

Estudio numérico de las fluctuaciones de los modos del campo EM en un sistema de percolación 3D

Numerical study of the fluctuations of the EM field modes in a 3D percolation system

Erika Martínez Sánchez*¹ , Gennadiy Burlak² , Jeenifer A. Lugo Lara¹, Ulises Ávila López¹ , Marisol Gallardo Heredia¹ , Ricardo X. Magallanes-Rivera¹ 

¹Facultad de Ingeniería, Universidad Autónoma de Coahuila, Blvd. Fundadores Km. 13 Ciudad Universitaria, Saltillo Coahuila, C.P 25354. México

²Centro de Investigación en Ingeniería y Ciencias Aplicadas (CIICAp),

Universidad Autónoma del Estado de Morelos

Av. Universidad 1001, Col. Chamilpa. Cuernavaca, Morelos

C.P. 62209. México.

*Correo-e: erika.martinez@uadec.edu.mx

PALABRAS CLAVE: RESUMEN

Campo electromagnético, cluster 3-D, simulación numérica.

En este trabajo se estudia la radiación del campo producido por nano-emisores desordenados en un clúster de percolación tridimensional (3D). En este trabajo hemos utilizado el conjunto de ecuaciones que acopla a las ecuaciones de Maxwell con los nano-emisores de 4 niveles. Como parámetro de cuantificación de la localización del campo, calculamos la relación de participación inversa (IPR). Se estudia el comportamiento dinámico de la amplitud de campo, generada por emisores incorporados en un clúster con probabilidad de ocupación p en los poros. La simulación numérica se realiza mediante el algoritmo de las diferencias finitas en el dominio del tiempo (FDTD). Los resultados numéricos muestran tiempos específicos donde el campo localizado tiene gran amplitud y una fuerte relación con los niveles alto y bajo de los emisores. El efecto estudiado abre nuevas perspectivas para controlar la localización de campos ópticos en nanotecnologías ópticas modernas.

KEYWORDS: Electromagnetic Field, 3-D cluster, numerical simulation.

ABSTRACT

In this work the radiation of the field produced by disordered nano-emitters in a cluster of three-dimensional percolation (3D) is studied. In this work we have used the set of equations that couples Maxwell equations with 4-level nano-emitters. As a quantitative parameter for the field location, we calculate the inverse participation ratio (IPR). The dynamic behavior of the field amplitude, generated by emitters incorporated in a cluster with probability of occupation p in the pores, is studied. The numerical simulation is carried out using the algorithm of finite differences in the time domain (FDTD). The numerical results show specific times where the localized field has great amplitude and a strong relationship with the high and low levels of the emitters. The studied effect opens up new perspectives to control the location of optical fields in modern optical nanotechnologies.

Recibido: 16 de julio de 2021 • Aceptado: 6 de marzo 2022 • Publicado en línea: 12 de agosto 2022

1 INTRODUCCIÓN

La radiación de fotones por nano-emisores desordenados, que forman clústeres tridimensionales (3D) sólidos, son un área de investigación activa. En este trabajo, se estudia la radiación óptica por nano emisores incorporados en tales estructuras tridimensionales. En dicha geometría, el clúster de expansión sirve como una "columna vertebral", o un conjunto de enlaces a través de los cuales la radiación de campo de las nano-fuentes puede fluir. La localización del campo debida a la aleatoriedad es uno de los nuevos conceptos más interesantes de la Física. Este tipo de localización se relaciona con la ausencia de difusión en materiales aleatorios, como resultado de la interferencia de todas las ondas dispersas. En materiales ópticos desordenados, la dispersión múltiple de la luz y las interferencias entre la propagación de ondas conduce a la formación de modos electromagnéticos. Recientemente se han estudiado las estructuras desordenadas tridimensionales para la investigación de fenómenos ópticos complejos, incluyendo la localización de luz [1] - [6] y láser aleatorio [7], [8], [9]. Recientemente se estudió el láser aleatorio asistido por emisores incorporados en una estructura desordenada [10]. La teoría lineal de la localización en un sistema de clústeres fue considerado en [11] para pequeños tiempos y para tiempos más largos [12]. Sin embargo, el problema de la localización puede extenderse a un ámbito de estudio para intervalos de tiempo más generales. El objetivo de este trabajo, es realizar un estudio más extenso de la dinámica del campo en un sistema desordenado, donde sea posible encontrar el grado de porosidad, tiempos específicos y comportamiento para los cuales se obtiene la localización del campo. Lo anterior, mediante el estudio de la dinámica del láser, los nano-emisores y el cálculo del IPR.

Los efectos de la localización son muy generales y deberían estar presentes en muchos materiales aleatorios. En este trabajo, el medio por el que optamos es una estructura de clúster desordenado en un sistema tridimensional (3D), donde los clústeres son llenados por medios activos compuestos por emisores de luz no coherentes. En una estructura espacial tan poco uniforme, la radiación y la dispersión del campo se producen por la forma incoherente. Estudiamos un sistema dinámico tridimensional (3D) en el rango de parámetros donde puede tener lugar la localización del campo. También se estudian las propiedades de la relación de participación inversa (IPR), del campo asociado a lo largo del tiempo.

Este artículo está organizado de la siguiente forma: En la Sección II, proponemos un enfoque básico y la formulación de las ecuaciones para estudiar el campo de radiación de los nano-emisores incorporados en el clúster de percolación. En la Sección III, se presentan los resultados numéricos del estudio de la localización del campo de radiación de los emisores. Finalmente, en la Sección IV, se muestran las conclusiones.

2 ECUACIONES BÁSICAS

Se estudia la localización de los modos del campo electromagnético (EM) en un sistema tridimensional (3D) con percolación desordenada, cuya probabilidad de ocupación de los poros está definida por el parámetro p . En dichos poros se incorpora un medio activo, compuesto por emisores de luz no coherentes, en particular consideramos emisores de 4 niveles. La percolación es un proceso aleatorio, por lo tanto diferentes estructuras de la red de percolación, contendrán clústeres de diferentes tamaños y formas [a][b]. Percolación se define como el paso de fluido a través de materiales porosos, en nuestro enfoque la radiación del campo de las nano-fuentes, viaja a través del material poroso que se propone. Para poder discutir sus propiedades de forma aproximada, debemos estudiar las estadísticas de dichos clústeres [13, 14]. Tanto la probabilidad de ocupación de los poros, como el radio promedio de los mismos son considerados como parámetros que definen aleatoriedad en la muestra. Se considera $p = 0.49$, como valor fijo y un radio promedio de los poros $R = 0.49$.

Para encontrar la emisión del campo electromagnético del sistema, se resuelve numéricamente la Ecuación que acopla la densidad de polarización P , el campo eléctrico E y los niveles de ocupación de los emisores ($N_{1,2}$). En el caso de emisores desacoplados, esta Ecuación es [15]

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \Delta \omega_a \frac{\partial P}{\partial t} + \omega_a^2 P = \frac{6\pi\epsilon_0 c^3}{\tau_{21}\omega_a^2} (N_1 - N_2) E \quad (1)$$

Donde, $\Delta\omega_a = \tau_{21}^{-1} + 2T_2^{-1}$, donde T_2 es el tiempo medio entre los eventos de desfase, τ_{21} es el tiempo de decaimiento desde el segundo nivel atómico N_2 , hasta el primero N_1 , y ω_a es la frecuencia de radiación de los emisores. Los campos eléctrico E , magnético H y la corriente $j\partial P/\partial t$, son encontrados a partir de las ecuaciones de Maxwell, junto con las ecuaciones de las densidades $N_i(r, t)$ de los átomos que residen en el i -ésimo nivel. Para este caso, se estudian emisores de cuatro niveles $i = 0,1,2,3$, puede ver los detalles de las ecuaciones de las densidades en [16] y sus referencias.

El modelo de difusión clásica no describe correctamente la propagación de los fotones en un medio dispersivo de ganancia o pérdida con distribución no uniforme [17], por ello, hemos de aplicar el método de las diferencias finitas en el dominio del tiempo (FDTD) para las simulaciones numéricas. Para los cálculos, hemos considerado el medio de ganancia con parámetros cercanos al polvo de GaN, similar al de la referencia [18]. La frecuencia del láser ω_a es $2\pi \times 3 \times 10^{13} \text{Hz}$, los tiempos de vida son $\tau_{32} = 0.3 \text{ps}$, $\tau_{10} = 1.6 \text{ps}$, $\tau_{21} = 16.6 \text{ps}$, y el tiempo medio de desfase es $T_2 = 0.0218 \text{ps}$. El clúster de percolación, ha sido generado dentro de un cubo de $l_0 = 1 \mu\text{m}$ de borde que tiene l^3 nodos, con $L = 100$ el cual resultó ser suficiente para simular la estructura de percolación [19, 20]. Cada nodo indica la posición de un emisor. La permitividad del material anfitrión es $n = 2.2$ muy cerca de los valores típicos de la cerámica $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, SrTiO_3 , ZrO_2 (ver [21]). Los resultados para las simulaciones, son obtenidas por bombeo de onda continua, dadas por $A_r = 10^7 \text{s}^{-1}$. Dado este bombeo, todas las simulaciones muestran la formación de la emisión láser bien definida para $t > t_s$, nos referimos a t_s como el tiempo de inicio del efecto láser. La semilla inicial para el campo EM, ha sido creada con fases aleatorias en cada nodo, con el fin de simular ruido en el sistema.

Consideramos un sistema de clúster desordenado 3D, donde los poros tienen radios y desplazamientos aleatorios. En tal estructura, la cual es no uniforme y espacialmente desordenada, la radiación del campo ocurre en forma coherente. Podemos comparar la densidad de poros en la figura 1, donde se muestra el clúster de percolación para dos diferentes mallas con probabilidad de ocupación (a) $p = 0.32$ y (b) $p = 0.39$, en ambos casos ya ha ocurrido la percolación.

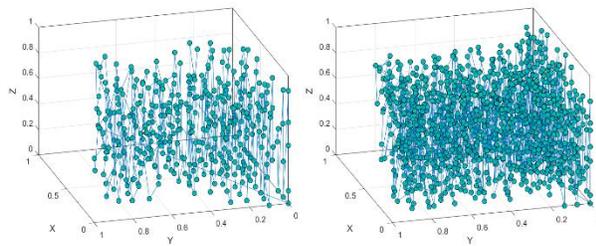


Figura 1. Distribución de poros, para un sistema con probabilidad de ocupación (a) $p = 0.32$ y (b) $p = 0.39$

3 RESULTADOS NUMÉRICOS

La secuencia de simulación es la siguiente: i) se definen los parámetros de la geometría del sistema, tales como la probabilidad de ocupación p , radio promedio aleatorio R y desplazamiento de los poros, ii) en lo siguiente, se calcula la ecuación (1) que involucra la densidad de polarización, campo eléctrico y magnético y nivel de los emisores, iii) finalmente se realiza el cálculo de la relación de participación inversa (IPR).

Para evaluar cuantitativamente el grado de localización del campo, se calcula el IPR, definido como sigue [22]

$$I = \frac{l_0^3 \int |E|^4 d^3r}{(\int |E|^2 d^3r)^2}$$

Los resultados obtenidos se muestran en las figuras (2)-(7). Para las simulaciones numéricas, hemos aplicado el método de las diferencias finitas en el dominio del tiempo (FDTD), mismo que se ajusta a materiales con geometrías complejas. Se consideran los siguientes parámetros: Se tiene una malla cúbica numérica de tamaño $l_0 = 100 \times 100 \times 100$, con probabilidad de ocupación de los poros $p = 0.49$, y el radio promedio $R = 0.49$. Para los sistemas que se están abordando, el radio tiene fluctuaciones aleatorias entre un rango que es definido por el parámetro σ . De tal forma que $[R - \sigma, R + \sigma]$ define al conjunto de radios distribuidos aleatoriamente en la muestra. Se han elegido valores de σ para los cuales resulta no haber percolación en el medio, y cuando sí la hay. Estos valores fluctúan entre $\sigma = 0.4$ y 0.62 , respectivamente.

En nuestras simulaciones se han usado las siguientes variables adimensionales $r \rightarrow r/l_0$, $t \rightarrow (c/l_0)$, donde l_0 es el tamaño del sistema y c es la velocidad de la luz en el vacío.

La figura 2(a) muestra el flujo de la energía en la dirección x y los niveles N_1 y N_2 de los emisores, cuando $p = 0.49$, $\sigma = 0.4$ y $R = 0.6$, podemos observar que las oscilaciones decaen a través del tiempo, después del cruce de los niveles de energía, en $t \sim 8$ es justo donde se tiene la mayor concentración de energía, misma que podemos interpretar como los valores máximos de I_x , en este instante de tiempo ya ha ocurrido la emisión espontánea y estimulada en el sistema. En la figura 2(b) se muestran los resultados obtenidos al calcular el IPR para cada instante de tiempo, hasta $t = 30$ donde la envolvente de dicha curva muestra niveles máximos, que a su vez coinciden con los tiempos donde I_x también alcanza sus mayores niveles. Podemos observar que existe una estrecha relación entre los niveles N_1 y N_2 de energía, el flujo del campo I_x y el IPR.

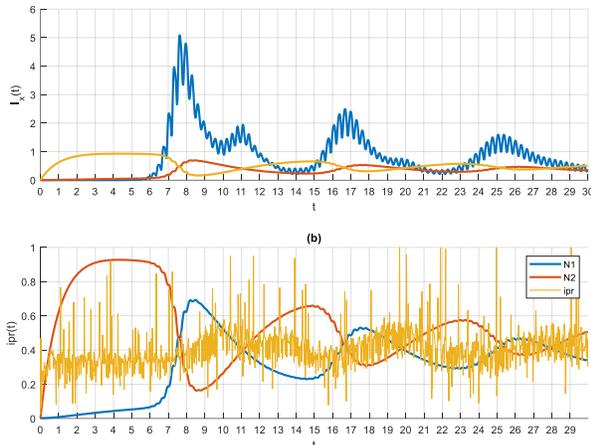


Figura 2. (a) Dinámica del campo I_x , y niveles de los emisores incorporados en el clúster de percolación. (b) Niveles N_1 y N_2 de los emisores e IPR. La envolvente del IPR alcanza valores máximos de $M=6$ en la vecindad de los tiempos $t=9, 19, 28$, valores para los cuales existe la posibilidad de tener localización del campo.

Después de realizar la simulación 3D, se recuperan las fotografías para los instantes de tiempo y planos (x, y) de la muestra donde se ha encontrado campo localizado. Las imágenes de la figura 3 (a)-(f), muestran el campo localizado en algunas áreas de la muestra. Los tiempos donde se ha encontrado localización son: (a) $t = 9$, (b) $t = 18$, (c) $t = 28$, (d) $t = 10$, (e) $t = 19$, (f) $t = 29$, ubicados en los planos $z = 49, 22, 25, 49, 52$ y 52 respectivamente. Los óvalos en color rojo, muestran las sitios donde se tiene mayor amplitud del campo, es decir los modos localizados.

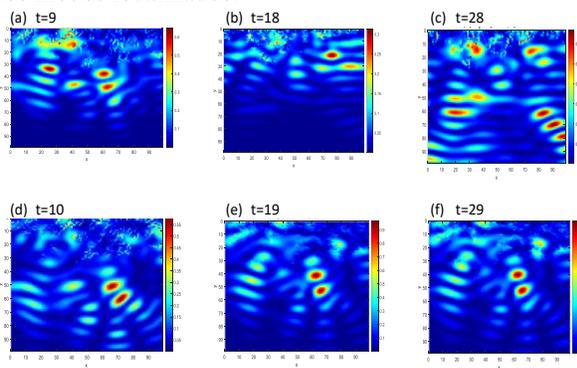


Figura 3. Modos localizados en diferentes tiempos de la simulación numérica (a) $t = 9$, (b) $t = 18$, (c) $t = 28$, (d) $t = 10$, (e) $t = 19$, (f) $t = 29$, en el plano x, y de la muestra, donde $\sigma = 0.4$ y $p = 0.49$. Se muestran los ejes (x, y) y la intensidad del campo definida por la barra de color. Los círculos rojos representan los modos ópticos del campo, ubicadas en

distintas posiciones a lo largo del tiempo sobre la muestra.

Para el sistema que estudiamos, se define percolación cuando hay una conexión desde un extremo hasta el otro de la muestra por un clúster que sirve como columna vertebral, este clúster es precisamente el sistema. Bajo los parámetros que hemos considerado, la percolación umbral es $p_c = 0.6$. La figura 4 muestra la dinámica del campo I_x , N_1 y N_2 cuando ya ha ocurrido la percolación en el medio, es decir cuando $p = 0.62$. En la figura 4(a) se observa la mayor energía I_x en un tiempo $t = 16$, podemos observar que esto ocurre después del cruce de los niveles 1 (roja) y 2 (naranja), ya que en ese momento la amplitud del campo crece debido a los procesos de emisión espontánea y emisión estimulada. Podemos observar que el tiempo de inicio de la generación láser en la muestra es mayor cuando $p > p_c$, podemos decir que esto ocurre debido al mayor volumen que ocupa la muestra formada por el clúster de percolación.

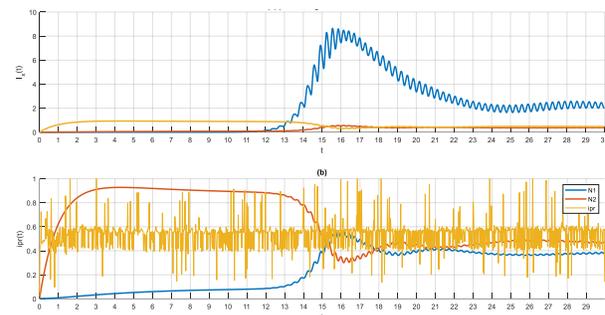


Figura 4. (a) Dinámica del campo I_x , N_1 y N_2 y niveles de los emisores incorporados en el clúster de percolación. (b) Niveles N_1 y N_2 de los emisores e IPR. Podemos notar que la mayoría de los valores del IPR oscilan alrededor de $M=6$.

La figura 4(b) muestra los niveles N_1 y N_2 y el IPR, donde la envolvente principal positiva del IPR muestra valores alrededor de $M = 6$. Es claro que cuando $p > p_c$, las fluctuaciones del IPR disminuyen considerablemente, manteniéndose casi valores máximos constantes alrededor de 6.

La figura 5 muestra la comparación de modos de campo extendidos (figura 5a) y localizados (figura 5b). En la figura 5(a), se pueden observar algunos puntos aislados que corresponden a los nanoemisores en la muestra, donde para $t = 15$, que es antes del valor máximo de I_x , resulta no ser tiempo suficiente para la amplitud del campo localizado. Sin embargo, en la fotografía de la figura 5(b) donde $t = 16$, tiempo donde I_x alcanza su valor máximo, se observa claramente la existencia de modos con gran amplitud en la coordenada $(48,60)$ del

plano (x,y) la diferencia de los tipos de modos es evidente.

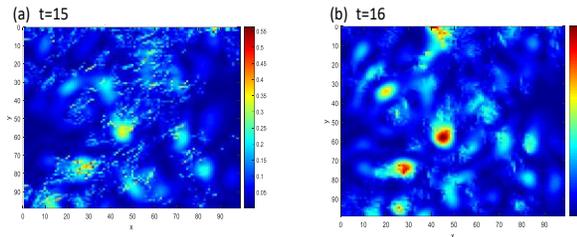


Figura 5. Modos (a) extendidos y (b) localizados para $\sigma = 0.4$ (a) Fotografía de campo no localizado en la muestra para el tiempo $t = 15$. Esto muestra que antes del valor máximo de I_x (ver figura 4) aparecen los modos extendidos. (b) Modos localizados en el tiempo $t = 16$ (después del máximo de I_x). Se muestran los ejes (x,y) y la intensidad del campo definida por la barra de color. Los círculos rojos representan la localización del campo ubicadas en distintas posiciones sobre la muestra.

Para ampliar nuestro estudio, hemos agregado otra variable aleatoria a los parámetros que definen el clúster. El desplazamiento $s_{(i,j,k)}$, es una variable que cuando los poros se encuentran en los nodos de la rejilla cuadrada, $s = 0$. En el primer par de simulaciones, consideramos $s = 0.1$ como desplazamiento, $p = 0.36 > p_c$ y $R = 0.6$. Los resultados se muestran en la figura 6. La figura 6 muestra cuatro fotografías del campo, en los tiempos (a) $t = 14, z = 99$ (b) $t = 14, z = 15$ (c) $t = 16, z = 89$ (d) $t = 16, z = 63$, donde z representa la “rebanada” en el eje z del sistema 3D. Podemos observar en la figura 6(a)-(d) que existen diferentes zonas de modos localizados con gran amplitud del campo.

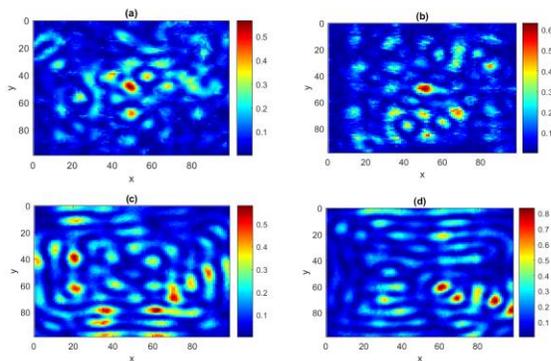


Figura 6. Modos localizados en diferentes tiempos de la simulación numérica (a) $t = 14$, (b) $t = 14$, (c) $t = 16$, (d) $t = 89$, en el plano x,y de la muestra, donde $s = 0.1$ y $p = 0.36$. Se muestran los ejes (x,y) y la intensidad del campo definida por la barra de color.

Los círculos rojos representan los modos ópticos del campo, ubicadas en distintas posiciones a lo largo del tiempo sobre la muestra.

La figura 7 muestra cuatro fotografías del campo, en tiempos (a) $t = 7, z = 51$ (b) $t = 8, z = 99$ (c) $t = 8, z = 39$ (d) $t = 11, z = 99$, (e) $t = 23, z = 39$ (f) $t = 23, z = 47$, (g) $t = 24, z = 3$, (h) $t = 26, z = 99$ donde z representa la “rebanada” en el eje z del sistema 3D. Podemos observar en la figura 6(a)-(h) que existen diferentes zonas de modos localizados con gran amplitud del campo. Los valores de entrada que se han utilizados son $p = 0.4, R = 0.6$ y $s = 0.3$.

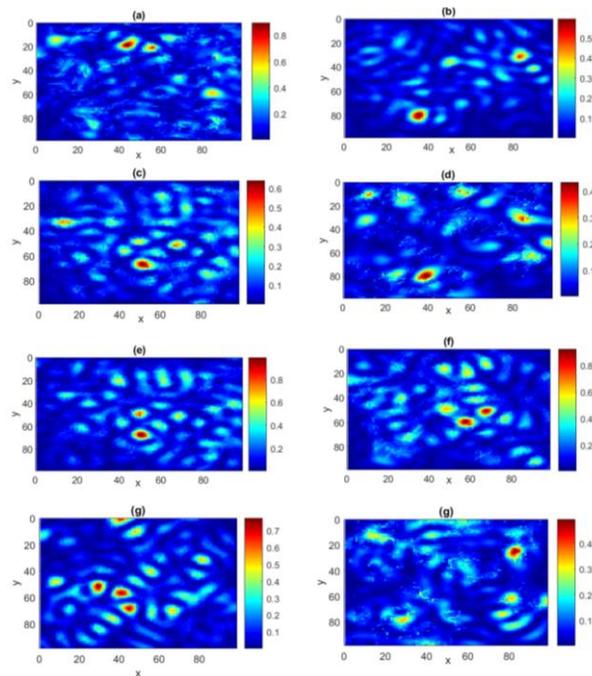


Figura 7. Modos localizados en diferentes tiempos de la simulación numérica (a) $t = 7, z = 51$ (b) $t = 8, z = 99$ (c) $t = 8, z = 39$ (d) $t = 11, z = 99$, (e) $t = 23, z = 39$ (f) $t = 23, z = 47$, (g) $t = 24, z = 3$, (h) $t = 26, z = 99$, se muestra el plano x,y de la muestra, para los valores $s = 0.3$ y $p = 0.4$. Los círculos rojos representan los modos ópticos del campo, ubicadas en distintas posiciones a lo largo del tiempo sobre la muestra.

4 CONCLUSIONES

Estudiamos numéricamente la dinámica de los modos ópticos del campo, en un sistema de percolación 3-D. Aplicamos la técnica FDTD que es de utilidad para sistemas transitorios en el tiempo, y que se acopla a geometrías complejas como el que proponemos en este trabajo. Calculamos el IPR como medida de la

distribución de los modos EM a través del medio material. Encontramos que existe una relación estrecha entre los máximos de la energía del campo (I_x), y los del IPR, así como los niveles alto y bajo de los emisores. Con el estudio que realizamos, es posible predecir los tiempos en los cuales podemos recuperar campo localizado en la muestra aleatoria. Tales modos pueden ser usados como resonadores para añadir funcionalidad a los componentes fotónicos. Los modos de una estructura aleatoria también proveen la base para láseres aleatorios.

AGRADECIMIENTOS

This work was supported in part by CONACYT México under the grant No. A1-S-9201 and No. A1-S-8793.

REFERENCIAS

- [1] D. S. Wiersma, Disordered photonics, *Nature Photonics*, 7, 2013, 188-196.
- [2] Vollhardt, D., Wolfle, P., Scaling Equations from a Self-Consistent Theory of Anderson Localization, *Phys. Rev. Lett.* 48, 1982, 699-702.
- [3] P. Sebbah, D. Sornette, and C. Vanneste, Anomalous diffusion in two-dimensional Anderson-localization dynamics, *Physical Review B* 48, 12506 (1993).
- [4] M. M. Sigalas, C. M. Soukoulis, C.-T. Chan, and D. Turner, Localization of electromagnetic waves in two-dimensional disordered systems, *Physical Review B*, Vol. 53, 8340 (1996).
- [5] T. Schwartz, G. Bartal, S. Fishman, and M. Segev, Transport and Anderson localization in disordered two-dimensional photonic lattices, *Nature*, Vol. 446, 52, 2007, ISSN 0028-0836.
- [6] F. Riboli, P. Barthelemy, S. Vignolini, F. Intonti, A. D. Rossi, S. Combrie, and D. S. Wiersma, Anderson localization of near-visible light in two dimensions, *Optics Letters*, Vol. 36, 127, 2011.
- [7] P. Sebbah and C. Vanneste, Random laser in the localized regime, *Physical Review B*, Vol. 66, 144202, 2002.
- [8] H. Noh, J. Yang, S. F. Liew, M. J. Rooks, G. S. Solomon, and H. Cao, Control of lasing in biomimetic structures with short-range order, *Phys. Rev. Lett.*, 106, 183901, 2011.
- [9] D. S. Wiersma, The physics and applications of random lasers, *Nat. Phys.* Vol. 4, 359, 2008.
- [10] Jorge e. P. Monteagudo, Paulo L. C. Lage, *Transport in Porous Media*. 61, 2, 143-156 (2005).
- [11] Shinji Nakaya, Kiminori Nakamura, *J. Geophys. Res.*, 112, B12203 (2007).
- [12] S. Davis, P. Trapman, H. Leirs, M. Begon, J. A. P. Heesterbeek, *Nature*. 454, 634-637 (2008).
- [a] Sojourns in Probability Theory and Statistical Physics - II: Brownian Web and Percolation, *A Festschrift for Charles M. Newman* (Springer Proceedings in Mathematics & Statistics, 299) 1st ed. 2019 Edición.
- [b] Allen Hunt, Robert Ewing, Behzad Ghanbarian, *Percolation Theory for Flow in Porous Media*, Springer, third edition 2014 - 447 páginas.
- [13] Dietrich Stauffer, Amnon Aharony, *Introduction to Percolation Theory*, Taylor and Francis, London, Second Edition, 1994.
- [14] Harvey Gould, Jan Tobochnik and Wolfgang Christian, *Computer Simulation Methods*, Application to physical systems, Third Edition, 2011.
- [15] A. E. Siegman, *Lasers*, (Mill Valley, Calif. : University Science Books), Print book : English, 1986.
- [16] Jiang, Xunya and Soukoulis, C. M., Time Dependent Theory for Random Lasers, *Phys. Rev. Lett.* 85, 1, 2000, p. 70-73.
- [17] M. A. Noginov, J. Novak, D. Grigsby, L. Deych, Applicability of the diffusion model to random lasers with non-resonant feedback, *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 8, 2006.
- [18] Cao, H. and Zhao, Y. G. and Ho, S. T. and Seelig, E. W. and Wang, Q. H. and Chang, R. P. H., Random Laser Action in Semiconductor Powder, *Random Laser Action in Semiconductor Powder*, *Phys. Rev. Lett.*, 82, 11, 1999, p. 2278-2281.
- [19] G. Burlak, M. Vlasova, P. A. Marquez Aguilar, L. Xixitla-Cheron, Optical percolation in ceramics assisted by porous clusters, *Opt. Commun.*, 282, 14, 2009.
- [20] G. Burlak, A. Diaz-de-Anda, Yu. Karlovich, A. B. Klimov, Critical behavior of nanoemitter radiation in a percolation material, *Phys. Lett. A.*, 373, 16, 2009, p. 1492-1499.
- [21] J. Sanghera, W. Kim, G. Villalobos, B. Shaw, C. Baker, J. Frantz, B. Sadowski and I. Aggarwal, *Ceramic Laser Materials*, *Materials*, 5, 258, 2012.
- [22] Carsten Rockstuhl, Toralf Scharf, *Nano-Optics and Nanophotonics*, Springer Heidelberg New York Dordrecht London, Third Edition, 2013.

Acerca de los autores



La Dra. **Erika Martínez Sánchez** estudió la licenciatura en Matemáticas Aplicadas en la Universidad Autónoma de Coahuila (UAdeC) en 2010. Realizó sus estudios de maestría y doctorado en la Universidad Autónoma del Estado de Morelos en el Centro de Investigación en Ingeniería y Ciencias Aplicadas. Actualmente es Profesor-Investigador Titular C en la Facultad de Ingeniería de la UAdeC. Recientemente obtuvo el nivel I del SNI por el Conacyt. Cuenta con la participación en congresos internacionales, coautoría en capítulos de libros y es autor y coautor de artículos arbitrados e indexados.



El Dr. **Gennadiy Burlak** estudió la licenciatura y maestría en la Universidad Nacional de Kiev (KNU) en 1975. Obtuvo el Doctorado en Ciencias Físico-Matemáticas por la KNU en 1988.

Desde 1998 es Profesor-Investigador Titular C definitivo del Centro de Investigación en Ingeniería y Ciencias Aplicadas (CIICAP-UAEM). Actualmente cuenta con la distinción del nivel III del SNI, por parte del Conacyt. Es autor y coautor de cuatro libros y más de 150 artículos en revistas arbitradas. Ha participado en 118 ponencias en congresos nacionales e internacionales.



Jeenifer Amanda Lugo Lara es ingeniero civil por la Facultad de Ingeniería de la Universidad Autónoma de Coahuila y actualmente cursa los estudios de posgrado para obtener el título de maestro en ingeniería con

acentuación en materiales en la misma casa de estudios. Ha sido miembro de la Sociedad Mexicana de Ingeniería Estructural. Cuenta con participación en el seminario internacional de “Estructura y Procesos de Materiales” por la Universidad Autónoma del Caribe y la Universidad Autónoma de Coahuila, y ha sido líder de proyecto en el programa dual Davisa Facultad de Ingeniería con la tesis, “Materiales de nanotecnología en elementos estructurales y losas”.



El Dr. **Ulises Avila López** estudió en el Instituto Tecnológico de Morelia la licenciatura en Ingeniería en Materiales. Realizó sus estudios de postgrado en el Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del Instituto

Politécnico Nacional, en la unidad de Saltillo del estado de Coahuila (Cinvestav). Actualmente es Profesor-Investigador Titular C en la Facultad de Ingeniería de la Universidad Autónoma de Coahuila. Pertenece al Sistema Nacional de Investigadores (SNI). Cuenta con participación en congresos nacionales e internacionales, es autor y coautor de artículos indexados y de una patente con registro en el IMPI.



Marisol Gallardo-Heredia es investigadora de la Universidad Autónoma de Coahuila, Saltillo, COAH México. Recibió su Licenciatura en Ingeniería Química de la Universidad Autónoma de Zacatecas de Zacatecas, México y su

Maestría y Doctorado en Ingeniería Metalúrgica y Cerámica de CINVESTAV Saltillo en 2009 y 2015, respectivamente. Su investigación incluye estudios de cementos de sulfoaluminato de calcio y el uso de desechos como materiales cementantes.



Ricardo Magallanes-Rivera

es Ingeniero en Materiales con especialidad en Aceros y Fundiciones por el Instituto Tecnológico de Saltillo (2001). Obtuvo el grado de Doctorado en el Centro de Investigación y Estudios Avanzados del Instituto Politécnico Nacional (CINVESTAV) Unidad Saltillo en Ingeniería Cerámica y

Metalúrgica (2009). Realizó un Posdoctorado en la Facultad de Ingeniería Civil de la Universidad Autónoma de Nuevo León (2011). Es miembro del Sistema Nacional de Investigadores Nivel I y del Cuerpo Académico En Consolidación Materiales de Construcción y Nanoestructurados. Las líneas de Generación y Aplicación del Conocimiento en las cuales participa el Dr. Magallanes son: Utilización de subproductos de la industria en la producción de concretos durables y sustentables, y Nanotecnología en los materiales de construcción. Sus investigaciones están orientadas a dilucidar mecanismos de reacción en la hidratación de cementos hidráulicos de menor impacto económico-ambiental, formulados con materias primas alternativas.