

Modos colectivos en superredes con metamateriales

Plasmonic effects in superlattices with metamaterials

Mariana A. Zeller*, Mauro Cuevas y Ricardo A. Depine¹

¹ Grupo de Electromagnetismo Aplicado, Instituto de Física Buenos Aires, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires y CONICET, Ciudad Universitaria, Pabellón I, C1428EHA Buenos Aires, Argentina

Recibido: 11/11/2014 ; Aceptado: 10/03/2015

En este trabajo estudiamos los modos colectivos de una multicapa periódica (superred) del tipo AB, donde A es un material dieléctrico convencional y B un metamaterial magnético. Mostramos que la inclusión de metamateriales puede originar excitaciones colectivas con características de dispersión imposibles de obtener con materiales convencionales y que el acoplamiento de polaritones superficiales de tipo plasmónico (SPP's por las siglas en inglés de surface plasmon polaritons) de capas adyacentes da lugar a características plasmónicas muy atrayentes, como bandas permitidas y prohibidas en la relación de dispersión.

Palabras Claves: polaritones superficiales, metamateriales, plasmónica, excitaciones colectivas, cristales fotónicos.

In this work we study the collective modes of a periodic AB multilayer (a superlattice), where A is a conventional dielectric and B a magnetic metamaterial. We show that the inclusion of metamaterials can give collective excitations with dispersion characteristics impossible to obtain with conventional materials and that the coupling between surface plasmon polaritons (SPP's) of adjacent layers results in very attractive plasmonic characteristics, as dispersion relations with allowed and forbidden bands.

Key Words: surface polaritons, metamaterials, plasmonics, collective modes, photonic crystals

I. INTRODUCCIÓN

Una superficie que separa materiales con permitividades eléctricas o permeabilidades magnéticas de signos opuestos puede soportar la propagación de ondas superficiales, también conocidas como polaritones superficiales tipo plasmónicos¹ (SPPs, surface plasmon polaritons en la literatura inglesa). Estas ondas son los modos propios electromagnéticos de la superficie de separación y se obtienen como solución del llamado problema homogéneo, es decir, son las soluciones no triviales de las ecuaciones de Maxwell y las condiciones de contorno apropiadas en ausencia de onda incidente. Los SPPs se propagan "pegados" a la superficie y tienen periodicidades espaciales menores que la longitud de onda de la radiación electromagnética de la misma frecuencia, una característica muy adecuada para la miniaturización de dispositivos fotónicos. Cuando la superficie separa un medio conductor y un material dieléctrico estos modos reciben el nombre de plasmones superficiales.

La reciente aparición de medios artificiales como los metamateriales² (MMs) ha motivado un nuevo interés en el estudio del problema homogéneo de una superficie plana. Se ha demostrado que en una única superficie entre MMs con signos arbitrarios de la permitividad eléctrica y de la permeabilidad magnética pueden existir nuevos modos superficiales¹ con características inexistentes en medios convencionales. Estos modos han sido estudiados en configuraciones

de acoplamiento con radiación incidente, tanto para acopladores de redes^{3,4} como en configuraciones de reflexión total atenuada^{5,6}.

Con los avances en los métodos de fabricación, que permiten controlar fácilmente espesores en la escala nanométrica, se ha renovado el interés por el estudio de los modos colectivos de dispositivos fotónicos formados por capas alternas de distintos materiales (cristales fotónicos 1D o superredes). La excitación de modos superficiales produce campos electromagnéticos altamente confinados que decaen exponencialmente con la distancia a la superficie. Si se elige convenientemente la distancia entre capas de una superred, el modo excitado en una superficie puede transmitir la excitación original capa por capa y el acoplamiento de modos superficiales de diferentes capas puede producir una excitación colectiva de dichos modos. Dado que la estructura es periódica en una determinada dirección, los campos tienen la forma de los modos de Floquet- Bloch⁷.

El objetivo de este trabajo es obtener las características de los modos superficiales colectivos de un sistema multicapas con MMs mediante el estudio de las soluciones no triviales del problema de valores de contorno en ausencia de fuentes externas (problema homogéneo). En la sección II explicaremos los mecanismos físicos que llevan a la formación de determinadas bandas plasmónicas para sistemas con pocas capas. En la sección III extenderemos el formalismo anterior a un sistema infinito. En la sección IV obtenemos las soluciones numéricas de la relación de dispersión de una superred y mostraremos cómo se altera el diagrama de bandas cuando consideramos infinitas capas. Finalmente, en la sección V sintetizamos y dis-

*mzeller@df.uba.ar

cutimos los resultados obtenidos.

II. INTERACCIÓN ENTRE MODOS

Para poner en evidencia los procesos físicos involucrados en la formación de los modos colectivos de una multicapa perfectamente periódica (infinita), elegimos un sistema binario del tipo AB, donde A es un material dieléctrico convencional y B un metamaterial magnético. Mostraremos la evolución de la interacción entre modos superficiales en sistemas finitos, empezando con la configuración AB (sin interacción), continuando con la configuración ABA (una interacción), ABABA, ABABABA y así sucesivamente hasta llegar a la superred. Es conveniente recordar que debido a que la periodicidad espacial asociada a los modos superficiales de una única superficie plana es siempre menor que la periodicidad que podría inducir en dicha superficie un fotón incidente^{1,3,5}, estos modos no pueden ser excitados resonantemente con una onda plana. Consideramos medios lineales, isótropos y homogéneos y elegimos el sistema de coordenadas con el eje x en la dirección de propagación de los modos superficiales y el eje y perpendicular a las superficies de separación. Suponemos una dependencia temporal de los campos de la forma $e^{-i\omega t}$, con ω la frecuencia angular de la onda plana monocromática incidente, t el tiempo e $i = \sqrt{-1}$.

En este trabajo limitamos los ejemplos al caso de MMs con valores positivos de la permitividad eléctrica y valores negativos de la permeabilidad magnética. En este caso, la configuración AB soporta una onda superficial con polarización TE. La componente z de los campos eléctricos $E_z(x, y)$ en cada medio se puede escribir como

$$E_z(x, y) = \begin{cases} A_1 e^{i(\alpha x + \beta_1 y)} & y > 0, \\ B_2 e^{i(\alpha x - \beta_2 y)} & y < 0, \end{cases} \quad (1)$$

donde A_1 y B_2 son magnitudes complejas, α es la constante de propagación y $\beta_j = \sqrt{(\frac{\omega}{c})^2 \varepsilon_j \mu_j - \alpha^2}$ ($j = 1, 2$) es la componente y del vector de onda en cada uno de los medios. Para medios sin pérdidas α es puramente real y los β_j ($j = 1, 2$) son puramente imaginarios. Al imponer las condiciones de contorno en $y = 0$ (continuidad de las componentes tangenciales de los campos eléctrico y magnético) obtenemos la siguiente relación de dispersión de los modos superficiales

$$Z_1 + Z_2 = 0, \quad (2)$$

con $Z_j = \beta_j / \mu_j$ ($j = 1, 2$). Esta condición determina la constante de propagación compleja α en términos de los parámetros del sistema. En este caso,

$$\alpha^2 = \frac{\omega^2 (\varepsilon_2 \mu_1 - \varepsilon_1 \mu_2) \mu_1 \mu_2}{c^2 (\mu_1^2 - \mu_2^2)}. \quad (3)$$

Para poner en evidencia los principales mecanismos involucrados en la formación de los modos colectivos,

supondremos el caso ideal de medios sin pérdidas (parámetros constitutivos reales) y no dispersivos (parámetros constitutivos independientes de la frecuencia). Para medios sin pérdidas, la ecuación (3) describe una línea recta en el plano α vs ω/c y esta recta se ubica debajo de la línea de luz ($\alpha = \omega/c$). En todos los ejemplos de este trabajo hemos tomado los parámetros constitutivos $\varepsilon_1 = 1$ y $\mu_1 = 1$ (medio A, dieléctrico convencional) y $\varepsilon_2 = 1$ y $\mu_2 = -2$ (medio B, MM). Para estos valores, de la ecuación (3) resulta que $(\omega/c)/\alpha = 0.7$, correspondiente al valor de la pendiente de la recta de guiones que aparece en los diferentes diagramas de dispersión a lo largo de este trabajo.

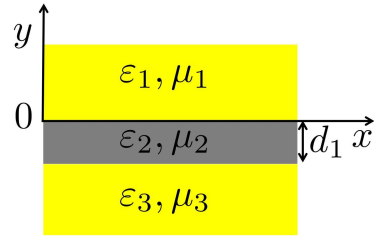


Figura 1: Una capa de MM de espesor d_1 rodeada de dos medios dieléctricos semiinfinitos.

Cuando la capa de MM está rodeada por materiales dieléctricos semiinfinitos, los modos superficiales pueden propagarse en las dos superficies de la capa B. Si el espesor d_1 de la capa de MM es finito, ambos modos pueden acoplarse debido al solapamiento de las distribuciones de campos evanescentes. Con la misma notación empleada para la configuración AB, los campos eléctricos $E_z(x, y)$ en cada medio pueden escribirse como

$$E_z = \begin{cases} A_1 e^{i(\alpha x + \beta_1 y)} & y > 0, \\ A_2 e^{i(\alpha x + \beta_2 y)} + B_2 e^{i(\alpha x - \beta_2 y)} & -d_1 < y < 0, \\ B_3 e^{i(\alpha x - \beta_3 y)} & y < -d_1. \end{cases} \quad (4)$$

Al imponer las condiciones de contorno en ambas superficies se obtiene la siguiente relación de dispersión⁵ para los modos propios de una capa de MM de espesor d_1

$$(Z_1 + Z_2)(Z_2 + Z_3) + (Z_1 - Z_2)(Z_2 - Z_3)e^{2i\beta_2 d_1} = 0. \quad (5)$$

Notamos que cuando el espesor de la capa de MM es muy grande, el sistema se desacopla en dos ecuaciones independientes, cuyas soluciones representan modos que se propagan por cada una de las superficies de manera independiente. Si suponemos que los medios que rodean a la capa de metamaterial son iguales (configuración ABA), los campos eléctricos pueden distribuirse de manera simétrica (S) o antisimétrica (A) respecto al plano paralelo a las superficies que pasa por el centro de la capa de MM. Ambas son posibles soluciones del sistema, tal como se muestra en la Figura 2, donde se grafican los valores obtenidos al resolver numéricamente la ecuación (5). Se muestran dos bandas plasmónicas que corresponden a los

casos simétrico (S) y antisimétrico (A). Para valores bajos de frecuencia las bandas (S) y (A) están bien separadas porque la distancia entre ambas superficies es pequeña comparada con la longitud de onda y en este caso los modos superficiales de ambas superficies interactúan fuertemente. Cuando aumenta el valor de la frecuencia la interacción entre los modos de ambas superficies es menor y las bandas (S) y (A) tienden a la curva del modo propio de una sola superficie (línea de guiones). Ahora la línea de guiones se obtiene de la ecuación (3) simplemente multiplicando a ambos miembros de la igualdad por un factor constante, en este caso por $(d/2\pi)^2$ donde d representa el espesor de la capa de MM en los ejemplos mostrados en esta sección ó el espesor de la celda unidad en la siguiente sección.

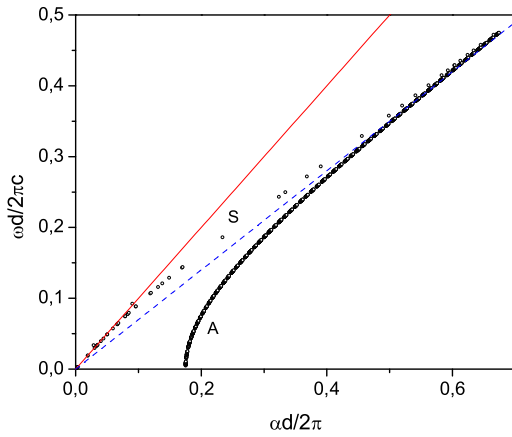


Figura 2: Curvas de dispersión de modos superficiales para una capa de MM rodeada por dieléctricos iguales. La línea sólida corresponde a la línea de luz, mientras que la línea de guiones es la curva del modos superficial correspondiente a una sola superficie de separación entre un MM con $\epsilon_2 = 1$ y $\mu_2 = -2$ y un dieléctrico con $\epsilon_1 = 1$ y $\mu_1 = 1$. El espesor de la capa de MM es $d_1 = d$.

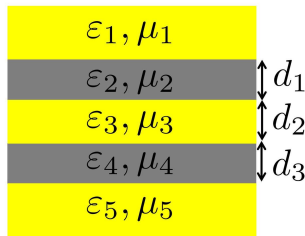


Figura 3: Dos capas de MM rodeadas de dieléctricos convencionales.

A continuación consideramos una configuración como la esquematizada en la Figura 3, con dos capas de MM. En esta configuración, pueden existir modos superficiales en cuatro superficies, las dos superficies de la capa con parámetros constitutivos ϵ_2, μ_2 y las dos superficies de la capa con parámetros constitutivos ϵ_4, μ_4 . La relación de dispersión en este nuevo

caso es

$$W_1 \cdot W_2 + W_3 \cdot W_4 \cdot e^{2i\beta_3 d_2} = 0, \quad (6)$$

donde

$$W_1 = (Z_1 + Z_2)(Z_2 + Z_3) + (Z_1 - Z_2)(Z_2 - Z_3)e^{2i\beta_2 d_1},$$

$$W_2 = (Z_3 + Z_4)(Z_4 + Z_5) + (Z_3 - Z_4)(Z_4 - Z_5)e^{2i\beta_4 d_3},$$

$$W_3 = (Z_1 + Z_2)(Z_3 - Z_2) + (Z_2 - Z_1)(Z_2 + Z_3)e^{2i\beta_2 d_1},$$

$$W_4 = (Z_4 + Z_5)(Z_4 - Z_3) + (Z_5 - Z_4)(Z_4 + Z_3)e^{2i\beta_4 d_3}.$$

Cuando varía la separación entre las dos capas de MM (d_2) pero los espesores de las capas se mantienen fijos ($d_1 = d_3$), los modos superficiales interactúan de manera completamente similar al caso anterior. Vemos en la Figura 4 la existencia de cuatro bandas plasmónicas, una por cada superficie de separación. El espesor de las capas de MM es $d_1 = d_3 = d$ mientras que la separación entre las dos capas es $d_2 = 1.5 d$. Al igual que en el caso previo, las curvas están bien separadas para bajas frecuencias y tienden a la línea correspondiente a los modos superficiales de una sola interfase MM-dieléctrico cuando aumenta la frecuencia.

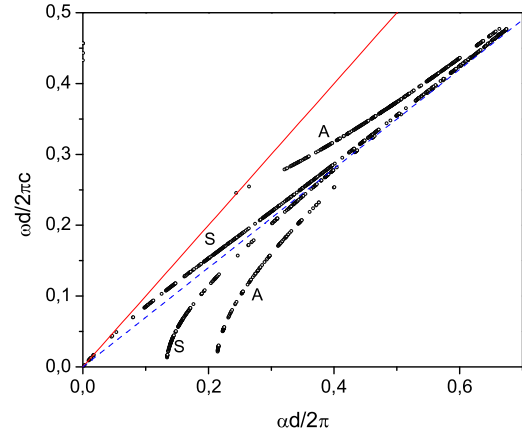


Figura 4: Curvas de dispersión de modos superficiales para dos capas de MM rodeada por dieléctricos iguales. La línea sólida corresponde a la línea de luz, mientras que la línea de guiones es la curva correspondiente a una sola superficie de separación entre un MM con $\epsilon_2 = 1$ y $\mu_2 = -2$ y un dieléctrico con $\epsilon_1 = 1$ y $\mu_1 = 1$. El espesor de las capas de MM es $d_1 = d_3 = d$ mientras que la separación entre las dos capas es $d_2 = 1.5 d$.

La Figura 5 ilustra lo que sucede cuando se aumenta el espesor de la capa dieléctrica que separa ambas capas de MM del valor $d_2 = 1.5 d$ empleado en la Figura 4 al valor $d_2 = 3 d$ manteniendo fijos los espesores de las capas de MMs. Observamos que las bandas plasmónicas (S) y (A) a cada lado de la recta tienden a juntarse. La banda (A) que se encontraba

debajo de la línea de guiones se mueve hacia valores mas pequeños de $\alpha d/2\pi$, mientras que la banda (S) del mismo lado de la línea de guiones se mueve hacia valores mayores. Nótese que las bandas que se encuentran entre la línea de luz y la recta de modos superficiales también se acercan entre ellas. Para valores cada vez más grandes del espesor de la capa dieléctrica que separa las capas de MM, las bandas plasmónicas tienden a juntarse y a parecerse cada vez más a la Figura 2. En cambio, cuando las capas de MM se acercan, las bandas (S) y (A) que se encontraban debajo de la recta de guiones tienden a separarse mucho, debido a que la interacción entre los diferentes modos superficiales de las superficies del sistema interactúan fuertemente. Esto se muestra en la Figura 6, correspondiente al valor $d_2 = 0.5 d$.

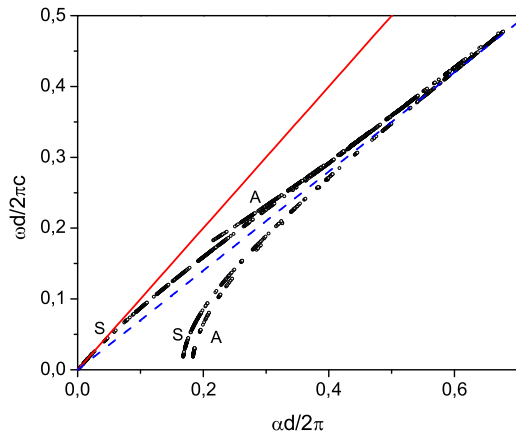


Figura 5: Curvas de dispersión para dos capas de MM rodeada por dieléctricos iguales. La línea sólida corresponde a la línea de luz, mientras que la línea de guiones es la curva correspondiente a una sola superficie de separación entre un MM con $\varepsilon_2 = 1$ y $\mu_2 = -2$ y un dieléctrico con $\varepsilon_1 = 1$ y $\mu_1 = 1$. El espesor de las capas de MM es $d_1 = d_3 = d$ mientras que la separación entre las dos capas es $d_2 = 3d$.

Continuando con el proceso de agregar más capas de MM, seguirán apareciendo nuevas bandas plasmónicas, como se observa en la Figura 7 donde se ha graficado la relación de dispersión para un sistema de tres capas donde aparecen seis bandas plasmónicas, en vez de las cuatro bandas plasmónicas obtenidas en los ejemplos de dos capas (Figuras 4, 5 y 6). Vemos así que el agregado de nuevas capas alternas de material dieléctrico y MM genera la aparición de nuevas bandas. Los modos superficiales de capas vecinas interactúan fuertemente cuando la separación entre capas es pequeña. En cambio, cuando la separación entre capas es grande, los modos de capas vecinas se desacoplan y las curvas de dispersión tiende a la curva de dispersión del modo superficial de una sola superficie.

III. SISTEMA INFINITO

Consideremos ahora un sistema multicapa del tipo AB perfectamente periódico (ver esquema de la Figura 8). El período de este sistema es $d = d_1 + d_2$. Debido a la periodicidad en la dirección \hat{y} , los campos deben cumplir la condición de Floquet-Bloch: $E_z(x, y + d) = E_z(x, y) \cdot \exp(iK_B d)$, donde el período d es el espesor de la celda unitaria. El teorema de Floquet-Bloch permite conocer los campos electromagnéticos en todo punto del espacio a partir de los campos en la celda unitaria. La relación entre el vector K_B y la frecuencia ω se conoce como relación de dispersión. La consecuencia física mas importante del teorema de Floquet-Bloch es que un medio periódico soporta la propagación de ondas estacionarias y que esta propagación, para ciertas frecuencias, no se ve alterada por las inhomogeneidades del medio. Las amplitudes de los campos eléctricos A_j y B_j de campos adyacentes están relacionados por las condiciones de contorno.

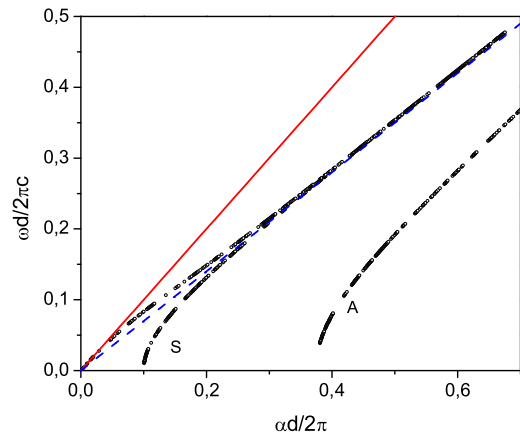


Figura 6: Curvas de dispersión para dos capas de MM rodeada por dieléctricos iguales. La línea sólida corresponde a la línea de luz, mientras que la línea de guiones es la curva correspondiente a una sola superficie de separación entre un MM con $\varepsilon_2 = 1$ y $\mu_2 = -2$ y un dieléctrico con $\varepsilon_1 = 1$ y $\mu_1 = 1$. El espesor de las capas de MM es $d_1 = d_3 = d$ mientras que la separación entre las dos capas es $d_2 = 0.5d$.

Si suponemos que la dependencia de los campos en la dirección \hat{x} es de la forma $\exp(i\alpha x)$ y usando una matriz de transferencia para relacionar campos entre capas de iguales parámetros constitutivos, es posible demostrar que la relación de dispersión $K_B(\omega, \alpha)$ para el sistema binario perfectamente periódico en polarización TE es⁸

$$\xi = \cos(\beta_1 d_1) \cos(\beta_2 d_2) - \frac{1}{2} Q_+ \sin(\beta_1 d_1) \sin(\beta_2 d_2) \quad (7)$$

donde $\xi = \cos(K_B \cdot d)$, $\beta_j = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon_j \mu_j - \alpha^2}$ y $Q_+ = \frac{\mu_1 \beta_2}{\mu_2 \beta_1} + \frac{\mu_2 \beta_1}{\mu_1 \beta_2}$. Vemos que cuando $|\xi| < 1$ las ondas son propagantes, mientras que si $|\xi| > 1$ las ondas son

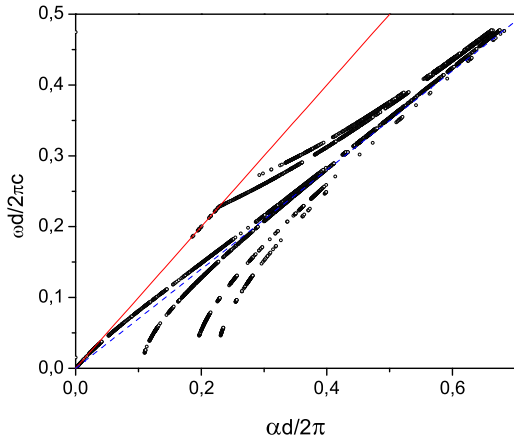


Figura 7: Curvas de dispersión para tres capas de MM rodeada por dieléctricos iguales. La línea sólida corresponde a la línea de luz, mientras que la línea de guiones es la curva correspondiente a una sola superficie de separación entre un MM con $\varepsilon_2 = 1$ y $\mu_2 = -2$ y un dieléctrico con $\varepsilon_1 = 1$ y $\mu_1 = 1$. El espesor de las capas de MM es $d_1 = d$ mientras que la separación entre las dos capas es $d_2 = 1.5d$.

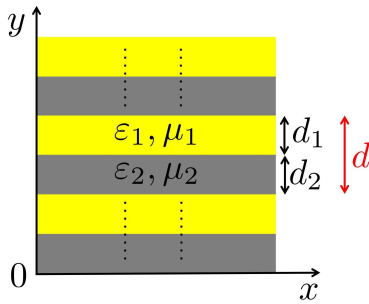


Figura 8: Configuración geométrica de la superred.

evanescentes. Esta diferencia de comportamiento da lugar a la estructura de bandas, con zonas permitidas cuando $|\xi| < 1$, y zonas prohibidas cuando $|\xi| > 1$.

Si bien la ecuación (7) tiene la misma forma que la empleada para estudiar las bandas permitidas y prohibidas asociadas a la respuesta de sistemas multicapas convencionales, es importante notar una sutil diferencia formal que proviene de dos mecanismos físicos completamente diferentes. En el procedimiento empleado para calcular la respuesta óptica del sistema multicapas se supone que la periodicidad espacial $2\pi/\alpha$ viene impuesta por una onda incidente, mientras que en el procedimiento que emplearemos a continuación para determinar los modos colectivos la periodicidad en x no depende de fuentes externas, sino que es una característica del sistema, tal como sucedía en los sistemas con un número finito de capas considerados en la sección anterior, donde los valores de α eran las raíces de ecuaciones trascendentes como las ecuaciones (2), (5) o (6).

IV. RESULTADOS

Consideramos una multicapa periódica con los mismos parámetros constitutivos que hemos usado para los ejemplos previos, $\varepsilon_1 = 1$, $\mu_1 = 1$, $\varepsilon_2 = 1$ y $\mu_2 = -2$. Los espesores de cada capa son $d_1 = 0.6d$ y $d_2 = 0.4d$, donde ahora d representa el espesor de la celda unidad y no el espesor de la capa de MM como en los ejemplos previos. Con estos valores hemos hallado las raíces complejas α de la ecuación (7) para diferentes valores reales de K_B mediante la implementación de un código numérico basado en el método de cuadratura de Delves y Lyness⁹.

La Figura 9 muestra las curvas de dispersión obtenidas para diferentes valores de K_B . Observamos

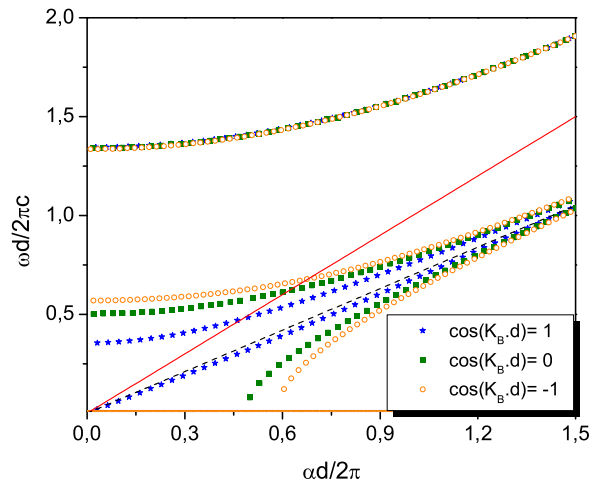


Figura 9: Curvas de dispersión para una superred de capas alternas de un material dieléctrico ($\varepsilon_1 = 1$ y $\mu_1 = 1$) y un metamaterial ($\varepsilon_2 = 1$ y $\mu_2 = -2$), para diferentes valores de K_B . $d_1 = 0.6d$ y $d_2 = 0.4d$.

que aparecen líneas de dispersión para cada uno de los valores de K_B analizados. Estas curvas de dispersión aparecen de a pares para frecuencias bajas de la misma manera que aparecerían los modos simétricos (S) y anti-simétricos (A) en los ejemplos previos, uno por debajo de la línea de plasmones asociada a una sola superficie de separación y otra por encima de ella. Notamos que a diferencia de los casos previos, aparecen curvas de dispersión que cruzan la línea de luz. Sin embargo, es importante aclarar que las curvas que corresponden a modos plasmónicos son únicamente las ubicadas debajo de la línea de luz. Otra de las características distintivas es que ahora hay infinitas curvas. Esto, de acuerdo con lo que vimos en los ejemplos anteriores, se debe a que cada capa de MM da lugar a la aparición de dos curvas de dispersión, una (S) y otra (A). Por lo tanto, para los valores de K_B tales que $-1 < \cos(K_B.d) < 1$ aparece un continuo de bandas asociadas a dichos modos. Notamos además que para altas frecuencias, los modos plasmónicos tienden a la línea de modos superficiales de una sola superficie de

separación (línea de guiones negra en la Figura) al igual que en los ejemplos anteriores.

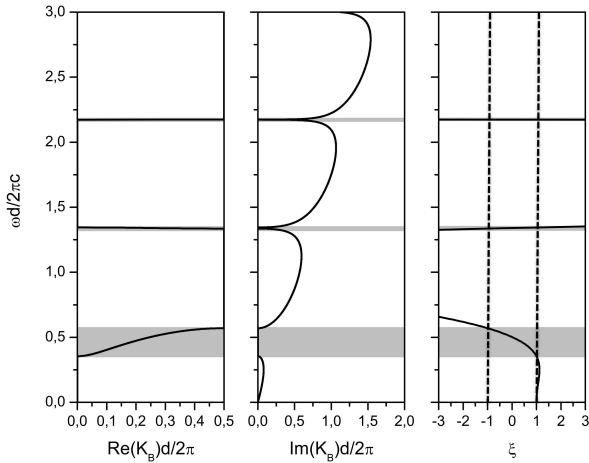


Figura 10: Diagrama de bandas, de izquierda a derecha, parte real, parte imaginaria y $\xi = \cos(K_B.d)$ para el sistema de infinitas capas de la Figura 8 donde hemos seleccionado $\alpha d/2\pi = 0$. Notamos la existencia de bandas permitidas (en gris) y zonas prohibidas (en blanco) que concuerdan perfectamente con los valores de $\omega d/2\pi c$ que se observan en la Figura 9.

La Figura 10 muestra el diagrama de bandas, parte real $\text{Re}(K_B)d/2\pi$, parte imaginaria $\text{Im}(K_B)d/2\pi$ y $\xi = \cos(K_B.d)$ para $\alpha d/2\pi = 0$. Notamos la existencia de bandas permitidas (en gris) y bandas prohibidas (en blanco) que concuerdan perfectamente bien con los valores de $\omega d/2\pi c$ que se observan en la Figura 9. Si recorremos la Figura 9 parados en la recta $\alpha d/2\pi = 0$ de menor a mayor frecuencia, observamos que para frecuencias bajas ($\omega d/2\pi c < 0.35$) aparece una banda prohibida que se relaciona con la zona en blanco de la Figura 10 para esos mismos valores de la frecuencia. Si seguimos subiendo en frecuencia, en ambas figuras aparece una banda permitida entre $0.35 < \omega d/2\pi c < 0.57$ que está representada por la zona grisada en la Figura 10. Para valores mayores observamos la extensión de una banda prohibida, hasta $\omega d/2\pi c = 1.34$ que surge una banda permitida muy angosta y luego otra banda prohibida, y así sucesivamente. Estas bandas propagantes no tienen carácter plasmónico debido a que se encuentran arriba de la línea de luz. La curva de la derecha de la Figura 10 corresponde al gráfico de $\cos(K_B.d)$, pero dado que la amplitud de esta función es muy grande solo la hemos graficado en un intervalo que va de -3 a 3 para destacar que las bandas permitidas corresponden a valores de K_B tales que $-1 < \cos(K_B.d) < 1$.

Si ahora nos paramos sobre otra recta, por ejemplo $\alpha d/2\pi = 0.3$, obtenemos el diagrama de bandas que se representa en la Figura 11. Es interesante notar que ahora para $\omega d/2\pi c < 0.2$ aparece una banda permitida de carácter plasmónico y que la misma no aparecía en el caso $\alpha d/2\pi = 0$. Luego encontramos una banda prohibida para valores de $0.2 < \omega d/2\pi c < 0.4$, seguida de una banda permitida (no plasmónica) para $0.4 < \omega d/2\pi c < 0.6$, y al

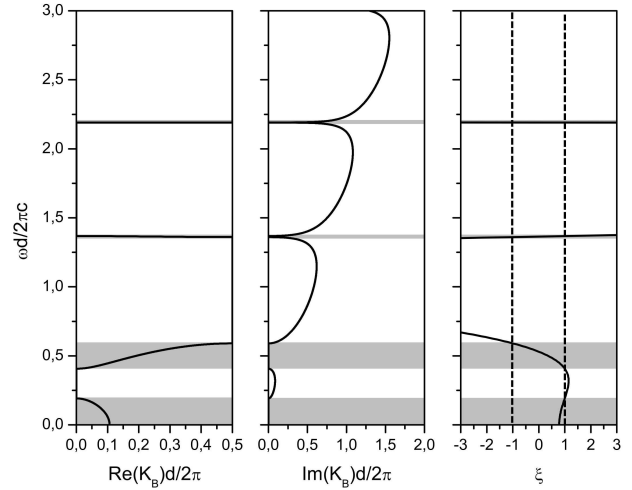


Figura 11: Diagrama de bandas, de izquierda a derecha, parte real, parte imaginaria y $\xi = \cos(K_B.d)$ para el sistema de infinitas capas de la Figura 8 donde hemos seleccionado $\alpha d/2\pi = 0.3$. Notamos la existencia de bandas permitidas (en gris) y zonas prohibidas (en blanco) que concuerdan perfectamente con los valores de $\omega d/2\pi c$ que se observan en la Figura 9.

igual que en el caso previo, a medida que el valor de la frecuencia se incrementa nos encontramos con bandas prohibidas anchas intercaladas por bandas propagantes muy finas.

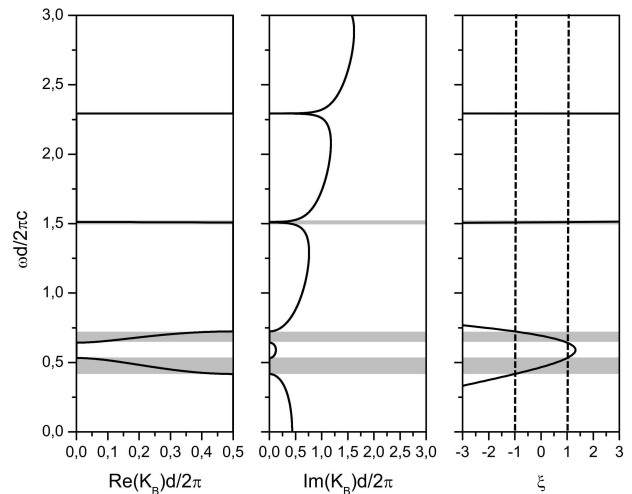


Figura 12: Diagrama de bandas, de izquierda a derecha, parte real, parte imaginaria y $\xi = \cos(K_B.d)$ para el sistema de infinitas capas de la Figura 8 donde hemos seleccionado $\alpha d/2\pi = 0.8$. Notamos la existencia de bandas permitidas (en gris) y zonas prohibidas (en blanco) que concuerdan perfectamente con los valores de $\omega d/2\pi c$ que se observan en la Figura 9.

En el último ejemplo, nos situamos sobre la recta $\alpha d/2\pi = 0.8$ y vemos que nuevamente los resultados observados en la Figura 12 concuerdan perfectamente con los observados en la Figura 9. En este caso aparecen dos bandas propagantes plasmónicas a bajas frecuencias.

V. CONCLUSIONES

En este trabajo se ha presentado un estudio detallado de las características de propagación de los modos propios en un sistema infinito formado por celdas elementales de un material dieléctrico y un MM con valores negativos de la permeabilidad magnética y polarización TE. Mediante la utilización de un método riguroso hemos obtenido las curvas de dispersión de sistemas multicapa del tipo AB, donde A es un material dieléctrico convencional y B un metamaterial magnético y hemos puesto en evidencia la evolución de la interacción entre modos superficiales a partir de la configuración AB (sin interacción), pasando por la configuración ABA (una interacción) hasta llegar a los modos colectivos de la superred. Nuestro estudio muestra que las características de dispersión de los modos colectivos depende de la interacción de los modos superficiales en cada capa y que esta interacción

está gobernada por tres longitudes: i) el espesor de la capa de MM, ii) el espesor de la capa dieléctrica y iii) la longitud de decaimiento de los modos superficiales en la dirección de estratificación.

Los modos plasmónicos corresponden a curvas debajo de la línea de luz y por este motivo no pueden ser excitados en un sistema infinitamente periódico. Sin embargo, estos modos podrían ser excitados cuando se rompe la simetría periódica, por ejemplo en un sistema semiinfinito o mediante la introducción de un defecto.

VI. AGRADECIMIENTOS

Los autores agradecen el apoyo financiero brindado por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, (CONICET, PIP 112-200801-01880) y la Universidad de Buenos Aires (UBA-20020100100327 y UBA-20020130100718BA).

-
- ¹ Darmanyany S. A., Neviere M. and Zakhidov A. A., *Opt. Commun.*, **225**, 233-240 (2003).
DOI: 10.1016/j.optcom.2003.07.047
 - ² Solymar L., Shamoniina E., "Waves in Metamaterials", Oxford University Press Inc. New York (2009).
 - ³ Cuevas M., Depine R. A., *Phys. Rev. B* **78**, 125412 (2008).
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.78.125412>
 - ⁴ Cuevas M., Depine R. A., *Phys. Rev. Lett.* **103**, 097401 (2009).
DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.097401>
 - ⁵ Zeller M., Cuevas M. and Depine R. A., *J. Opt. Soc. Am. B* **28**, 2042-2047 (2011).

- <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.28.002042>
- ⁶ Zeller M. A., Cuevas M., Depine R. A., *Eur. Phys. J. D* **66**, (2012).
10.1140/epjd/e2011-20496-1
- ⁷ Joannopoulos J. D., Meade R. D., Winn J. N., "Photonic Crystals", Princeton University Press (1995).
- ⁸ Yeh P., Yariv A., and Hong C-S., *J. Opt. Soc. Am.* **67**, 423-438 (1977).
<http://dx.doi.org/10.1364/JOSA.67.000423>
- ⁹ Delves L. M., Lyness J. N., *Math. Comput.* **21**, 543 (1967).
<http://www.jstor.org/stable/2004999>