., & Forbes, A. (2022). Nonlinear optics with structured light. *Opto-Electronic Advances*, *5*(6), 210174-1.
4. Ramirez, E. G., Carrasco, M. A., Otero, M. M., Cerda, S. C., & Castillo, M. I. (2010). Far field intensity distributions due to spatial self phase modulation of a Gaussian beam by a thin nonlocal nonlinear media. Optics express, 18(21), 22067-22079.
5. Nascimento, C. M., Alencar, M. A., Chávez-Cerda, S., da Silva, M. G., Meneghetti, M. R., & Hickmann, J. M. (2006). Experimental demonstration of novel effects on the far-field diffraction patterns of aGaussian beam in a Kerr medium. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, 8(11), 947.

ANÁLISIS DE COBERTURA VEGETAL Y USO DEL TERRENO, EN LA CUENCA DEL RÍO TUXPAN, MICHOACÁN, MÉXICO

Alejandra Zayuri Díaz Lorenzo, Jorge Alejandro Ávila Olivera, Grecia Rendón Nepomuceno, Boris Chako Tchamabe, Rosa Hilda Villegas Gaona

Instituto de Investigaciones en Ciencias de la Tierra (INICIT), Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo (UMSNH)
1216153h@umich.mx

RESUMEN

La cobertura vegetal describe el tipo de vegetación presente en una superficie, como bosques, selvas, pastizales, considerando las características físicas naturales o modificadas de esta, mientras que, el uso del terreno se refiere a la gestión que le dan los seres humanos a una determinada área de terreno, centrándose en la función que cumple según las actividades antropogénicas, incluyendo tanto actividades específicas como sistemas de manejo. En el caso de los análisis hidrológicos, los datos de cobertura vegetal y uso del terreno representan un elemento clave en la regulación del ciclo hidrológico en un área de interés, ya que la vegetación en general favorece la infiltración del agua en el suelo al reducir el impacto de las gotas de lluvia y mejorar la estructura del suelo con sus raíces. En este trabajo se presentan los resultados del reconocimiento de la cobertura vegetal y uso del terreno en la cuenca del Río Tuxpan en el Estado de Michoacán, mediante percepción remota. Para lo cual, se interpretó una imagen satelital Sentinel 2B de fecha 17 de marzo de 2024, empleando un método de clasificación supervisada en el Sistema de Información Geográfica QGIS 3.28, a través del complemento Semi-Automatic Classification Plugin (SCP). Para establecer las macroclases de cobertura vegetal y uso del terreno que se requieren para realizar la clasificación, se tomaron como base algunas categorías y descripciones que proporcionan los mapas de uso de suelo y vegetación que elabora el Instituto Nacional de Estadística y Geografía (INEGI), considerando así los siguientes: Localidad, Cultivo Protegido, Huertas de Aguacate, Cultivo, Suelo desnudo, Pastizal, Bosque (dividido en 3 subclases, Bosque cerrado, Bosque Semi-Abierto, Bosque Abierto), Selva y Cuerpo de agua. La clasificación supervisada es una clasificación semi-automática que requiere la identificación de polígonos de entrenamiento distribuidos espacialmente en toda el área de interés, debido a que el complemento SCP utiliza algoritmos de clasificación para categorizar todos los píxeles de la imagen satelital en función de las firmas espectrales de cada uno de los polígonos de entrenamiento. Los resultados de este análisis indican que la categoría que cubre la mayor parte de la superficie dentro de la cuenca del Río Tuxpan son los Bosques, sin embargo, estos han perdido superficies considerables con el paso del tiempo. La pérdida de bosque en la cuenca del Río Tuxpan que ha sido reemplazado por cultivos y huertas de aguacate, podría estar afectando la capacidad de infiltración de algunas zonas de la cuenca, aunque una gestión adecuada del suelo en áreas cultivadas podría ayudar a mejorarla. Es importante señalar que la conservación de bosques es clave para mantener la infiltración del agua de lluvia y reducir el escurrimiento superficial en la cuenca.

INTRODUCCIÓN

Las características físicas de una cuenca, el relieve, la cobertura vegetal y el uso del terreno, influyen en el comportamiento del ciclo del agua en el interior de la cuenca, como es su capacidad para retenerse, infiltrarse y evacuarse.

La cuenca del Río Tuxpan (Figura 1) se encuentra en la vertiente meridional de la provincia morfotectónica del Eje Volcánico Transversal, entre las ciudades de Queréndaro y Zitácuaro, Michoacán. Se ubica entre las coordenadas 19.81°- 19.84° latitud Norte y 100.86°- 100.85° longitud Oeste. La cuenca cuenta con una extensión de 1,881.22 km^2 y un perímetro de 259.2 km. Abarca parte de los municipios de Zinapécuaro, Hidalgo, Irimbo, Ocampo, Tuxpan, Jungapeo, Tuzantla, Áporo y una pequeña parte del municipio de Zitácuaro. La parte más alta de la cuenca está delimitada por montañas que tienen elevaciones superiores a los 3,000 msnm y la parte más baja está conformada por valles cuya elevación ronda alrededor de los 500 msnm.

La cuenca presenta una diversidad de climas distribuidos en toda su superficie, basados en el Sistema de Clasificación Climática de Köppen (1936), modificado por Enriqueta García (1964) y por INEGI (1980). Los diferentes tipos de clima presentes en la zona son: C(w2) clima templado subhúmedo, C(w1) clima templado subhúmedo, (A)C(w1) clima semicálido subhúmedo del grupo C, AW1 clima cálido subhúmedo y Cb'(w2) clima semifrío, ordenados de mayor a menor área cubierta en la cuenca.

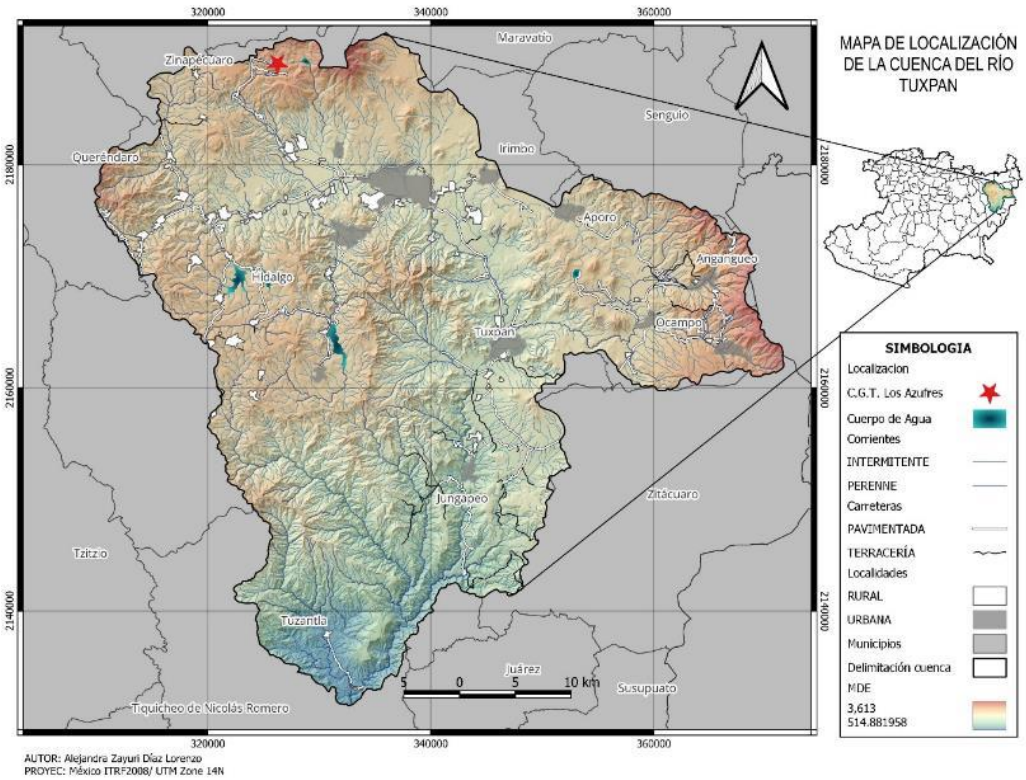


Figura 1. Cuenca del Río Tuxpan.

TEORÍA

El concepto de "cobertura del suelo" (en inglés: land cover) describe el tipo de vegetación presente en una superficie, como bosques, matorrales y pastizales, considerando las características físicas naturales o modificadas de esta. El término de "uso del suelo" (en inglés: land use) se refiere a cómo los seres humanos gestionan una determinada área de terreno, centrándose en la función que cumple según las actividades humanas; esto incluye actividades específicas o sistemas de manejo, como la agricultura o el uso agroforestal (Peña et al., 2005).

La percepción remota, también conocida como teledetección, es una tecnología que permite obtener información sobre objetos o superficies, sin necesidad de estar en contacto directo con ellos, a través de sensores especializados que recopilan datos desde el espacio exterior o desde la atmósfera. Los sensores pueden captar información sobre diferentes elementos, como la atmósfera, la vegetación o los cuerpos de agua, dependiendo de la aplicación y el objetivo específico de la investigación o monitoreo (Arellano et al., 2024).

Existen dos tipos de sensores remotos, los sensores activos y los sensores pasivos. Los primeros cuentan con una fuente de energía propia que dirigen hacia el blanco en particular y posteriormente recogen la señal reflejada. Los sensores pasivos registran directamente la energía reflejada de la superficie terrestre, cuentan con instrumentos y mecanismos que permiten reconocer diferentes respuestas espectrales de la luz reflejada (Rosete & Bocco, 2003).

Algunos ejemplos de información obtenida mediante la percepción remota son:

- Fotografías aéreas: Imágenes captadas desde aviones o drones, que proporcionan una visión detallada de la superficie terrestre a nivel local o regional.
- Imágenes de satélite: Imágenes obtenidas desde satélites en órbita en el espacio, que permiten observar grandes superficies de la Tierra.
- Imágenes de radar: Estas imágenes se obtienen mediante sensores de radar que emiten ondas electromagnéticas y captan las que son reflejadas por los objetos en la superficie.

La interpretación de imágenes es un proceso fundamental en la percepción remota, que implica analizar y extraer información útil a partir de las imágenes obtenidas por sensores remotos. Dependiendo de la información que se busque obtener, se realizan distintos tipos de interpretación. Los principales tipos son:

- Interpretación Visual: Se basa en la observación directa de las imágenes por parte de un analista humano con experiencia y habilidades para interpretar los patrones, colores y características visuales presentes en la imagen.
- Interpretación Digital: Utiliza técnicas de procesamiento de imágenes mediante software especializado para analizar y extraer información de forma automática o semi-automática. Los algoritmos de clasificación y análisis de datos son utilizados para identificar patrones y características en la imagen.

Un ejempo de interpretación digital es el que se puede realizar por medio del complemento Semi-Automatic Classification Plugin (SCP) del Sistema de Infomación Geográfica QGIS. La primera versión del complemento SCP fue escrita por Luca Congedo en el 2012 para el “ACC Dar Project” con el fin de crear una herramienta para la clasificación de la cobertura del suelo de modo automático y económico; es de libre acceso para QGIS y permite la clasificación semi-automática de imágenes de sensores remotos (también conocida como clasificación supervisada).

PARTE EXPERIMENTAL

Para la clasificación de la cobertura vegetal y el uso del terreno se utilizó una imagen satelital Sentinel 2B de fecha 17 marzo del año 2024, con resolución espacial de 10x10 m y, con bajo, casi nulo, porcentaje de nubosidad. La imagen se obtuvo a través de la plataforma Copernicus de la Agencia Espacial de la Unión Europea. La imagen se analizó mediante un Sistema de Información Geográfica (SIG) denominado QGIS versión 3.28.10, empleando el método de la clasificación supervisada con el complemento Semi-Automatic Classification Plugin (SCP). Con las bandas espectrales 2, 3 y 4 de la imagen satelital, se creó una imagen en color natural para identificar las diferentes coberturas y usos del terreno. Se consideraron 9 macroclases y 3 subclases de clasificación; se tomaron como base algunas categorías y descripciones que proporcionan los mapas de uso de suelo y vegetación del Instituto Nacional de Estadística y Geografía (INEGI). A continuación, se describen cada una de las categorías elegidas, las cuales se encuentran ordenadas de mayor a menor perturbación dentro de la cuenca.

Descripción de las categorías:

1. Localidad: Superficie de construcción permanente, en áreas abiertas, destinadas a diferentes actividades (INEGI, 2021).
2. Cultivo protegido: Superficie agrícola cultivada bajo estructuras que modifican las condiciones ambientales naturales, crean un microclima óptimo para el cultivo con el objetivo de mejorar el crecimiento, desarrollo y, producción de las plantas (hortalizas, flores y frutas). Esta categoría incluye tres tipos de cultivos protegidos: macrotúnel, invernaderos y acolchados.
3. Huerta: Superficie agrícola dedicada al cultivo de aguacates. La distribución de vegetación arbórea se dispone en hileras con espacios regulares, que se usan para optimizar la cosecha.

4. Cultivo: Superficie utilizada para actividades agrícolas, clasificadas con base en el tipo de suministro de agua y la permanencia de los cultivos en el área. En esta categoría se incluyen dos tipos: de riego y de temporal (INEGI, 1998).
    i. Riego: Los cultivos reciben agua mediante algún sistema de riego durante todo el ciclo agrícola.
    ii. Temporal: Los cultivos sólo reciben agua de lluvia.
5. Suelo desnudo: Áreas desprovistas de vegetación o con una cobertura vegetal extremadamente baja. La ausencia de vegetación puede ser determinada por condiciones naturales o por actividades antropogénicas (INEGI, 1998).
6. Pastizal: Superficie vegetal conformada en su mayoría por gramíneas (pastos o zacates) o graminoides. Se incluyen los pastizales naturales y los establecidos por influencia humana (INEGI, 1998).
7. Bosque: Vegetación arbórea, principalmente de zonas templadas y semifrías, en climas subhúmedos a muy húmedos (INEGI, 1998). El bosque se clasificó en 3 tipos, considerando la distribución de la vegetación.
    i. Bosque abierto: Superficie caracterizada por tener baja densidad de vegetación arbórea, creando amplios espacios entre ellos.
    ii. Bosque semiabierto: Superficie intermedia entre un bosque cerrado y un bosque abierto, la densidad arbórea es moderada.
    iii. Bosque cerrado: Se caracteriza por presentar una alta densidad de árboles.
8. Selva: Vegetación arbórea en climas cálido-húmedos a cálidos semisecos. Se caracteriza por tener generalmente una gran variedad de especies de origen tropical (INEGI, 1998).
9. Cuerpo de agua: Extensión de agua limitada principalmente por tierra (INEGI, 2021).

La clasificación supervisada se realizó a través de muestras definidas de forma manual (polígonos de entrenamiento), agrupando en forma de polígonos (ROI) un conjunto de píxeles con similitud de colores; se utilizaron alrededor de 50 polígonos representativos para cada una de las categorías. La función de estos polígonos es ir creando firmas espectrales, ya que el complemento SCP utiliza algoritmos de clasificación para categorizar todos los píxeles de la imagen en función de las firmas espectrales de los ROI.

RESULTADOS

En la Figura 2 se presenta el mapa de cobertura vegetal y uso del terreno en la cuenca del Río Tuxpan elaborado a través de la clasificación supervisada. La categoría que cubre la mayor parte de la superficie de la cuenca es el bosque, ya sea abierto, semiabierto o cerrado, abarcando un área de 735.20 km^2, lo que representa el 39.10% del total del área de la cuenca (Tabla 1).

Las coberturas vegetales de pastizales o bosques, favorecen la capacidad de infiltración del suelo, reducen la velocidad del agua y, mejoran la estructura del suelo mediante la materia orgánica y las raíces. En la zona centro y norte de la cuenca, se encuentran superficies de pastizales y bosques en suelos de alta porosidad, por lo que la capacidad de infiltración es alta y por lo tanto disminuyen los escurrimientos superficiales; sin embargo, en las zonas más altas de la cuenca con pendientes pronunciadas, los escurrimientos son mayores disminuyendo la infiltración.

En la cuenca del Río Tuxpan, los cultivos han ganado terreno sobre superficies que anteriormente eran bosques; es importante mencionar que la capacidad de infiltración en terrenos cultivados depende del manejo del suelo. Prácticas de mal manejo, provocan compactación del suelo disminuyendo la capacidad de infiltración. La práctica de rotación de cultivos, es decir alternar diferentes tipos de cultivos en la misma parcela en diferentes ciclos agrícolas y, mantener el suelo cubierto mediante residuos vegetales (comúnmente conocidos como rastrojo) o mantillos, pueden mantener o mejorar las tasas de infiltración.

CONCLUSIONES

- Los bosques han sido la vegetación representativa de la cuenca del Río Tuxpan. La pérdida de bosques en la cuenca con el paso de los años es muy notable, esta ha sido reemplazada por cultivos y huertas de aguacate, que podrían estar afectando la capacidad de infiltración de algunas zonas de la cuenca. Una gestión adecuada del suelo, en áreas cultivadas, podría ayudar a mejorar dicha capacidad de infiltración.
- La conservación de los bosques es clave para mantener la infiltración del agua de lluvia en el subsuelo que recarga los acuíferos de la región, así como para reducir los escurrimientos superficiales en la cuenca del Río Tuxpan que pueden generar erosión, pérdida de suelo e, inclusive deslaves o derrumbes.

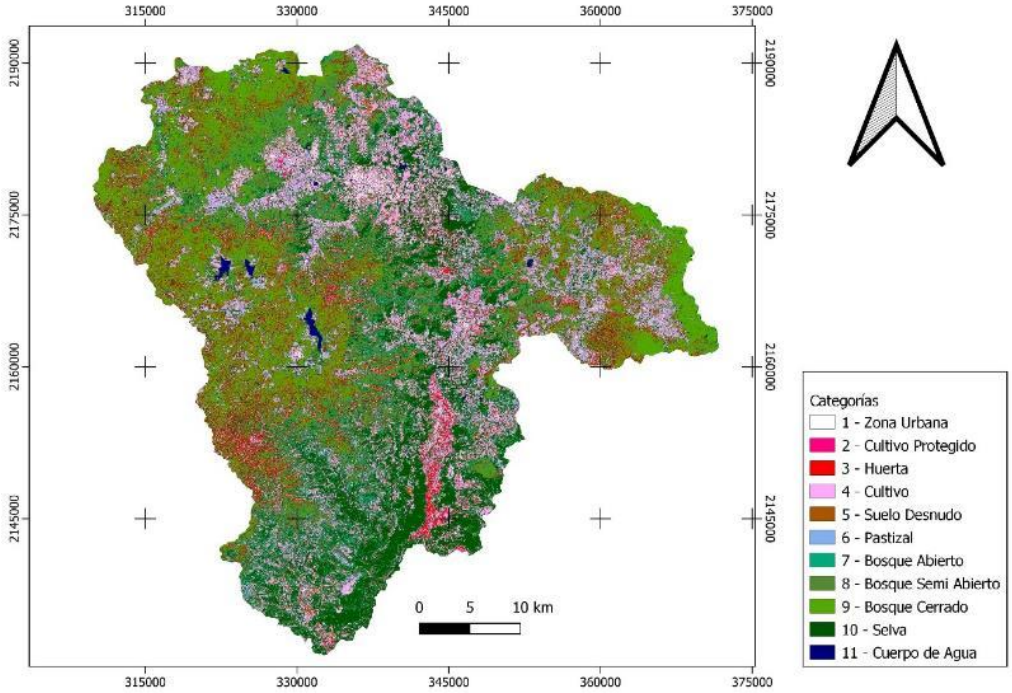


Figura 2. Cobertura vegetal y uso del terreno de la cuenca del Río Tuxpan.

Tabla 1. Superficies de la cobertura vegetal y uso del terreno en la cuenca del Río Tuxpan.

No.	CATEGORIA	ÁREA (km^2)	ÁREA (%)
1	Localidad	36.9	2.00
2	Cultivo protegido	3.7	0.20
3	Huerta	179.3	9.50
4	Cultivo	275.9	14.70
5	Suelo desnudo	96.3	5.10
6	Pastizal	92.1	4.90
7.1	Bosque abierto	174.5	9.30
7.2	Bosque semiabierto	167.7	8.90
7.3	Bosque cerrado	393.0	20.90
8	Selva	453.8	24.10
9	Cuerpo de agua	7.9	0.40
	TOTAL	1,881.2	100.00

BIBLIOGRAFÍA

1. Arellano V., J., Lazcano H., H., & Callejas, M. (2024). Una breve introducción a la percepción remota. México: Ecosur.
2. Rosete, F., & Bocco, G. (2003). Los sistemas de información geográfica y la percepción remota. Herramientas integradas para los. *Gaceta Ecológica*, 43-54.
3. Peña, J., Poveda, R., Bonet, A., Bellot, J., & Escarré, A. (2005). Cartografía de las coberturas y usos del suelo de la Marina Baixa (Alicante). *Investigaciones Geográficas*, 93-107.
4. INEGI. (1998). *Diccionario de Datos de Uso del Suelo y Vegetación.* Aguascalientes: Instituto Nacional de Estadística, Geografía e Informática. doi:ISBN: 970-13-2090-5
5. INEGI. (2021). *Diccionario de Datos Topográficos, Escala 1:250 000.* Aguascalientes: Instituto Nacional de Estadística y Geografía.

ANÁLISIS ESTADÍSTICO DE LA RUGOSIDAD SUPERFICIAL: DETERMINACIÓN DE LA DISTRIBUCIÓN DE PICOS LOCALES EN PELÍCULAS DELGADAS DE ORO

Marlen González [1], M. Peña-Gomar [1], A.E Rodríguez-Sánchez [2] M. Torres-Cisneros [3], y C.N. Magaña-Barocio [1]

[1] Facultad de Ciencias Físico Matemáticas, UMSNH, Morelia, Michoacán. [2] Facultad de Ingeniería, Universidad Panamericana, Guadalajara, Jalisco. [3] Física Aplicada y Tecnologías Avanzadas, DICIS, Universidad de Guanajuato
1418523j@umich.mx

RESUMEN

La rugosidad superficial se refiere a las irregularidades microscópicas de una superficie, caracterizadas por una distribución de picos y valles. Su análisis es fundamental en diversas áreas industriales y científicas, ya que influye en la funcionalidad, calidad y eficiencia de los materiales. En sectores como la manufactura, la óptica y la biotecnología, comprender la rugosidad permite optimizar procesos y mejorar el rendimiento de los productos. Tradicionalmente, se han empleado parámetros como la rugosidad media (R_a), la altura máxima de los picos y valles (R_z) y la raíz cuadrática media (R_q) para cuantificar la rugosidad. Sin embargo, estos parámetros no proporcionan información suficiente sobre la distribución de los picos y valles, lo que puede llevar a descripciones incompletas del perfil superficial. En particular, dos superficies con características muy diferentes pueden presentar valores similares de R_ao R_q. En este trabajo, realizamos un análisis estadístico del perfil de rugosidad, centrándonos en la determinación de la distancia entre picos locales, un parámetro clave para describir la distribución espacial de la rugosidad. Se analizaron cinco películas delgadas de oro depositadas sobre un sustrato de vidrio mediante evaporación. Estas películas presentaban irregularidades ocasionadas por el uso. Se utilizó un rugosímetro (Mitutoyo, resolución 0.002 µm) para medir el perfil de rugosidad, y como referencia, también se evaluó la rugosidad del sustrato de vidrio. Para la identificación de los picos locales, se emplearon librerías del programa librería Python. Posteriormente, se aplicó un filtro para seleccionar únicamente aquellos picos que cumplían con dos condiciones establecidas: una profundidad mínima y una distancia horizontal mínima entre picos. Una vez identificados los picos válidos, se calcularon las diferencias entre picos consecutivos y se obtuvo el promedio de estas distancias, definido como *S*. Durante el análisis, se observó la necesidad de eliminar datos atípicos generados por daños en la película o errores en la medición. Además, se evaluaron las condiciones óptimas para determinar *S*, considerando la relación entre las alturas y distancias de los picos respecto a la dimensión de la muestra. Los resultados muestran que es posible obtener información significativa sobre el perfil de rugosidad a partir de mediciones realizadas con un rugosímetro, lo que permite mejorar el control y la caracterización de superficies en aplicaciones industriales y científicas.

INTRODUCCIÓN

La rugosidad superficial es clave porque influye en el funcionamiento, la calidad y la durabilidad de materiales en diversas aplicaciones, desde la manufactura hasta la biotecnología y la electrónica [1–4]. Para analizarla, existen métodos de contacto, como el perfilómetro, que han mostrado que muchas superficies presentan distribuciones normales de picos y valles [5], así como métodos sin contacto, que son no invasivos y cada vez más usados, como la microscopía de fuerza atómica, la interferometría de cambio de fase y la microscopía electrónica [6].

Con el avance tecnológico, se han desarrollado modelos de redes neuronales y algoritmos de regresión para predecir la rugosidad superficial [7,8], así como técnicas ópticas como el análisis de patrones Speckle y el procesamiento de imágenes, que han demostrado ser útiles al identificar relaciones entre la rugosidad y la distribución de regiones brillantes y oscuras en las imágenes [9,10]. Estos enfoques han permitido entrenar modelos clasificadores, aunque en muchos casos aún no se

reportan parámetros estadísticos completos [11,12]. Por otro lado, aunque parámetros como R_a, R_q y R_z son ampliamente utilizados en la industria, su limitación radica en que solo reflejan promedios de amplitud, sin capturar la distribución espacial de los picos y valles. Esto puede llevar a que perfiles con texturas muy distintas presenten valores similares. En este contexto, el parámetro SSS, que representa la distancia media entre picos locales, aporta información complementaria sobre la densidad y frecuencia de las irregularidades, siendo especialmente relevante en aplicaciones donde la interacción superficial es crítica, como en la fijación de implantes biomédicos [13].

En un trabajo previo se realizó un análisis estadístico de perfiles de rugosidad en películas delgadas de oro mediante métodos gráficos y pruebas de bondad de ajuste, encontrando que la distribución Normal era la que mejor representaba los datos [14]. En el presente trabajo, se analizan muestras de películas delgadas de oro utilizadas en sensores plasmónicos, donde la rugosidad superficial es un factor crítico, ya que impacta directamente en la resolución del sistema. El enfoque se centra en el parámetro *S*, que representa la distancia media entre picos locales y complementa los parámetros tradicionales de amplitud, proporcionando información valiosa sobre la distribución espacial de las irregularidades en la superficie.

TEORÍA

Rugosidad Superficial

Las superficies reales por más lisas que parezcan presentan particularidades geométricas, éstas están determinadas por su método de fabricación (fresado, torneado, rectificado, pulido, etc.). El conjunto de estas particularidades forma lo que se conoce como perfil de superficie, el cual está compuesto por forma, ondulación y rugosidad (Fig. 1). Éstas se clasifican según diferentes escalas de frecuencia, por lo que podemos definir que la rugosidad se refiere a las pequeñas irregularidades en la superficie. estas características son de alta frecuencia que están relacionadas con variaciones rápidas en la amplitud de la superficie, la ondulación es de frecuencia media, y la forma es de baja frecuencia, también a la rugosidad se le denomina la textura más fina [15]. Para analizar y caracterizar cada componente del perfil de superficie, se emplean filtros de separación de frecuencia, los cuales permiten distinguir entre rugosidad, ondulación y forma. Estos filtros actúan eliminando determinadas bandas de frecuencia de las mediciones del perfil.

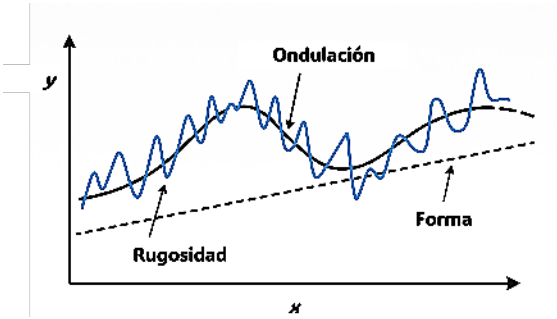


Fig. 1: Representación esquemática de los componentes de una superficie: forma, ondulación y rugosidad [15].

Parámetros de Rugosidad

La elección del parámetro de rugosidad depende de la calidad y funcionalidad que se espera de una superficie. Cuando se analiza un perfil, se traza una línea media que divide los picos (por encima) y los valles (por debajo), de modo que las áreas por ambos lados sean iguales [16]. En la Figura 2 se puede observar que este perfil se mide sobre una longitud de evaluación *l*, que a su vez se divide en longitudes de muestreo para calcular distintos parámetros [17].

Uno de los más utilizados es la **rugosidad media aritmética (R_a)**, que representa el valor promedio de las desviaciones absolutas respecto a la línea media. Su expresión es representada por la Ecuación 1:

$$R_a = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}|y_i|, \tag{1}$$

tal que el valor de y_i representa la amplitud de cada punto del perfil en relación con línea media, mientras que *n* indica el número total de puntos considerados, que varía dependiendo del tipo de equipo utilizado para la medición.

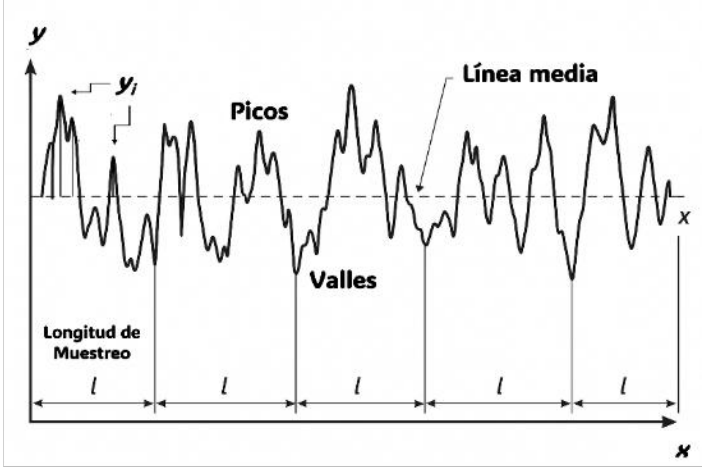


Fig. 2: Representación del proceso para la obtención de R_a y R_q [16].

La **Rugosidad media cuadrática (R_q)**, parámetro representa la desviación estándar de la distribución de amplitudes de superficie. A diferencia de R_a, otorga mayor peso a valores elevados, lo que lo hace más sensible. Sin embargo, al igual que R_a no define la forma de la irregularidad, lo que implica que puede haber dos superficies con mismo valor R_q, pero con diferentes acabados superficiales. A pesar de ser el primer parámetro estandarizado su obtención gráfica, es mucho más difícil que la de R_a, y por esta razón, su uso es poco frecuente, la implementación digital viene dada por:

$$R_q = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} y_i^2}, \tag{2}$$

La **Amplitud máxima (R_z)**, definida en la Ecuación 3, también conocido como Rugosidad promedio, este parámetro divide el perfil de evaluación en segmentos definidos por una longitud de muestreo, la cual generalmente se distribuye de manera uniforme a lo largo de la longitud de evaluación. Luego, por cada segmento, se obtiene el punto más alto respecto a la línea media (p_i), análogamente se determina el punto más bajo (v_i) como se muestra en la Figura 3.

$$R_z = \frac{1}{n}\left(\sum_{i=1}^{n} p_i - \sum_{i=1}^{n} v_i\right). \qquad (3)$$

El promedio de estas diferencias es R_z. Este parámetro es más sensible a picos altos o valles profundos en comparación con R_a. Aunque su obtención es sencilla, no nos brinda información sobre la forma del perfil, y en muchas ocasiones, este parámetro por sí solo no es suficiente.

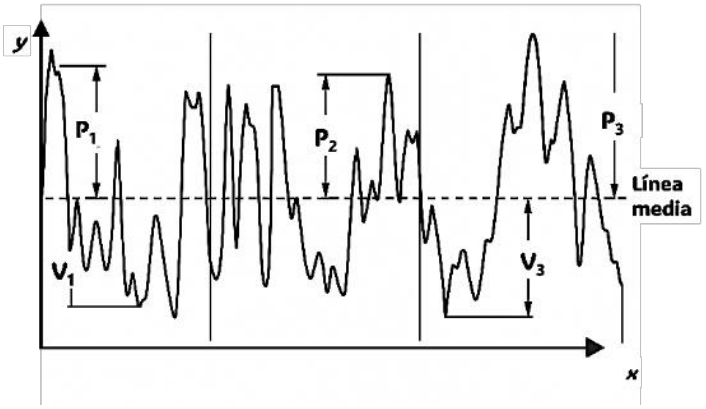


Fig. 3: Representación del proceso para la obtención de R_z [16].

El **espaciado medio entre picos locales (*S*)** se refiere a la distancia promedio entre los picos más altos dentro de un perfil de rugosidad. Un **pico local** se define como el punto más alto dentro de una zona convexa, rodeado por concavidades a ambos lados. Sin embargo, para que un punto sea considerado un pico local válido, debe cumplir con las siguientes condiciones:

1. La separación horizontal entre picos adyacentes debe ser al menos el 1 % de la longitud de muestreo.

2. Las concavidades adyacentes al pico tienen una profundidad igual o superior al 10 % de R_z.

Si alguna de estas condiciones no se cumple, el punto no se considera pico local. Estas restricciones permiten identificar únicamente los picos más significativos del perfil [17]. En la Figura 4 se ilustra como se calculan estas condiciones.

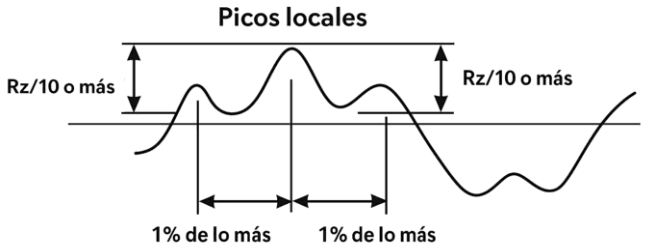


Fig. 4: Ejemplo gráfico de la obtención de picos locales en un perfil de rugosidad, basado en la separación mínima entre picos y la profundidad entre concavidades [17].

Una vez identificados los picos locales, se calcula la diferencia que hay entre ellos. El valor promedio de estas diferencias se define como la media aritmética de las distancias entre pico a pico de picos locales, y se denota con la letra *S*. Su cálculo se expresa mediante la siguiente ecuación [16]:

$$S = \frac{1}{n}\left(\sum_{i=2}^{n} S_i\right), \tag{4}$$

donde S_i representa las diferencias entre el pico S_{i-1} y S_i, además $n = m - 1$, donde *m* es el número total de picos identificados en el perfil.

La Figura 5 es una representación de cómo se calculan las distancias entre picos en un perfil de rugosidad.

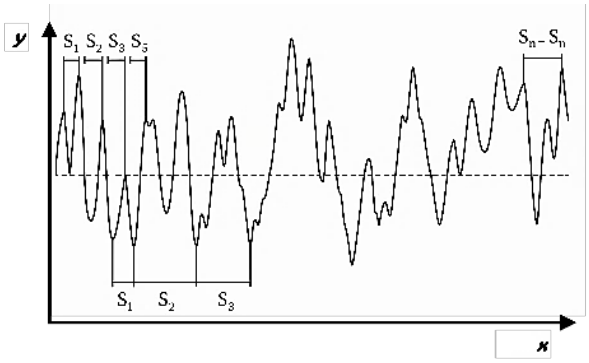


Fig. 5: Representación del cálculo de las diferencias entre picos locales en un perfil de rugosidad [17].

METODOLOGÍA

Se analizaron seis muestras de portaobjetos de vidrio, de las cuales cinco presentan una película delgada de oro, según se muestra en la Tabla 1. La muestra 0 corresponde al portaobjetos sin recubrimiento, la cual fue utilizada como muestra de referencia, ya que presenta una rugosidad mínima, característica del material base. La deposición de las películas delgadas de oro se realizó utilizando una evaporadora comercial Denton Vacuum Desk V, con una corriente fija de 40 mA. La caracterización de la rugosidad de cada muestra se realizó utilizando un rugosímetro comercial Mitutoyo, que cuenta con una resolución de 0.002 µm, además se usó un filtro de Gauss para separar el perfil de rugosidad. En la Tabla 1 se muestran los valores más representativos de acuerdo con la norma ISO 1997 [16], de las muestras analizadas.

Tabla 1. Valores de rugosidad de las diferentes muestras analizadas.

MUESTRA	*Ra (µm)*	*Rq (µm)*	*Rz (µm)*
0	0.011	0.014	0.075
1	0.015	0.019	0.112
2	0.014	0.017	0.092
3	0.028	0.040	0.216

4	0.020	0.028	0.180
5	0.015	0.018	0.092

En la Figura 6 se presentan las 5 muestras de películas delgadas de oro sobre un portaobjetos (sustrato de vidrio) con área 4x2 cm^2.

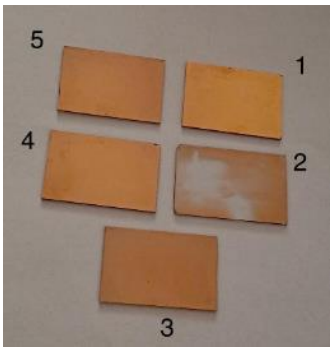


Figura 6: Imagen de las películas delgadas de oro con área de 4x2 cm^2.

Posteriormente, los datos obtenidos se analizaron estadísticamente utilizando herramientas de programación en Python. Primero se identificaron los máximos locales usando la función *find_peaks,* posteriormente se aplicó un filtro para seleccionar únicamente aquellos picos que cumplían con dos condiciones establecidas:

1. Una separación horizontal mínima del 1 % de la longitud de muestreo.

2. Una profundidad igual o superior al 10 % de R_z.

Estas condiciones se modificaron para obtener información más precisa, y se calculó el promedio de las distancias (*S)*. Durante el análisis se identificó la necesidad de eliminar datos atípicos generados por posibles daños en la película o errores en la medición.

RESULTADOS

Este análisis proporciona una perspectiva adicional sobre la estructura de los datos de rugosidad en el eje horizontal. Además, este estudio permite identificar perfiles que, aunque puedan presentar similitudes en su amplitud, puedan diferir en su frecuencia de ocurrencia de picos, ofreciendo así una mayor comprensión de las características de la superficie.

A continuación, se presentan los resultados para este análisis, específicamente para la muestra 5 (Tabla 1). En primer lugar, se realizó la búsqueda de máximos locales en el perfil de rugosidad, utilizando la función *find_peaks* de Python, de los cuales se encontraron 257 máximos locales, los cuales fueron etiquetados como “picos” y están representados en la Figura 7.

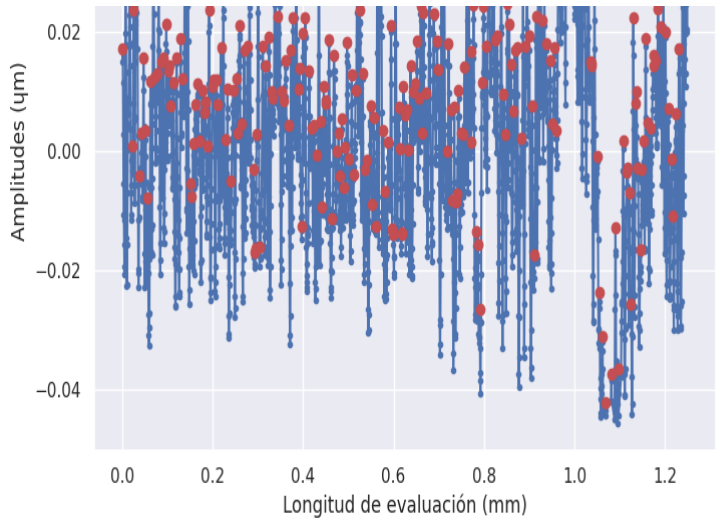


Figura 7: Perfil de rugosidad de la muestra 5 con 257 máximos locales (picos) encontrados.

Luego, se aplicaron las condiciones necesarias para clasificar un punto como pico local. Después de aplicar estos criterios, se filtraron 170 picos que cumplieron con ambas condiciones, como se muestra en la Figura 8. Después de aplicar las condiciones de filtrado, se calculó la distancia promedio entre picos resultantes. El valor obtenido para la distancia promedio entre picos locales, denotado como *S*, fue de $S = 7.314\ \mu m$.

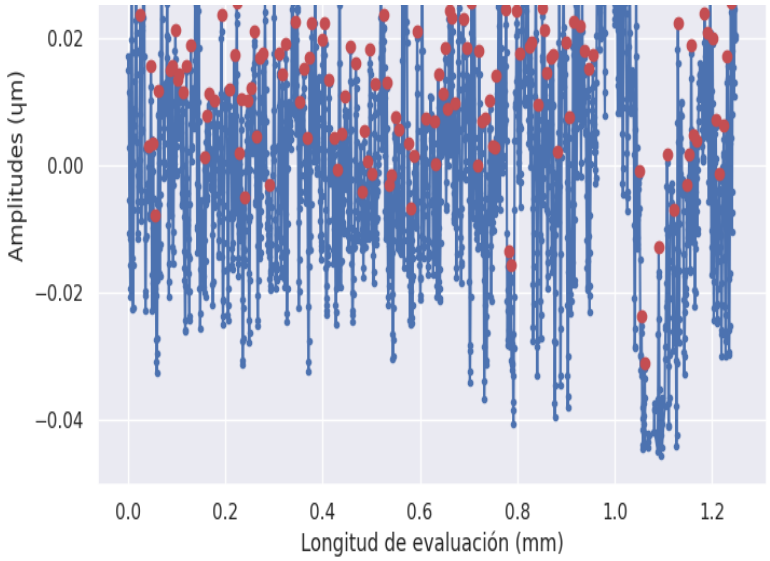


Figura 8: Perfil de rugosidad de la muestra 5 con 170 picos locales encontrados tras aplicar las dos condiciones de pico local.

Con el fin de obtener más información sobre la distribución de los picos, se repitió el proceso de filtrado de los picos, pero aplicando una sola condición a la vez. Primero, se aplicó únicamente la condición de separación horizontal, es decir, se consideraron solo aquellos picos cuya distancia

horizontal entre picos adyacentes fuera al menos el 1 % de la longitud de muestreo, de lo que se obtuvo 228 picos locales (Figura 9).

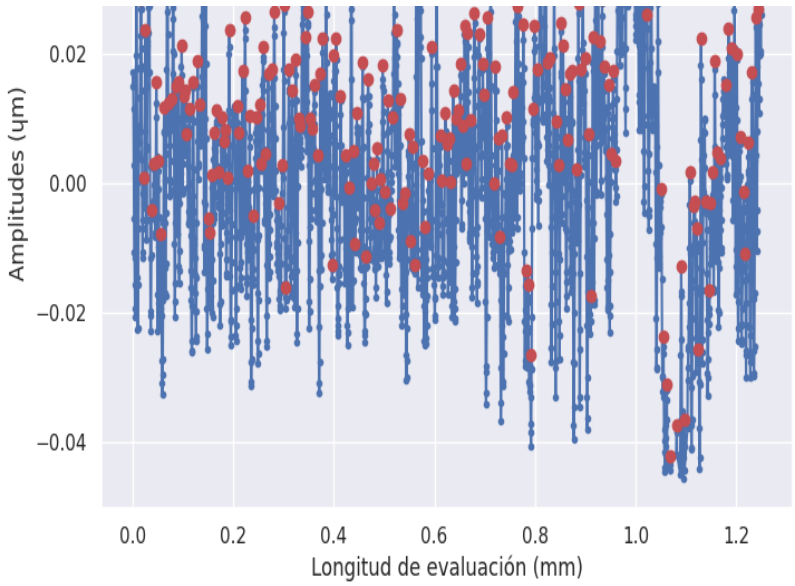


Figura 9: Perfil de rugosidad de la muestra 5 con 228 picos locales encontrados tras aplicar la condición de distancia horizontal mínima.

Después de aplicar la condición de filtrado de distancia horizontal mínima, se calculó la distancia promedio entre picos resultantes. El valor obtenido para la distancia promedio entre picos locales para este caso fue de $S = 5.445\ \mu m$.

Posteriormente, se filtraron los picos según la condición de profundidad, manteniendo sólo aquellos picos cuyas concavidades adyacentes tuvieran una profundidad igual o superior al 10 % de R_z. Este filtrado resultó en 171 picos locales como se muestra en la Figura 10. De donde se obtuvo $S = 7.271\ \mu m$.

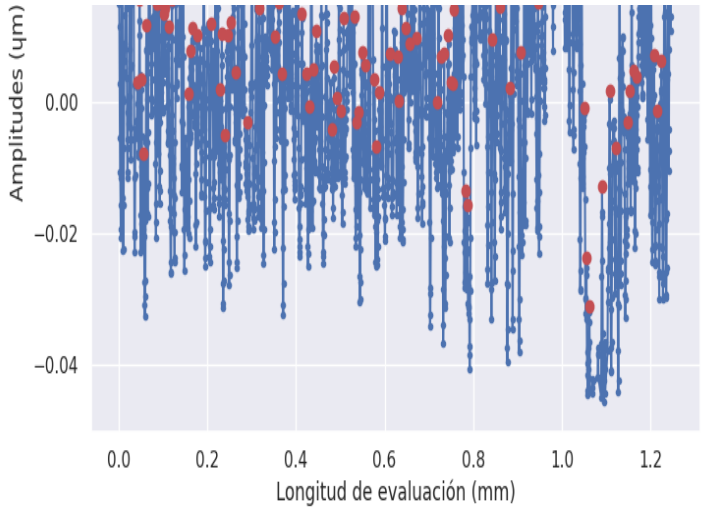


Figura 10: Perfil de rugosidad de la muestra 5 con 171 picos locales encontrados tras aplicar la condición de profundidad mínima.

De lo que se observa, de los 228 picos que cumplen con la distancia mínima, sólo 170 cumplen también con la condición de profundidad. Es decir, 58 picos cumplen únicamente con la condición de distancia horizontal mínima y éstos son eliminados cuando se aplica la condición de profundidad. Es decir, estos 58 picos están suficientemente separados entre sí, pero no tienen suficiente profundidad. Por otro lado, de los 171 picos que cumplen con la condición de profundidad mínima, 170 cumplen también con la condición de distancia horizontal mínima. Esto quiere decir que la mayoría de los picos que cumplen con la profundidad mínima cumplen con la separación mínima en el eje horizontal, lo que podría indicar una relación entre ambas condiciones. El parámetro *S* representa la separación entre picos locales, los picos locales son aquellos que cumplen con ambas condiciones de distancia y profundidad mínima. Esta definición asegura que solo se consideren los picos más significativos, evitando que los resultados se vean influidos por posibles ruidos o irregularidades menores.

Los resultados obtenidos para todas las muestras están en un rango similar, lo que sugiere que las muestras presentan una distribución de picos con separaciones relativamente consistentes. El parámetro *S* puede ser de gran utilidad para estudiar fenómenos que ocurran dentro de este rango, especialmente donde la distancia entre picos es un factor relevante. Además, incluir este parámetro al análisis, permite identificar dos perfiles con una frecuencia diferente de picos.

El análisis de la distancia promedio entre picos reveló información relevante para la caracterización de la rugosidad superficial. En promedio, cada 1/153 de la longitud de evaluación presenta un pico que cumple con ambas condiciones de distancia y profundidad mínimas. Esto se debe a que la longitud de evaluación corresponde a 1250 μm y el promedio de *S* para todas las muestras fue de 8.1433 μm. Variar las condiciones sobre los picos locales reveló más información significativa sobre la rugosidad superficial. Estas condiciones pueden ser cambiadas según el interés del usuario, lo que permite una personalización en el análisis dependiendo de los objetivos específicos. Por ejemplo, con la condición de distancia mínima se obtuvo un promedio de 5.4861 μm entonces cada 1/230 de la longitud de evaluación. Por otro lado, con la condición de profundidad mínima se obtuvo un promedio de 8.0992 μm que es aproximadamente 1/153, esto es consistente con la observación de que la mayoría de los picos que cumplen con la condición de profundidad cumplen con la de distancia mínima. Esto nos da un conocimiento más extenso del perfil de rugosidad.

CONCLUSIONES

El análisis de la distancia entre picos reveló que las condiciones seleccionadas para la identificación de los picos locales tienen un impacto significativo en la precisión y la cantidad de información obtenida. Se encontró que, en promedio, cada 1/150 de la longitud de evaluación presente un pico que cumpla con las condiciones mínimas de distancia y profundidad. Esto demuestra la capacidad de la metodología para capturar detalles significativos de la superficie.

A pesar de la utilidad del rugosímetro para caracterizar la rugosidad superficial, se concluye que su aplicación tiene ciertas limitaciones. Este instrumento no permite identificar ni eliminar datos atípicos, lo que representa un problema en materiales que sean frágiles y no permitan repetir la medición. Además, los parámetros proporcionados por el rugosímetro, como R_a, R_q, y R_z, ofrecen únicamente una cuantificación numérica de la rugosidad sin capturar completamente la forma y distribución de las amplitudes. En algunos casos, perfiles completamente diferentes pueden presentar el mismo valor para estos parámetros. En contraste, el análisis estadístico realizado en este trabajo permite una caracterización más detallada de la morfología de la rugosidad.

El uso de AFM presenta ventajas significativas, como una mayor sensibilidad y la capacidad de detectar irregularidades a escala nanométrica sin contacto destructivo. Sin embargo, también implica desafíos, como el procesamiento de grandes volúmenes de datos, la posible presencia de ruido térmico y la necesidad de normalizar los resultados para compararlos con los obtenidos en la escala micrométrica. No obstante, si los patrones de distribución observados con el rugosímetro se

mantienen en la nanoescala, se podrían validar hipótesis sobre la estructura de la superficie y el proceso de deposición de las películas delgadas de oro.

Finalmente, la identificación precisa de probabilidad más adecuada no solo mejora la comprensión de la rugosidad de las películas delgadas, sino que también sienta las bases para el desarrollo de modelos predictivos más avanzados. Estos modelos podrían aplicarse en la optimización de procesos de fabricación y control de calidad en la industria de materiales y nanotecnología.

BIBILOGRAFÍA

[1] B. N. J. Persson, “Surface Roughness-Induced Stress Concentration,” *Tribol. Lett.*, vol. 71, no. 2, 2023.

[2] M. L. Raffa *et al*., “Stress shielding at the bone-implant interface: Influence of surface roughness and of the bone-implant contact ratio,” *J. Orthop. Res.*, vol. 39, no. 6, 2021.

[3] J. F. Duque Morán, R. Navarro Navarro, R. Navarro García, and J. A. Ruiz Caballero, “Tribología y materiales en pares friccionales metal-metal: prótesis de cadera,” *Canarias Méd. Quirúrg.*, 2012.

[4] E. Guen, P. O. Chapuis, N. J. Kaur, P. Klapetek, and S. Gomès, “Impact of roughness on heat conduction involving nanocontacts,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 119, no. 16, 2021.

[5] J. A. Greenwood and J. B. P. Williamson, “Contact of Nominally Flat Surfaces,” *Proc. R. Soc. A*, vol. 295, no. 1442, 1966.

[6] N. Myshkin, A. Y. Grigoriev, S. Chizhik, K. Choi, and M. Petrokovets, “Surface roughness and texture analysis in microscale,” *Wear*, vol. 254, no. 10, 2003.

[7] U. Çaydaş and A. Hasçalık, “A study on surface roughness in abrasive waterjet machining process using artificial neural networks and regression analysis method,” *J. Mater. Process. Technol.*, vol. 202, no. 1–3, 2008.

[8] M. Elangovan, N. R. Sakthivel, S. Saravanamurugan, B. B. Nair, and V. Sugumaran, “Machine learning approach to the prediction of surface roughness using statistical features of vibration signal acquired in turning,” *Procedia Comput. Sci.*, vol. 50, 2015.

[9] E. Kayahan, H. Oktem, F. Hacizade, H. Nasibov, and O. Gundogdu, “Measurement of surface roughness of metals using binary speckle image analysis,” *Tribol. Int.*, vol. 43, no. 1–2, 2010.

[10] I. Yamaguchi, K. Kobayashi, and L. Yaroslavsky, “Measurement of surface roughness by speckle correlation,” *Opt. Eng.*, vol. 43, no. 11, 2004.

[11] A. Giusti *et al*., “Image-based measurement of material roughness using machine learning techniques,” *Procedia CIRP*, vol. 95, 2020.

[12] C. N. Barocio, “Modelo de red neuronal convolucional para clasificar rugosidad en películas metálicas delgadas,” Tesis de licenciatura, Univ. Michoacana de San Nicolás de Hidalgo, 2024.

[13] M. Wong, J. Eulenberger, R. Schenk, and E. Hunziker, “Effect of surface topology on the osseointegration of implant materials in trabecular bone,” *J. Biomed. Mater. Res.*, vol. 29, no. 12, 1995.

[14] Lidia Marlen González Urquidez, “Análisis Estadístico del Perfil de Rugosidad de Películas Delgadas de Oro,” Tesis de Licenciatura, Univ. Michoacana de San Nicolás de Hidalgo, Abril 2025.

[15] C. J. Cortés Rodríguez, F. A. Herreño Cuestas, and I. Z. Araque-Salazar, *Medición de rugosidad superficial 3D*, Kassel: kassel university press GmbH, 2020.

[16] E. S. Gadelmawla, M. M. Koura, T. M. Maksoud, I. M. Elewa, and H. H. Soliman, “Roughness parameters,” *J. Mater. Process. Technol.*, vol. 123, no. 1, 2002.

[17] Mitutoyo Corporation, *Sistema de medición de rugosidad de superficies SJ-210*, Japón: Mitutoyo Corporation, s.f.

LAS PINZAS OPTICAS COMO HERRAMIENTA PARA MEDIR ELASTICIDAD CELULAR

Beatriz Morales Cruzado[1], Erick Sarmiento Gómez[2], Francisco Gerardo Pérez Gutiérrez[3]

[1]SECIHTI-Centro de Investigaciones en Óptica A. C., Loma del Bosque 115, Colonia Lomas del Campestre, León, Guanajuato, 37150 México, [2]División de Ciencias e Ingenierías, Campus León, Universidad de Guanajuato, Loma del Bosque 103, León, Guanajuato. 37150 México, [3]Facultad de Ingeniería, Universidad Autónoma de San Luis Potosí, Av. Manuel Nava No. 8, San Luis Potosí, S.L.P. 78290, México.

bmorales@cio.mx

RESUMEN

Las propiedades mecánicas de las células eucariotas juegan un papel determinante en el desempeño de sus funciones fisiológicas y por ende en la salud del ser humano. Los fundamentos químicos y biológicos de enfermedades como el cáncer han sido ampliamente estudiados y, aunque se han logrado mejoras, las enfermedades aún están lejos de erradicarse. En este trabajo proponemos una metodología experimental basada en pinzas ópticas holográficas, que permite realizar ensayos de tensión de células para adquirir información adicional sobre sus propiedades mecánicas. Por lo tanto, se presenta un protocolo de preparación de muestras biológicas que consiste en partículas de poliestireno adheridas a la membrana de diferentes líneas celulares (HeLa, H1299, C33A y VK2). Las partículas de poliestireno son manipuladas por las pinzas ópticas para producir tensión en las células. A partir de los resultados obtenidos, se puede ver que las líneas celulares pueden caracterizarse en función de una constante de rigidez, que depende del tipo de tejido y su estado de salud. Entre las líneas celulares estudiadas, las células dañadas por cáncer mostraron la rigidez celular más alta. En el futuro, la comparación de las propiedades mecánicas de células sanas y dañadas del mismo tejido podría ayudar a comprender los cambios morfológicos que ocurren en diferentes etapas de la enfermedad. Dicha información podría apoyar el diagnóstico temprano y la creación de nuevos y efectivos medicamentos.

.

INTRODUCCIÓN

El cáncer es un problema de salud pública global. Aunque la mortalidad por cáncer ha disminuido, es preocupante el aumento en la incidencia de cáncer de mama, próstata y cérvix [1]. La comprensión de esta enfermedad ha avanzado gracias al estudio de sus fundamentos químicos y biológicos. Sin embargo se conoce poco de los cambios en cuanto a las propiedades mecánicas que las células cancerosas experimentan. Se han desarrollado diversas técnicas como las pinzas ópticas, las pinzas magnéticas y la microscopía de fuerza atómica (AFM), que permiten manipular y estudiar células individuales a escalas de piconewtons y nanómetros. Con estas herramientas, se busca una relación entre las anomalías en las propiedades elásticas de las células y la progresión de enfermedades [2].

Existen estudios que correlacionan el módulo de Young con la deformabilidad y la malignidad de las células cancerosas [3]. Por ejemplo, se ha observado que las células de cáncer de ovario altamente invasivo HEY A8 son más blandas que otros tipos de células cancerosas epiteliales, sugiriendo que la rigidez celular podría ser un biomarcador útil para evaluar el potencial metastásico. Sin embargo, la cantidad de muestras, líneas celulares y técnicas de medición en estos estudios ha sido limitada. El AFM es popular para caracterizar la estructura celular debido a su alta precisión y su capacidad de análisis *in vivo* [4]. Sin embargo, una desventaja son las fuerzas hidrodinámicas que actúan sobre el cantilever afectando la interacción entre la punta y la muestra, por lo que se compromete la fiabilidad de las mediciones [5].

En este trabajo se utilizó un sistema de pinzas ópticas holográficas (HOT, por sus siglas en inglés) para estimar el módulo de Young en cuatro líneas celulares: H1299 (cáncer de pulmón), C33A y HeLa (cáncer de cérvix), y VK2 (cérvix sin cáncer). Se compararon los resultados de las diferentes líneas celulares para comprender la condición de cada una.

TEORÍA

La idea de que la luz puede ejercer fuerzas sobre la materia se remonta a Kepler [6], pero el primer sistema de pinzas ópticas fue desarrollado por Arthur Ashkin, quien logró atrapar partículas dieléctricas en tres dimensiones enfocando un haz láser [7].

El funcionamiento de las pinzas ópticas implica dos fuerzas principales: La fuerza de scattering $\boldsymbol{F_s}$ que surge de la reflexión de la luz y empuja la partícula en la dirección de propagación del haz láser, alejándola de la trampa, y la fuerza de gradiente $\boldsymbol{F_g}$ que es la responsable de mantener a la partícula en el centro de la trampa, apuntando hacia la máxima intensidad del haz láser, ésta depende del índice de refracción de la partícula y del medio. Para crear una trampa óptica estable, la fuerza de gradiente debe ser mayor que la fuerza de scattering [8].

Las pinzas ópticas pueden ejercer fuerzas en el rango de los piconewtons y actúan como un resorte de Hooke, donde el desplazamiento cerca del centro de la trampa es proporcional a la fuerza. La constante de rigidez de la trampa asociada depende de parámetros como la longitud de onda, la potencia del láser, el tamaño de la partícula, el índice de refracción de la partícula, y el índice de refracción del medio circundante [9].

La constante de rigidez se obtiene mediante la calibración de las pinzas ópticas a diferentes potencias láser. En este trabajo, se eligió el teorema de equipartición, que solo requiere la posición de la partícula y la temperatura del sistema. Este teorema establece que, en equilibrio térmico, cada término cuadrático en la expresión de energía (traslación, rotación, vibración) de una partícula contribuye con ½ $\boldsymbol{K_B T}$ a la energía promedio.

Para un sistema con $\boldsymbol{N}$ partículas y $\boldsymbol{f}$ grados de libertad, la energía promedio total está dada por:

$$\boldsymbol{E} = \frac{1}{2}\, \boldsymbol{f N K_B T}. \qquad (1)$$

Considerando que las pinzas ópticas pueden verse como un potencial cuadrático, el valor de la energía promedio para cada grado de libertad es:

$$\langle \boldsymbol{U} \rangle = \left\langle \frac{1}{2}\, \boldsymbol{k}(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x_0})^2 \right\rangle = \frac{1}{2}\, \boldsymbol{K_B T}, \qquad (2)$$

donde $\langle \mathbf{U} \rangle$es la posición de equilibrio de la trampa óptica, *k* es la rigidez de la trampa, K_B es la constante de Boltzmann y $\boldsymbol{T}$ es la temperatura absoluta del sistema. Entonces,

$$\boldsymbol{k} = \frac{\boldsymbol{K_B T}}{\langle (\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x_0})^2 \rangle}. \qquad (3)$$

La prueba de estrés celular consiste en adherir dos partículas diametralmente opuestas a la membrana; medir la distancia de separación entre ambas partículas, atrapar las partículas con las pinzas ópticas e ir separando las posiciones de atrapamiento con el objetivo de estirar a la célula.
En la figura 1 se observa un esquema de la deformación celular: El círculo central representa el diámetro relajado o estado de equilibrio de la célula antes de iniciar el estiramiento. Una vez atrapadas las partículas dieléctricas con las pinzas ópticas, se realiza un desplazamiento bilateral. La célula resistirá esta deformación gracias a su fuerza restauradora; es decir, se puede considerar la celda como un resorte de Hooke que, al estirarse o comprimirse responderá de forma opuesta y proporcional a la fuerza aplicada. La diferencia entre la posición de la partícula unida a la célula en su estado de equilibrio y la posición de la partícula sin célula permite obtener información sobre sus propiedades mecánicas. En la figura 1, las flechas rojas en la posición de equilibrio de la partícula unida a la célula representan dos fuerzas de magnitud equivalente: 1) la fuerza de las pinzas ópticas a la derecha y 2) la fuerza restauradora de la celda a la izquierda.

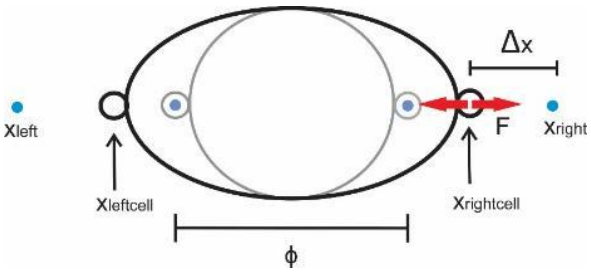


Fig. 1. Deformación celular.

El desplazamiento promedio Δx, que se muestra en la figura 1, se calcula a partir de la ecuación 4.

$$\Delta x = \frac{(x_{right} - x_{left}) - (x_{rightcell} - x_{leftcell})}{2} \quad (4)$$

donde x_{right}es la posición x de la partícula derecha (sin célula), mientras que x_{left}es la posición x de la partícula izquierda, $x_{rightcell}$ es la posición de la partícula izquierda unida a la célula, mientras que $x_{leftcell}$ es la posición de la partícula derecha unida a la célula. Posteriormente, se obtiene la fuerza $F = -k\Delta x$ y, a partir de esta, $\sigma = F/A$, donde A es el área de contacto. Por otro lado, la deformación celular (ε) se calcula a partir de la ecuación 5:

$$\varepsilon = \frac{(x_{rightcell} - x_{leftcell}) - \phi}{\phi} \quad (5)$$

donde ϕ representa el diámetro relajado de la célula. El módulo de Young se obtendrá como la pendiente de la curva esfuerzo-deformación.

PARTE EXPERIMENTAL

Se utilizaron líneas celulares eucariotas inmortalizadas para las pruebas de deformación. Estas células se cultivaron en monocapas adheridas a un sustrato de poliestireno bajo condiciones controladas. Las líneas celulares estudiadas fueron: H1299, C33A, VK2 y HeLa, descritas anteriormente.

Para la recolección de células, se verificó una buena confluencia en los frascos de cultivo. Luego, se realizó una tripsinización para romper las uniones célula-célula y célula-sustrato, obteniendo una suspensión de células individuales.

La suspensión celular se mezcló con solución salina tamponada con fosfato (PBS), una solución que mantiene las células en condiciones fisiológicas estables por cortos periodos, similar al fluido extracelular de mamíferos, sin alterar su función normal. Para la adhesión de micropartículas dieléctricas a las células, se usaron esferas de poliestireno de 2 µm de diámetro (78452 - Fluka). Las partículas se lavaron previamente y se mezclaron con la suspensión de células, dejándolas interactuar por dos horas. Posteriormente se tomó una muestra de 10 µL de células con partículas en PBS, se colocó en un portaobjetos, se cubrió con un cubreobjetos y se selló con pegamento epóxico.

La muestra se coloca en el arreglo óptico HOT que se muestra en la figura 2, éste consiste en un láser de onda continua de 532 nm que se expande usando dos lentes (L1 y L2) y se dirige a un modulador espacial de luz (SLM, por sus siglas en inglés) mediante dos espejos planos (M1 y M2).Luego, el diámetro del haz láser se ajusta con las lentes L3 y L4 para que "sobrellene" la parte posterior del objetivo de microscopio (Plan APO VC 100x/1.4, Nikon), garantizando una trampa estable en el plano de la muestra. Antes del objetivo del microscopio, un espejo dicroico (DMPL605, Thorlabs) se encarga de combinar dos trayectorias ópticas: la de atrapamiento y la de formación de imagen. La iluminación para la imagen proviene de una lámpara de tungsteno-halógeno (QTH10, Thorlabs) que pasa a través de la lente L5, un condensador y dos diafragmas de iris para asegurar una iluminación uniforme de la muestra.

El mismo objetivo de microscopio usado para el atrapamiento forma la imagen, la cual es capturada por una cámara de video con la ayuda de un espejo (M3) y otra lente (L6). Además, se colocó un filtro de paso largo (FELO600, Thorlabs) delante de la cámara para evitar que se sature con los reflejos del láser de atrapamiento.

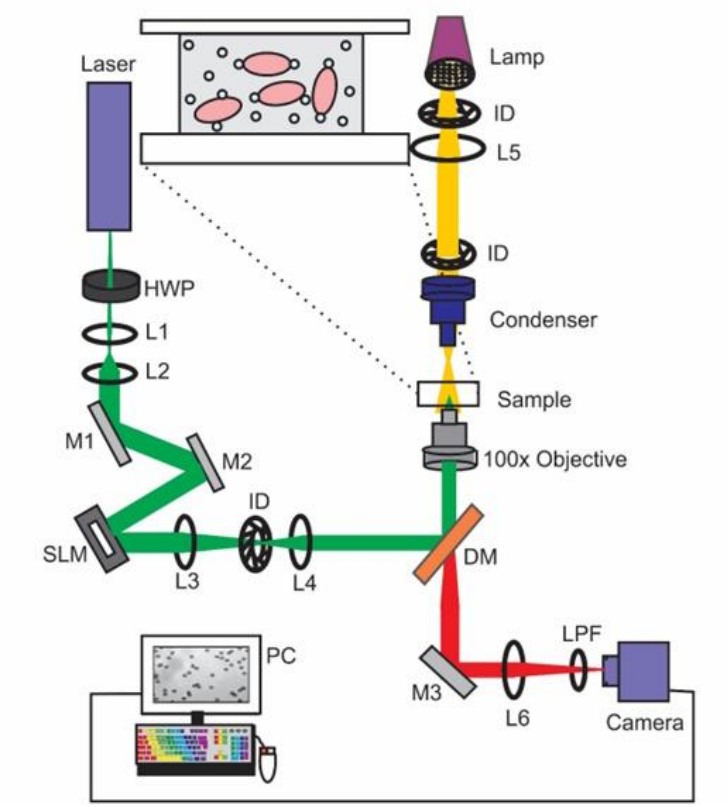


Fig. 2 Arreglo experimental.

El SLM proyecta hologramas construidos con el método “Adaptive-Additive” descrito por Dufresne *et al.* [10]. Se diseñaron imágenes oscuras con dos puntos brillantes a diferentes distancias, y se construyó un holograma a partir de cada diseño.

RESULTADOS

La Figura 3 es una gráfica representativa de los valores del módulo de Young de las líneas celulares HeLa, H1299, C33A y VK2, obtenidos mediante pinzas ópticas holográficas. El módulo de Young se calcula como la pendiente de la curva esfuerzo-deformación.

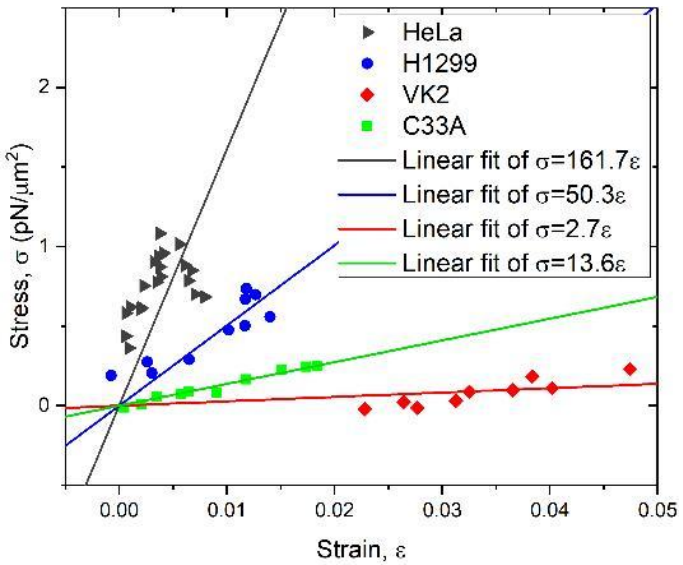


Fig. 3. Curva de esfuerzo-deformación de las líneas celulares HeLa, H1299, C33A y VK2.

Como se puede observar en la Figura 3, la línea celular VK2 es la más elástica y, por lo tanto, la más fácil de estirar. Se realizaron varias pruebas de deformación en esta línea celular, obteniendo resultados similares en las mismas condiciones experimentales. Por ejemplo, las mediciones se realizaron el mismo día de la extracción celular, procurando que los cultivos alcanzaran una confluencia del 90 %. Los valores del módulo de Young fueron los más bajos de todas las células medidas en este estudio; por lo tanto, esta línea celular fue la menos rígida y la que presentó mayores deformaciones. Dado que las células VK2 pertenecen a un tejido no canceroso, se consideró que serían las más rígidas, según la literatura [11], ya que no migran hacia capilares de menor diámetro, lo que causaría una pérdida de rigidez.

La línea celular C33A fue aproximadamente 4 veces más rígida que la VK7. La mayoría de los experimentos se llevaron a cabo satisfactoriamente; es decir, la célula experimentó una elongación proporcional a la fuerza aplicada.

En el caso de la línea celular H1299, la realización del experimento fue compleja, ya que con frecuencia una de las partículas adheridas a la célula escapaba de la trampa óptica y, por lo tanto, no se producía el estiramiento, sino solo el desplazamiento. Afortunadamente, las pocas pruebas de deformación exitosas mostraron repetibilidad entre sí, lo que permitió reportar un módulo de Young de aproximadamente 50 pN/μm². En cuanto a la línea celular HeLa, solo se pudo realizar un experimento exitoso, ya que era común que las células y partículas se adhirieran al cubreobjetos En este experimento, se observó que el esfuerzo fue linealmente proporcional a la deformación solo en los primeros pasos del estiramiento; posteriormente, la respuesta dejó de ser lineal, dando lugar a una deformación permanente.

CONCLUSIONES

Se logró manipular células pertenecientes a cuatro líneas celulares diferentes, tres de ellas cancerosas (HeLa, H1299 y C33A) y una sana (VK2) mediante pinzas ópticas holográficas, y obtener sus propiedades mecánicas, específicamente su módulo de Young.

Se optimizó un protocolo para la adhesión de partículas de poliestireno a las células, lo que permitió realizar pruebas de deformación y controlar la concentración de células y partículas, evitando la sobreaglomeración de las muestras.

Se encontró que las células cancerosas fueron más rígidas que las células sanas, lo que resulta opuesto a lo reportado en la literatura. Sin embargo, las líneas celulares estudiadas no han sido

reportadas en otros trabajos, por lo que se propone la siguiente idea: las células cancerosas evolucionan adoptando propiedades mecánicas que les permiten sobrevivir en un entorno diferente al que se desarrollaron inicialmente. Esto incluye sobrevivir al viaje, pero aún más importante, ser capaces de proliferar en otros lugares. En este sentido, y sólo para los tipos de cáncer estudiados, se puede argumentar que, durante el proceso patológico de la célula, ésta aumenta su rigidez, previendo que en un momento dado tendrá que proliferar en un ambiente no adecuado que pueda estimular su ruptura.

BIBLIOGRAFÍA

1. R. L. Siegel, et. al., “Cancer statistics”, 2023, CA Cancer J Clin.,73:17–48 (2023).
2. M. Lekka, “Discrimination between normal and cancerous cells using AFM”, Bio Nano Science, 65-80 (2016).
3. W. Xu,*et. al*., “Cell Stiffness Is a Biomarker of the Metastatic Potential of Ovarian Cancer Cells”, Plos one, 7(10), e46609 (2012).
4. I. Sokolov, “Atomic Force Microscopy in Cancer Cell Research”, Cancer Nanotechnology, American Scientific Publishers' Inc., 1-17 (2007).
5. H. Janovjak, *et. al*., “Hydrodynamic effects in fast AFM single-molecule force measurements”, Eur. Biophys J.,34, 91-96 (2005).
6. H. M. Nussenzveig, “Cell membrane biophysics with optical tweezers”, European Biophysics Journal, 47, 499–514 (2018).
7. J. E. Molloy and M. J. Padgett, “Lights, action: Optical tweezers”, Contemporary Physics, 43(4), 241-258 (2002).
8. P. H. Jones*, et. al*. “Optical Tweezers: Principles and applications”, Cambridge University Press, 2015.
9. J.H. Baek, *et.al*., “Snap-fit assembly of microscopic components by optical tweezers”, Optical Trapping and Optical Micromanipulation III, Proceedings of the SPIE.6326, 632610 (2006).
10. E. R. Dufresne, *et. al*., “Computer-generated holographic optical tweezer arrays”, Review Scientific Instruments, 72(3), 1810-1816 (2001).
11. L. M. Rebelo, *et. al*., “Comparison of the viscoelastic properties of cells from different kidney cancer phenotypes measured with atomic force microscopy”, Nanotechnology, 24, 055102 (2013).

SIMULACIÓN DE DIFRACCIÓN FOTOACÚSTICA Y ESTUDIO DE VIABILIDAD PARA SU IMPLEMENTACIÓN EXPERIMENTAL

J. E. Alba-Rosales[1], L. F. Escamilla-Herrera[2], O. Medina-Cázares[2], Iliana Hernández-Cruz, G. Gutiérrez-Juárez[2] y G. Martínez-Ponce[1*].

[1]Centro de Investigaciones en Óptica A. C., Loma del bosque 115, Lomas del Campestre, 37150 León, GTO, México, A.P. 1-948, 3700, León, Gto., México.,[2]División de Ciencias e Ingenierías de la Universidad de Guanajuato, Campus León. Loma del bosque 103, Lomas del Campestre, 37150 León, GTO, México, A.P. 1-948, 3700, León, Guanajuato, México.

[*] geminis@cio.mx

RESUMEN

El fenómeno fotoacústico consiste en la generación de pulsos de ondas mecánicas, con frecuencias en el rango del ultrasonido, debido a la absorción de radiación láser pulsada por algún material de interés o a evaluar. Por el hecho de ser trenes de onda acústicos propagantes, puede esperarse que tengan comportamientos análogos a las ondas electromagnéticas. Sin embargo, y hasta donde conocemos, no existen experimentos que evalúen la difracción de pulsos de ultrasonido por una rendija acústica. En esta investigación se realizaron simulaciones empleando el principio de Huygens para entender la interacción del ultrasonido inducido por láser con una rendija de difracción acústica. En estas simulaciones se exploran la densidad de los emisores acústicos, las frecuencias de emisión individuales de cada fuente (5 a 45 MHz), la geometría de la rendija, la cual se varió desde un cuadrado de 1.5 mm por 1.5 mm, hasta un rectángulo de 1.5 mm por 0.1 mm. También se exploraron distancias de detección desde 100 µm hasta 15 cm, buscando evaluar los efectos de campo cercano y campo lejano, así como el efecto de desplazamientos laterales desde 150 µm hasta 1.5 mm. El correspondiente análisis en el espacio del tiempo se complementa con un análisis en espacio de frecuencias, mediante el uso de la transformada de Fourier rápida. Se encontró que las regiones de campo cercano y lejano dependen de las frecuencias que componen al pulso fotoacústico. En particular, se predicen efectos difractivos más notorios para frecuencias de simulación mayores a 20 MHz y distancias menores a 3 mm. En el campo lejano (distancias a partir de 6 mm) se observa un comportamiento puntual de la rejilla, recuperando siempre la frecuencia original del emisor acústico individual; siendo este resultado análogo al conocido teorema de Van Cittert-Zernike en óptica. Las simulaciones generadas permitirán el diseño del aparato experimental para poner a prueba estos efectos. También se propone obtener la frecuencia fundamental de emisión fotoacústica empleado una rendija de difracción acústica y midiendo en el campo lejano, permitiendo la caracterización de materiales generadores del efecto fotoacústico.

INTRODUCCIÓN

En la literatura científica se conocen diversas analogías entre fenómenos ópticos-electromagnéticos y las ondas mecánicas, particularmente el sonido. Algunos ejemplos de estas analogías son las leyes de reflexión, refracción y absorción de ondas, las cuales se cumplen para luz como sonido [1]. Sin embargo, es importante precisar que aunque las ondas mecánicas y electromagnéticas cumplen las mismas leyes, no significa que lo hagan o funcionen de forma idéntica. Por ejemplo, hacer un experimento de difracción en óptica generalmente puede ser sencillo, ya que existen muchos materiales perfectamente opacos a la luz con los cuales se puede fabricar una rendija, la cuál difractará la luz. En cambio, fabricar una rendija de difracción acústica puede ser complejo, ya que son pocos los materiales capaces de absorber y aislar por completo vibraciones mecánicas. Otra diferencia importante entre la difracción óptica y la electromagnética, consiste en que la primera se suele observar de manera continua empleado una fuente de iluminación, mientras que las ondas mecánicas tienen más a comportarse como pulsos que ocurren de un intervalo finito de tiempo. Estas distinciones son muy importantes de considerar cuando se busca que una técnica o tecnología de caracterización óptica (o mecánica) se extienda a su análogo mecánico (u óptico).

Particularmente nuestro grupo de investigación está interesado en explorar la difracción del ultrasonido (US) generado por la iluminación de un láser pulsado de nanosegundos en muestras de interés. A esta descripción se le conoce en la literatura como efecto fotoacústico (PA) pulsado y de forma resumida se puede describir como la transformación de un pulso de luz en un pulso de US en virtud de las propiedades térmicas y de absorción lumínica del material; se destaca el caso de un material transparente al pulso electromagnético, donde no ocurrirá el fenómeno PA. Esta técnica es ampliamente usada para caracterizar síntesis de nanopartículas por ablación laser, detección de fracturas en piezas de manufactura aditiva, pruebas mecánicas no destructivas y sobre todo, en la reconstrucción de imágenes para aplicaciones biológicas o médicas [2].

Con estos conceptos en mente se plantea como objetivo de este trabajo analizar cómo debería ser y bajo que condiciones experimentales podría suceder la difracción de un pulso PA. Para ello se realizaron simulaciones computacionales implementando el principio de Huygens, el cual establece que una onda en general puede descomponerse en un continuo de emisores puntuales. Cada uno de estos emisores genera una onda esférica idéntica que se expande en todas direcciones. De acuerdo con esto, una rendija de difracción óptica o acústica puede ser descrita por esta colección de puntos, ajustados al borde geométrico que genera la difracción.

El resto del manuscrito se estructura de la siguiente forma: En la sección de teoría se explica y discute la expresión analítica empleada para describir a los emisores acústicos puntuales y al parámetro $\boldsymbol{r_0}$, el cual describe el tamaño térmico efectico del emisor, así como a la expresión empleada para superponerlos. Posteriormente, en la sección de parámetros de simulación se describe la forma en la que se llevó a cabo la discretización de la rendija y las geometrías empleadas en las simulaciones. En la sección de resultados se muestran las simulaciones obtenidas para diferentes radios térmicos, geometrías y posiciones del sensor con el objetivo de identificar la correspondencia de los picos de la señal PA con la geometría de la rendija simulada, la posición a partir de la cual se puede considerar difracción de campo lejano, el correspondiente análisis en el espacio de frecuencias. Dentro de los resultados más destacados, se encontró que la frecuencia de pulso PA difractado obtenido en campo lejano tiende al valor de la frecuencia central del emisor acústico individual, correspondiendo al teorema de Van Cittert-Zernike en óptica, el cual establece que una fuente óptica incoherente recupera cierto grado de coherencia (predictibilidad) cuando se mide en el campo lejano [3]. Finalmente, en las conclusiones se expone como con estos resultados se puede diseñar un experimento de difracción fotoacústica y como posiblemente con este experimento se podría obtener una estimación real del tamaño térmico efectivo $\boldsymbol{r_0}$.

TEORÍA

El primer paso para hacer superposiciones de emisores puntuales consiste en definir las características de cada emisor puntual PA. Una forma simple de abordar este problema consiste emplear la solución a la ecuación de ondas de presión considerando como fuente una partícula puntual iluminada por un pulso gaussiano de duración $\boldsymbol{\tau}$, dicha solución está dada por [4]:

$$\boldsymbol{p}(\mathbf{r}-\mathbf{r}',\boldsymbol{t}) = \boldsymbol{p_0}\frac{\boldsymbol{ct}-|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}\exp\left[-\left(\frac{\boldsymbol{ct}-|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{\boldsymbol{r_0/2}}\right)^2\right] \quad (1)$$

En donde $\boldsymbol{p_0} = \boldsymbol{4E_0\beta c^2/\pi^{3/2}C_p r_0^3}$, y $\boldsymbol{r_0} = \boldsymbol{4(\chi\,\tau)^{1/2}}$, corresponden a la presión de referencia generada por el emisor y al tamaño térmico efectivo; aquí $\boldsymbol{E_0}$, $\boldsymbol{\beta}$, $\boldsymbol{c}$, $\boldsymbol{t}$, $\boldsymbol{C_p}$ y $\boldsymbol{\chi}$, corresponden a la energía por pulso láser, al coeficiente de dilatación térmica, la velocidad de propagación de la onda en el medio de estudio, el tiempo de vuelo de la señal PA, la capacidad calorífica a presión contante y la difusividad térmica respectivamente. Por otra parte $\mathbf{r}$ y $\mathbf{r}'$ describen la posición donde se determina la presión $\boldsymbol{p}$ y la posición del emisor PA. En la expresión del tamaño térmico efectivo, se puede ver la dependencia de la duración del pulso gaussiano que genera la señal PA, esencialmente significa que el calor viaja una distancia $\boldsymbol{r_0}$, debido a las propiedades de difusividad del medio durante un tiempo $\boldsymbol{\tau}$, por lo que esta distancia se interpreta como un tamaño térmico efectivo, el cual

dará origen al pulso de US. Como se verá más adelante, el parámetro r_0 define la distribución de frecuencias necesaria para conformar el pulso PA.

Para implementar el principio de Huygens, basta con hacer la superposición de todos los puntos emisores correspondientes a la discretización de la rendija de difracción, por lo que la presión simulada p_{sim} de una distribución de puntos con posiciones $\mathbf{r}_i$, detectada por un transductor puntual en posición $\mathbf{s}$, está dada por:

$$p_{\text{sim}}(t, \mathbf{s}) = \sum_{i=1}^{n} p(\mathbf{s} - \mathbf{r}_i, t) \quad (2)$$

En donde n corresponde al total de las particular que conforman a la rendija simulada. Es importante recalar que la superposición se hace con las amplitudes de la ecuación (1) y no con las intensidades de los emisores, lo que da lugar a una superposición con cierto grado de coherencia. Este aspecto es fundamental para entender la conexión que existe para el caso acústico del teorema de Van Cittert-Zernike. En la Figura 1 se resumen el experimento que se pretende simular y bajo que aproximación se hace la simulación, empleando el principio de Huygens.

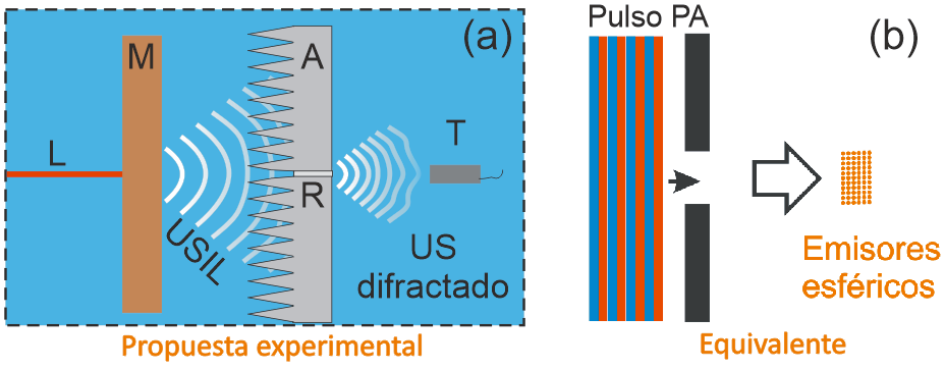


Figura 1. (a) Arreglo experimental simulado. L (láser), M (muestra generadora del US), USIL (ultrasonido inducido por láser), A (absorbedor de US), R (rendija), T (transductor). (b) Situación simulada. El efecto de la rendija se puede calcular empleando el principio de Huygens, sustituyendo la rendija por una discretización con suficientes puntos.

PARAMETROS DE LA SIMULACIÓN

Se exploraron simulaciones de rendijas rectangulares, fijando siempre uno de sus lados a 1.50 mm y variando el otro desde 1.50, 1.00, 0.50, 0.25 y 0.10 mm. La densidad de puntos utilizada para la rendija de 1.50 x 1.50 corresponde a 3721 emisores puntuales, las rendijas de menores dimensiones emplean menos puntos de manera proporcional, de tal forma que la rendija de 1.50 x 0.10 contiene 305 puntos. Por otro lado, es importante señalar que existe una relación entre la densidad de puntos y los valores empleados para el parámetro térmico r_0, en las simulaciones fueron 7.5, 15.0, 30.0 y 60.0 µm. De acuerdo a la referencia [4] basta con que el tamaño térmico sea mayor que la menor distancia de separación entre un par de emisores contiguos. Esta condición garantiza la formación del pulso PA a partir de emisores individuales.

En cuanto al sensor, se posicionó centrado en el plano XY de la distribución de puntos (Figura 2(a)), de tal forma que solo se varió su distancia perpendicular a este plano, para ello se utilizaron valores de 100, 250, 500, 750, 1000, 1500, 2000, 2500, 3000, 6000, 9000, 12000y 15000 µm. En la Figura 2 (b) se muestra la frecuencia máxima (5 a 45 MHz), así como el FWHM para cada emisor individual. Se utiliza los datos del agua para hacer todas las simulaciones.

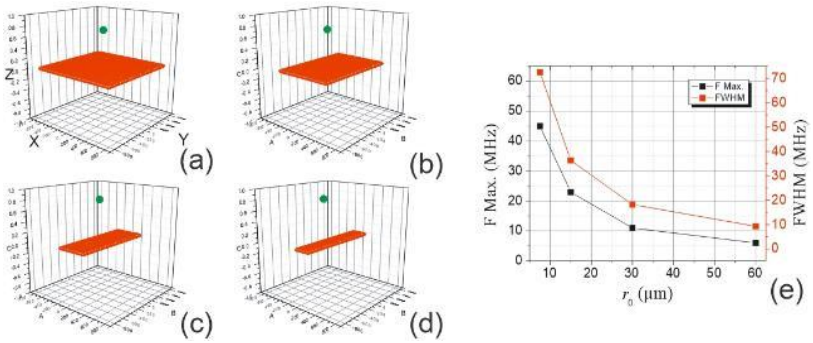


Figura 2. Se muestran algunas de las geometrías simuladas y el análisis de frecuencias para los emisores individuales, en verde la orientación del sensor. (a) Rendija de 1.50 x 1.50 mm. (b) Rendija de 1.50 x 1.00 mm. (c) Rendija de 1.50 x 0.50 mm. (d) Rendija de 1.50 x 0.25 mm. (e) Frecuencia máxima y FWHM para cada emisor individual en función del tamaño térmico.

RESULTADOS

Se cuenta con todos los resultados, variando todos los parámetros mencionados en la sección sin anterior; sin embargo, solo se mostraran las simulaciones más relevantes, de las cuales, se puede inferir la tendencia en comportamiento de todos los resultados. Quien tenga interés en tener todos los resultados, puede comunicarse con el autor de correspondencia de este trabajo.

El primer paso es entender el efecto general que tiene el tamaño térmico, para ellos se muestran las simulaciones para la rendija de 1.50 x 1.50 mm para los cuatro valores de $\boldsymbol{r_0}$ en la Figura 3 (para una distancia de 1.50 mm del sensor). En este resultado se puede observar que el principal efecto del tamaño térmico tiene que ver con el ensanchamiento de la señal PA, los cuales se relaciona con una ancho de banda menor para mayores valores del tamaño térmico.

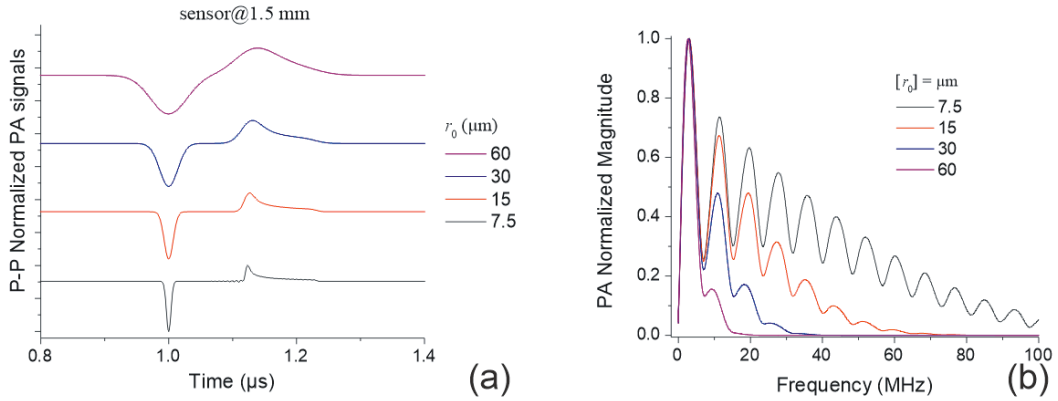


Figura 3. Simulación de la rendija de 1.50 x 1.50 mm para distintos valores de $\boldsymbol{r_0}$, considerando una distancia del sensor de 1.5 mm (a) Señales PA normalizadas en el espacio del tiempo. (b) Señales PA normalizadas en el espacio de frecuencias.

En el espacio del tiempo se observan claramente dos picos, uno negativo en 1 μs de tiempo de vuelo y el otro positivo justamente ente 1.1 y 1.2 μs. El primer pico (rarefacción) de la señal corresponde a la señal que produce la parte más cercana del plano respecto al punto de detección (Figura 2), mientras que se segundo (compresión) proviene del borde del plano. Con los tiempos de vuelo determinados, se puede estimar nuevamente la geometría del plano. Si se observa con cuidado la simulación para $\boldsymbol{r_0} = 7.5$ μm, se podrá observar el efecto de la discretización. Una forma de evitar esto es aumentar la densidad de puntos.
Para ilustrar cual es el principal efecto de la proporción de la rendija, se muestran todos los casos simulados para un sensor posicionado en 250 μm y un $\boldsymbol{r_0} = 30$ μm en la Figura 4. En esta se observa

que conforme la rendija se aleja de la proporción cuadrada, aparece una compresión adicional, la cual proviene del borde que se encuentra más cercano al centro del plano. También se puede apreciar que, si la rendija tiene menor área, la razón señal ruido del pulso PA es menor, también se observa que conforme tenemos una forma regular, la rarefacción y la compresión del pulso PA se separan.

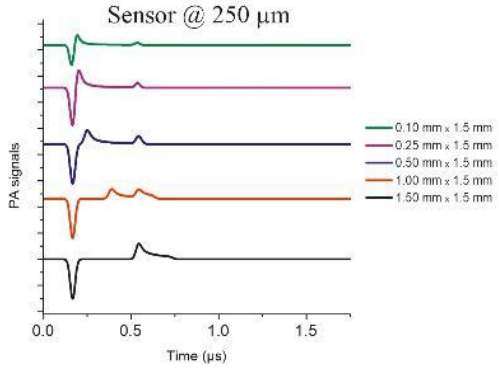


Figura 4. Efecto de la proporción en la rendija para el sensor colocado a en 250 µm y un $\boldsymbol{r_0} = 30$ µm

Para encontrar el régimen de campo lejano, se procedió a simular al pulso PA desde una distancia del sensor de 100 µm hasta una distancia de 15 cm, estos resultados se muestran en la Figura 5 para el caso de la rendija de 1.50 x 0.5 mm y un $\boldsymbol{r_0} = 30$ µm.

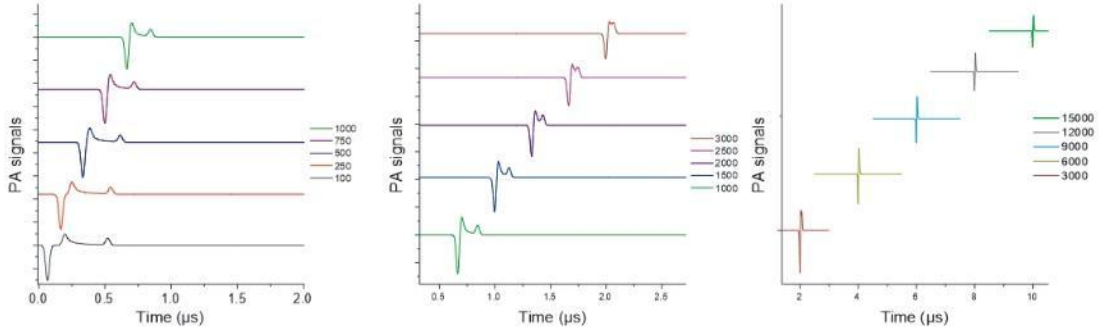


Figura 5. Simulación de la rendija de 1.50 x 0.50 mm para distintos valores de posición del sensor y un tamaño térmico de 30 µm. Se puede observar claramente a que la señal tiende al comportamiento de la ecuación (1) para distancias de detección a partir de los 9 mm.

Es posible observar en la Figura que se mantienen y distinguen bien los picos ya discutidos de la señal que tienen que ver con el centro del plano y los bordes para distancias menores a 3 mm y que a su vez corresponden a frecuencias de alrededor de 20 MHz; para distancias de mayor valor, se empieza a observar una tendencia correspondiente a una señal de un emisor puntual, teniendo una excelente correspondencia con esta a partir de los 9 mm, valor que identificamos con un comportamiento de campo lejano, en donde se pierden los detalles de la estructura, los cuales se asocian con la difracción de campo cercano.

Para verificar este comportamiento, en la Figura 6 se muestra las señales simuladas para una posición de sensor de 9 mm para la rendija de 1.50 x 0.5 mm y los distintos parámetros empleados para el tamaño térmico.

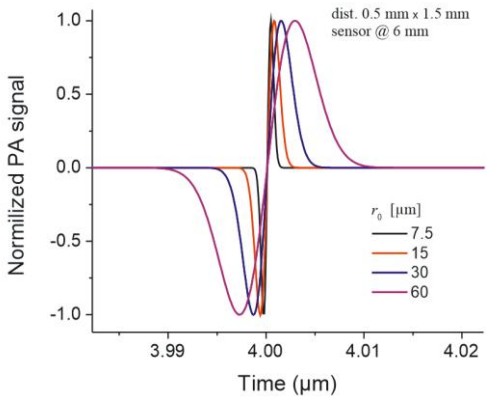


Figura 6. Simulación de la rendija de 1.50 x 0.50 mm para distintos valores del tamaño térmico a 6 mm de distancia de detección. Si se hace la transformada de Fourier de cada una de estas señales, se obtienen exactamente los valores reportados en la gráfica 2 (e).

En la Figura 6 se demuestra como la señal PA tiende nuevamente a una fuente puntual y simétrica en el campo lejano. Se destaca que nuevamente se recuperan las frecuencias máximas y FHWM reportadas en la gráfica 2 (e), lo cual corresponde al teorema de Van Cittert-Zernike [3], el cual establece que, en el campo lejano, una fuente incoherente tiende a ganar o incluso convertirse en una fuente coherente.

Aunque usualmente el término luz/sonido coherente tiende a relacionarse con una fuente de características monocromáticas/monofrecuencia, el termino coherente hace referencia a la capacidad de predecir el comportamiento de una fuente de radiación y su capacidad para interferir. Este resultado es muy interesante, ya que establece la posibilidad de experimentalmente encontrar el tamaño térmico de una muestra de interés, midiendo en el campo lejano.

CONCLUSIONES

En el presente trabajo de investigación se presentaron simulaciones de rendijas de difracción PA, identificando posibles tendencias y comportamientos esperados en el experimento que se pretende diseñar y montar. De estos resultados se destaca que, en el capo cercano, la señal PA esperada deber contener picos que se puedan asociar a la geometría de la rendija, esperando observar estos efecto en distancias menores a 3 mm. Por otra parte, el comportamiento de campo lejano espera observarse a partir de entre los 6 y 9 mm de distancia, obteniendo nuevamente la forma típica de un pulso PA proveniente de un punto. Este último resultado abre a la posibilidad de caracterizar el parámetro térmico $\boldsymbol{r_0}$ mediante un experimento PA de difracción.

BIBLIOGRAFÍA

1. J. E. Alba-Rosales, “Analogías entre Luz y Sonido, entre Óptica y Acústica”, noticio, No. 39, pp. 12-13. (2024). https://www.cio.mx/noticio/articulo.php?se=3187728&s=44274&gh=2390796
2. A. Bychkov, et al. “The progress in photoacoustic and laser induced ultrasonic tomographic imaging for biomedicine and industry: A Review”. Vol 8(10), pp. 1931. (2018). https://www.mdpi.com/2076-3417/8/10/1931
3. R. Mallart y M. Fink. “The van Citter-Zernike theorem in pulse echo measurements” Vol. 90. Pp. 2718-2727. (1991). https://doi.org/10.1121/1.401867
4. J. E. Alba-Rosales, et al, “Effects of optical attenuation, heat diffusion, and acoustic coherence in photoacoustic signals produced by nanoparticles” Vol. 112. pp. 143101. (2018). https://doi.org/10.1063/1.5008873

OSCILACIONES TORSIONALES DE UNA PLACA FLEXIBLE SOMETIDA A UN FLUJO DE AIRE

Deiby Alexander Pulido Caviedes[1], Anne Cros[2]

Universidad de Guadalajara.
deiby.pulido1540@alumnos.udg.mx

RESUMEN

El estudio de una placa flexible y elástica, fijada en un extremo y libre en el otro, expuesta a un flujo de aire uniforme axial, es un caso clásico de interacción fluido-estructura. Diversos estudios han abordado la estabilidad de este sistema, ya que al aumentar la velocidad del aire puede generar inestabilidad de aleteo [1,2]. Nuestro trabajo analiza teóricamente la estabilidad de una placa rectangular flexible inmersa en un flujo de aire y sometida a torsión, una configuración no explorada previamente. Se supone que la torsión proviene de un torque generado por la diferencia de presión entre ambas caras de la placa, debido al flujo de aire, de manera similar a lo que ocurre en la flexión [2]. La descripción del sistema se realiza en coordenadas cilíndricas, ya que la torsión induce una rotación alrededor del eje longitudinal de la placa. De acuerdo con las condiciones límite de interacción entre la placa y el fluido, la presión y el torque se calculan en el espacio de Fourier. La ecuación de movimiento que rige este sistema depende de tres números adimensionales: la razón de masa entre la placa y el fluido circundante ($\boldsymbol{M}$), la relación de aspecto ($\boldsymbol{H^*}$) y una velocidad adimensional ($\boldsymbol{U}$), a la cual se le aplica el método de Galerkin para analizar las frecuencias de vibración de los dos primeros modos de vibración en función del aumento de la velocidad de aire. Los cálculos se realizan para un valor de $\boldsymbol{H^* = 1}$, $\boldsymbol{M = 1}$ y $\boldsymbol{U}$ variando de 0 a 1.34. Se observa que las frecuencias de vibración disminuyen a medida que aumenta la velocidad del viento hasta llegar a una frecuencia nula, que corresponde a una deflexión estática de la placa. Cuando además la parte imaginaria de la frecuencia se hace positiva, significa que este modo estático aparece espontáneamente, sin ningún forzamiento: es una inestabilidad divergente. Para valores más altos de la velocidad, la parte imaginaria del primer modo se hace otra vez positiva mientras que la parte real es diferente de cero. Esto corresponde a una inestabilidad por aleteo. Aunque estos fenómenos aún no han sido estudiados experimentalmente, ya se ha reportado la influencia del viento en paneles solares que bajo ciertas condiciones son destruidos por ondas torsionales [3].

INTRODUCCIÓN

El análisis de la desestabilización de una placa flexible por vibraciones transversales inducidas por flujo de aire ha sido un problema desafiante por su complejidad, debido a la interacción fluido-estructura que presenta [4]. La inestabilidad aeroelástica ha sido ampliamente estudiada, dada su relevancia tanto en aerodinámica [5] como en fenómenos como el ronquido [6] y ciertos procesos de impresión [7,8]. Este fenómeno ha sido analizado de manera numérica, modelando la placa elástica como una estructura tipo Euler-Bernoulli que se ve sometida a una diferencia de presión entre sus caras debido al flujo de aire [1,2]. En una placa empotrada por un extremo y libre en el otro, el segundo modo de vibración es el primero en desestabilizarse, incluso si el flujo modifica todas las frecuencias naturales por debajo de un umbral de velocidad específico [9].

Aunque los efectos de un fluido sobre la flexión de las placas se han caracterizado ampliamente, las deformaciones torsionales no han recibido la misma atención. Estas últimas se han investigado en el contexto de vigas empotradas sumergidas en un fluido viscoso, especialmente en aplicaciones como los microscopios de fuerza atómica [10,11]. Además, se han observado combinaciones de flexión y torsión en placas flexibles sometidas a un flujo transversal [12,13], similar a lo que ocurre con las plantas sometidas al viento. En un perfil aerodinámico empotrado en un flujo bidimensional,

se encontraron vibraciones torsionales a lo largo de la cuerda del perfil [14]. Aunque estas vibraciones suelen ser indeseables, pueden tener aplicaciones como por ejemplo en la extracción de energía [15].

En algunas especies acuáticas, las ondas torsionales juegan un papel fundamental en la propulsión. Por ejemplo, en [16] investigaron los movimientos de seis especies de peces alargados y concluyeron que ondas de flexión y torsión viajan sincronizadas a lo largo de sus cuerpos. Las ondas torsionales que permiten la propulsión de los peces batoideos han sido estudiadas tanto en rayas reales [17,18] como en aletas flexibles reproducidas en laboratorio [19] y mediante simulaciones numéricas [20,21]. La observación de la propulsión de las rayas también inspiró el diseño de vehículos autónomos subacuáticos biomiméticos [22,23]. Aparte de los peces batoideos, el pez cuchillo genera propulsión oscilando sus rayos de aleta oposición de fase, creando una onda torsional que viaja a lo largo de la longitud de la aleta [24-27]. Este tipo de propulsión proporciona una gran agilidad y la capacidad de realizar maniobras omnidireccionales.

Se ha observado que movimientos rotacionales rápidos ocurren durante el vuelo de insectos, donde las alas combinan el cabeceo con el aleteo y deformaciones en la envergadura. En [28] se analizó cómo las deformaciones torsionales mejoran la eficiencia aerodinámica en mariposas. Por su parte, [29] mostró que dichas deformaciones también pueden actuar como sensores, permitiendo al insecto ajustar su postura de forma rápida y automática ante perturbaciones.

En [30], se analizó cómo el acoplamiento entre *heaving* y *twisting* afecta significativamente las fuerzas aerodinámicas en superficies oscilantes. Utilizando sensores de fuerza y técnicas de velocimetría por imágenes de partículas (PIV), estudiaron cómo dos tipos de torsión dinámica (*forward-twist* y *backward-twist*) impactan la sustentación y el arrastre, encontrando que ciertos modos de *twisting* mejoran la estabilidad de la sustentación, lo cual es clave para el diseño de vehículos biomiméticos más eficientes.

Por otro lado, el *galloping* torsional es un fenómeno de inestabilidad dinámica inducido por el flujo del fluido circundante, en el cual una estructura elástica experimenta oscilaciones en torsión debido a cargas hidrodinámicas, lo que puede provocar movimientos rotacionales incontrolados. Este fenómeno se ha observado tanto en hojas de tipo Ficus [31] como en paneles solares [32-34].

En este estudio se desarrolla un modelo teórico para describir la inestabilidad aeroelástica torsional, considerando los efectos del flujo de aire sobre las propiedades estructurales de una placa. Este fenómeno ha sido relativamente menos explorado en comparación con las vibraciones transversales. El enfoque propuesto es clave para comprender cómo las condiciones del flujo influyen en la estabilidad torsional de estructuras flexibles y para orientar el diseño de sistemas susceptibles a este tipo de inestabilidades.

TEORÍA

A continuación, se describe el problema de estudio y la ecuación de movimiento que rige esta situación.

La figura 1 muestra una placa rectangular con dimensiones: largo $\boldsymbol{L}$, ancho $\boldsymbol{H}$ y grosor $\boldsymbol{e}$. Su eje longitudinal está alineado con el eje $\boldsymbol{x}$, y está sometida a una torsión bidimensional, caracterizada por un ángulo de giro $\boldsymbol{\phi(x,t)}$ respecto al plano $\boldsymbol{xy}$, el cual representa su posición de reposo. Este ángulo depende de la posición $\boldsymbol{x}$ y del tiempo $\boldsymbol{t}$. El flujo de aire axial en dirección $\boldsymbol{x}$, genera un torque $\boldsymbol{T(x,t)}$ sobre la placa cuando esta oscila.

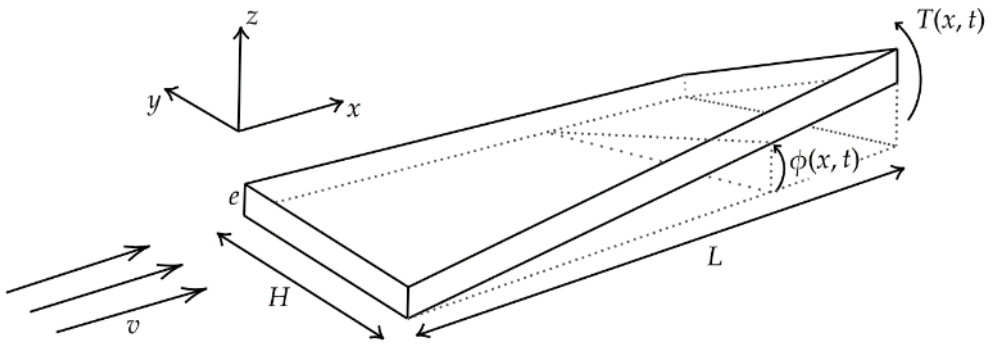


Figura 1*:* Placa rectangular de longitud $\boldsymbol{L}$, ancho $\boldsymbol{H}$ y grosor $\boldsymbol{e}$, deformada por un ángulo de torsión $\boldsymbol{\phi(x,t)}$**.** La placa gira alrededor de su eje central (eje x) bajo la acción del torque $\boldsymbol{T(x,t)}$ inducido por un flujo axial en dirección $\boldsymbol{x}$ de velocidad $\boldsymbol{v}$.

Ecuacion de movimiento

La deformación por torsión de la placa en voladizo, mostrada en la figura 1, alrededor de su eje mayor, se rige por la ecuación de movimiento [10]:

$$\boldsymbol{GJ\frac{\partial^2\phi(x,t)}{\partial x^2}-\rho_c I_p\frac{\partial^2\phi(x,t)}{\partial t^2}=T(x,t)},\qquad (1)$$

donde $\boldsymbol{G}$ es el módulo de cortante, $\boldsymbol{J}$ una función geométrica que depende de la sección transversal, $\boldsymbol{\rho_c}$ es la densidad de la placa y $\boldsymbol{I_p}$ es su momento polar de inercia en torno de su eje de rotación. Para esta viga rectangular, los parámetros geométricos $\boldsymbol{J}$ y $\boldsymbol{I_p}$ se aproximan mediante [10]:

$$\boldsymbol{J\cong\frac{He^3}{3}}\quad,\quad \boldsymbol{I_p\cong\frac{H^3e}{12}}.\qquad (2)$$

Las condiciones de frontera son:

$$\boldsymbol{\phi(0,t)=0},\qquad \boldsymbol{\left.\frac{\partial\phi(x,t)}{\partial x}\right|_{x=L}=0}.\qquad (3)$$

La primera condición establece que la placa se encuentra empotrada en el borde de ataque ($\boldsymbol{x=0}$), mientras que la segunda condición indica que el borde de salida ($\boldsymbol{x=L}$) está libre.

Para resolver la ecuación (1) se asume que el torque $\boldsymbol{T(x,t)}$ puede expresarse como:

$$\boldsymbol{T(x,t)=\int_0^H r\,\Delta p(x,r,t)dr},\qquad (4)$$

donde $\boldsymbol{\Delta p}$ representa la diferencia de presión entre ambos lados de la placa, la cual se estimará utilizando la teoría propuesta en [2]. En la ecuación (4), $\boldsymbol{r}$ denota la coordenada radial en un sistema de coordenadas cilíndricas, con $\boldsymbol{r}\in[\boldsymbol{0},\boldsymbol{H}]$. En este contexto, $\boldsymbol{r=0}$ corresponde al eje de simetría del sistema.

Resolución de la ecuación de movimiento

El análisis del problema se plantea en coordenadas cilíndricas, y todos los cálculos se desarrollan en el espacio de Fourier. Se introducen las siguientes variables adimensionales en el dominio de frecuencia:

$$\hat{x} = \frac{x}{L}, \quad \hat{r} = \frac{r}{L}, \quad \hat{t} = \frac{tv}{L}, \quad U = v\sqrt{\frac{\rho_c I_p}{GK}}, \quad M = \frac{\rho_a L}{m_s}, \qquad H^* = \frac{H}{L},$$

$$\tau^*(\hat{x}) = \frac{\tau(\hat{x})}{H^{*3}}, \quad \phi(x,t) = \hat{\phi}(\hat{x})e^{i\omega\hat{t}}, \qquad \Delta p(x,r,t) = \rho_a v^2 \hat{p}(\hat{x},\hat{r})e^{i\omega\hat{t}},$$

$$\varphi(x,\theta,r,t) = \hat{\varphi}(\hat{x},\theta,\hat{r})e^{i\omega\hat{t}}, \quad T(x,t) = \rho_a v^2 L^2 \tau(\hat{x})e^{i\omega\hat{t}}, \tag{5}$$

donde ρ_a representa la densidad del aire, $m_s = \rho_c e$ la densidad superficial de la placa y ω la frecuencia angular adimensional.

Sin pérdida de generalidad, se omite el acento circunflejo a lo largo de todo el desarrollo. De este modo, el torque se expresa como:

$$\tau(x) = \int_0^{H^*} r\, p(x,r)\, dr, \tag{6}$$

y la ecuación (1) se escribe como:

$$\omega^2 \phi + \frac{1}{U^2}\frac{d^2\phi}{dx^2} = \mu\tau^*(x), \tag{7}$$

con $\mu = 12M$.

Se emplea el método de Galerkin para aproximar la solución de la ecuación (7). Para ello, la función ϕ, asociada a la torsión de la placa, se expresa como:

$$\phi(x) = \sum_{n=1}^{N} A_n \phi_n(x), \tag{8}$$

donde A_n representa las amplitudes a determinar. En esta ecuación, las funciones $\phi_n(x)$ corresponden a los modos propios de la placa sometida a torsion, y son soluciones de la ecuación diferencial:

$$\frac{d^2\phi_n}{dx^2} = -k_n^2 \phi_n, \tag{9}$$

siendo k_n son los números de onda adimensionalizados.

Las funciones ϕ_n que satisfacen la ecuación (9) sujeta a las condiciones de frontera establecidas en (3), adoptan la forma:

$$\phi_n(x) = \sqrt{2}\sin(k_n x), \tag{10}$$

con $\boldsymbol{k_n} = \frac{(2n-1)\pi}{2}$ para $\boldsymbol{n} = 1,2, \ldots$, y cumplen la propiedad de ortogonalidad:

$$\int_0^1 \boldsymbol{\phi}_n(x)\boldsymbol{\phi}_m(x)dx = \begin{cases} \mathbf{1} & si \quad n = m \\ \mathbf{0} & si \quad n \neq m \end{cases} \tag{11}$$

Determinación del torque

Para resolver la ecuación (7) es necesario conocer el torque $\boldsymbol{\tau}(\boldsymbol{x})$, definido en (6). Este torque depende de la diferencia de presión entre las caras de la placa, la cual se estima utilizando la teoría desarrollada en [2], donde se analizó la deflexión lateral bidimensional de una placa flexible sometida a un flujo axial.

Potencial de Perturbación

Considerando un flujo no viscoso e irrotacional, la presión $\boldsymbol{p_n}$ asociada a un modo de vibración de torsión $\boldsymbol{\phi_n}$ y a la frecuencia angular $\boldsymbol{\omega}$ se determina a partir de la ecuación no estacionaria de Bernoulli en su forma adimensional:

$$\boldsymbol{p_n} = -\mathbf{2}\left(\frac{\partial \boldsymbol{\varphi_n}}{\partial \boldsymbol{x}} + \mathbf{i}\boldsymbol{\omega}\boldsymbol{\varphi_n}\right)_{\boldsymbol{\theta}=\mathbf{0}}, \tag{12}$$

donde $\boldsymbol{\varphi_n}$ representa el potencial de velocidad de perturbación asociado a cada modo de vibración. El factor 2 en esta expresión se debe a la contribución simétrica de una presión opuesta en el otro lado de la placa. Este potencial de velocidad de perturbación satisface la ecuación de Laplace:

$$\frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{r}}\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{r}}\left(\boldsymbol{r}\frac{\partial \boldsymbol{\varphi_n}}{\partial \boldsymbol{r}}\right) + \frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{r^2}}\frac{\partial^2 \boldsymbol{\varphi_n}}{\partial \boldsymbol{\theta^2}} + \frac{\partial^2 \boldsymbol{\varphi_n}}{\partial \boldsymbol{x^2}} = \mathbf{0}, \tag{13}$$

junto con las siguientes condiciones de frontera.

En primer lugar, lejos de la placa, el potencial de perturbación es nulo, lo que implica que la velocidad del fluido se mantiene constante e igual a $\boldsymbol{U}$:

$$\boldsymbol{\varphi_n}|_{\boldsymbol{x}\to\pm\infty} = \boldsymbol{\varphi_n}|_{\boldsymbol{r}\to\pm\infty} = \mathbf{0}. \tag{14}$$

Por otro lado, las componentes normales del fluido y de la placa deben coincidir:

$$\frac{\partial \boldsymbol{\varphi_n}}{\partial \boldsymbol{\theta}}|_{\boldsymbol{\theta}=\mathbf{0}} = \boldsymbol{r^2}\left(\mathbf{i}\boldsymbol{\omega}\boldsymbol{\phi_n} + \frac{\mathbf{d}\boldsymbol{\phi_n}}{\mathbf{d}\boldsymbol{x}}\right), \qquad \forall \boldsymbol{x}, \boldsymbol{r} \in \mathbb{D}. \tag{15}$$

Finalmente, en $\boldsymbol{\theta} = 0$ se especifica que puede existir una diferencia de presión cuando la placa está presente; de lo contrario, dicha diferencia de presión sería nula:

$$\boldsymbol{p_n} = -\mathbf{2}\left(\frac{\partial \boldsymbol{\varphi_n}}{\partial \boldsymbol{x}} + \mathbf{i}\boldsymbol{\omega}\boldsymbol{\varphi_n}\right)_{\boldsymbol{\theta}=\mathbf{0}} = \mathbf{0}, \quad \forall \boldsymbol{x}, \mathbf{r} \notin \mathbb{D}, \tag{16}$$

donde el dominio de la placa está definido como

$$\mathbb{D} = \{(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{r}) : \boldsymbol{x} \in [\mathbf{0}, \mathbf{1}] \quad \mathbf{y} \quad \boldsymbol{r} \in [\mathbf{0}, \boldsymbol{H^*}]\}. \tag{17}$$

Cálculo de la presión

Para resolver las ecuaciones (12) a (16) se requiere aplicar un cambio al espacio de Fourier en las variables $\boldsymbol{r}$ y $\boldsymbol{x}$. Se define la transformada de Fourier $\tilde{\boldsymbol{f}}(\boldsymbol{k})$ de una función $\boldsymbol{f}(\boldsymbol{x})$, junto con su transformada inversa, de la siguiente manera:

$$\tilde{\boldsymbol{f}}(\boldsymbol{k}) = \int_{-\infty}^{\infty} \boldsymbol{f}(\boldsymbol{x}) \boldsymbol{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{k}\boldsymbol{x}} \mathrm{d}\boldsymbol{x}, \quad \boldsymbol{f}(\boldsymbol{x}) = \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{2}\boldsymbol{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\boldsymbol{f}}(\boldsymbol{k}) \boldsymbol{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{k}\boldsymbol{x}} \mathrm{d}\boldsymbol{k}. \tag{18}$$

Por otro lado, se define:

$$\boldsymbol{\varphi}_{\boldsymbol{n}}(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{\theta}, \boldsymbol{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \widetilde{\boldsymbol{\varphi}}_{\boldsymbol{n}}(\boldsymbol{k}_{\boldsymbol{x}}, \boldsymbol{k}_{\boldsymbol{r}}) \boldsymbol{e}^{-\boldsymbol{\kappa}\boldsymbol{\theta}} \boldsymbol{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{k}_{\boldsymbol{x}}\boldsymbol{x}} \boldsymbol{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{k}_{\boldsymbol{r}}\boldsymbol{r}} \mathrm{d}\boldsymbol{k}_{\boldsymbol{x}} \mathrm{d}\boldsymbol{k}_{\boldsymbol{r}}, \tag{19}$$

donde $\widetilde{\boldsymbol{\varphi}}_{\boldsymbol{n}}(\boldsymbol{k}_{\boldsymbol{x}}, \boldsymbol{k}_{\boldsymbol{r}})$ es la transformada de Fourier de $\boldsymbol{\varphi}_{\boldsymbol{n}}(\boldsymbol{x}, \mathbf{0}, \boldsymbol{r})$.

A partir de la ecuación de Laplace expresada en (13), se obtiene:

$$\boldsymbol{\kappa} = \sqrt{\boldsymbol{r}^{\mathbf{2}}(\boldsymbol{k}_{\boldsymbol{x}}^{\mathbf{2}} + \boldsymbol{k}_{\boldsymbol{r}}^{\mathbf{2}}) - \mathrm{i}\boldsymbol{r}\boldsymbol{k}_{\boldsymbol{r}}}. \tag{20}$$

Aplicando la teoría desarrollada en [2], se llega a la siguiente ecuación integral para una presión re-escalada $\bar{\boldsymbol{p}}_{\boldsymbol{n}}$:

$$\int_{\mathbf{0}}^{\mathbf{1}} \bar{\boldsymbol{p}}_{\boldsymbol{n}}^{'}(\bar{\boldsymbol{k}}_{\boldsymbol{x}}, \bar{\boldsymbol{\eta}}) \boldsymbol{F}(\bar{\boldsymbol{k}}_{\boldsymbol{x}}(\bar{\boldsymbol{r}} - \bar{\boldsymbol{\eta}})) \mathrm{d}\bar{\boldsymbol{\eta}} = \boldsymbol{\pi}\bar{\boldsymbol{r}}, \quad \bar{\boldsymbol{r}} \in [\mathbf{0}, \mathbf{1}] \tag{21}$$

donde $\boldsymbol{F}$ viene dada por la integral:

$$\boldsymbol{F}(\boldsymbol{X}) = \int_{\mathbf{0}}^{\infty} \left[\left(\mathbf{1} + \frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{\alpha}^{\mathbf{2}}} \right)^{\mathbf{2}} + \frac{\mathbf{1}}{(\bar{\boldsymbol{r}}\bar{\boldsymbol{k}}_{\boldsymbol{x}}\boldsymbol{\alpha})^{\mathbf{2}}} \right]^{\mathbf{1/4}} \sin(\boldsymbol{\alpha}\boldsymbol{X} - \boldsymbol{\gamma}/\mathbf{2}) \mathrm{d}\boldsymbol{\alpha}, \tag{22}$$

con $\bar{\boldsymbol{r}} = \frac{\boldsymbol{r}}{\boldsymbol{H}^{*}}$ y $\boldsymbol{\gamma} = \tan^{-1}\left[\frac{\boldsymbol{\alpha}}{\bar{\boldsymbol{r}}\bar{\boldsymbol{k}}_{\boldsymbol{x}}(\mathbf{1}+\boldsymbol{\alpha}^{\mathbf{2}})}\right]$.

La figura 2 muestra los resultados obtenidos de la presión $\bar{\boldsymbol{p}}_{\boldsymbol{n}}$ **,** calculada para distintos valores de $\bar{\boldsymbol{k}}_{\boldsymbol{x}}$**,** al resolver la ecuación (21) mediante el método propuesto en [35].

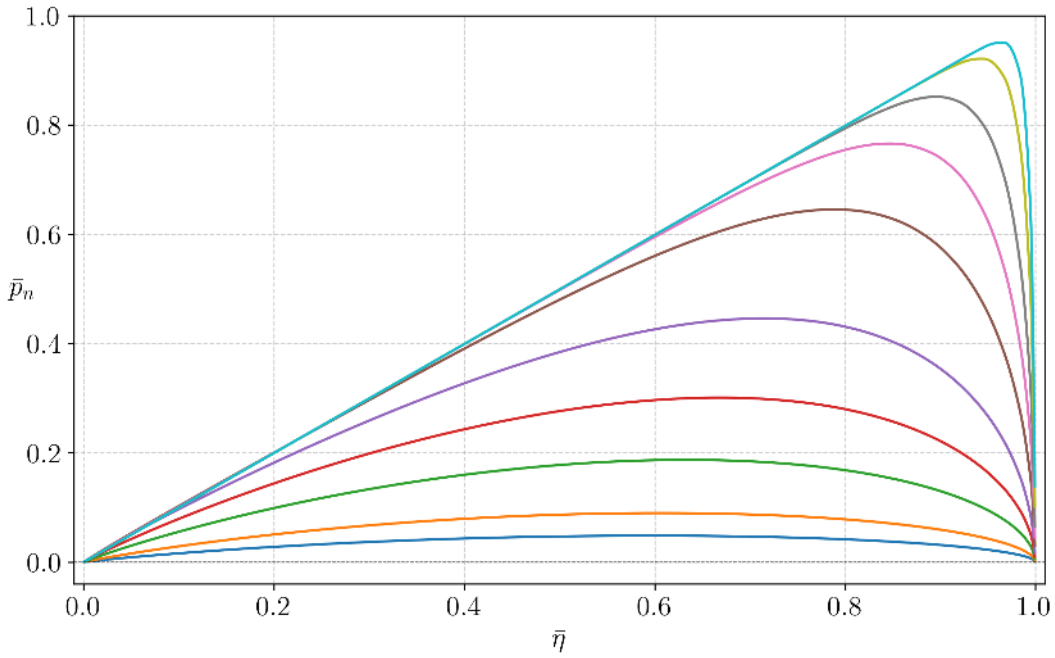


Figura 2: Distribución de la presión reescalada $\bar{p}_n$ a lo largo de la dirección $\bar{\eta}$ para distintos valores de $\bar{k}_x$: 0.1, 0.2, 0.5, 1, 2, 5, 10, 20, 50 y 100. Las curvas corresponden a valores crecientes de $\bar{k}_x$ de abajo hacia arriba.

Cálculo del torque

Calculando ahora el torque $\bar{\tau}_n(\bar{k}_x)$ definido como:

$$\bar{\tau}_n(\bar{k}_x) = \int_0^1 \bar{r}\,\bar{p}_n(\bar{k}_x, \bar{r})\mathrm{d}\bar{r}. \tag{23}$$

Se encuentra la curva de la figura 3. Una aproximación de $\bar{\tau}_n(\bar{k}_x)$ en todo el dominio está dada por:

$$\bar{\tau}_n(\bar{k}_x) \approx \frac{1}{3}\left(1 - \frac{1}{\frac{2}{3}\bar{k}_x + \exp\left[\left(\frac{3}{16}\pi - \frac{2}{3}\right)\bar{k}_x\right]}\right). \tag{24}$$

El error asociado a esta aproximación es inferior al 3.0%, correspondiente a la diferencia máxima entre la curva discontinua y los puntos marcados con cruces en la figura 3.

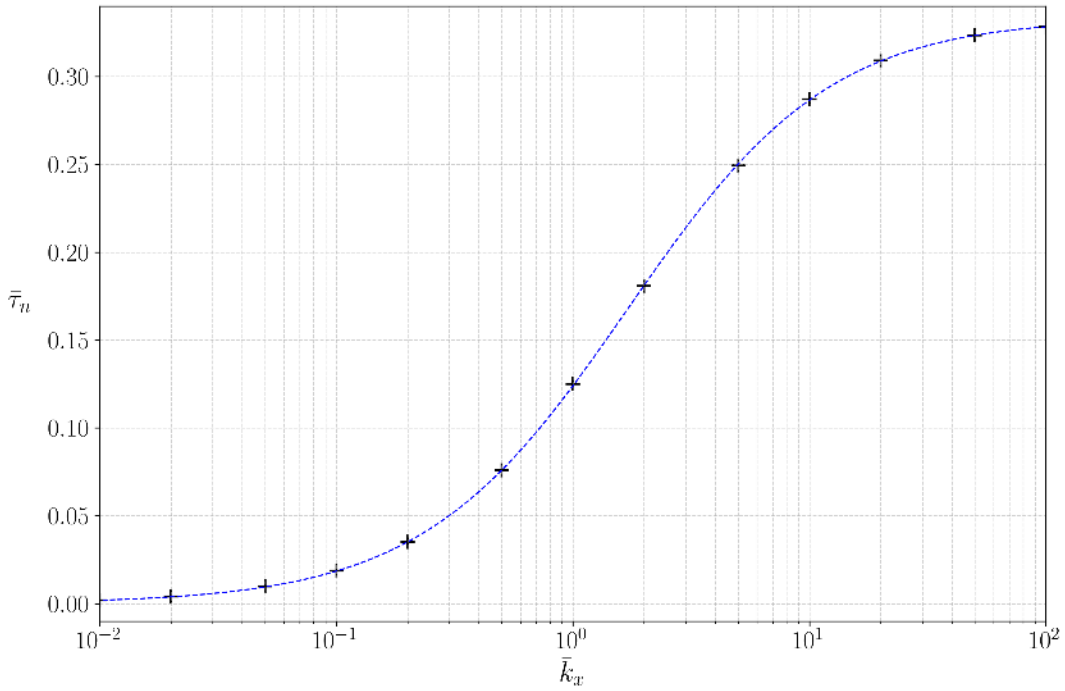


Figura 3: Torque $\bar{\tau}_n$ generado por la presión a lo largo del ancho para distintos valores de $\bar{k}_x$. Las cruces representan el resultado de un cálculo simbólico-numérico, mientras que la línea discontinua corresponde a la aproximación dada por la ecuación (24).

Aplicando nuevamente la teoría desarrollada en [2], se deriva la siguiente ecuación integral para la torsión:

$$\frac{1}{4\pi}\int_0^1 \tau_n^{*\prime}(u)Q(x-u,H^*)\mathrm{d}u = -\omega^2\phi_n + 2\mathrm{i}\omega\frac{\mathrm{d}\phi_n}{\mathrm{d}x} + \frac{\mathrm{d}^2\phi_n}{\mathrm{d}x^2} \qquad (25)$$

con

$$Q(X,H^*) = \frac{6}{X} + \left(\frac{16}{H^*} - \frac{32-9\pi}{2H^*+18|X|}\right)\mathrm{sgn}(X). \qquad (26)$$

La ecuación (25) es una integral singular de tipo Cauchy cuya solución numérica permite obtener $\tau_n^{*\prime}(x)$ para una relación de aspecto H^* dada. Esta se resuelve mediante el método propuesto por [35]. Posteriormente, el torque $\tau_n^*(x)$ se obtiene integrando $\tau_n^{*\prime}(x)$.

La expresión obtenida para el torque $\tau_n^*(x)$ se puede escribir en la forma:

$$\tau_n^*(x) = -\omega^2\tau_n^{*(1)}(x) + 2\mathrm{i}\omega\tau_n^{*(2)}(x) + \tau_n^{*(3)}(x), \qquad (27)$$

donde $\tau_n^{*(1)}(x)$, $\tau_n^{*(2)}(x)$ y $\tau_n^{*(3)}(x)$ son las componentes de $\tau_n^*(x)$ asociadas a $\phi_n(x)$, $\phi_n'(x)$ y $\phi_n''(x)$, respectivamente, según la ecuación (25).

Análisis de la torsión de la placa flexible en un flujo de aire

Conocidas las componentes del torque, la ecuación de movimiento dada en (7) puede resolverse aplicando el método de Galerkin, lo que conduce a la expresión:

$$\int_0^1 \sum_{n=1}^{N} A_n \left[\omega^2 \phi_n(x) + \frac{1}{U^2}\phi_{n''}(x) - \mu\tau_n^*(x)\right]\phi_s(x)dx = 0, \quad s = 1, 2, \dots, N \tag{28}$$

donde $\tau_n^*(x)$ representa el torque asociado a cada $\phi_n(x)$.

Sustituyendo (27) en (28) y reorganizando términos, la ecuación adopta la forma:

$$\sum_{n=1}^{N} \left[\omega^2(\Gamma_{ns}^{(1)} + \mu\Gamma_{ns}^{(2)}) - 2i\omega\mu\Gamma_{ns}^{(3)} + \frac{1}{U^2}\Gamma_{ns}^{(4)} - \mu\Gamma_{ns}^{(5)}\right] A_n = 0, \quad s = 1, 2, \dots, N \tag{29}$$

donde los coeficientes $\Gamma_{ns}^{(i)}$ con $i = 1,2,3,4,5$, están definidos como:

$$\Gamma_{ns}^{(1)} = \int_0^1 \phi_n(x)\phi_s(x)dx, \quad \Gamma_{ns}^{(4)} = \int_0^1 \phi_n''(x)\phi_s(x)dx$$

$$\Gamma_{ns}^{(2)} = \int_0^1 \tau_n^{*(1)}(x)\phi_s(x)dx, \quad \Gamma_{ns}^{(3)} = \int_0^1 \tau_n^{*(2)}(x)\phi_s(x)dx, \quad \Gamma_{ns}^{(5)} = \int_0^1 \tau_n^{*(3)}(x)\phi_s(x)dx, \tag{30}$$

Las dos primeras integrales en (30) pueden resolverse analíticamente, mientras que las restantes requieren una evaluación numérica. Una vez determinados estos coeficientes, la condición para una solución no trivial $(A_n \neq 0)$ exige que el determinante del sistema en la ecuación (29) sea igual a cero. De esta manera, cada valor de s proporciona un valor de ω en función de U.

En particular, se busca estimar teóricamente la velocidad crítica del aire U_c, a partir de la cual la placa comienza a oscilar espontáneamente al estar sometida a un flujo de aire. Esta oscilación espontánea se conoce como inestabilidad aeroelástica (o flutter). El flutter es una vibración autoamplificada que surge de la interacción entre las fuerzas aerodinámicas y las vibraciones estructurales de la placa. Este fenómeno puede provocar un aumento descontrolado en la amplitud de las vibraciones y, si no se controla, puede llevar al colapso estructural.

Dado que en la ecuación (5) se asumió una dependencia temporal del tipo $e^{i\omega t}$, se predice que una perturbación crecerá con el tiempo siempre que la parte imaginaria de ω sea negativa, es decir, $\mathrm{Im}(\omega) < 0$.

RESULTADOS

Se presentan las frecuencias propias y las tasas de crecimiento de los modos de aleteo obtenidas en función de la velocidad de flujo adimensional U, la relación de masa M y la relación de aspecto H^*. Estos valores corresponden a los autovalores del sistema acoplado fluido-estructura, los cuales fueron obtenidos al resolver la ecuación de estabilidad (29) para los modos de Galerkin ϕ_n.

La figura 4 muestra la evolución de los dos primeros modos de vibración de una placa rectangular empotrada en un extremo y libre en el otro, sometida a torsión en un flujo de aire, para $H^* = 1$ y $M = 1$, en función de la velocidad U. En esta gráfica se representa $\omega_R = \mathrm{Re}(\omega)U$, es decir, la parte real de ω multiplicada por U. Esta elección se debe a que ω_R coincide con k_n en ausencia de torque cuando $M \to 0$, lo que corresponde a los modos naturales de vibración de la placa. En la misma figura también se incluyen las tasas de crecimiento, definidas como $\omega_I = -\mathrm{Im}(\omega)$.

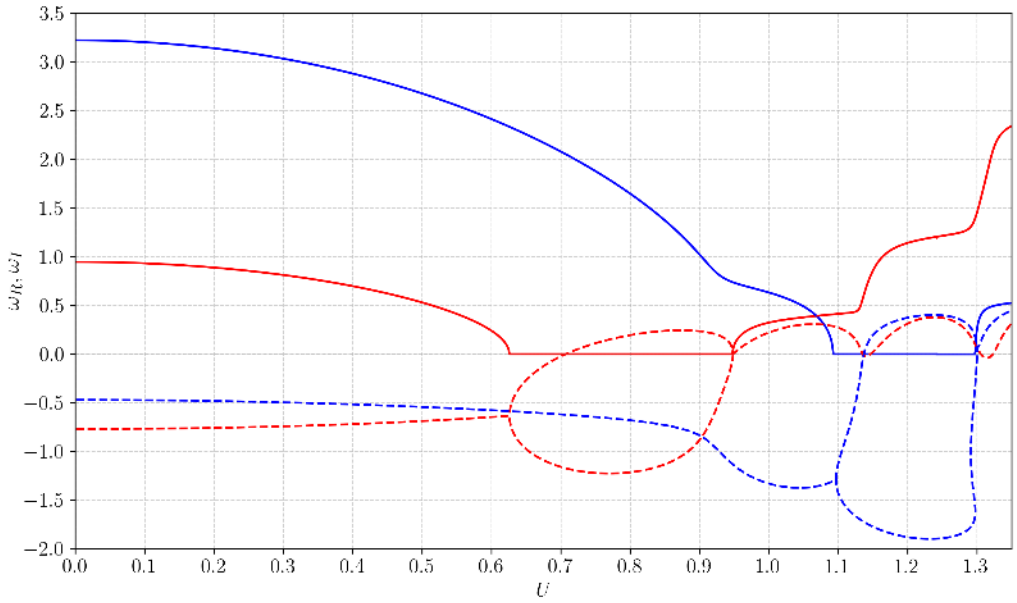


Figura 4: Evolución de las frecuencias (líneas continuas) y tasas de crecimiento (líneas discontinuas) de los modos 1 (rojo) y 2 (azul) de vibración de la placa rectangular empotrada en un extremo y libre en el otro, sometida a torsión y a un flujo de aire, para $\boldsymbol{H^* = 1}$ y $\boldsymbol{M = 1}$.

Se observa que las frecuencias reales de los primeros dos modos de vibración disminuyen a medida que aumenta la velocidad del viento hasta alcanzar un valor nulo, lo cual indica la presencia de un modo estático. Si además, la parte imaginaria $\omega_I > 0$, entonces se trata de una inestabilidad conocida como "divergencia". Este fenómeno se manifiesta, por ejemplo, en el primer modo, para una velocidad del viento de $\boldsymbol{U} \simeq 0.70$. Además, al incrementar la velocidad del viento, el primer modo presenta una inestabilidad tipo aleteo, la cual ocurre alrededor $\boldsymbol{U = U_c} \simeq 0.95$. Según la teoría, se predice que la placa comenzará a oscilar espontáneamente cuando $\boldsymbol{U_c} \geq 0.95$.

CONCLUSIONES

En este estudio, se ha desarrollado un modelo teórico para determinar la estabilidad de una placa rectangular en voladizo sometida a torsión y a un flujo de aire axial. Se asume que la torsión proviene de la diferencia de presión entre ambos lados de la placa. La descripción del sistema se realiza en coordenadas cilíndricas, ya que la torsión induce una rotación alrededor del eje longitudinal de la placa. De acuerdo con las condiciones límite de interacción entre la placa y el fluido, la presión y el torque se calculan en el espacio de Fourier. La ecuación de movimiento que rige este sistema depende de tres números adimensionales: $\boldsymbol{M}$, la razón de masa entre la placa y el fluido circundante; $\boldsymbol{H^*}$, la relación de aspecto y $\boldsymbol{U}$ una velocidad que relaciona la velocidad del flujo con las propiedades de la placa, a la cual se le aplica el método de Galerkin para analizar las frecuencias de vibración de los primeros dos modos en función del aumento de la velocidad del aire. Los cálculos se realizan para un valor de $\boldsymbol{H^* = 1}$, $\boldsymbol{M = 1}$ y $\boldsymbol{U}$ variando de 0 a 1.34. Se observa que las frecuencias de vibración disminuyen a medida que aumenta la velocidad del viento hasta llegar a una frecuencia nula, que corresponde a una deflexión estática de la placa. Para un determinado valor de $\boldsymbol{U}$, se encuentra $\boldsymbol{\omega_I > 0}$ y como $\boldsymbol{\omega_R = 0}$ entonces se trata de una inestabilidad conocida como divergencia. Para valores más altos de la velocidad, la parte imaginaria del primer modo cruza a su vez el cero mientras que la parte real es diferente de cero. Esto corresponde a una inestabilidad por aleteo. Aunque estos fenómenos aún no han sido estudiados experimentalmente, ya se ha reportado la influencia del viento en paneles solares que bajo ciertas condiciones son destruidos por ondas torsionales.

BIBLIOGRAFÍA

1. C. Q. Guo and M. P. Païdoussis, "Stability of rectangular plates with free side-edges in two-dimensional inviscid channel flow," J. Appl. Mech., Vol. 67, 1, 2000, pp. 171–176.
2. C. Eloy, C. Souilliez, and L. Schouveiler, "Flutter of a rectangular plate," J. Fluids Struct., Vol. 23, 6, 2007, pp. 904–919.
3. E. Martínez-García, E. Blanco-Marigorta, J. Parrondo Gayo, and A. Navarro-Manso, "Influence of inertia and aspect ratio on the torsional galloping of single-axis solar trackers," Eng. Struct., Vol. 243, 2021, pp. 112682.
4. M. P. Païdoussis, Fluid-Structure Interactions: Slender Structures and Axial Flow, Academic Press, 1998.
5. J. Dugundji, E. Dowell, and B. Perkin, "Subsonic flutter of panels on continuous elastic foundations," AIAA J., Vol. 1, 5, 1963, pp. 1146–1154.
6. L. Huang, "Flutter of cantilevered plates in axial flow," J. Fluids Struct., Vol. 9, 2, 1995, pp. 127–147.
7. Y. Watanabe, K. Isogai, S. Suzuki, and M. Sugihara, "An experimental study of paper flutter," J. Fluids Struct., Vol. 16, 4, 2002, pp. 543–560.
8. Y. Watanabe, S. Suzuki, M. Sugihara, and Y. Sueoka, "An experimental study of paper flutter," J. Fluids Struct., Vol. 16, 4, 2002, pp. 529–542.
9. A. Cros and R. F. Arellano Castro, "Experimental study on the resonance frequencies of a cantilevered plate in air flow," J. Sound Vib., Vol. 363, 2016, pp. 240–246.
10. C. P. Green and J. E. Sader, "Torsional frequency response of cantilever beams immersed in viscous fluids with applications to the atomic force microscope," J. Appl. Phys., Vol. 92, 10, 2002, pp. 6262–6274.
11. M. Aureli, C. Pagano, and M. Porfiri, "Nonlinear finite amplitude torsional vibrations of cantilevers in viscous fluids," J. Appl. Phys., Vol. 111, 12, 2012.
12. M. Hassani, N. W. Mureithi, and F. P. Gosselin, "Large coupled bending and torsional deformation of an elastic rod subjected to fluid flow," J. Fluids Struct., Vol. 62, 2016, pp. 367–383.
13. Y. Jin, J.-T. Kim, S. Fu, and L. P. Chamorro, "Flow induced motions of flexible plates: fluttering, twisting and orbital modes," J. Fluid Mech., Vol. 864, 2019, pp. 273–285.
14. E. J. Chae, D. T. Akcabay, A. Lelong, J. A. Astolfi, and Y. L. Young, "Numerical and experimental investigation of natural flow-induced vibrations of flexible hydrofoils," Phys. Fluids, Vol. 28, 7, 2016.
15. Y. Cha, L. Shen, and M. Porfiri, "Energy harvesting from underwater torsional vibrations of a patterned ionic polymer metal composite," Smart Mater. Struct., Vol. 22, 5, 2013, pp. 055027.
16. C. M. Donatelli, A. P. Summers, and E. D. Tytell, "Long-axis twisting during locomotion of elongate fishes," J. Exp. Biol., Vol. 220, 20, 2017, pp. 3632–3640.
17. C. Heine, Mechanics of Flapping Fin Locomotion in the Cownose Ray, Rhinoptera Bonasus (Elasmobranchii: Myliobatidae), Ph.D. thesis, Duke University, 1992.
18. L. Rosenberger, "Pectoral fin locomotion in batoid fishes: Undulation versus oscillation," J. Exp. Biol., Vol. 204, 2, 2001, pp. 379–394.
19. R. P. Clark and A. J. Smits, "Thrust production and wake structure of a batoid-inspired oscillating fin," J. Fluid Mech., Vol. 562, 2006, pp. 415–429.
20. D. F. Du and X. Q. Jiang, "Research on the hydrodynamic forces of the torsional wave propulsion by extended large-amplitude elongated body theory," Appl. Mech. Mater., Vol. 127, 2012, pp. 379–384.
21. G. Bianchi, S. Cinquemani, P. Schito, and F. Resta, "A numerical model for the analysis of the locomotion of a cownose ray," J. Fluids Eng., Vol. 144, 3, 2022, pp. 031203.
22. H. Huang, C. Sheng, J. Wu, G. Wu, C. Zhou, and H. Wang, "Hydrodynamic analysis and motion simulation of fin and propeller driven manta ray robot," Appl. Ocean Res., Vol. 108, 2021, pp. 102528.
23. S.-B. Yang, J. Qiu, and X.-Y. Han, "Kinematics modeling and experiments of pectoral oscillation propulsion robotic fish," J. Bionic Eng., Vol. 6, 2, 2009, pp. 174–179.

24. M. Epstein, J. E. Colgate, and M. A. MacIver, "Generating thrust with a biologically-inspired robotic ribbon fin," in Proc. IEEE/RSJ Int. Conf. Intell. Robots Syst., 2006, pp. 2412–2417.
25. H. Liu and O. M. Curet, "Propulsive performance of an underactuated robotic ribbon fin," Bioinspir. Biomim., Vol. 12, 3, 2017, pp. 036015.
26. H. Liu, B. Taylor, and O. M. Curet, "Fin ray stiffness and fin morphology control ribbon-fin-based propulsion," Soft Robot., Vol. 4, 2, 2017, pp. 103–116.
27. R. Ruiz-Torres, O. M. Curet, G. V. Lauder, and M. A. MacIver, "Kinematics of the ribbon fin in hovering and swimming of the electric ghost knife fish," J. Exp. Biol., Vol. 216, 5, 2013, pp. 823–834.
28. L. Zheng, T. L. Hedrick, and R. Mittal, "Time-varying wing-twist improves aerodynamic efficiency of forward flight in butterflies," PLoS ONE, Vol. 8, 1, 2013, pp. e53060.
29. A. L. Eberle, B. H. Dickerson, P. G. Reinhall, and T. L. Daniel, "A new twist on gyroscopic sensing: body rotations lead to torsion in flapping, flexing insect wings," J. R. Soc. Interface, Vol. 12, 104, 2015, pp. 20141088.
30. C. Soto and S. Bhattacharya, "The effect of dynamic twisting on the flow field and the unsteady forces of a heaving flat plate," Bioinspir. Biomim., Vol. 18, 2, 2023, pp. 026010.
31. L. Tadrist, K. Julio, M. Saudreau, and E. de Langre, "Leaf flutter by torsional galloping: experiments and model," J. Fluids Struct., Vol. 56, 2015, pp. 1–10.
32. A. C. Fernandes and M. Armandei, "Phenomenological model for torsional galloping of an elastic flat plate due to hydrodynamic loads," J. Hydrodyn., Vol. 26, 1, 2014, pp. 57–65.
33. E. Martínez García, E. Blanco Marigorta, J. L. Parrondo Gayo, and A. Navarro Manso, "Experimental determination of the resistance of a single-axis solar tracker to torsional galloping," Struct. Eng. Mech., 2021.
34. A. A. Zahrawi and A. M. Aly, "A review of agrivoltaic systems: Addressing challenges and enhancing sustainability," Sustainability, Vol. 16, 18, 2024, pp. 8271
35. Erdogan and G. D. Gupta, "On the numerical solution of singular integral equations," Q. Appl. Math., Vol. 29, 4, 1972, pp. 525–534.

SÍNTESIS Y CARACTERIZACIÓN DE PUNTOS CUÁNTICOS DE CARBONO PARA APLICACIONES DE INTERÉS BIOMÉDICO Y AMBIENTAL

Juanita del Carmen Sánchez González[1], Araceli Jacobo Azuara[2], María del Rosario Galindo González[2]

[1] Doctorado en Ciencias Químicas, Posgrado en Química Universidad de Guanajuato, Noria Alta s/n, Guanajuato, Gto., 36050, MÉXICO. [2] Departamento de Química, Universidad de Guanajuato, Noria Alta s/n, Guanajuato, Gto., 36050, MÉXICO.

jdc.sanchezgonzalez@ugto.mx

RESUMEN

En los últimos años ha habido un gran avance en la comunidad científica que busca sustituir los puntos cuánticos inorgánicos por puntos cuánticos de carbono (CQDs), por ser un elemento generalmente no tóxico, estos nuevos nanomateriales muestran propiedades ópticas y electrónicas novedosas y de interés para la comunidad científica, debido a su confinamiento cuántico y el efecto de los grupos funcionales en sus bordes, además de biocompatibilidad y baja toxicidad. Actualmente existen diversas técnicas para la síntesis de CQDs como: descarga de arco, ablación láser, método electroquímico, método asistido por microondas, método térmico y método hidrotérmico. A partir de estos dos últimos métodos es posible obtener materiales con buena solubilidad en agua en los que se puede emplear diversas fuentes de carbono, como residuos de biomasa y se obtienen en condiciones de operación relativamente sencillas. En este trabajo se pretende la obtención de los CQDs mediante la ruta térmica a partir de posos de café, que actualmente es poco investigada, se estudiarán los factores que más influyen en el tamaño y morfología de los materiales, que actualmente es uno de los puntos críticos de la síntesis.

INTRODUCCIÓN

Los puntos cuánticos se asocian principalmente con nanopartículas con diámetros menores a 10 nm, típicamente a base de un metal y un no metal (generalmente del grupo 15 o 16), los cuales muestran propiedades ópticas distintas no solo de los materiales macroscópicos, sino también, de las correspondientes nanopartículas con tamaños mayores a 10 nm [1]. Esto se debe al confinamiento electrónico o confinamiento cuántico, a causa del reducido tamaño de partícula, que para este tipo de materiales resulta en absorción de fotones típica en el UV cercano o el visible y fuerte emisión (alto rendimiento cuántico, razón de fotones emitidos entre los absorbidos) ajustable en todo el rango visible [2].

Estos puntos cuánticos semiconductores se descubrieron en los años 80´s y su síntesis, caracterización y usos se han desarrollado hasta llegar a aplicaciones comerciales y de laboratorio. En la actualidad, se investigan para aplicaciones electroópticas como lo son dispositivos fotovoltaicos (como tintes absorbentes de la luz solar), diodos emisores de luz (ya con aplicaciones comerciales de uso en televisores QLEDs), fotodetección, fotocatálisis y bioimagenología (como alternativa a las tinciones tradicionales para microscopía fluorescente) [3].

La gama de aplicaciones para los puntos cuánticos es amplia, sin embargo, hay preocupación por el efecto en la salud y el ambiente con el uso y los desechos de estos materiales que incluyen iones metálicos como Cd^{2+}, Pb^{2+} así como algunos no metales como As^{3-}, Se^{2-} y Te^{2-} considerados tóxicos [4, 5].

En base a esto surge el interés en alternativas menos peligrosas, como lo son los puntos cuánticos a base de carbono (CQD). Éstos se descubrieron en 2004 cuando investigadores purificaron el residuo de hollín, producto de descarga de arco voltaico al sintetizar nanotubos de carbono y notaron propiedades fluorescentes inesperadas. Al principio se denominaron "nanopartículas de carbono",

pero más tarde adoptaron el término "puntos de carbono" por sus propiedades similares a las de las QD inorgánicas [6].

A partir de entonces, ha habido un gran interés en la comunidad científica por sustituir los puntos cuánticos inorgánicos por puntos cuánticos de carbono que puedan proveer similares propiedades con síntesis sencillas, a bajo costo, usando precursores ampliamente disponibles, con fácil manejo de desechos, menor toxicidad y mayor biocompatibilidad, para el uso en la obtención de imágenes in vivo, la administración de fármacos, conversión de energía, fotocatálisis, y la detección fluorescente de iones metálicos y contaminantes [7].

TEORÍA

Los métodos de síntesis de los CQDs, al igual que los métodos de obtención de nanomateriales se clasifican en dos rutas: de abajo hacia arriba ¨ascendentes¨ (Bottom-up) en la que se construyen partículas a partir de moléculas orgánicas pequeñas; y de arriba hacia abajo ¨descendentes¨ (Top-down) en la cual se rompen o fragmentan partículas más grandes, como nanotubos de carbono, carbón activado y grafito, para obtener otras más pequeñas (Figura 3). Estos métodos descendentes comprenden: la descarga de arco, la ablación láser, la síntesis electroquímica, etc. Por otro lado, los métodos Bottom-up incorporan la estrategia de plantillas, las rutas térmicas, el proceso pirolítico, el método hidrotérmico, el método asistido por microondas y la oxidación de sustancias [8]. Este trabajo se enfocará en la ruta hidrotérmica.

Método hidrotérmico

En particular, el método hidrotérmico es uno de los procedimientos más utilizados en la síntesis de CQDs, porque la configuración es simple y la partícula resultante es casi uniforme en tamaño con alto rendimiento cuántico (QY). En un enfoque típico, las moléculas orgánicas pequeñas y/o los polímeros se disuelven en agua o disolvente orgánico para formar el precursor de la reacción, que luego se transfiere a un autoclave de acero inoxidable revestido de teflón.

Las moléculas orgánicas y/o los polímeros se fusionan a una temperatura relativamente alta para formar núcleos de siembra de carbono y luego crecen hasta convertirse en CQDs con un tamaño de partícula inferior a 10 nm.

Se ha reportado la síntesis de CQDs a partir de muchos precursores, como glucosa, ácido cítrico, quitosano, jugo de plátano, etc. En 2012 se prepararon CQDs altamente fotoluminiscentes con un QY del 26% en un solo paso mediante tratamiento hidrotérmico de jugo de naranja seguido de centrifugación. Estos CQDs con tamaños de 1.5-4.5 nm se aplicaron en bioimagen debido a su alta fotoestabilidad y baja toxicidad [9].

PARTE EXPERIMENTAL

Síntesis hidrotérmica

Se realizó la síntesis de puntos cuánticos de carbono (CQDs) por el método hidrotérmico. Como material fuente de carbono se emplearán residuos de granos de café (posos de café).

Los posos de café, son uno de los residuos sólidos asociados al consumo de café, son uno de los grandes candidatos como biorecurso reciclable en la síntesis de puntos cuánticos [10]. Se estima que más de 6 millones de toneladas de este residuo se han generado anualmente desde 2010 debido a la creciente demanda mundial de café, sin embargo, una gran mayoría son simplemente desechados teniendo un impacto adverso sobre el medio ambiente. En este sentido, ha habido intentos interesantes de convertir los residuos de los granos en café en productos de valor añadido. En general, los granos de café residuales contienen muchos compuestos orgánicos, como celulosa, hemicelulosa, lignina, ácidos grasos, lípidos y otros polisacáridos, lo que los convierte en uno de los mejores precursores de carbono para la preparación de puntos cuánticos de carbono (CQD). Además, los granos de café residuales son ricos en elementos N, que pueden incorporarse a los

puntos cuánticos de carbono mediante carbonización hidrotérmica para producir CQD dopados con nitrógeno.

En la síntesis se estudió la variación del tiempo de reacción que fue 2, 4, 6, 8 y 12 h. Los materiales se nombraron de la siguiente manera, nombre-tiempo de reacción: V2-2, V5-4, V4-6, V2-8 y V3-12.

El primer paso inicia con el secado de los posos de café a una temperatura de 90°C a 100°C en horno, después se somete a molienda para obtener un polvo fino de un tamaño de 149-297 µm, posteriormente se somete a un tratamiento hidrotérmico a 230°C en autoclave.

Finalmente se realiza el proceso de purificación en el que la solución obtenida se filtra con un filtro de jeringa de 0.22 µm, y después se realiza un proceso de extracción con cloruro de metileno y acetato de etilo para eliminar las especies moleculares de polaridad baja a media

RESULTADOS

Se caracterizó mediante FTIR (Bruker, Tensor 27) a los posos de café, se emplearon posos de café de la marca Garat (mezcla de café de Chiapas, Veracruz y Oaxaca. El espectro obtenido se muestra en la siguiente Figura.

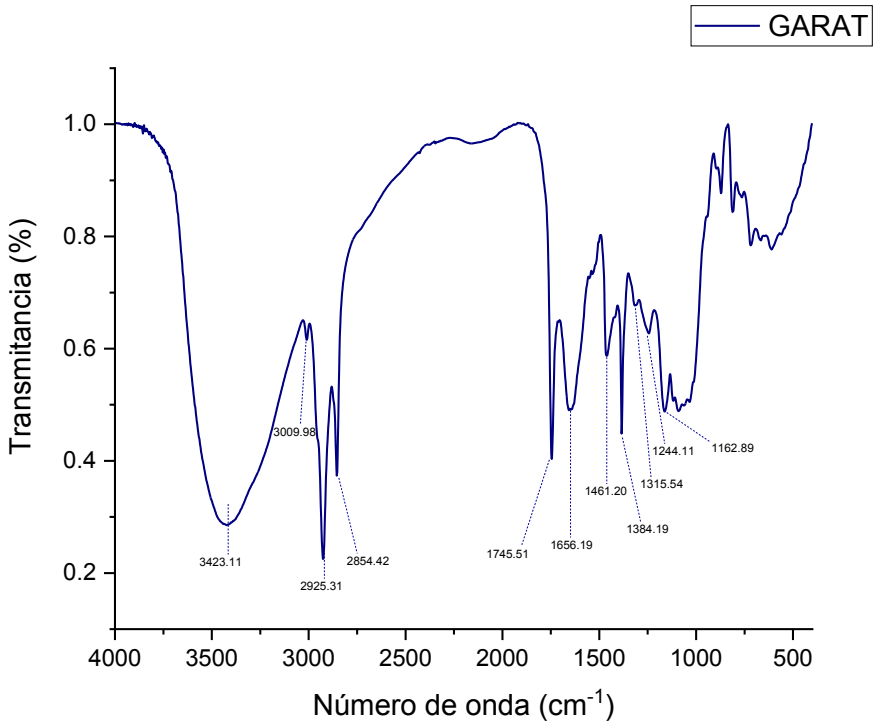


Figura 1. Espectro FTIR (KBr) de los posos de café Garat.

En el espectro se observan las distintas bandas obtenidas. La banda a 3423 cm^{-1} corresponde con un estiramiento O-H, las señales a 2925 y 2854 cm^{-1} se asignan a un estiramiento C-H, el pico a 1745 cm^{-1} corresponde a un estiramiento C=O (carbonilo), la banda a 1656 cm^{-1} indica un estiramiento C=O (ácido carboxílico), la presencia de la señal a 1461 cm^{-1} es debida a enlace C=C (doble enlace anillo aromático), la banda a 1384 cm^{-1} corresponde a vibraciones de deformación C-H, las señales a 1315 y 1244 cm^{-1} se asignan a estiramiento C-O (fenol) y la banda a 1162 cm^{-1} corresponde con un estiramiento C-N (amina secundaria).

Las dispersiones acuosas obtenidas presentaron fluorescencia cuando se expusieron a luz ultravioleta (λ=360 nm) como se observa en la Figura 2. Siendo un poco mas fuerte a un tiempo de reacción de 6 h.

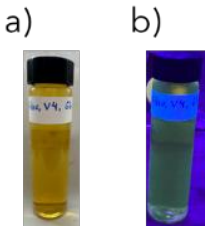


Figura 2. Dispersiones de muestra V4-6 en agua, a) bajo luz natural, b) exposición UV.

Se realizó Espectroscopía Ultravioleta Visible (UV-2401 PC, Shimadzu) de las dispersiones acuosas obtenidas, para su lectura se diluyeron a una concentración de 0.30 mg/mL. Figura 3.

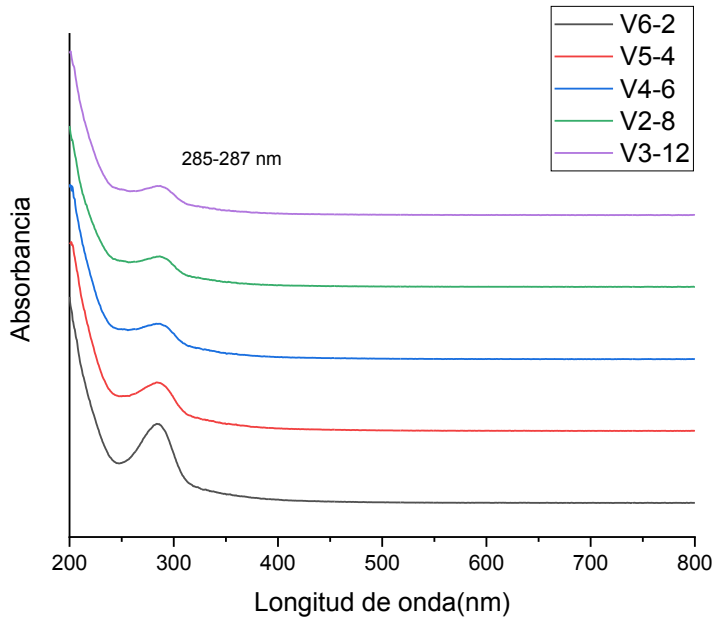


Figura 3. Espectros UV-Vis de muestras V2,V3, V4, V5 y V6 (0.30 mg/mL).

En los espectros obtenidos a los diferentes tiempos de reacción se observa una banda de absorción a 285-287 nm correspondiente a la transición π-π* de los enlaces C=C y C=N.

Se empleó la Espectroscopia FTIR (Bruker, Tensor 27) para caracterizar los grupos funcionales presentes en la superficie de los materiales sintetizados. Los espectros (Figura 4) muestran bandas similares a los diferentes tiempos de reacción.

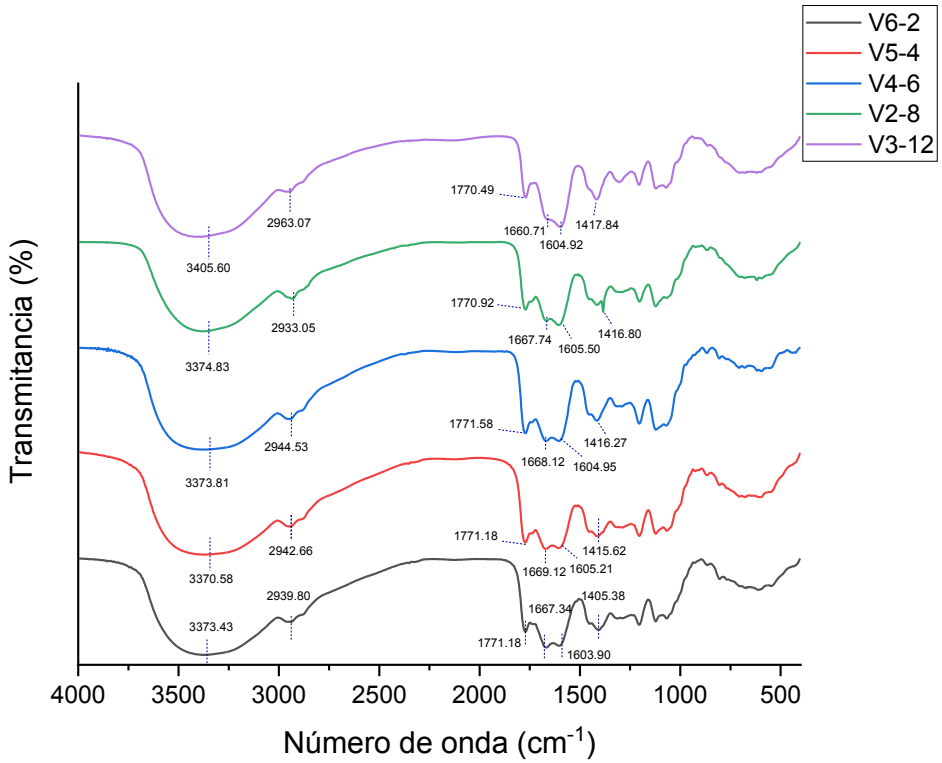


Figura 4. Espectros FTIR (KBr) de muestras V2, V3, V4, V5 y V6.

Las bandas a 3373 cm^{-1} se asignan a un estiramiento O-H, la señales a 2939 corresponden con un estiramiento C-H, las bandas a 1771 cm^{-1} indican un estiramiento C=O (carbonilo), las señales a 1887 cm^{-1} se asignan a un estiramiento C=O (dicetonas), las bandas a 1603 y 1416 cm^{-1} corresponden a enlace C=C (anillo aromático) y flexión C-H respectivamente. En comparación con el espectro IR de los posos de café la intensidad de las bandas atribuidas a grupos carbonilo se atenuó considerablemente. La presencia de abundantes grupos funcionales hidrófilos, demuestra la menor hidrofobicidad de los materiales sintetizados.

CONCLUSIONES

A partir de la síntesis hidrotermal se obtuvieron materiales que presentan fluorescencia mediante exposición UV, lo que pudiera indicar la presencia de puntos cuánticos de carbono. Sin embargo, es necesario realizar más técnicas de caracterización como TEM y espectroscopía de fluorescencia para corroborar la obtención de puntos cuánticos.
Mediante FTIR se comprobó la presencia de grupos funcionales que permiten la solubilidad en medio acuoso de los materiales sintetizados.

BIBLIOGRAFÍA

1. Murray, C. B. Kagan, C. R. Bawendi, M. G. (2000). Synthesis and Characterization of Monodisperse Nanocrystals and Close-Packed Nanocrystal Assemblies. Annual Review of Materials Science,30 (1), 545-610.
2. Ashoori, R. C. (1996). Electrons in artificial atoms. Nature, 379 (6564), 413-419.
3. Bera, D. Qian, L. Tseng, T.-K.; Holloway, P. H. (2010). Quantum Dots and Their Multimodal Applications: A Review. Materials, 3 (4), 2260-2345.
4. Hardman, R. (2023). A toxicologic review of quantum dots: toxicity depends on physicochemical and environmental factors. (0091-6765 (Print)).

5. Filali, S. Pirot, F. Miossec, P. (2020). Biological Applications and Toxicity Minimization of Semiconductor Quantum Dots. Trends in Biotechnology, 38 (2), 163-177.
6. Xu, X., et al. (2004). Electrophoretic analysis and purification of fluorescent single-walled carbon nanotube fragments. J. Am. Chem. Soc. 126, 12736–12737. doi: 10.1021/ja040082h
7. Lim, S. Y., Shen, W., & Gao, Z. (2015). Carbon quantum dots and their applications. Chemical Society Reviews, 44(1), 362–381. doi:10.1039/c4cs00269e
8. Zuo P, Lu X, Sun Z. (2016). A review on syntheses, properties, characterization and bioanalytical applications of fluorescent carbon dots. Microchim Acta;183(2):519542
9. Sahu, S., Behera, B., Maiti, T. K., & Mohapatra, S. (2012). Simple one-step synthesis of highly luminescent carbon dots from orange juice: application as excellent bio-imaging agents. Chemical Communications, 48(70), 8835. doi:10.1039/c2cc33796g
10. Saberian, M., Li, J., Donnoli, A., Bonderenko, E., Oliva, P., Gill, B., … Siddique, R. (2021). Recycling of spent coffee grounds in construction materials: A review. Journal of Cleaner Production, 289, 125837. doi:10.1016/j.jclepro.2021.125837

ANÁLISIS DE LA SEÑAL DE NUEVA FÍSICA EN EL SECTOR ESCALAR DEL MODELO IFNSM

María del Rocío Aparicio Méndez[1], Luz Adriana Cordero Cid[1], Christian Daniel Gaxiola Flores[2], Agustín Hernández Rendón[1], Alinne Michelle Sánchez Tomay[1]

[1]Facultad de Ciencias de la Electrónica, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Apdo. Postal 542, C.P. 72570, Puebla, Pue., México. [2] Centro Universitario de Ciencias Exactas e Ingeniería Universidad de Guadalajara, Blvd. Marcelino García Barragán 1421, Col. Olímpica, Guadalajara, Jal., C. P. 44430, México.

mariadelrocio.aparicio@correo.buap.mx

RESUMEN

El modelo estándar (SM) es actalmente la descripción matemática más exitosa de la física de altas energías. Sin embargo en la búsqueda de nueva física ha surgido la necesidad de estudiar otros modelos. En particular, nosotros nos interesamos en el cuestionamiento sobre la existencia de materia oscura, cuya presencia puede ser justificada por efectos gravitacionales existentes y que no pueden ser explicados en el contexto de la materia ordinaria. Con esta idea, en este trabajo analizamos el sector escalar del modelo extendido inspirado en Froggatt-Nielsen Singlet Model (iFNSM), considerando al pseudoescalar del modelo como un candidato de materia oscura. En este trabajo analizamos el modelo extendido inspirado en Froggatt-Nielsen Singlet Model (iFNSM) propuesto en el artículo “Exploring the Dark Sector of the Extended iFNSM at the LHC” (Chakraborty, Ghosh, Khan, Moretti, 2024), en el cual se evalúa su viabilidad para resolver el problema de la existencia de materia oscura en nuestro universo, entre otras cosas. Para el análisis del sector escalar del modelo, consideramos la siguiente metodología de estudio, suponemos como candidato de materia oscura a un bosón pseudoescalar que proviene de la parte imaginaria de un singlete escalar incorporado al modelo y analizamos el lagrangiano del modelo con el fin de deducir los vértices de interacción de dicho sector. En este trabajo se estudian procesos que involucren nueva física en el sector escalar, incluyendo al candidato de materia oscura de dicho modelo, de manera que se realizaron los cálculos de amplitudes y anchuras de decaimiento, obteniendo así como resultados las expresiones de dichos cálculos y el análisis numérico de dichas expresiones. Nuestros resultados son interpretados en relación a la probabilidad de que el candidato de materia oscura cumpla con las cotas establecidas experimentalmente. En conclusión, con el análisis presentado se buscan indicios de nueva física, como es la materia oscura la cual se considera escencial en la evolución del universo. Así podemos decir que con la teoría propuesta, se pretende plantear la existencia de nuevos campos físicos, que interactuan directamente con el bosón de Higgs del Modelo Estándar y los cuales son considerados como candidatos de materia oscura.

INTRODUCCIÓN

El Modelo Estándar (SM) es actualmente la descripción matemática más exitosa de la física de altas energías, sin embargo el alcance de descripción del modelo es limitado por lo que se han propuesto extensiones de dicho modelo que permintan describir el comportamiento de campos que puedan dar indicios de nueva física. En este sentido, cabe mencionar que gran parte de las incógnitas a describir con los nuevos modelos están relacionadas con la existencia de materia oscura. La existencia de la materia oscura fue propuesta en 1933 por Fritz Zwicky, llamándola así ya que este tipo de materia no emite radiación electromagnética. Se ha determinado que gran parte de la materia del universo es materia oscura y es por eso que son importantes los estudios al respecto de su existencia y su comportamiento. Se considera que la materia oscura puede jugar un papel importante en la formación de estructuras, la evolución de galaxias y en la anisotropía de la radiación del fondo cósmico de microondas. Actualmente no se ha determinado estrictamente qué es la materia oscura, existen varias propuestas al respecto, se ha propuesto que pueden ser cuerpos astronómicos como estrellas enanas, planetas o nubes de gases no luminosos, y también se menciona que pueden ser partículas elementales entre los que se mencionan partículas conocidas como WIMPs, axiones o neutrinos. También se han hecho propuestas de nuevos escalares como candidatos de materia oscura y en este sentido se realiza el estudio presentado en este trabajo en el cual se analiza el

modelo extendido inspirado en Froggatt-Nielsen Singlet Model, al cual nos referimos como iFNSM. En dicho modelo se considera como candidato de materia oscura al pseudoescalar que proviene de la parte imaginaria del singlete escalara incorporado al modelo. De tal modo, estudiamos los vértices de interacción entre el pseudoescalar y el boson de Higgs, y estudiamos los procesos de decaimientos que involucran al candidato de materia oscura en el sector escalar.

TEORÍA

El estudio de las partículas elementales y sus interacciones ha sido exitosamente descrito por lo que llamamos el Modelo Estándar (SM), una teoría basada en el grupo de norma SU(3)xSU(2)xU(1). Dicho modelo describe el comportamiento de los fermiones, que conforman la materia ordinaria, y las partículas mediadoras de las interacciones llamados bosones de norma. Una de las características más destacables del SM es la predicción no solo de los fermiones y bosones de la teoría, sino también del bosón de Higgs, que proviene del sector escalar propuesto en la teoría con el fin de generar los términos de masa para las partículas del modelo. De tal modo, el Modelo Estándar es una teoría confiable y acertada que describe las interacciones fuerte, débil y electromagnética entre partículas elementales. Sin embargo, se debe mencionar que existen aún varias incógnitas y propuestas de nueva física, cuyo análisis no es posible en el contexto del Modelo Estándar. Con el fin de abordar el análisis de nueva física, se han propuesto variantes del SM, estás variantes se conocen como extensiones del Modelo Estándar que pueden ser propuestas en diversos sentidos, por ejemplo, considerando la extensión del grupo de norma, lo cual implica la presencia de nuevos bosones de norma, y/o extendiendo el sector fermiónico o el sector escalar del modelo. Con estas ideas se puede considerar el estudio de nueva física y analizar sus interacciones con las partículas del Modelo Estándar, un ejemplo de esto es el modelo extendido inspirado en Froggatt-Nielsen Singlet Model (iFNSM). El modelo iFNSM, es un modelo basado en el SM, considerando como extra un singlete escalar complejo, lo cual da origen a dos nuevos campos, denotados como H y A. Teniendo así, en el modelo iFNSM, un sector escalar con un doblete de Higgs y un singlete escalar complejo dados como:

$$\mathbf{\Phi} = \begin{pmatrix} \mathbf{0} \\ \dfrac{\boldsymbol{v} + \boldsymbol{\phi}^{\mathbf{0}}}{\sqrt{\mathbf{2}}} \end{pmatrix}$$

$$\boldsymbol{S} = \frac{(\boldsymbol{v_s} + \boldsymbol{S_R} + \boldsymbol{iS_I})}{\sqrt{\mathbf{2}}}$$

En tal caso, el potencial escalar del modelo será dado como:

$$\boldsymbol{V} = \boldsymbol{V_0} + \boldsymbol{V_{soft}}$$

donde;

$$\boldsymbol{V_0} = -\frac{\mathbf{1}}{\mathbf{2}}\boldsymbol{m_1^2}\mathbf{\Phi}^{\dagger}\mathbf{\Phi} - \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{2}}\boldsymbol{m_2^2}\boldsymbol{S}^{*}\boldsymbol{S} + \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{2}}\boldsymbol{\lambda_1}(\mathbf{\Phi}^{\dagger}\mathbf{\Phi})^2 + \boldsymbol{\lambda_2}(\boldsymbol{S}^{*}\boldsymbol{S})^2 + \boldsymbol{\lambda_3}(\mathbf{\Phi}^{\dagger}\mathbf{\Phi})(\boldsymbol{S}^{*}\boldsymbol{S})$$

$$\boldsymbol{V_{soft}} = -\frac{\boldsymbol{m_3^2}}{\mathbf{2}}\left(\boldsymbol{S}^{\mathbf{2}} + \boldsymbol{S}^{*\mathbf{2}}\right)$$

Considerando una diagonalización del sector escalar a partir de una rotación dada como:

$$\boldsymbol{\phi}^{\mathbf{0}} = \mathbf{h}\cos\boldsymbol{a} + \boldsymbol{H}\sin\boldsymbol{a}$$

$$S_R = -h \sin a + H \cos a$$

se identifican los eigenestados de masa h, el cual se identifica como el bosón de Higgs del SM, y H que es un nuevo escalar. Como extra, de la parte imaginaria del singlete escalar complejo se determina el pseudoescalar A, el cual se considera como candidato de materia oscura.

RESULTADOS

Del análisis del sector escalar se determinan los vértices de acoplamiento entre los bosones h y H, con el candidato de materia oscura A, los cuales a partir del modelo iFNSM son dados con la siguiente estructura:

Vértice hAA:

$$g_{hAA} = i \sin a \frac{\left(m_h^2 + m_A^2 \right)}{v_s}$$

Vértice HAA

$$g_{HAA} = i \cos a \frac{\left(m_H^2 + m_A^2 \right)}{v_s}$$

Podemos observar que los vértices de acoplamiento entre los escalares del modelo iFNSM y el pseudoescalar A son, en general, directamente proporcionales a la suma de las masas al cuadrado de los campos involucrados e inversamente proporcionales al valor de expectación del singlete del modelo. Con el fin de realizar un análisis de los decaimientos de los escalares h y H a pares de pseudoescalares, proponemos la masa del campo A dada con un valor máximo dado como $m_A = m_h/2$, y cos a= 0.995. En cuanto a la escala v_s, consideramos que sea del orden de 1TeV, suponiendo así que, los efectos de nueva física para este modelo son visibles a energías de este orden. Según esta propuesta se espera que los acoplamientos sean suprimidos por la escala de la nueva física, la cual se considera mucho mayor que la escala electrodébil con el fin de justificar así que los efectos de esta no son visibles en el contexto del Modelo Estándar. Con esta información determinamos las anchuras de decaimiento que nos permiten estudiar los acoplamientos entre pares de pseudoescalares con bosones h y H:

h → AA

$$\mathcal{M} = g_{A_f A_f h} \rightarrow |\mathcal{M}|^2 = \operatorname{sen}^2 \alpha \left(\frac{m_h^2 + m_{A_f}^2}{v_s} \right)^2$$

$$|\mathbf{p_1}| = \frac{[(M^2 - 2m^2)(M^2)]^{1/2}}{2M} = \frac{M(M^2 - 2m^2)^{1/2}}{2M} = \frac{(m_h^2 - 2m_{A_f}^2)^{1/2}}{2}$$

$$\Gamma = \frac{1}{32\pi^2} |\mathcal{M}|^2 \frac{|\mathbf{p_1}|}{M_h^2} (4\pi)$$

$$\boxed{\Gamma = \frac{1}{8\pi} |\mathcal{M}|^2 \frac{|\mathbf{p_1}|}{M_h^2}}$$

H →AA

$$\mathcal{M} = g_{A_f A_f H_f} \rightarrow |\mathcal{M}|^2 = \cos^2 \alpha \left(\frac{M_{H_f}^2 + m_{A_f}^2}{v_s} \right)^2$$

$$|\mathbf{p_1}| = \frac{(M_{H_f}^2 - 2m_{A_f}^2)^{1/2}}{2}$$

$$\Gamma = \frac{1}{32\pi^2} |\mathcal{M}|^2 \frac{|\mathbf{p_1}|}{M_{H_f}^2} (4\pi)$$

$$\boxed{\Gamma = \frac{1}{8\pi} |\mathcal{M}|^2 \frac{|\mathbf{p_1}|}{M_{H_f}^2}}$$

Evaluamos las anchuras de decaimiento, usando las cotas antes mencionada para cos α y v_s, considerando m_A= 54GeV. En tal caso, el decaimiento del bosón de Higgs a pares de pseudoescalares A, estará dado como 1.59 x 10^{-8} GeV. Obteniendo así una anchura de decaimiento que cumple con la cota experimental de decaimientos invisibles para el bosón de Higgs del SM. Entre todos los decaimientos invisibles del bosón de Higgs se consideran los efectos de nueva física, es decir, física que no es descrita en el contexto del Modelo Estándar, por lo cual podemos considerar que esta información puede contener los efectos de materia oscura.

CONCLUSIONES

Presentamos un estudio del modelo iFNSM, una teoría extendida del SM. Con la teoría presentada, se pretende proponer la existencia de nuevos campos escalares H y A. Debido a que en el modelo iFNSM los nuevos campos escalares, H y A, se acoplan directamente con las partículas del SM, el análisis de estás interacciones pueden dar indicios de nueva física. En particular, estudiamos los acoplamientos en el sector escalar del pseudoescalar A. Para este trabajo, consideramos al pseudoescalar como candidato de materia oscura y analizamos sus acoplamientos en el sector escalar determinando los vértices de acoplamiento entre los bosones h y H con pares de pseudoescalares. Específicamente estudiamos el decaimiento del bosón de Higgs a dos pseudoescalares, determinamos así que para una m_A=54Gev y a una escala de energía v_s= 1TeV, la anchura de decaimiento es del orden de 10^{-8}GeV, valor que cumple la cota experimental de decaimientos invisibles para el bosón de Higgs del SM y entre los cuales se podrían considerar los decaimientos a materia oscura.

Agradecimiento: SNI-CONACyT, PRODEP-SEP, VIEP-BUAP y LNS.

BIBLIOGRAFÍA

1. Amit Chakraborty, Dilip Kumar Ghosh, Najimuddin Khan, Stefano Moretti, “Exploring a Dark Sector or the inspired FNSM at the LHC” arXiv:2405.1639.
2. A. Cordero-Cid, J. Hernández-Sánchez, V. Keus, S. Moretti, D. Rojas-Ciofalo, D. Sokolowska, “Collider signatures of dark CP-violation”. *Phys. Rev. D. 101* (2020) 9, 095023.
3. J. Beacham et al., “Physics Beyond Colliders at CERN: Beyond the Standard Model Working Group Report*”. J. Phys. G. 47.1* (2020) p. 010501.

EDITORAS

María Eugenia Sánchez Morales
Gloria Verónica Vázquez García
Amalia Martínez García
Cristina E. Solano Sosa
María del Socorro Hernández Montes
Laura Elena Rosales Zárate
Alexandra Monsetrrat García



ISBN TOMO IV
FÍSICO MATEMÁTICAS Y CIENCIAS DE LA TIERRA



ISBN OBRA COMPLETA
AVANCES CIENTÍFICOS Y
TECNOLÓGICOS EN MÉXICO II

Ciencia y Tecnología
Secretaría de Ciencia, Humanidades, Tecnología e Innovación

CENTRO DE INVESTIGACIONES EN OPTICA, A.C.