

Invisibilidad y Metamateriales

Es curioso que hay temas que aparecen reiteradamente en el cine, como es el caso de los vampiros, las guerras espaciales, el hombre lobo y el hombre invisible, entre otros, temas, que por alguna razón, han resultado muy atractivos para el público cinéfilo de las últimas décadas. En especial, el tema de la invisibilidad es algo sumamente llamativo... el poder estar ahí, sin que nadie nos vea. Es interesante que este tema, ubicado siempre en el rubro de la ciencia-ficción, aparezca ahora en las marquesinas de revistas especializadas de investigación en física y de circulación internacional.

Hurgando un poco en la literatura científica, encontramos que ya en 1975 aparece un artículo sobre el tema. Es un artículo de Milton Kerker en el Journal of the Optical Society of America intitulado "Invisible bodies" [1]. En este trabajo Kerker nos muestra que para un sistema compuesto por un par de elipsoides co-focales de tamaño mucho menor a la longitud de onda de la radiación incidente λ_0 , con funciones dieléctricas ϵ_1 y ϵ_2 , e inmersos en un medio con función dieléctrica ϵ_3 , la sección transversal de esparcimiento σ_s , se anula para una combinación adecuada de los parámetros geométricos y ópticos del sistema. Este hecho se puede interpretar diciendo, que para estos valores de los parámetros, el sistema resulta ser "invisible". La física que hay detrás la podemos entender, cuando nos damos cuenta que bajo esas condiciones, las oscilaciones de las cargas de polarización en la interfaz del elipsoide interior y en la interfaz del elipsoide exterior, corresponden a las oscilaciones de dos dipolos muy cercanos, de exactamente la misma magnitud, pero radiando fuera de fase. En consecuencia, los campos radiados sufren una interferencia destructiva, dando por resultado la ausencia completa del campo esparcido... la onda incidente pasará de largo sin percibir la presencia de los elipsoides... los elipsoides son invisibles. En este caso las condiciones para la invisibilidad exigen la ausencia misma del campo esparcido, por lo cual resulta muy difícil imaginar como se podría extender esta idea a sistemas más complejos. Por ejemplo, si simplemente movemos al elipsoide interior de su posición cofocal o escalamos el sistema a tamaños comparables a λ_0 , entonces ya no es posible encontrar valores de los parámetros del sistema que hagan que σ_s se anule por completo [2], haciéndolos de nuevo... visibles.

Es por esto, que las ideas actuales sobre como lograr la invisibilidad no se basan en la desaparición por interferencia del campo esparcido, sino más bien, en la posibilidad de cubrir al objeto con un material que obligue a la luz a "darle la vuelta" y seguir "como si nada" para que de esta manera el observador no pueda percatarse de su presencia. Pero

la pregunta es ahora: ¿cómo hacemos que la luz le pueda dar la vuelta a un objeto? Un ejemplo, de que esto puede ser posible, lo encontramos en el conocido efecto "mirage", que aparece cuando manejamos un auto por una carretera en un día muy caluroso y vemos, sobre el asfalto, charcos de agua que en realidad no existen (espejismos). En este caso el calor hace que la carretera se caliente y que el aire "suba", disminuyendo así su densidad y por ende su índice de refracción, y esto sucede de manera gradual conforme nos alejamos de la carretera hacia arriba. Pero la trayectoria de los rayos de luz es tal, que su camino óptico debe ser un mínimo (Principio de Fermat) y por tanto los rayos de luz se doblan hacia abajo cuando el índice de refracción disminuye gradualmente hasta que su trayectoria es paralela a la superficie del asfalto, y después se doblan hacia arriba cuando el índice de refracción aumenta gradualmente (Figura 1).

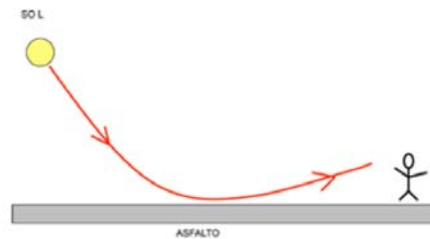


Fig.1 Esquema del efecto "mirage" en donde los rayos provenientes del sol se doblan gradualmente debido al cambio gradual de índice de refracción, dando lugar a un espejismo consistente en ver como si la luz se reflejara en un charco de agua sobre el asfalto.

Podríamos entonces pensar que si cubrimos a un objeto con un material que cambie adecuadamente su índice de refracción, disminuyendo su valor gradualmente en una cierta región y

aumentándolo gradualmente en otra región, se podría entonces diseñar su variación espacial, de tal manera que los rayos de luz le den la vuelta al objeto, logrando así su invisibilidad.

Existe sin embargo otro problema: debemos evitar también la reflexión de la luz en las interfaces, dado que ésta puede revelar la presencia del objeto, y esto no es un problema trivial. Sin embargo es posible mostrar que en un material ópticamente anisotrópico la reflexión de la luz desaparece por completo, para todos los ángulos de incidencia, cuando los valores de todas las componentes del tensor de permitividad eléctrica $\tilde{\epsilon} / \epsilon_0$ son iguales a las del tensor de permeabilidad magnética $\tilde{\mu} / \mu_0$ y existe, además, una cierta relación entre ellas. A esto se le llama: igualar las impedancias, y este ejemplo nos muestra simplemente que, en principio, la eliminación de la reflexión sería también posible. Aunque hay que recordar que para frecuencias ópticas no existen materiales con respuesta magnética, es decir, en los textos de óptica siempre se toma $\tilde{\mu} / \mu_0 \approx 1$, y en su libro, Landau nos brinda una explicación muy convincente del porque esto tienen que ser así [3].

Por otro lado, existen dificultades adicionales, algunas de ellas muy difíciles de superar, como lo es: la absorción de los materiales. Es claro, que si los materiales de la capa de invisibilidad absorben energía electromagnética, entonces llegaría menos luz de una determinada zona del espacio y el contraste con los alrededores nos revelaría la presencia de la capa. Sin embargo sabemos que todos, todos los materiales absorben energía electromagnética, por lo que la absorción siempre está ahí, siempre, lo único que sucede es que no es igual para todas las frecuencias. Por consiguiente, estamos también restringidos a trabajar en una ventana de frecuencias en donde la absorción de los materiales sea despreciable. Por si esto fuera poco, no sería suficiente realizar un diseño para una sola frecuencia, para una sola dirección de iluminación y para un determinado ángulo de observación. Una verdadera capa de invisibilidad debería contemplar la permanencia de sus propiedades, no sólo para todas frecuencias en el óptico, sino también para todas las posibles direcciones de iluminación y de observación. Por lo tanto, aún en el remoto caso de tener un diseño que indicara con precisión las dimensiones geométricas y la dependencia espacial y la orientación en cada punto, de los tensores $\tilde{\epsilon} / \epsilon_0$ y $\tilde{\mu} / \mu_0$ de la capa de invisibilidad, lo más seguro es que no pudieran encontrar materiales que cumplieran con las exigencias del diseño... y no se encontrarían porque simplemente no existen.

Sin embargo la comunidad de físicos e ingenieros interesados en el electromagnetismo está viviendo una experiencia interesante que ha inyectado entusiasmo para proseguir con el diseño de capas de invisibilidad, aún a sabiendas que los materiales que pueda exigir este diseño no existan. Esta experiencia nos ha enseñado, que es posible sacar un viejo trabajo abandonado en el arcón de los trabajos

“académicos” y convertirlo en un tema de vibrante actualidad con un amplio abanico de posibles aplicaciones. Los inicios de esta experiencia se remontan a 1968 cuando en la revista rusa *Uspekhi* aparece el artículo del profesor Victor Veselago [4] intitulado “The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ ”, en donde el Profesor Veselago se pregunta cómo se comportaría la luz, o en general una onda electromagnética de una determinada frecuencia, cuando ésta entrara a un material homogéneo e isotrópico en donde, para esa frecuencia, tanto la permitividad eléctrica ϵ / ϵ_0 como la permeabilidad magnética μ / μ_0 fueran negativas. En su artículo el Profesor Veselago concluye que en este caso, el índice de refracción dado por la ecuación $n = \sqrt{\epsilon\mu / \epsilon_0\mu_0}$ debería ser también negativo, aunque el producto $\epsilon\mu$ sea positivo. Esto implicaría que el ángulo de refracción sería también negativo con respecto a la normal a la interfaz, y por consiguiente la luz al refractarse se “doblaría” en la dirección opuesta a la dirección de refracción común y corriente. A este extraño fenómeno el Profesor Veselago lo denominó refracción negativa y a los materiales con estas características ($\epsilon / \epsilon_0 < 0$ y $\mu / \mu_0 < 0$) los llamó materiales “zurdos”. Este trabajo, sobre las propiedades ópticas de materiales hipotéticos, resultaba ciertamente muy “académico”, pues como ya habíamos mencionado, en los materiales comunes y corrientes, para frecuencias en el óptico, no existe una respuesta magnética, es decir, $\mu / \mu_0 \approx 1$, por lo que analizar las propiedades de un material con $\mu / \mu_0 < 0$, era algo cercano a una fantasía. En consecuencia, este trabajo encontró abrigo en el arcón de los trabajos “académicos” como una curiosidad simpática para aquellos estudiosos de la teoría electromagnética.

Pero en 1999, treinta y un años después de la publicación del artículo de Veselago, John Pendry, investigador del Imperial College en Londres en

colaboración con investigadores de la compañía GEC_Marconi Materials Technology Ltd. propusieron y “fabricaron” [5] un nuevo material, que debía comportarse como un material “zurdo” para frecuencias en la región de microondas. A estos materiales artificiales se les denominó: metamateriales, y el primer diseño exitoso consistió en pequeños anillos abiertos y pequeñas varillas aisladas, ambos metálicos y de dimensiones sub-milimétricas, inmersos en placas de resina y dispuestos periódicamente a lo largo de las tres dimensiones espaciales (Figura 2). Los anillos abiertos proporcionaban localmente una resonancia análoga a la de un circuito RLC, en donde el anillo jugaba el papel de la inductancia, y las corrientes inducidas daban lugar a dipolos magnéticos, cuyo efecto, al ser promediado en el seno del metamaterial, daba como resultado una resonancia en la permeabilidad magnética “efectiva” μ_{efec} ; es decir, la permeabilidad asociada al metamaterial considerado como un todo. Por otro lado, el efecto de las varillas aisladas daba lugar a una resonancia en la permitividad eléctrica “efectiva” ϵ_{efec} debida a un efecto de “campo local” semejante al que aparece en la relación de Clausius-Mossotti. Seleccionando adecuadamente la geometría y el tamaño de los elementos en la celda unitaria de este sistema periódico, era posible encontrar un intervalo de frecuencias, alrededor de las frecuencias de resonancia, en donde ambos ϵ_{efec} y μ_{efec} resultarían negativos. Cuando se concretiza la posibilidad de realizar experimentos con los, hasta entonces hipotéticos, materiales “zurdos”, se abre inesperadamente un campo de investigación que ha resultado ser extremadamente fértil. Se propuso, por ejemplo, que una placa de caras paralelas de un material “zurdo” podría servir no sólo como una lente, sino como una lente “perfecta” [6]. Con esto se quiere decir que con esta lente la imagen sería “perfecta”, ya que se formaría no sólo con la información contenida en las ondas propagantes sino también con la contenida en las ondas evanescentes; esto debido a que las ondas evanescentes en el seno del material “zurdo” no decaerían exponencialmente, sino que por el contrario crecerían exponencialmente. Como era de esperarse, esta propuesta dio lugar a acaloradas discusiones.

Lo que es indudable es que el estudio de los metamateriales ha atraído la atención y el entusiasmo de un gran número de investigadores, y ha dado lugar, en sólo diez años, a miles de artículos de investigación, en donde se abordan tanto las aplicaciones en la región de microondas, como problemas de carácter conceptual y también la búsqueda incesante de un metamaterial que pueda funcionar como material “zurdo” para frecuencias en el óptico. Nótese que el paso en frecuencia de microondas al óptico corresponde a un factor de mil en las longitudes de onda correspondientes, por lo tanto, si se quisiera fabricar un metamaterial bajo el mismo diseño de anillos abiertos pero para frecuencias en el óptico, estos anillos tendrían que ser mil veces más pequeños, por lo que estaríamos ya hablando de dimensiones nanométricas en donde las posibilidades de fabricación bajo diseño son aún muy difíciles.

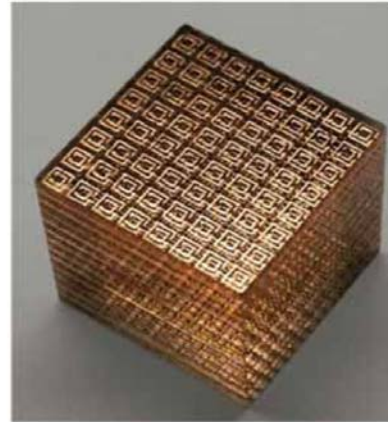


Fig. 2. Un metamaterial construido como una estructura periódica de anillos abiertos y alambres aislados.

Pero volviendo al problema de las capas de invisibilidad, podríamos pensar que estamos en una situación semejante a la de los materiales “zurdos” en 1968 y que la elaboración de una teoría para el diseño de capas de invisibilidad no es del todo quimérica y hasta tal vez sería posible fabricar, en un futuro no muy lejano, metamateriales *ad hoc*. Esta es precisamente la actitud que se ha tomado en el desarrollo de las llamadas: teorías de transformación, concebidas para el diseño de capas de invisibilidad.

En estas teorías se parte de la forma que adquieren las ecuaciones de Maxwell en un espacio curvo caracterizado por un tensor métrico fundamental g^{ij} . Por ejemplo, las dos ecuaciones de Maxwell inhomogéneas, es decir, en donde aparece la densidad de carga ρ y la densidad de corriente j , se pueden escribir en un espacio curvo como

$$\left(\sqrt{g}g^{ij}E_j\right)_{,i} = \sqrt{g}\rho/\epsilon_0 \text{ y } [ijk]B_{k,j} = (1/c^2)\partial(\pm\sqrt{g}g^{ij}E_j)/\partial t + \mu_0\sqrt{g}j^i$$

en donde g es el determinante de g^{ij} , $[ijk]$ es el tensor de permutación y la coma

denota derivada covariante [7]. En esta situación las trayectorias de los rayos de luz son a lo largo de las geodésicas del espacio curvo. Si comparamos ahora estas ecuaciones con las ecuaciones de Maxwell en un espacio plano, pero en presencia de materiales caracterizados, como siempre, por los tensores ϵ^{ij} y μ^{ij} , se concluye que ambas formulaciones son equivalentes siempre y cuando se haga la siguiente identificación: $\epsilon^{ij} = \mu^{ij} = \pm\sqrt{g}g^{ij}$. Esto quiere decir que las trayectorias de los rayos de luz en un espacio curvo caracterizado por el tensor métrico g^{ij} , son idénticas a las trayectorias en un espacio plano pero en presencia de materiales con $\epsilon^{ij} = \mu^{ij} = \pm\sqrt{g}g^{ij}$. Por consiguiente, si se quiere que la luz viaje alrededor de un objeto dado, hay que encontrar una transformación caracterizada por g^{ij} , que imponga a una zona del espacio alrededor de él, una curvatura tal que las geodésicas en esta zona le den la vuelta al objeto. Habiendo encontrado esa transformación, el problema está esencialmente resuelto, porque las propiedades eléctricas y magnéticas de la capa de invisibilidad en el espacio plano en que nos encontramos, estarán dadas por $\epsilon^{ij} = \mu^{ij} = \pm\sqrt{g}g^{ij}$. Obviamente se está suponiendo que no existe absorción, es decir, ϵ^{ij} y μ^{ij} son cantidades reales. Hasta ahora se han trabajado diversos ejemplos para cubrir objetos con geometrías simples y se han diseñado diversos algoritmos y procesos de cálculo para generalizar estos resultados a geometrías cada vez más complicadas.

Se ha contemplado también la posibilidad de diseñar metamateriales que puedan cumplir con las exigencias de los distintos diseños. Por ejemplo, se ha construido una capa de invisibilidad en la región de microondas con un ancho de banda muy angosto y con un calidad que todavía deja mucho que desear [8]. Esta capa se construyó para ocultar

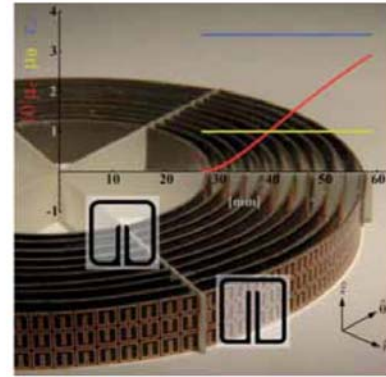


Fig. 3. Primera capa de invisibilidad para frecuencias en la región de microondas. Como se puede apreciar está construida con metamateriales.

un cilindro de cobre usando un cierto tipo de metamateriales, como se puede ver claramente en la figura 3.

Tal vez en un futuro, quien sabe qué tan lejano, podamos encontrar en las tiendas o supermercados capas de invisibilidad al estilo Harry Potter... sin embargo, en la actualidad, estas capas permanecen y permanecerán todavía por algún tiempo en la frontera de la ciencia-ficción.

Referencias

- [1] M. Kerker, "Invisible bodies", *J. Opt. Soc. of America* 65 (1975) 376-379.
- [2] J. C. Auger, R. G. Barrena, B. Stout, "Optical properties of an eccentrically located pigment within an air bubble", *Prog. Org. Coatings* 49 (2004) 74-83.
- [3] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, *Electrodynamics of Continuous Media* (Pergamon Press, Oxford, 1960) Parágrafo 60.
- [4] V. Veselago, "The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ ", *Sov. Phys. Uspekhi* 10 (1968) 509-514.
- [5] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Roberts, W. J. Stewart, "Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 47 (1999) 2075-2084.
- [6] J. Pendry, "Negative refraction makes a perfect lens", *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000) 3966-3999.
- [7] U. Leonhardt, T. G. Philbin, "Transformation optics and the geometry of light", *Prog. Opt.* 53 (2009) 69-152; "General relativity in Electrical Engineering," *New J. Phys.* 8 (2006) 247.
- [8] D. Schurig, J. J. Mock, B. J. Justice, S. A. Cummer, J. B. Pendry, A. F. Starr, D. R. Smith, "Metamaterial Electromagnetic Cloak at Microwave Frequencies", *Science* 314 (2006) 977-980.