



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

**Acoplamiento de polaritones plasmones de
superficie con defectos en cristales fotónicos 1D
que contienen metamateriales**

Tesis presentada al
Posgrado en Física Aplicada
como requisito parcial para la obtención del grado de
Doctor en Ciencias (Física Aplicada)

por

JAIME EVERARDO PÉREZ RODRÍGUEZ

asesorado por

Dra. Martha A. Palomino Ovando
Dr. Gregorio Hernández Cocoltzi

Puebla, Pue.
Enero de 2016

Contenido

LISTA DE FIGURAS	3
INTRODUCCIÓN	7
FUNDAMENTOS TEÓRICOS	12
1.1 CRISTALES FOTÓNICOS.....	12
1.2 METAMATERIALES (MTMs) Y MATERIALES IZQUIERDOS (LHM)	14
1.1.1. <i>Implicaciones de los LHM en las ecuaciones de Maxwell</i>	22
1.1.2. <i>Metamateriales (LHM) y Estructuras con Banda Fotónica Prohibida (PBG)</i>	24
1.3 EXCITACIÓN DE POLARITONES DE PLASMÓN SUPERFICIAL EN INTERFACES PLANAS	26
1.3.1 <i>Excitación bajo impacto de partículas cargadas</i>	27
1.3.2 <i>Acoplamiento por prisma</i>	30
1.3.3 <i>Acoplamiento por rejilla</i>	34
1.3.4 <i>Excitación usando un haz altamente enfocado</i>	35
CÁLCULO DE LAS RELACIONES DE DISPERSIÓN	38
2.1 MODOS DE SUPERFICIE DE UNA PELÍCULA DE METAMATERIAL	38
2.2 RESPUESTA ÓPTICA	43
2.3 MODOS DE SUPERFICIE EN UNA SUPERRED VACÍO-LHM	45
RESULTADOS	49
3.1 PELÍCULA METAMATERIAL	49
3.2 SUPERRED	58
3.3 DEFECTO DENTRO DE LA SUPERRED	62
CONCLUSIONES	67
REFERENCIAS	70
PUBLICACIONES	77

Lista de Figuras

FIGURA 1. 1 EJEMPLOS SIMPLES DE CRISTALES FOTÓNICOS UNIDIMENSIONAL, BIDIMENSIONAL Y TRIDIMENSIONAL. LOS COLORES REPRESENTAN LOS MATERIALES CON DIFERENTE CONSTANTE DIELECTRICA.	13
FIGURA 1. 2 DIAGRAMA DE PERMITIVIDAD-PERMEABILIDAD ($\epsilon - \mu$) E ÍNDICE DE REFRACCIÓN. REPRESENTACIÓN DE LAS ONDAS ASÍ COMO SUS RESPECTIVAS FRECUENCIAS DE PLASMA DEPENDIENTES DEL MATERIAL. ...	17
FIGURA 1. 3 SE MUESTRA LA COMPARACIÓN ENTRE LA REFRACCIÓN POSITIVA (VASO DE LA IZQUIERDA) Y LA REFRACCIÓN NEGATIVA (VASO DE LA DERECHA.	19
FIGURA 1. 4 SIMULACIÓN DEL RECUBRIMIENTO APLICADO A UN COCHE LO QUE LE PERMITE LA CAPACIDAD DE SER INVISIBLE.	20
FIGURA 1. 5 EN ESTA FIGURA SE DIBUJA LA REFRACCIÓN NEGATIVA EN UNA PELÍCULA DELGADA DE ESPESOR d , DE UN METAMATERIAL (ÍNDICE DE REFRACCIÓN IGUAL A -1). EL OBJETO ÉSTA EN LA PARTE IZQUIERDA DE LA PELÍCULA A UNA DISTANCIA $d/2$ Y LA IMAGEN SE OBTIENE EN LA PARTE DERECHA A UNA DISTANCIA $d/2$	22
FIGURA 1. 6 DISPOSICIÓN DE LOS VECTORES k , E Y H . (A) PARA UN MEDIO CONVENCIONAL; (B) PARA UN MEDIO ZURDO.	24
FIGURA 1. 7 DIFERENCIA ENTRE LA DISPERSIÓN DE BRAGG Y EL RÉGIMEN DE LONGITUD DE ONDA LARGA. (A) RÉGIMEN DE BRAGG $p \approx \lambda g/2$, QUE HABITUALMENTE PREVALECE EN CRISTALES FOTÓNICOS O ESTRUCTURAS PBG. (B) RÉGIMEN DE LONGITUD DE ONDA LARGA $p \ll \lambda g$, QUE PREVALECE EN LHM.	26
FIGURA 1. 8. ESPECTRO DE PÉRDIDA DE ENERGÍA DE ELECTRONES DE UNA PELÍCULA DELGADA DE MAGNESIO EN ESTADOS PROGRESIVOS DE OXIDACIÓN. COPYRIGHT 1960 BY AMERICAN PHYSICAL SOCIETY.	29
FIGURA 1. 9 ACOPLAMIENTO POR PRISMA PARA LA EXCITACIÓN DE LOS SPPS USANDO REFLEXIÓN TOTAL ATENUADA (ATR) EN, A) CONFIGURACIÓN DE KRETSCHMANN Y B) CONFIGURACIÓN DE OTTO.	32

FIGURA 1. 10 RELACIÓN DE DISPERSIÓN DE LOS SPPs. SÓLO CONSTANTES DE PROPAGACIÓN ENTRE LAS LÍNEAS DE LUZ DE AIRE Y EL PRISMA (POR LO REGULAR VIDRIO) SON ACCESIBLES. LOS SPPs EXCITADOS TIENEN CONSTANTES DE PROPAGACIÓN EN EL INTERIOR DEL CONO DE LUZ DEL PRISMA.....	32
FIGURA 1. 11 COINCIDENCIA DE FASE DE LA LUZ PARA LOS SPPs USANDO UNA REJILLA.	34
FIGURA 1. 12 ESQUEMA DE LA EXCITACIÓN DE LOS SPPs CON UN HAZ CONTINUÓ DE LUZ BLANCA Y SU OBSERVACIÓN A TRAVÉS DE LA DETECCIÓN DE LA RADIACIÓN DE FUGA UTILIZANDO UNALENTE DELGADA Y UNA CÁMARA CCD. COPYRIGHT 2005 LA OSA.	35
FIGURA 1. 13 (A) DISTRIBUCIÓN DE LA INTENSIDAD DE LA RADIACIÓN DE FUGA PARA LUZ BLANCA CONTINUA PARA LA POLARIZACIÓN TM, SE MUESTRA LA DISTANCIA DE PROPAGACIÓN DE LOS SPPs DESDE EL PUNTO DE EXCITACIÓN. (B) NO SE OBSERVA EXCITACIÓN DE SPPs PARA LA POLARIZACIÓN TE. DERECHOS DE AUTOR 2005 POR LA OSA.....	37
FIGURA 2. 1 SISTEMA DE TRES MEDIOS QUE CONSISTE DE UN METAMATERIAL (CAPA II) ENTRE DOS MEDIOS SEMI-INFINITOS (I Y III).	40
FIGURA 2. 2 GEOMETRÍA ATR PARA LA EXCITACIÓN DE LOS MODOS DE SUPERFICIE EN UNA PELÍCULA DE METAMATERIAL. A) MEDIO CON SIMETRÍA TIPO I Y B) MEDIO CON SIMETRÍA TIPO II.	45
FIGURA 2. 3 CRISTAL FOTÓNICO UNIDIMENSIONAL CONSTRUIDO POR CAPAS ALTERNAS DE VACÍO-LHM (RLIDPC). EL MEDIO DE SALIDA SE TOMA COMO VACÍO. LAS PROPIEDADES DE LA PERMITIVIDAD DIELECTRICA DEL METAMATERIAL SON MODELADAS COMO FUNCIONES TIPO DRUDE. COMO EL PRISMA TIENE UN ÍNDICE DE REFRACCIÓN MAYOR A LA GEOMETRÍA CORRESPONDIENTE SE TIENE LA CONDICIÓN DE REFLEXIÓN TOTAL ATENUADA. LA FIGURA MUESTRA LA INCIDENCIA ONDAS CON LAS DOS POLARIZACIONES P (TM) Y S (TE).	48
FIGURA 3. 1 RELACIONES DE DISPERSIÓN DE LOS MODOS SIMÉTRICOS Y ANTISIMÉTRICOS PARA LA CONFIGURACIÓN VACÍO-LHM-VACÍO PARA UNA PELÍCULA METAMATERIAL DE ESPESOR $dLHM = 0.5\lambda$	

(LÍNEAS PUNTEADAS). EN EL GRÁFICO SE PRESENTAN AMBAS POLARIZACIONES Y SE DENOTAN LAS RELACIONES DE DISPERSIÓN DE UNA INTERFACE VACÍO-LHM (LÍNEAS CONTINUAS NEGRAS), LA LÍNEA ROJA ES LA PROPAGACIÓN DE LA RADIACIÓN EN EL VACÍO Y LA LÍNEA VERDE ES LA PROPAGACIÓN DE LA RADIACIÓN EN EL PRISMA..... 51

FIGURA 3. 2 ESPECTRO DE REFLEXIÓN PARA SIMETRÍA TIPO I VARIANDO EL ESPESOR DE LA PELÍCULA DE LHM A UN ÁNGULO DE INCIDENCIA $\theta = 60^\circ$. LOS RECUADROS MUESTRAN LA PROPAGACIÓN DEL CAMPO ELÉCTRICO EN LA ESTRUCTURA PARA EL VALOR DEL MÍNIMO DE REFLEXIÓN CON $d2 = 0.5\lambda$. SE OBSERVA EL MODO ASIMÉTRICO (RECUADRO IZQUIERDO) Y EL MODO SIMÉTRICO (RECUADRO DERECHO). 53

FIGURA 3. 3 RELACIÓN DE DISPERSIÓN ÓPTICA (ODR) COMO FUNCIÓN DEL ESPESOR DE LA PELÍCULA METAMATERIAL [$d2/\lambda$]. EN LA FIGURA SE OBSERVA EL COMPORTAMIENTO DEL MODO ANTISIMÉTRICO (M.ANTISIM.) Y MODO EL MODO SIMÉTRICO (M.SIM.) PARA UN ÁNGULO DE INCIDENCIA DE $\theta = 60^\circ$ 54

FIGURA 3. 4 REFLECTIVIDAD EN FUNCIÓN DE θ (ATR) PARA UNA PELÍCULA METAMATERIAL DE ESPESOR $d2 = 0.5\lambda$. EN EL GRÁFICO SE APRECIA EL COMPORTAMIENTO DEL MODO SIMÉTRICO Y MODO ANTISIMÉTRICO CON FRECUENCIAS $\omega = 1.1178$ Y $\omega = 1.094$, RESPECTIVAMENTE. 55

FIGURA 3. 5 ESPECTRO DE REFLEXIÓN PARA SIMETRÍA TIPO II PARA DOS PELÍCULAS METAMATERIALES CON ESPESOR $d2 = 13\lambda$ A UN ÁNGULO DE INCIDENCIA $\theta = 60^\circ$ 56

FIGURA 3. 6 LOS RECUADROS MUESTRAN LA PROPAGACIÓN DEL CAMPO ELÉCTRICO EN LA ESTRUCTURA PARA EL VALOR DEL MÍNIMO DE REFLEXIÓN DE LA FIGURA 3. 5. SE PUEDE OBSERVAR LAS DIFERENTES FORMAS DE ACOPLAMIENTO DEL CAMPO EVANESCENTE. 57

FIGURA 3. 7 ESPECTRO DE REFLECTIVIDAD EN FUNCIÓN DEL ÁNGULO DE INCIDENCIA (ATR) PARA LAS TRES FRECUENCIAS VISTAS EN LA FIGURA 3. 6. ESTOS VALORES CORRESPONDEN A $d2 = 13\lambda$ 58

FIGURA 3. 8 EN ESTA FIGURA SE TRAZA LA ESTRUCTURA DE BANDAS PROYECTADO TENIENDO EN CUENTA DIFERENTES FACTORES DE LLENADO. LOS MODOS DE SUPERFICIE ESTÁN REPRESENTADOS POR LAS LÍNEAS NEGRAS, EL CONO DE LUZ SE REPRESENTA CON VACÍO (ROJO) Y EL PRISMA (VERDE). LA ESFERA DE COLOR ROJO ES PARA LOS VALORES $\beta = 1.44$, $\omega = 1.108$ 59

FIGURA 3. 9 SUPERPOSICIÓN DE LAS SOLUCIONES PARA UNA INTERFAZ VACÍO-LHM (LÍNEAS NEGRAS CONTINUAS), UNA PELÍCULA DE ESPESOR $dLHM = 0.5\Lambda$ (LÍNEAS MAGENTA PUNTEADAS) Y BANDAS PROYECTADAS PARA $dLHM = 0.5\Lambda$ (ZONAS GRISES). EL CONO DE LUZ QUEDA REPRESENTADO POR EL VACÍO (LÍNEA ROJA) Y EL PRISMA (LÍNEA VERDE). EL VALOR DE LA ESFERA ROJA QUE CORRESPONDE A $\beta = 1.44, \omega = 1.108$ 61

FIGURA 3. 10 SE GRAFICA EL ESPECTRO DE REFLECTIVIDAD RS PARA LA POLARIZACIÓN S PARA UN RL1DPC QUE CONTIENE 20 BICAPAS COMO FUNCIÓN DEL FACTOR DE LLENADO. EL FACTOR DE LLENADO SE VARÍA EN UNIDADES DE Λ , EL CÁLCULO SE REALIZA PARA EL VALOR DE LA ESFERA ROJA QUE CORRESPONDE A $\beta = 1.44, \omega = 1.108$ 62

FIGURA 3. 11. ESPECTRO DE REFLECTIVIDAD PARA LA POLARIZACIÓN S PARA EL SISTEMA RL1DPC COMPUESTO DE 20 BICAPAS, CON UN DEFECTO EN EL CENTRO. LOS CÁLCULOS CORRESPONDEN A $d_{LHM} = 0.5\Lambda$ Y $\bar{\beta} = 1.44$. LA LÍNEA ROJA CORRESPONDE A $\bar{\omega} = 1.108$. EN A) $d_{defect} < 0.5\Lambda$; EN B) $0.5\Lambda < d_{defect} < \Lambda$ Y EN C) $d_{defect} > \Lambda$ 64

FIGURA 3. 12 SE TRAZA EL CAMPO ELÉCTRICO PARA LOS MODOS DE SUPERFICIE CON $\beta = 1.44, \omega = 1.108$. LOS PARÁMETROS UTILIZADOS PARA EL CÁLCULO CORRESPONDEN A LA FIGURA 3. 11..... 66

Introducción

Son muchas las propiedades ópticas que se estudian como resultado de la interacción de la luz o radiación electromagnética con la materia, como son la reflexión, la transmisión, la absorción, la generación de efectos no lineales. Pero en particular cuando esta interacción se da con los metales existen efectos que involucran y que abren un nuevo campo de estudio de la física conocido como Plasmónica. Este campo se encarga de estudiar las oscilaciones del plasma como resultado del acoplamiento de la luz con los electrones en un metal, en particular en la superficie. Aunque la Plasmónica es de reciente creación los efectos que estudia han sido observados desde tiempos muy remotos, así en la edad de bronce (siglo XII A.C.) se fabricaban vidrios de color azul, este color es debido al contenido de nanopartículas de cobre que al excitar sus plasmones de superficie adquieren esa coloración, tal como I. Angelini et. al. [1] lo describen. Otro efecto interesante de estos plasmones de superficie se logra al observar la Copa de Lycurgus (siglo IV D.C.), es una copa que si se mira iluminando por fuera se ve verde y si se mira iluminando por dentro se ve roja y es precisamente porque contiene nanopartículas de oro que al excitar sus plasmones de superficie adquieren esas propiedades. Ya en el siglo XIII y XV D.C., los maestros vidrieros de manera empírica haciendo mezclas de ciertos productos daban coloración a vidrios que dieron lugar a los famosos vitrales de las catedrales góticas. Aunque en todos estos avances no se sabía la física que había detrás de estos efectos, sino hasta los primeros trabajos realizados por Ritchie [2], Stern y Ferrell [3], quienes denominaron a estas oscilaciones colectivas como plasmones.

Los plasmones se pueden presentar en el volumen de la materia o en la superficie, de ahí que se distingan dos casos; los plasmones de volumen y los plasmones de superficie, respectivamente. El estudio sobre los plasmones de superficie ha llevado a diversas aplicaciones como la de transmisión extraordinaria de la luz [4], la creación de conductores perfectos, los circuitos plasmónicos [5]-[6], sensores moleculares [7]-[9], microscopia de efecto túnel [10], crecimiento de nanopartículas [11]-[12] y tecnologías de resonancia de plasmones de superficie [13]-[19].

Los primeros trabajos sobre el estudio de la propagación del polaritón plasmón de superficie (SPP, del inglés Surface Plasmon Polariton) o simplemente plasmón de superficie en metales se han hecho en superficies simples y películas delgadas mediante la configuración de Kretschmann [20]-[21]. Además de usarse en aplicaciones para la fabricación de sensores moleculares [7]-[9], todos estos estudios se han realizado con radiación electromagnética con polarización Transversal Magnética TM o también denominada polarización P. Esto es debido a que la componente del campo eléctrico perpendicular a la interfaz de interacción, genera un empuje sobre los electrones de la superficie, donde se considera que el metal tiene una respuesta dieléctrica tipo Drude, lo que lo lleva a tener una frecuencia de plasma eléctrica, esencial para la existencia de estos plasmones. Sin embargo en años recientes se han realizado trabajos sobre la existencia de modos de superficie (SM) generados al hacer incidir luz con polarización Transversal eléctrica (TE) también conocida como polarización S, los cuales pueden presentarse en un nuevo tipo de materiales que cuentan con índice de refracción negativa (NIM, del inglés

Negative Index Material) conocidos como metamateriales (LHM, del inglés Left Handed Material). Los metamateriales permiten la excitación tanto de plasmones de superficie (para el caso de polarización P) como de modos de superficie (para el caso de la polarización S). Una característica esencial de estos materiales es que la permitividad eléctrica y la permeabilidad magnética tienen valores negativos en una misma región de frecuencias lo que producen un índice de refracción negativo, además de exhibir efectos físicos inversos como la inversión del efecto Doppler, inversión del efecto Cherenkov y la inversión del efecto Goos-Hänchen [22] .

Los primeros estudios sobre efectos electromagnéticos negativos dentro de un material se hicieron en forma teórica alrededor de 1944 cuando L. I. Mandelstam [23] estudió como se propagarían las ondas electromagnéticas con velocidad de fase y de grupo antiparalelas. Aunque tenía grandes dudas acerca de su existencia, el primero en hablar sobre la posibilidad de que los parámetros constitutivos fueran negativos simultáneamente en un mismo material fue D. V. Sivukhin [24]. Pero fue el físico ruso V. G. Veselago en 1968 [25] el primero en conectar todas estas líneas de investigación demostrando de forma teórica la existencia de medios zurdo o metamateriales. Los metamateriales no están disponibles en la naturaleza sin embargo, pueden ser fabricados. Debido a esto durante mucho tiempo, la comunidad científica no prestó atención a sus propiedades ópticas, sin embargo, durante la primera década de 2000 estos materiales tuvieron una gran importancia, ya que fueron fabricados por primera vez [26]. Estos materiales despliegan propiedades ópticas novedosas, dentro de las aplicaciones que tienen se encuentran: sirven para enfocar imágenes con la perfección de

una superlente [27]-[28] y superresolución acústica [22], reducción de firma, aplicaciones en encubrimiento e invisibilidad electromagnética y acústica [29]-[33], mejoramiento de dispositivos de radiofrecuencia, miniaturización, aumento del ancho de banda [22], entre otras.

En esta tesis se toma en cuenta la existencia de SM en la luz polarizada-S en los metamateriales, y se explora como punto de partida la existencia de modos simétricos y asimétricos para luz polarizada-S, en el caso de una película de metamaterial, para después abordar la existencia de modos de superficie en la superred. Estamos conscientes de que las obras recientes han investigado la propagación de plasmones de superficie en películas con índice de refracción negativo [34]-[36] y donde todas estas publicaciones se encuentran lejos de la región visible del espectro electromagnético, pero con los nuevos avances en la manufactura de metamateriales se espera que en algunos años, estos tengan aplicaciones en la región visible del espectro [37]-[39]. Por lo tanto creemos que es importante estudiar la excitación y la detección de SM en las superficies de metamateriales, ya sea para una película delgada como para la superred. Además de contribuir en el estudio del acoplamiento de estos modos en cristales fotónicos unidimensionales (1DPC, del inglés one-dimensional photonic crystal) en el que se alternan capas de metamaterial-aire. Este estudio se realiza también bajo la presencia de un defecto dentro del 1DPC.

Hay obras en la literatura que tienen que ver con las propiedades ópticas de SM y su acoplamiento con la luz polarizada P ya que estos plasmones se generan en la interface dieléctrico-metal, para los metamateriales, donde la permitividad eléctrica y permeabilidad

magnética son negativas tienen como consecuencia la generación de modos de superficie ante la incidencia de luz con polarización S. La organización de esta tesis se conforma de la siguiente manera: En el capítulo II se presentan los fundamentos teóricos que tiene que ver con las propiedades y aplicaciones de los metamateriales, así como de los plasmones de superficie. En el capítulo III se describe la metodología empleada para el cálculo de los resultados, para que en el capítulo IV se presentan los resultados y en el capítulo V se dan las conclusiones de todo el trabajo.

CAPÍTULO I

Fundamentos teóricos

1.1 Cristales Fotónicos

Desde que E. Yablonovitch [40] y S. John [41] introdujeran, independientemente y en diferente contexto, el concepto de cristal fotónico, muchos han sido los trabajos que se pueden encontrar en la literatura.

Ahora nos podemos preguntar ¿qué es un cristal fotónico?, un cristal fotónico es un sistema en el que la constante dieléctrica varía de forma periódica. Esta variación periódica puede tener lugar en una, dos o las tres direcciones del espacio (ver Figura 1. 1). Esta variación periódica provoca la apertura de bandas fotónicas prohibidas (PBG, por sus siglas en inglés) en los estados fotónicos de estos sistemas, de forma similar a lo que ocurre con los electrones en los cristales ordinarios cuando lo que varía periódicamente es el potencial electrónico. Dependiendo del rango en el que se produzca la periodicidad, las propiedades fotónicas aparecerán en una u otra zona del espectro electromagnético. Si la variación se produce en el rango de los milímetros las propiedades aparecerán en las microondas, tal como sucede en cristales fotónicos donde se emplean metamateriales; si ocurre en el orden de las micras, sus efectos aparecerán en el visible infrarrojo, etc. Esto es muy importante debido a que se trata de una teoría escalable. Esto permite hacer modelos a una escala diferente y más

grande que la deseada, que generalmente resulta más sencillo, para extraer propiedades del sistema a estudiar.

Los parámetros que definen un cristal fotónico, y que determinan sus propiedades, son la geometría o estructura cristalina, la topología, el contraste de índices de refracción y el factor de llenado:

* *Estructura cristalina*, o simetría, es decir, el modo en que se modula el índice de refracción ya sea en una, dos o las tres dimensiones del espacio. Podemos tener, por ejemplo, estructuras triangulares, cuadradas, etc. (en dos dimensiones) o con simetría FCC, BCC o diamante (en tres dimensiones).

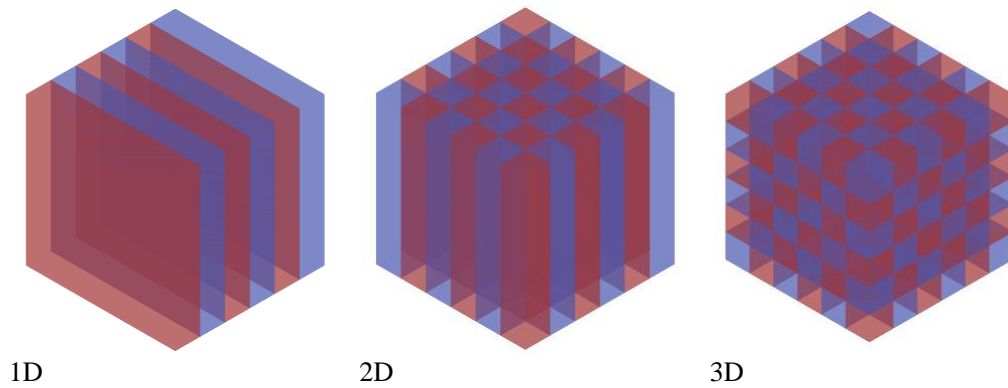


Figura 1. 1 Ejemplos simples de cristales fotónicos unidimensional, bidimensional y tridimensional. Los colores representan los materiales con diferente constante dieléctrica.

* *Topología*: una vez diseñada la estructura es muy importante cómo se realice la modulación periódica teniendo en cuenta la disposición de los centros dispersores (zonas de alto índice de refracción). Así, podemos tener los centros dispersores aislados entre ellos rodeados del medio de bajo índice, en lo que se denomina topología tipo *Cermet*. Al contrario, invirtiendo el papel de los centros dispersores, éstos pueden estar unidos entre sí formando una red, en lo que se conoce como topología tipo *Network*. Como es de suponer, la distribución de campo en una y otra forma será muy diferente condicionando así las propiedades fotónicas de la estructura.

* *Contraste de índices*, es decir, la razón entre el índice de refracción mayor y el menor. Cuanto mayor sea dicho contraste más acusadas serán las propiedades fotónicas, pudiéndose calcular un valor límite inferior por debajo del cual no se abrirá ningún gap completo y que dependerá del tipo de estructura.

* *Factor de llenado*, está relacionado con la topología y se define como el cociente entre el volumen del material de alto índice y el volumen total. Las propiedades fotónicas varían con el factor de llenado para la misma estructura y la misma topología.

1.2 Metamateriales (MTMs) y materiales izquierdos (LHM)

Uno de los efectos ópticos más interesantes que se han estudiado en los últimos años es aquel relacionado con la refracción negativa. Este efecto anómalo lo predijo Veselago [25].

A las estructuras que cumplen con los parámetros establecidos por Veselago se les conoce como metamateriales electromagnéticos o materiales de mano izquierda o zurda

(LHM) y están ampliamente definidos como estructuras artificiales electromagnéticas con respuestas efectivas homogéneas con propiedades inusuales que no hay en la naturaleza. Una estructura con una respuesta efectiva homogénea es una estructura cuyas dimensiones estructurales de la celda unitaria a es mucho menor que la longitud de onda de la radiación incidente λ_g . Por lo tanto, el tamaño de la celda unitaria debe ser al menos más pequeña que un cuarto de longitud de onda $a < \lambda_g/4$. Nos referiremos a la condición $a = \lambda_g/4$ como el límite efectivo de homogeneidad o condición efectiva de homogeneidad, para asegurar que los fenómenos de refracción sean dominantes sobre los fenómenos de dispersión/difracción cuando una onda se propaga en el interior del medio LHM.

Si la condición de respuesta efectiva homogénea se cumple, la estructura se comporta como un material real en el sentido de que las ondas electromagnéticas no perciben los detalles de la estructura de la red y solamente se percibe el promedio efectivo macroscópico y los parámetros constitutivos bien definidos que dependen de la naturaleza de la celda unitaria; la estructura es entonces electromagnéticamente uniforme a lo largo de la dirección de propagación. Los parámetros constitutivos son la permitividad eléctrica ϵ y la permeabilidad magnética μ , que se relacionan con el índice de refracción n dado por:

$$n = \pm\sqrt{\epsilon\mu}, \quad (1.1)$$

donde ε y μ son la permitividad eléctrica relativa y la permeabilidad magnética relativa al espacio libre. En la ec. (1.1), el signo \pm es debido a las dos soluciones que se obtienen al sacar la raíz cuadrada.

Las cuatro posibles combinaciones de signos en el par (ε, μ) son $(+, +)$, $(+, -)$, $(-, +)$, $(-, -)$, éstas se ilustran en el diagrama $\varepsilon - \mu$ de la Figura 1. 2. Considerando que la combinación de los tres primeros son bien conocidos en los materiales convencionales, el último $[(-, -)]$, con permitividad y permeabilidad negativas en el mismo rango de frecuencias, corresponde a la nueva clase de materiales de mano izquierda (LHM). Los materiales LHM, como consecuencia de sus parámetros doble negativo, son caracterizados por la fase antiparalela y velocidades de grupo, o el índice de refracción negativo (NRI) [signo negativo en la ec. (1.1), como se verá más adelante.

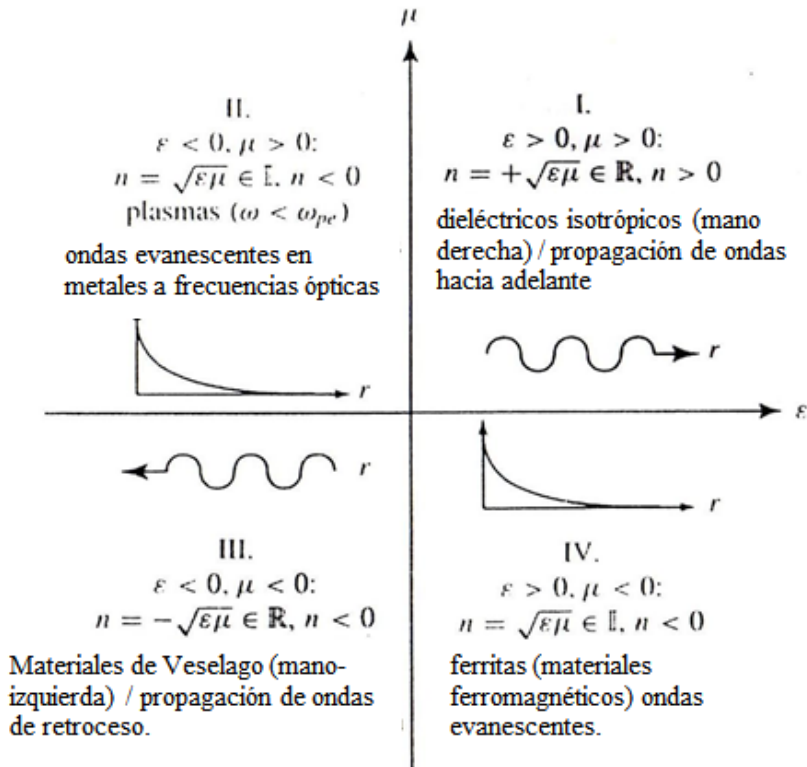


Figura 1. 2 Diagrama de permitividad-permeabilidad ($\epsilon - \mu$) e índice de refracción. Representación de las ondas así como sus respectivas frecuencias de plasma dependientes del material.

Las estructuras LHM son claramente MTMs, ya que son artificiales (fabricados por manos humanas), con respuesta efectiva homogénea ($a < \lambda_g/4$), y exhiben propiedades altamente inusuales ($\epsilon_r, \mu_r < 0$). Cabe señalar que, aunque el término MTM se ha utilizado con mayor frecuencia en referencia a las estructuras LHM en la literatura, los MTMs puede abarcar una gama mucho más amplia de las estructuras. Sin embargo, las estructuras LHM han sido por lejos el más popular de los MTMs, debido a su excepcional propiedad del índice de refracción negativo.

Los LHM presentan las siguientes propiedades:

1) Refracción negativa.- como se ha mencionado anteriormente el índice de refracción puede tener valores negativos, por lo que es necesario considerar que la permitividad eléctrica y la permeabilidad magnética sean también negativos. Para ilustrar este fenómeno, observemos la Figura 1. 3 donde se hace una comparación entre dos líquidos, uno con índice de refracción positivo (vaso de la izquierda), en donde la barra introducida se curva en la misma dirección en la que se encuentra en el aire, sólo con un ángulo distinto (refracción positiva). A la derecha se muestra la situación con un líquido hipotético con índice de refracción negativa (vaso de la derecha). Lo que se aprecia es que la barra aparece como rota, inclinada en dirección opuesta a la parte que está en el aire (refracción negativa).

2) Efecto Doppler Inverso.- A la variación de la frecuencia de una onda provocada por el movimiento del observador o de la fuente se le conoce como efecto Doppler. Si las ondas se mueven en un material izquierdo, la velocidad quedará en sentido inverso y esto llevará a que la frecuencia calculada por el observador en movimiento se obtenga de manera inversa a la que ocurre en el caso de los materiales de índice de refracción positivos, esto es si una persona pudiese viajar a velocidades cercanas a las de la luz, un semáforo en verde lo podría ver rojo.

3) Invisibilidad.- Los metamateriales, debido a sus propiedades de refracción negativa, podrían usarse para hacer invisibles los objetos. Hasta hace poco, solamente se habían podido

fabricar metamateriales que funcionaban en la región infrarroja y de microondas del espectro de radiación electromagnética, o que eran invisibles desde un solo ángulo.

Para fabricar un metamaterial es necesario que cumpla con la condición efectiva de homogeneidad, es decir, que el tamaño la celda tiene que ser al menos más pequeña que un cuarto de la longitud de onda de la luz incidente. En el caso de la luz visible está en el rango de 400 a 700 nanómetros. Por tanto, para tener materiales invisibles, sus componentes deben ser más pequeña que este rango, en la nanoescala.

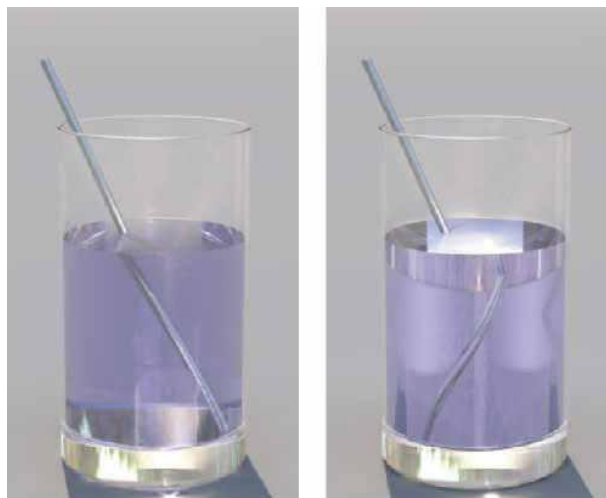


Figura 1. 3 Se muestra la comparación entre la refracción positiva (vaso de la izquierda) y la refracción negativa (vaso de la derecha).



Figura 1. 4 Simulación del recubrimiento aplicado a un coche lo que le permite la capacidad de ser invisible.

Los metamateriales son frágiles y fabricarlos a escalas del visible es un gran desafío para lo que se necesita aun mucha investigación. Un efecto de invisibilidad para la región del visible es el que se observar en la Figura 1. 4 donde se simula un coche invisible

4) Superlentes.- Otro ejemplo de aplicación práctica de los metamateriales con refracción negativa, es que pueden enfocar objetos de manera similar a las lentes convencionales. La diferencia importante es que estos nuevos materiales tienen superficies planas [29], en contraste a las lentes convencionales que requieren una superficie curva para poder enfocar rayos que provienen del infinito y por lo tanto sus dimensiones tienen que ser mucho mayores a las de los lentes construidos con metamateriales. En los metamateriales, un rayo proveniente de una fuente ubicada a una distancia $d/2$ en el lado izquierdo, puede enfocarse en el lado derecho a una distancia $d/2$, con el solo hecho de atravesar un material izquierdo de un ancho d , como se ilustra con los rayos dibujados en la Figura 1. 5. Esto hace

útiles estos materiales, ya que no se requieren grandes dimensiones para mejorar la resolución de la lente. Por otra parte, estos materiales permiten superar la barrera, que imponen los instrumentos ópticos, a la que se denomina límite de la difracción. La difracción es un fenómeno que ocurre cuando la radiación electromagnética, en su trayectoria, encuentra un obstáculo, ésta se dispersa y se curva. Se produce en todo tipo de ondas: ondas sonoras, ondas en la superficie de un fluido y ondas electromagnéticas. La difracción sólo se observa si el tamaño del obstáculo que encuentra las ondas es del mismo orden que la longitud de onda de la radiación. La distorsión de la luz por la difracción produce una borrosidad que limita la capacidad de aumento útil de un microscopio, o de un telescopio. Así, los detalles menores de una media milésima de milímetro no pueden verse en la mayoría de los microscopios ópticos. Las razones de esta resolución limitada son la difracción y la incapacidad de los dispositivos de imagen convencionales de enfocar componentes. Cabe señalar que en los metamateriales no existe corrimiento de fase de una onda que viaja del punto fuente al punto imagen, en contraste con las correcciones de fase que deben hacerse en las lentes convencionales.

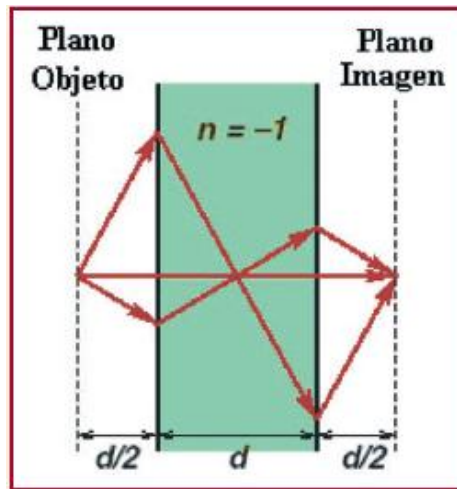


Figura 1. 5 En esta figura se dibuja la refracción negativa en una película delgada de espesor d de un metamaterial (índice de refracción igual a -1), la cual cumple con la ley de Snell inversa. El objeto ésta en la parte izquierda de la película a una distancia $d/2$ y la imagen se obtiene en la parte derecha a una distancia $d/2$.

1.1.1. Implicaciones de los LHM en las ecuaciones de Maxwell

Una onda electromagnética, propagándose en un medio tiene una relación de dispersión de la forma:

$$k = \frac{\omega}{c} n \quad (1.2)$$

donde k es el vector de onda, ω es la frecuencia angular de la onda, c es la velocidad de la luz en el espacio libre y n es el índice de refracción y está dado como.

$$n = \sqrt{\varepsilon\mu} \quad (1.3)$$

Si $\varepsilon, \mu < 0$, su producto es positivo y la ecuación no sufre cambios. Sin embargo, si hacemos un análisis más detallado con base a las ecuaciones de Maxwell, en donde ε y μ aparecen por separado, veremos que existen consecuencias importantes.

$$\nabla \times E = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t}, \quad (1.4)$$

$$\nabla \times H = \frac{1}{c} \frac{\partial D}{\partial t}, \quad (1.5)$$

$$D = \varepsilon E, \quad (1.6)$$

$$B = \mu H. \quad (1.7)$$

Partiendo de las siguientes ecuaciones (1.4) y (1.5) que son parte de las ecuaciones de Maxwell que muestran los rotacionales del campo eléctrico y del campo magnético. Usando también las relaciones constitutivas (1.6) y (1.7) y considerando ondas planas de la forma $e^{i(kx-\omega t)}$. Se pueden deducir las ecuaciones (1.8) y (1.9).

$$k \times E = \frac{\omega}{c} \mu H, \quad (1.8)$$

$$k \times H = -\frac{\omega}{c} \varepsilon E. \quad (1.9)$$

De las ecuaciones (1. 8) y (1. 9) se puede decir que si $\epsilon, \mu > 0$ entonces k, E y H forman un triplete de mano derecha (RHM, en inglés) como el que se observa en la Figura 1. 6(a) que es para un medio convencional, en cambio si $\epsilon, \mu < 0$ entonces k, E y H forman un triplete de mano izquierda (LHM, en inglés) como el que se observa en la Figura 1. 6(b) que es para un medio zurdo ó metamaterial.

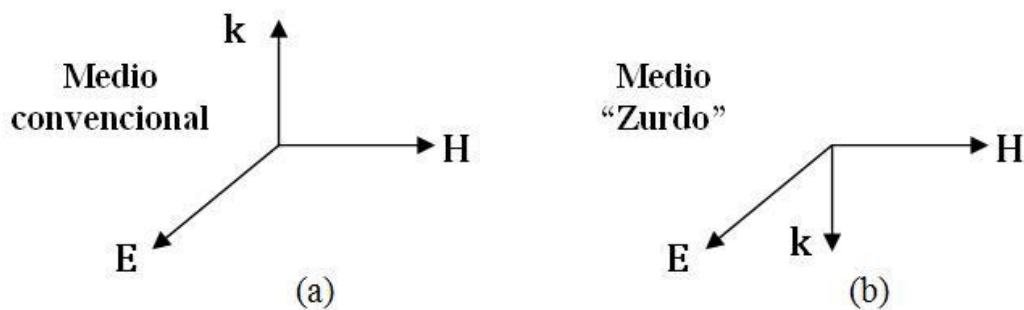


Figura 1. 6 Disposición de los vectores k, E y H . (a) Para un medio convencional; (b) para un medio zurdo.

1.1.2. Metamateriales (LHM) y Estructuras con Banda Fotónica Prohibida (PBG)

Los cristales fotónicos y las estructuras con PBG son usualmente operados en las frecuencias en el periodo de red a es del orden de un múltiplo de media longitud de onda guiada $a \approx m\lambda_g/2$. En este caso, como se ilustra en la Figura 1. 7(a), las ondas dispersadas por las capas adyacentes de la red interfieren constructivamente para algunos ángulos

específicos de incidencia. Por lo tanto, el rechazo neto de la energía entrante, correspondiente a la velocidad de grupo cero, se produce en estos ángulos. Este fenómeno es similar a la *difracción de Bragg* en la óptica de rayos-X y se refiere a veces como difracción "tipo-Bragg". La condición de Bragg para la máxima difracción viene dada por

$$2psen\theta = m\lambda_g, \quad m = 0,1,2,.. \quad (1. 10)$$

Mientras que en un período de la estructura PBG es del orden de la longitud de onda [Figura 1. 7(a)], el periodo (o promedio del período) en un MTM es mucho menor que la longitud de onda ($p/\lambda_g \ll 1$), como se muestra en la Figura 1. 7(b). Por lo tanto, los efectos de interferencia no pueden tener lugar en el MTM, porque la diferencia de fase entre celdas adyacentes es despreciable. En cambio, la onda simplemente viaja a través del material en una línea recta, sólo se percibe el promedio de los parámetros constitutivos efectivos. Esto es lo que sucede en la vecindad del eje $k = 0$.

Por lo tanto, un cristal fotónico o estructura PBG es operado en el régimen de Bragg, donde la periodicidad juega un papel fundamental y la estructura es muy homogénea, mientras que el LHM es operado en el régimen de longitud de onda larga, donde la red no tiene que ser periódica y la estructura es homogénea. En consecuencia (difracción/dispersión) las propiedades de cristal fotónico están determinadas esencialmente por la red, mientras que las propiedades (refracción) del LHM están determinadas por la naturaleza de la celda unitaria.

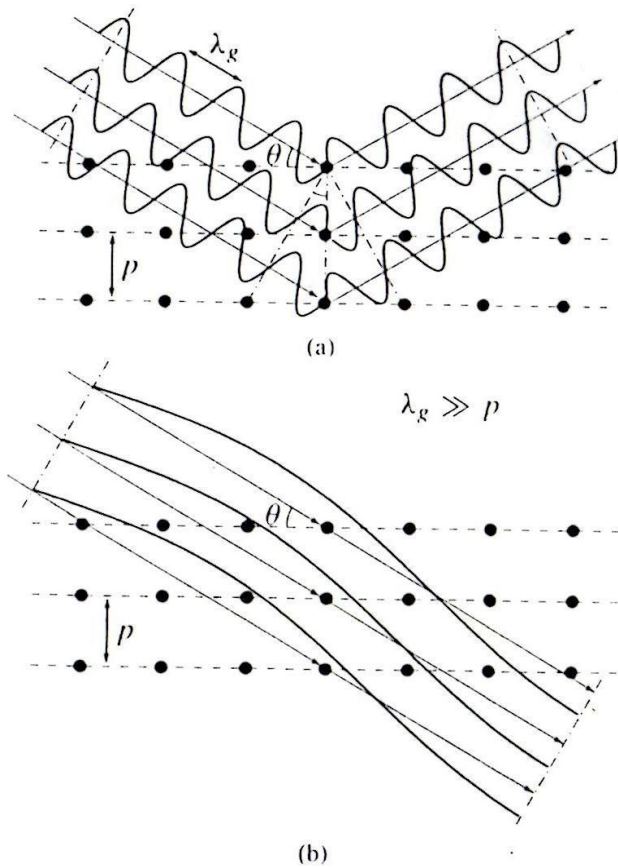


Figura 1. 7 Diferencia entre la dispersión de Bragg y el régimen de longitud de onda larga. (a) régimen de Bragg $p \approx \lambda_g/2$, que habitualmente prevalecen en cristales fotónicos o estructuras PBG. (b) Régimen de longitud de onda larga $p \ll \lambda_g$, que prevalece en LHM.

1.3 Excitación de polaritones de plasmón superficial en interfaces planas

Los polaritones de plasmón de superficie (SPP) que se propagan en la interfaz plana entre un conductor y un dieléctrico son ondas electromagnéticas esencialmente de dos

dimensiones. El confinamiento se consigue ya que la constante de propagación β es mayor que el vector de onda k en el dieléctrico, lo que lleva a un decaimiento evanescente en ambos lados de la interfaz. Por tanto, la curva de dispersión de SPP se encuentra a la derecha de la línea de la luz del dieléctrico (dada por $\omega = ck$).

En este capítulo se revisan las técnicas más comunes para la excitación de SPP. Después de una discusión de la excitación mediante partículas cargadas, se presentarán diferentes técnicas ópticas para la coincidencia de fase tales como prisma y acoplamientos por rejilla, así como de excitación utilizando haces altamente enfocados.

1.3.1 Excitación bajo impacto de partículas cargadas

Los plasmones de superficie - la no propagación, de modos de superficies electromagnéticas cuasi-estáticos en ω_{sp} descritos por (1. 11) - fueron teóricamente investigados por Ritchie en el contexto de los espectros de pérdida de energía de electrones de baja energía sometidos a la difracción en películas metálicas delgadas [2]. Aparte de la excitación de los esperados plasmones de volumen de energía $\hbar\omega_p$, este estudio predijo una adicional pérdida a menor energía $\hbar\omega_p/\sqrt{2}$, posteriormente denominada pérdida de energía de baja altitud. Checar redacción. Mientras que la pérdida en la espectroscopia de difracción de electrones en películas de metal se emplea tradicionalmente para la excitación de plasmones de volumen longitudinales, Powell y Swan observaron un pico adicional en la pérdida de energía de electrones en los espectros de reflexión de magnesio y aluminio (Figura

1. 8) [42]. Un desplazamiento del pico a bajas energías durante la oxidación de las películas metálicas sugirió que se asocia a una excitación electromagnética en la superficie metal/aire, que durante el experimento fue evolucionando lentamente en una interfaz metal/óxido.

$$\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2 = 0 \quad (1. 11)$$

La pérdida de energía en $\hbar\omega_p/\sqrt{2}$ de hecho resultó ser debido a la excitación del modo de la superficie previamente predicha por Ritchie para una interfaz de metal/aire. Esto corresponde a la excitación de plasmones de superficie. Posteriores investigaciones teóricas de las ondas de plasmón de superficie en el contexto de la espectroscopia de pérdida de energía de electrones confirmaron la dependencia $\omega_{sp} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1+\varepsilon}}$ de la frecuencia de resonancia en el recubrimiento dieléctrico (explicando la influencia de una capa de óxido), y la posibilidad de encontrar modos de naturaleza par e impar acoplados [43] en películas metálicas delgadas [6].

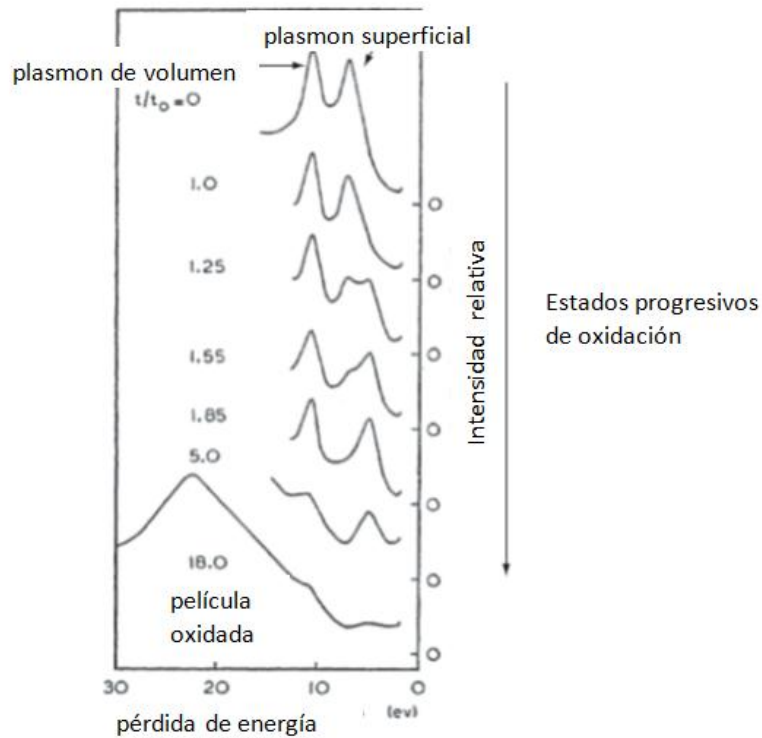


Figura 1. 8. Espectro de pérdida de energía de electrones de una película delgada de magnesio en estados progresivos de oxidación. Copyright 1960 by American Physical Society.

Usando este método, se puede estudiar tanto la relación de dispersión de los SPPs, incluyendo la rama de los modos radiativos que se encuentran arriba de ω_p [3]-[44]. Por ejemplo, Pettit y colaboradores demostraron la división de los SPP en modos pares e impares (simétricos y antisimétricos) en una película delgada de óxido de aluminio (16 nm) mediante el estudio de la transmisión de un haz de electrones de 75 keV [44].

1.3.2. Acoplamiento por prisma

Los SPPs en una interfaz plana metal/dieléctrica no pueden ser excitados directamente por los rayos de luz ya que $\beta > k$, donde k es el vector de onda de la luz en el lado de la interfaz dieléctrica. Por lo tanto, la proyección a lo largo de la interfaz $k_x = k \sin \theta$ de fotones que inciden bajo un ángulo θ a la superficie normal es siempre menor que la componente del vector de propagación β de los SPPs, incluso en incidencia rasante, prohibiendo el acoplamiento de fases.

Sin embargo, el acoplamiento de fases para los SPPs se puede lograr en un sistema de tres capas que consiste en una película metálica delgada entre dos dieléctricos de diferentes constantes dieléctricas. Para simplificar, vamos a tomar uno de los dieléctricos como aire ($\varepsilon = 1$). Entonces un haz reflejado en la interfaz entre el dieléctrico de mayor constante dieléctrica ε , generalmente en forma de un prisma (véase la Figura 1. 9), y el metal tendrá una componente de momento paralela al plano $k_x = k\sqrt{\varepsilon} \sin \theta$, que es suficiente para excitar los SPPs en la interfaz entre el metal y el dieléctrico de menor índice, es decir, en este caso en la interfaz metal/aire. De esta manera, los SPPs con constante de propagación β entre las líneas de luz del aire y del dieléctrico de mayor índice pueden ser excitados (Figura 1. 10). La excitación de SPP se manifiesta como un mínimo en la intensidad del haz reflejado. Se debe tomar en cuenta que la coincidencia de fase de los SPPs en la interfaz prisma/metal no puede ser alcanzada, ya que la respectiva relación de dispersión de SPP se encuentra fuera del cono de luz del prisma (Figura 1. 10).

Este esquema de acoplamiento - también conocido como reflexión total atenuada reflexión (ATR), implica un tunelamiento de los campos del haz de excitación a la interfaz aire/metal donde la excitación de los SPP tiene lugar. Son posibles dos geometrías diferentes para acoplamiento del prisma, representado en la Figura 1. 9. La configuración más común es el método Kretschmann [20], en el que una película metálica delgada se evapora en la parte superior de un prisma de cristal. Los fotones de un haz que inciden desde el lado del vidrio en un ángulo mayor que el ángulo crítico de reflexión total interna tunelan a través de la película metálica y excitan los SPPs en la interfaz metal/aire. Otra geometría es la configuración de Otto [45], en el que el prisma se separa de la película de metal por un espacio delgado de aire. La reflexión total interna tiene lugar en la interfaz prisma/aire, los SPPs excitados a través de tunelamiento en la interfaz aire/metal. Esta configuración es preferible cuando el contacto directo con la superficie del metal no es deseable, por ejemplo para estudios de calidad de la superficie.

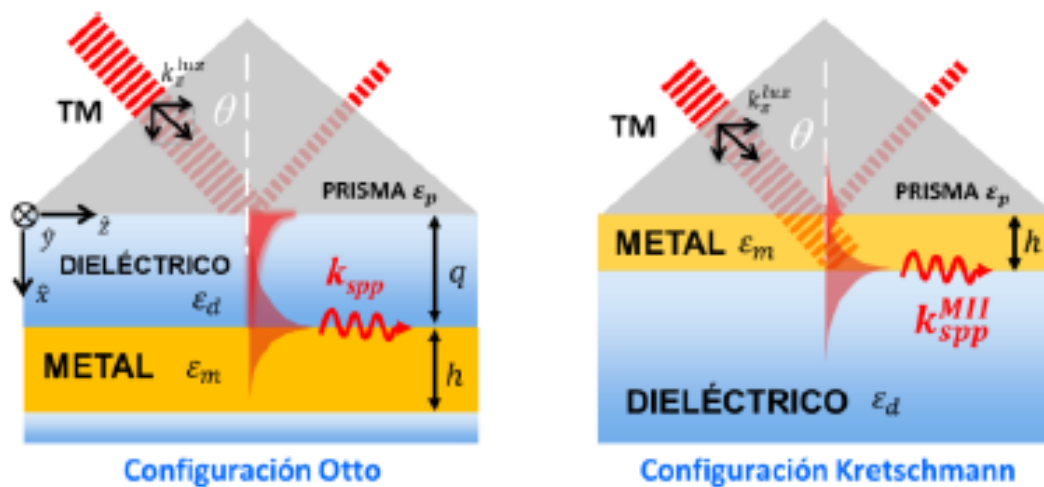


Figura 1. 9 Acoplamiento por prisma para la excitación de los SPPs usando reflexión total atenuada (ATR) en, a) Configuración de Kretschmann y b) configuración de Otto.

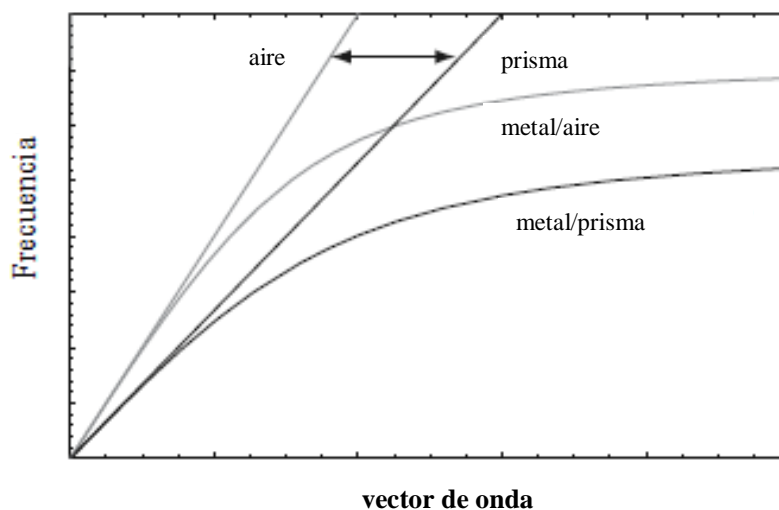


Figura 1. 10 Relación de dispersión de los SPPs. Sólo constantes de propagación entre las líneas de luz de aire y el prisma (por lo regular vidrio) son accesibles. Los SPPs excitados tienen constantes de propagación en el interior del cono de luz del prisma.

Se debe hacer hincapié en que la excitación de los SPPs usando acoplamiento de fases a través de $\beta = k\sqrt{\varepsilon} \sin \theta$ son inherentemente ondas con fugas, es decir, pierden energía no sólo debido a la absorción dentro del metal, también debido a una fuga de radiación en el prisma: la propagación por excitación se encuentran dentro del cono de luz del prisma (Figura 1. 10). El mínimo en la intensidad del haz reflejado es debido a la interferencia destructiva entre esta radiación de fuga y la parte reflejada del haz de excitación. Para una película metálica de espesor óptimo, la interferencia destructiva puede ser perfecta, proporcionando un cero en la intensidad del haz reflejado, de manera que la radiación de fuga no puede ser detectada.

Por otra parte, la técnica de acoplamiento por prisma también es adecuado para la excitación de SPP de modos acoplados en los sistemas de tres capas MIM (metal/dieléctrico/metal) o IMI (dieléctrico/metal/dieléctrico). Mediante el uso de aceites de índice de acoplamiento apropiados, tanto el modo de largo alcance de alta frecuencia ω_+ y el modo de baja frecuencia ω_- de mayor atenuación han sido excitados en aceite/plata/silicio o dióxido de silicio y también aceite/aluminio/silicio o dióxido de silicio que son estructuras IMI puestas en contacto con un prisma [46]. Para el modo de largo alcance, se ha confirmado una reducción de la dispersión angular del mínimo de reflexión por un orden de magnitud en comparación con el modo desacoplado en una única interfaz. Esta agudización de la característica de resonancia es debido a la disminución en la cantidad de la energía en la película de metal y por lo tanto disminución de la atenuación del SPP acoplado.

1.3.3 Acoplamiento por rejilla

La falta de coincidencia en vector de onda entre el impulso $k_x = k \sin \theta$ en el plano de los fotones que inciden y β también puede ser superado modelando la superficie metálica con una rejilla de poca profundidad de ranuras o agujeros con una constante de red a . Para una rejilla unidimensional de ranuras, representadas en la Figura 1. 11, de acoplamiento de fases tiene lugar cada vez que se cumple la condición

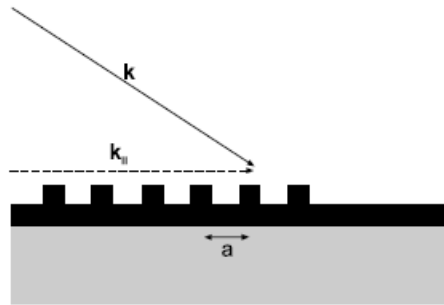


Figura 1. 11 Coincidencia de fase de la luz para los SPPs usando una rejilla.

$$\beta = k \sin \theta \pm v g \quad (1. 12)$$

se cumple, donde $g = \frac{2\pi}{a}$ es el vector de la red recíproca de la reja, y $v = (1,2,3 \dots)$. Al igual que con el acoplamiento por prisma, la excitación del SPP se detecta como un mínimo en la luz reflejada.

1.3.4 Excitación usando un haz altamente enfocado

Como una variante de la técnica de acoplamiento por prisma descrita anteriormente en la sección 1.3.2, se utiliza en esta ocasión un objetivo de microscopio de alta apertura numérica para la excitación de los SPPs. En la Figura 1. 12 se muestra una configuración típica [47]. El objetivo del microscopio se sumerge en aceite para lograr el acoplamiento con el sustrato de vidrio que contiene la película delgada de metal. La alta apertura numérica del objetivo asegura una gran dispersión angular del haz de excitación, incluyendo ángulos mayores que el ángulo crítico ($\theta > \theta_c$) a la reflexión total interna en una interfaz vidrio/aire.

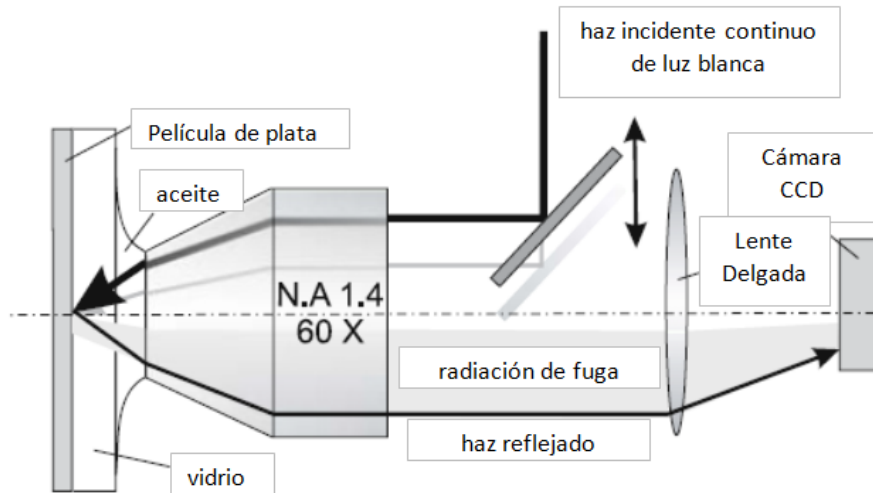


Figura 1. 12 Esquema de la excitación de los SPPs con un haz continuo de luz blanca y su observación a través de la detección de la radiación de fuga utilizando una lente delgada y una cámara CCD. Copyright 2005 la OSA.

De esta manera, los vectores de onda $k_x = \beta$ inducen el acoplamiento de los SPPs en la interfaz metal/aire en el ángulo correspondiente $\theta_{SPP} = \arcsen\left(\frac{\beta}{nk_0}\right) > \theta_c$. Fuera del eje de entrada del haz de excitación, el objetivo puede garantizar una distribución de intensidad preferentemente alrededor de θ_{SPP} , reduciendo así la cantidad de luz transmitida y reflejada directamente. El haz altamente enfocado también permite la excitación localizada en el límite de difracción del área del spot.

Los SPPs excitados irradiarán de nuevo en el sustrato de vidrio en forma de radiación de fuga en un ángulo $\theta_{SPP} > \theta_c$, esta radiación es recolectada a través de la capa de inmersión de aceite a través del objetivo. La Figura 1. 13 muestra imágenes de la radiación de fuga para los SPPs excitados utilizando un haz de luz blanca continua, trazando el camino de los SPPs excitados (sólo en la polarización TM), ya que la intensidad de la radiación de fuga es proporcional a la intensidad de los propios SPPs. Este esquema es especialmente conveniente para la excitación de un continuo de SPPs a diferentes frecuencias y la posterior determinación de sus longitudes de propagación.

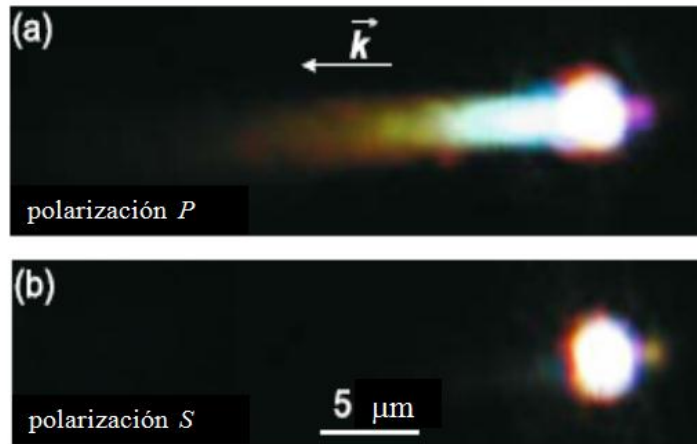


Figura 1. 13 (a) Distribución de la intensidad de la radiación de fuga para luz blanca continua para la polarización TM, se muestra la distancia de propagación de los SPPs desde el punto de excitación. (b) No se observa excitación de SPPs para la polarización TE. Derechos de Autor 2005 por la OSA.

CAPÍTULO II

Cálculo de las Relaciones de Dispersión

2.1 Modos de superficie de una película de metamaterial

Para un sistema conformado por una película de metamaterial que se encuentra entre dos dieléctricos es posible encontrar relaciones de dispersión que nos denotan la existencia de modos de superficie para ambas polarizaciones, tal como se describe en la publicación de Zhang Hui-Fang et al. [48]. En esta publicación se hace un estudio detallado de dichas relaciones de dispersión para sistemas de la forma: dieléctrico-LHM-dieléctrico, LHM-dieléctrico-LHM o bien dieléctrico tipo1-LHM-dieléctrico tipo 2, en este último caso el índice de refracción del dieléctrico tipo 1 puede ser mayor al del dieléctrico tipo 2 y viceversa. Dado que las diversas configuraciones no aportan resultados diferentes para las superredes que deseamos estudiar nos limitaremos al primer caso que es el sistema dieléctrico-LHM-dieléctrico, por otra parte han sido ampliamente discutidos en la literatura estas estructuras formadas por dieléctrico – metal – dieléctrico, en ellas solo es posible encontrar modos de superficie ante la incidencia de luz con polarización transversal magnética, en este sentido resulta interesante abordar el estudio de los modos de superficie para polarización transversal eléctrica que sólo es posible encontrarla en las interfaces metamaterial dieléctrico.

Consideremos una película de metamaterial de espesor $d_2 = 2a$ caracterizada por su permitividad eléctrica ϵ_2 y su permeabilidad magnética μ_2 en un sistema de coordenadas xyz con las superficies paralelas al plano xy y perpendicular al eje z , con $z = 0$ a la mitad de la

película. La película está delimitada en $z > -a$ y $z < a$ por un medio de permitividad ε_1 y permeabilidad μ_1 , esto es, con geometría simétrica. La permitividad eléctrica ε_2 tiene la forma [49]:

$$\varepsilon_2(\omega) = \varepsilon_{02} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)} \quad (2.1)$$

con $\varepsilon_{02} = 1.21$ y la permeabilidad magnética μ_2 la forma:

$$\mu_2(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)} \quad (2.2)$$

donde $\gamma = 10^{-4}\omega_p$ es el factor de amortiguamiento y $\omega_p = 10c/\Lambda$ con $\Lambda = d_1 + d_2$ (solo para un sistema geométrico y una superred con celda unitaria vacío-LHM).

Tomando en cuenta las ecuaciones (2. 1) y (2. 2) calculamos las relaciones de dispersión de los modos de superficie de la película para polarización S en el sistema de la Figura 2. 1.

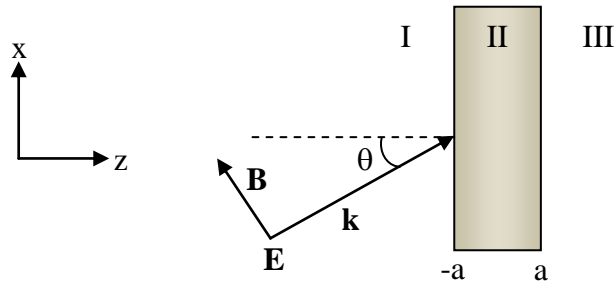


Figura 2. 1 Sistema de tres medios que consiste de un metamaterial (capa II) entre dos medios semi-infinitos (I y III).

Las componentes tangenciales del campo electromagnético son de la forma:

para $z < -a$ son:

$$E_y^I = -Ae^{-iq_1z}, \quad (2.3)$$

$$H_x^I = -Y_1Ae^{-iq_1z}, \quad (2.4)$$

en la región del núcleo $-a < z < a$

$$E_y^{II} = -Be^{iq_2z} - Ce^{-iq_2z}, \quad (2.5)$$

$$H_x^{II} = -Y_2Be^{iq_2z} - Y_2Ce^{-iq_2z}, \quad (2.6)$$

y para $z > a$

$$E_y^{III} = -De^{iq_3z}, \quad (2.7)$$

$$H_x^{III} = Y_3Ae^{iq_3z}. \quad (2.8)$$

donde $k_{zj} = q_j$; $Y_j = \frac{q_j}{\mu_j}$ y $q_j^2 = k_0^2 \varepsilon_j \mu_j - k_x^2$. Aplicando condiciones en la frontera $z = -a$ para la continuidad de las componentes tangenciales $E_y^I = E_y^{II}$ y $H_x^I = H_x^{II}$, tenemos:

$$-Ae^{iq_1a} = -Be^{-iq_2a} - Ce^{iq_2a} \quad (2.9)$$

$$-Y_1Ae^{iq_1a} = Y_2Be^{-iq_2a} - Y_2Ce^{iq_2a} \quad (2.10)$$

Multiplicamos (2.9) por $-Y_1$ y sumamos a (2.10) y tenemos:

$$B = -Ce^{i2q_2a} \frac{(Y_1 - Y_2)}{(Y_1 + Y_2)} \quad (2.11)$$

Ahora aplicamos condiciones en la frontera $z = a$ para la continuidad de las componentes tangenciales $E_y^{II} = E_y^{III}$ y $H_x^{II} = H_x^{III}$, esto nos da:

$$-Be^{iq_2a} - Ce^{-iq_2a} = -De^{iq_3a} \quad (2.12)$$

$$Y_2Be^{iq_2a} - Y_2Ce^{-iq_2a} = Y_3De^{iq_3a} \quad (2.13)$$

Multiplicamos (2. 12) por Y_3 y sumamos a (2. 13), esto nos da:

$$B = Ce^{-i2q_2a} \frac{(Y_2 + Y_3)}{(Y_2 - Y_3)} \quad (2.14)$$

Igualamos ecuaciones (2. 11) y (2. 14)

$$-Ce^{i2q_2a} \frac{(Y_1 - Y_2)}{(Y_1 + Y_2)} = Ce^{-i2q_2a} \frac{(Y_2 + Y_3)}{(Y_2 - Y_3)} \quad (2.15)$$

Realizando el álgebra correspondiente es fácil obtener:

$$e^{i4q_2a} = \left(\frac{Y_2 + Y_1}{Y_2 - Y_1} \right) \left(\frac{Y_2 + Y_3}{Y_2 - Y_3} \right) \quad (2.16)$$

La ecuación (2. 16) es una expresión que nos da información de los modos de superficie de la película de metamaterial, en este caso se calculó para la polarización S, pero si se desea la solución para la polarización P, basta con sustituir la impedancia adecuada y se obtendrá una expresión similar. Si sustituimos los valores de las impedancias para la Polarización S, y el valor de $a = d_2/2$ se obtiene la siguiente expresión.

$$e^{i2q_2d_2} = \left(\frac{q_2/\mu_2 + q_1/\mu_1}{q_2/\mu_2 - q_1/\mu_1} \right) \left(\frac{q_2/\mu_2 + q_3/\mu_3}{q_2/\mu_2 - q_3/\mu_3} \right) \quad (2.17)$$

En nuestro caso estamos interesados en encontrar los modos de superficie de una estructura simétrica, donde el medio I es igual al medio III ($q_1 = q_3$ y $\mu_1 = \mu_3$). Si hacemos esta consideración la ecuación (2.17) se puede reducir a dos ecuaciones desacopladas que nos expresan los modos simétricos y antisimétricos, respectivamente y que quedan expresadas por las siguientes relaciones.

$$\frac{\mu_2}{\mu_1} = i \frac{q_2}{q_1} \tan q_2 \frac{d_2}{2}, \quad (2.18)$$

$$\frac{\mu_1}{\mu_2} = i \frac{q_1}{q_2} \tan q_2 \frac{d_2}{2}. \quad (2.19)$$

2.2 Respuesta óptica

En el estudio de la interacción radiación-modo de superficie se consideran dos configuraciones a) prisma-vacío-LHM-vacío y b) prisma-LHM-vacío-LHM. El eje de coordenadas xyz esta indicado en la Figura 2.2. El prisma está caracterizado por la permitividad eléctrica $\epsilon_0 = 2.25$ y permeabilidad magnética $\mu_0 = 1$, el vacío tienen $\epsilon_1 = 1$ and $\mu_1 = 1$.

Aquí empleamos la siguiente definición: $\omega_p = 10c/\Lambda$ con $\Lambda = d_1 + d_2$.

Para calcular la reflectividad R_S de la Polarización S, usamos el formalismo de la matriz de transferencia y escribimos:

$$|R|^2 = \left| \frac{(M_{12}Y_0 - M_{11})Y_{n+1}e^{iq_{n+1}\Lambda} + (M_{22}Y_0 - M_{21})e^{iq_{n+1}\Lambda}}{(M_{11} + M_{12}Y_0)Y_{n+1}e^{iq_{n+1}\Lambda} + (M_{21} + M_{22}Y_0)e^{iq_{n+1}\Lambda}} \right|^2 \quad (2.20)$$

donde $Y_0 = (\varepsilon_0/\mu_0)^{1/2}$ para el prisma, $Y_{n+1} = (c/\omega)q_{n+1}$ con $q_{n+1} = (\omega/c)[1 - \varepsilon_0 \sin^2 \theta]$ para el medio de salida (vacío). La matriz de transferencia del sistema se obtiene como:

$$\mathbb{M} = \prod_n^{j=1} \mathbb{m}_j \quad (2.21)$$

donde n es el número de capas y \mathbb{m}_j es la matriz del j -ésimo medio y tiene la forma:

$$\mathbb{m}_j = \begin{pmatrix} \cos(q_j d_j) & -i \frac{\text{sen}(q_j d_j)}{Y_j} \\ -i Y_j \text{sen}(q_j d_j) & \cos(q_j d_j) \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

con $Y_j = (c/\omega\mu_j)q_j$ la impedancia del j -ésimo medio y $q_j = (\omega/c)[\varepsilon_j\mu_j - \varepsilon_0\mu_0 \text{sen}^2 \theta]^{1/2}$ es la componente del vector de onda perpendicular al sistema (dirección z) y θ es el ángulo de incidencia dentro del prisma.

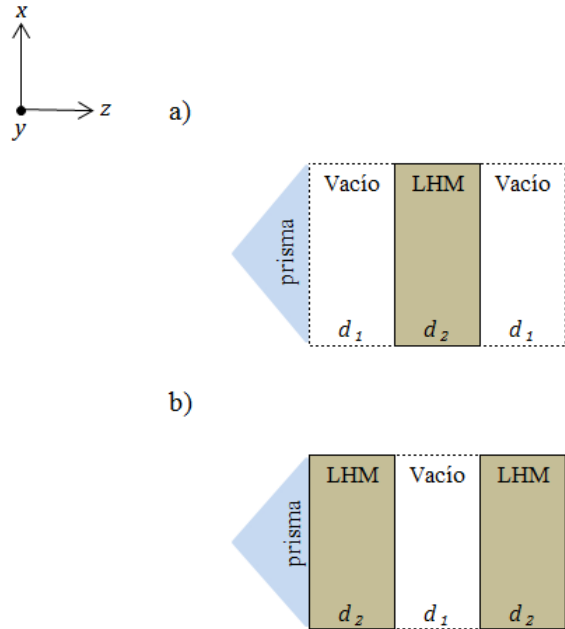


Figura 2. 2 Geometría ATR para la excitación de los modos de superficie en una película de metamaterial. a) Medio con simetría tipo I y b) medio con simetría tipo II.

2.3 Modos de superficie en una superred vacío-LHM

Para el estudio de la superred consideramos la interfaz compuesta por un material con índice de refracción positivo n y un sistema multicapas formado por capas alternas de vacío-LHM como se observa en la Figura 2. 3. El metamaterial se considera dispersivo y con

absorción y se describe por las ecuaciones (2. 1) y (2. 2) que modelan al metamaterial con una respuesta efectiva tipo Drude tanto para la permitividad eléctrica como para la permeabilidad magnética. La interacción de la radiación con polarización P (TM) ó S (TE) sobre la estructura se hace usando la geometría de reflexión total atenuada.

Para el cálculo de las estructuras de banda se tiene las siguientes componentes del campo eléctrico y magnético:

$$\vec{E} = (\hat{i} E_x - \hat{k} E_z) e^{i(\beta x - qz - \omega t)} \quad (2. 23)$$

$$\vec{H} = \hat{j} H_y e^{i(\beta x - qz - \omega t)} \quad (2. 24)$$

para ondas con polarización P, y

$$\vec{E} = -\hat{j} E_y e^{i(\beta x - qz - \omega t)} \quad (2. 25)$$

$$\vec{H} = (\hat{i} H_x - \hat{k} H_z) e^{i(\beta x - qz - \omega t)} \quad (2. 26)$$

para ondas con polarización S. El uso del formalismo de la matriz de transferencia [50] y el teorema de Bloch [51] nos permiten escribir,

$$\cos(\delta_e) = \cos(\delta_v) \cos(\delta_{LHM}) - \rho \sin(\delta_v) \sin(\delta_{LHM}) \quad (2. 27)$$

donde

$$\delta_j = \frac{2\pi}{\Lambda} \bar{q}_j d_j \quad (2.28)$$

es la fase de la j -ésima capa. Aquí $\bar{q}_j = (\Lambda / 2\pi) q_j$ es la componente del vector de onda reducido (*vacío* ó *LHM*) perpendicular a la interfaz. En suma tenemos

$$\rho = \frac{1}{2} \left(\frac{Y_{LHM}}{Y_v} + \frac{Y_v}{Y_{LHM}} \right) \quad (2.29)$$

$$Y_j = \begin{cases} \varepsilon_j \bar{\omega} / \bar{q}_j & \text{polarización } P \\ \bar{q}_j / \mu_j \bar{\omega} & \text{polarización } S \end{cases} \quad (2.30)$$

$$\bar{q}_j = \sqrt{\varepsilon_j \mu_j \bar{\omega}^2 - \beta^2} \quad (2.31)$$

donde $\beta = \beta \Lambda / 2\pi$ el vector de onda reducido de la componente paralela a la interfaz y

$\bar{\omega} = \omega \Lambda / 2\pi c$ es la frecuencia reducida.

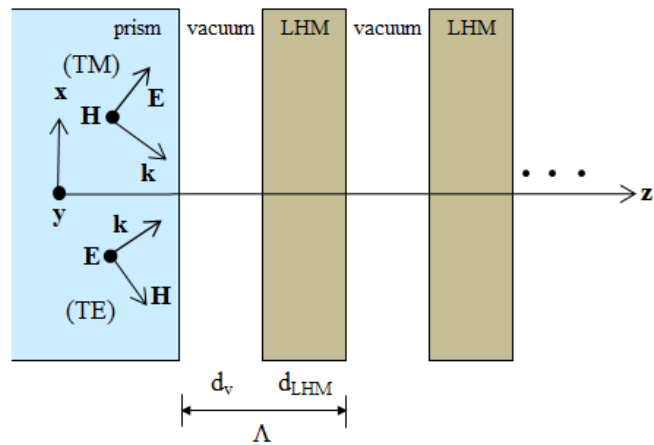


Figura 2. 3 Cristal fotónico unidimensional construido por capas alternas de vacío-LHM (RLIDPC). El medio de salida se toma como vacío. Las propiedades de la permitividad dieléctrica del metamaterial son modeladas como funciones tipo Drude. Como el prisma tiene un índice de refracción mayor a la geometría correspondiente se tiene la condición de reflexión total atenuada. La figura muestra la incidencia ondas con las dos polarizaciones P (TM) y S (TE).

Capítulo III

Resultados

En este capítulo se presentan de forma separada los resultados que corresponden en primer lugar, al acoplamiento en una película de metamaterial, donde se destaca el acoplamiento simétrico y antisimétrico, todos los resultados se presentan para la polarización transversal eléctrica. Dentro de los resultados se presentan gráficos de las relaciones de dispersión, espectros de reflectividad (ATR) y el acoplamiento del campo interno dentro de la película, estos resultados nos sirven como preámbulo para construir la segunda parte de este capítulo donde se considera una superred compuesta de una celda unitaria metamaterial-aire. El objetivo principal de considerar un superred metamaterial-aire es analizar los efectos del acoplamiento de modos de superficie al construir un cristal fotónico unidimensional, para finalmente observar los efectos al introducir un defecto en el cristal fotónico y donde se esperan efectos de amplificación por la introducción de este defecto.

3.1 Película metamaterial

En este apartado se presentan cálculos de las relaciones de dispersión para el caso de una película metamaterial para ambas polarizaciones. Retomando para esto las ecuaciones (2.18) y (2.19) que representan las relaciones de dispersión de los modos simétricos y antisimétricos. En la Figura 3. 1 se grafican las relaciones de dispersión para un película metamaterial con espesor $d_2 = 0.5\Lambda$, esto se realiza para ambas polarizaciones y se puede

observar que las líneas punteadas corresponden a los modos simétricos y antisimétricos según la polarización. Para el modo antisimétrico se tienen frecuencias por debajo de las relaciones de dispersión, para una interface vacío-LHM que corresponden a las líneas negras continuas y de la cual solo existe una ya que para un interfaz solo se puede excitar un modo de superficie ya sea en la configuración de Kretschmann u Otto[20]-[45]. En el caso del modo simétrico las frecuencias de excitación se encuentran por arriba de las líneas que representan las relaciones de dispersión de una interfaz vacío-LHM. El hecho de que ahora existan dos curvas para ambas polarizaciones implica que para el caso de una interfaz y para ambas configuraciones (Kretschmann y Otto), no era posible excitar el otro modo de superficie en una película de LHM. Ahora que se emplea otra configuración (LHM-Aire-LHM) se logra romper esa degeneración haciendo que mientras más delgada sea la película, mayor será la separación de estos modos y también a menor vector $\bar{\beta}$ (vector de onda reducido paralelo a la interfaz de la película) la separación entre modos será mayor.

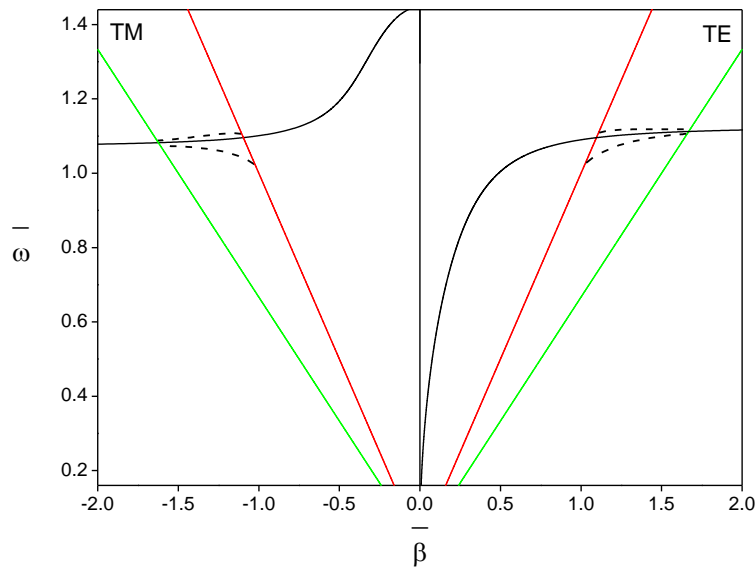


Figura 3. 1 Relaciones de dispersión de los modos simétricos y antisimétricos para la configuración vacío-LHM-vacío para una película metamaterial de espesor $d_{LHM} = 0.5\lambda$ (líneas punteadas). En el gráfico se presentan ambas polarizaciones y se denotan las relaciones de dispersión de una interface vacío-LHM (líneas continuas negras), la línea roja es la propagación de la radiación en el vacío y la línea verde es la propagación de la radiación en el prisma.

En esta sección sólo se presentarán espectros de reflectividad para polarización S ya que a diferencia de los metales, los metamateriales presentan modos de superficie para esta polarización, y con el fin de excitar dichos modos se antepone un prisma por lo que la luz incide en el sistema prisma-vacío-LHM-vacío. Además es necesario que la luz incida con un ángulo mayor al valor crítico para tener reflexión total interna entre el prisma y el vacío (de aquí que la técnica se llame ATR, del inglés, Attenuated Total Reflexion). El valor de este ángulo crítico se puede calcular para nuestro caso como $\theta_c = \sin^{-1}(n_1/n_p) = 41.81^\circ$, debido a que el prisma se modela con un índice de refracción $n_p = 1.5$. En los cálculos que

presentaremos a continuación se hace incidir la luz a un ángulo de 60° para garantizar estar muy por arriba del valor de θ_c . Para este ángulo de incidencia se calcularon espectros de reflectividad para tres diferentes espesores de una película metamaterial tal como se puede observar en la Figura 3. 2. Para la película de metamaterial más delgada la curva de reflectividad muestra claramente dos mínimos que se originan por el acoplamiento de la luz incidente con los modos asimétricos (frecuencia más baja) y simétricos (frecuencia más alta) [como se muestra en los recuadros de la Figura 3. 2]. A medida que el espesor de la película aumenta los modos de superficie exhiben interacciones más débiles, al punto de que se degenera en un solo mínimo.

En la Figura 3. 3 se construye la relación de dispersión óptica (ODR) de los modos simétricos y asimétricos como función espesor de la película de metamaterial que va de $0.2\lambda \leq d_2 \leq \lambda$ y en la que se observa claramente que para el espesores de la película $d_2 < 0.5\lambda$ los modos son ampliamente dispersos, en cambio para espesores $d_2 > 0.5\lambda$ se están uniendo hasta degenerarse en un único modo, lo que lleva al caso particular de la configuración de Kretschmann [20].

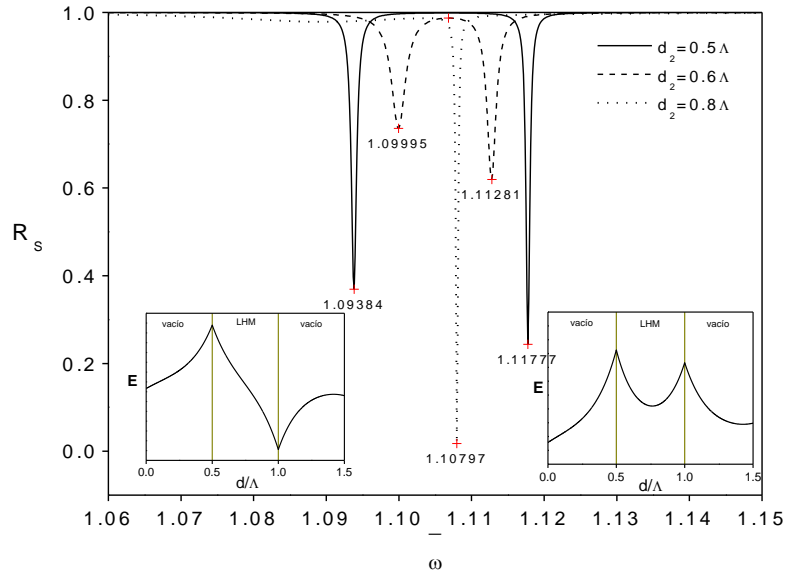


Figura 3. 2 Espectro de reflexión para simetría tipo I variando el espesor de la película de LHM a un ángulo de incidencia $\theta = 60^\circ$. Los recuadros muestran la propagación del campo eléctrico en la estructura para el valor del mínimo de reflexión con $d_2 = 0.5\lambda$. Se observa el modo asimétrico (recuadro izquierdo) y el modo simétrico (recuadro derecho).

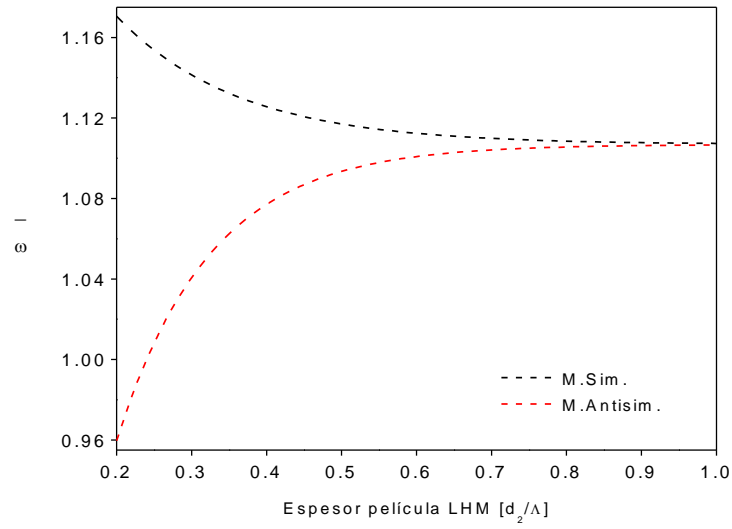


Figura 3. 3 Relación de dispersión óptica (ODR) como función del espesor de la película metamaterial [d_2/Λ]. En la figura se observa el comportamiento del modo antisimétrico (M.Antisim.) y modo el modo simétrico (M.Sim.) para un ángulo de incidencia de $\theta = 60^\circ$.

Finalmente, en la Figura 3. 4 se presenta la reflectividad en función del ángulo de incidencia θ entre el modo simétrico y el modo antisimétrico con espesor $d_2 = 0.5\Lambda$. Claramente se observa que el modo antisimétrico ($\bar{\omega} = 1.094$) presenta aumento de confinamiento en comparación con el modo simétrico ($\bar{\omega} = 1.1178$). El modo simétrico por lo general se conoce en la literatura sobre todo en películas metálicas y para la polarización P como "plasmón de largo alcance" [52].

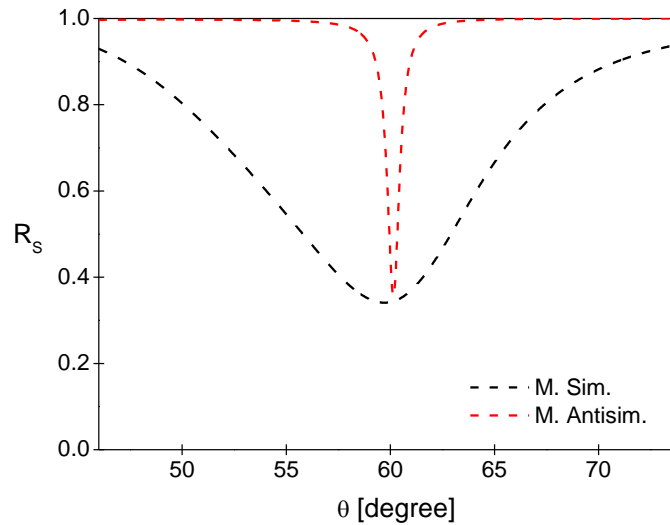


Figura 3. 4 Reflectividad en función de θ (ATR) para una película metamaterial de espesor $d_2 = 0.5\Lambda$. En el gráfico se aprecia el comportamiento del modo simétrico y modo antisimétrico con frecuencias $\bar{\omega} = 1.1178$ y $\bar{\omega} = 1.094$, respectivamente.

En la simetría tipo II [Ver Figura 2.2 b)] se explorará la interacción entre los modos de superficie de dos películas separadas por un espacio vacío. Consideramos la configuración de prisma-LHM-vacío-LHM-vacío, donde se manejan para la película de metamaterial un espesor de $d_2 = \frac{1}{3}\Lambda$ y para el vacío $d_1 = \frac{1}{3}\Lambda$ (con $\Lambda = d_1 + 2d_2$), los cálculos de igual forma se realiza a un ángulo de incidencia de 60° . En la Figura 3. 5 se obtienen tres mínimos. Los mínimos inferior y superior corresponden al acoplamiento del modo asimétrico y simétrico de los modos de película, respectivamente. El mínimo en el medio se produce por la excitación de modos en la superficie libre de la película.

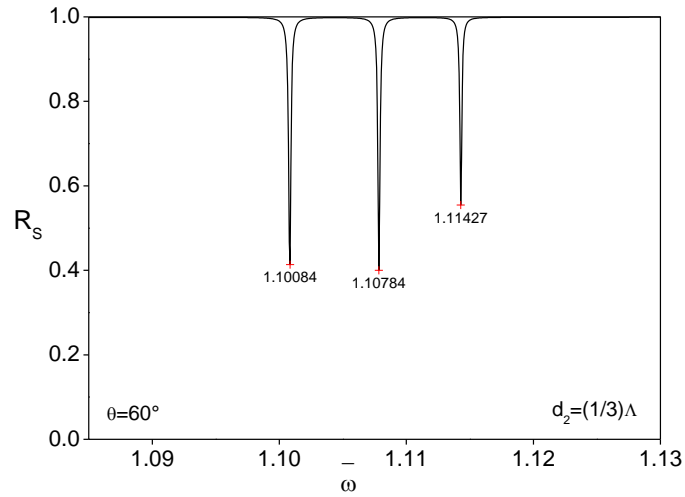


Figura 3. 5 Espectro de reflexión para simetría tipo II para dos películas metamateriales con espesor $d_2 = \left(\frac{1}{3}\right)\Lambda$ a un ángulo de incidencia $\theta = 60^\circ$.

Para dejar en claro la propagación del campo eléctrico en las superficies graficamos estos campos en la Figura 3. 6. Se debe tomar en cuenta que la brecha de vacío entre las películas LHM muestra los modos simétricos y antisimétricos que a su vez inducen modos de película antisimétricos y simétricos como se muestra claramente en la Figura 3. 6, también se muestra el campo eléctrico del modo de superficie única.

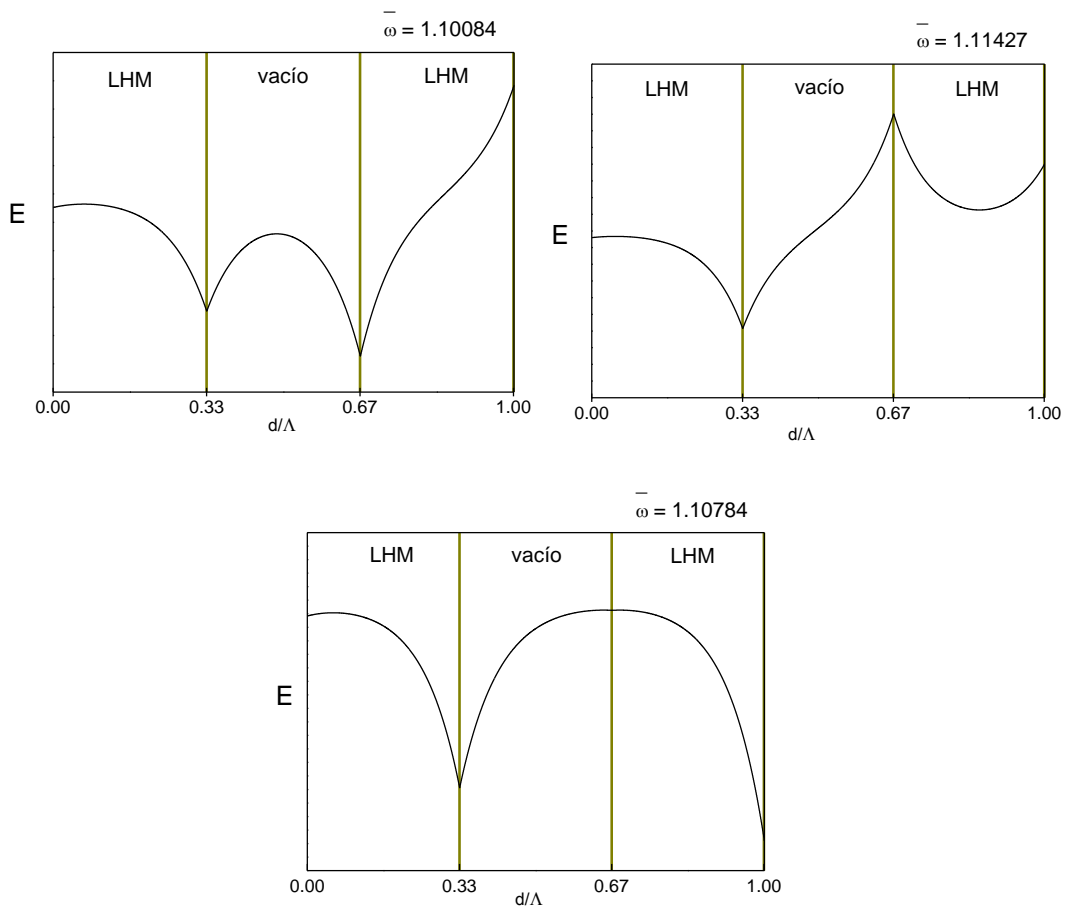


Figura 3. 6 Los recuadros muestran la propagación del campo eléctrico en la estructura para el valor del mínimo de reflexión de la Figura 3. 5. Se puede observar las diferentes formas de acoplamiento del campo evanescente.

Finalmente en la Figura 3. 7 se presenta el ATR para los tres mínimos correspondientes a la Figura 3. 6. En este gráfico se puede observar que el modo de frecuencia más baja tiene un mínimo más angosto que el modo de frecuencia más alta, este comportamiento es similar al visto en la Figura 3. 4.

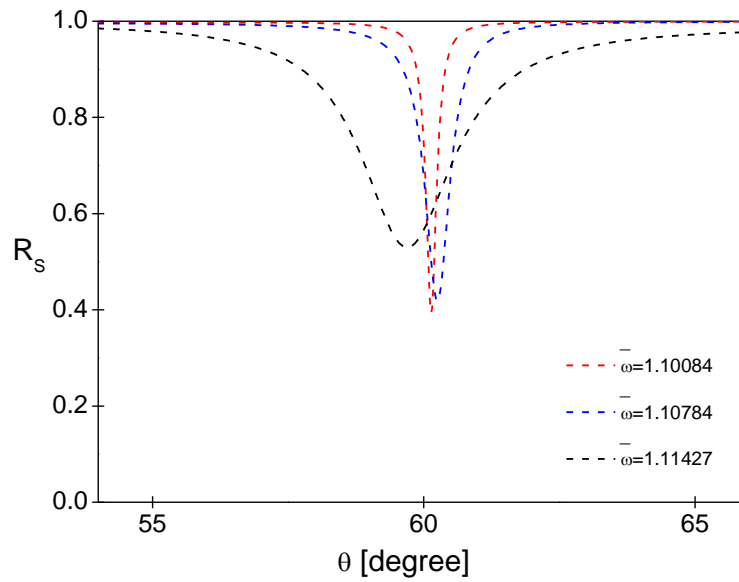


Figura 3. 7 Espectro de reflectividad en función del ángulo de incidencia (ATR) para las tres frecuencias vistas en la Figura 3. 6. Estos valores corresponden a $\mathbf{d}_2 = \left(\frac{1}{3}\right) \mathbf{\Lambda}$.

Todos los resultados presentados en esta sección han sido publicados en la revista Optik [53].

3.2 Superred

En esta sección se muestran resultados para una superred construida con capas alternadas periódicamente de metamaterial y dieléctrico. El interés es estudiar los plasmones de superficie para los materiales de mano izquierda (metamateriales) descritos por el modelo de Drude. En estos resultados se ha tomado en cuenta al vacío como el material de mano derecha. Se considera un prisma de índice de refracción de 1.5 para formar la geometría de

reflectividad total atenuada (ATR). Se muestran resultados de las estructuras de bandas para ambas polarizaciones TM y TE.

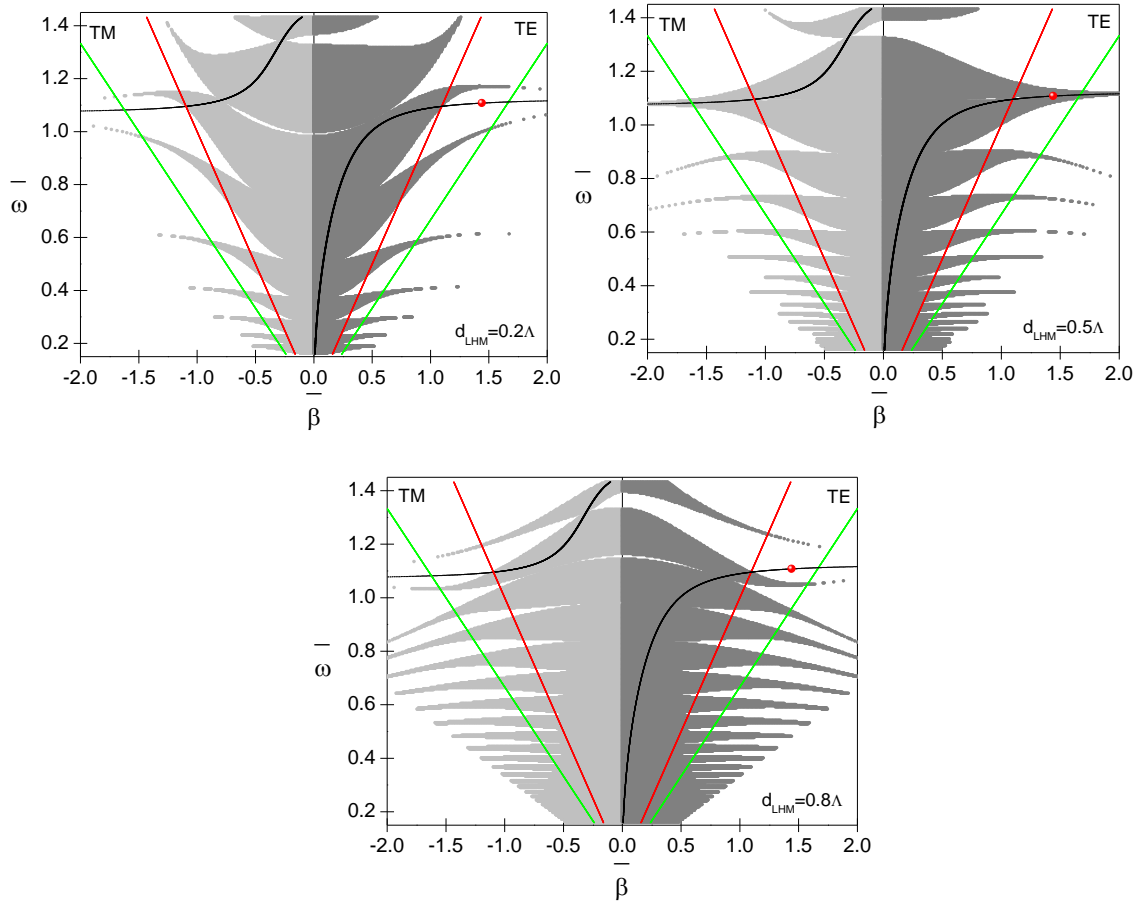


Figura 3. 8 En esta figura se traza la estructura de bandas proyectado teniendo en cuenta diferentes factores de llenado. Los modos de superficie están representados por las líneas negras, el cono de luz se representa con vacío (rojo) y el prisma (verde). La esfera de color rojo es para los valores $\bar{\beta} = 1.44, \bar{\omega} = 1.108$.

En la Figura 3. 8 graficamos la estructura de bandas para la multicapa. El espesor de cada capa de metamaterial en (a) $d_{LHM} = 0.2\lambda$, (b) $d_{LHM} = 0.5\lambda$ y (c) $d_{LHM} = 0.8\lambda$. Ambas

polarizaciones se incluyen, en la parte izquierda se representa gráficamente las bandas para los modos TM y en la parte derecha las bandas para los modos TE. Las líneas continuas en las bandas proyectados representan la relación de dispersión de la interfaz dieléctrico metamaterial [54]-[55] para ambos modos TE y TM. Se debe de tener en cuenta la alta simetría que se presenta en la estructura de bandas proyectadas con respecto a la relación de dispersión de la interfaz que cae al centro de la banda de los modos permitidos en ambas polarizaciones, esto solo cuando la capa de metamaterial tiene un espesor de $d_{LHM} = 0.5\lambda$ [Figura 3. 8b)].

Otro detalle importante a considerar es que cuando se construye una superred se obtienen bandas como solución de las relación de dispersión para los modos de superficie [ver Figura 3. 9]. Para esto se observa en la Figura 3. 9 la superposición de todas las relaciones de dispersión cuando el espesor de la película de metamaterial es de $d_{LHM} = 0.5\lambda$ y se ve como la zona de excitación de modos de superficie se va ampliando conforme se crece una estructura ya que se pasa por una interfaz a una superred que contiene un número grande de interfaces formando bandas.

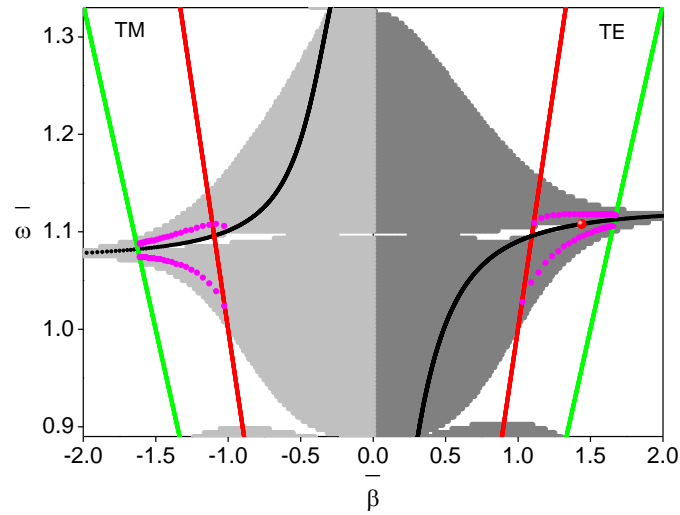


Figura 3. 9 Superposición de las soluciones para una interfaz vacío-LHM (líneas negras continuas), una película de espesor $d_{LHM} = 0.5\Lambda$ (líneas magenta punteadas) y bandas proyectadas para $d_{LHM} = 0.5\Lambda$ (zonas grises). El cono de luz queda representado por el vacío (línea roja) y el prisma (línea verde). El valor de la esfera roja que corresponde a $\bar{\beta} = 1.44, \bar{\omega} = 1.108$.

La Figura 3. 10 muestra el espectro de reflectividad calculada como función del factor de llenado y que corresponde al punto rojo en la estructura de bandas proyectada de la Figura 3. 8b). Lo importante de realizar este cálculo es observar que para el valor de 0.5Λ que corresponde a una película metamaterial de espesor $d_2 = 0.5\Lambda$ se obtiene un mínimo en la gráfica, siendo este el valor de factor de llenado de alta simetría descrito anteriormente.

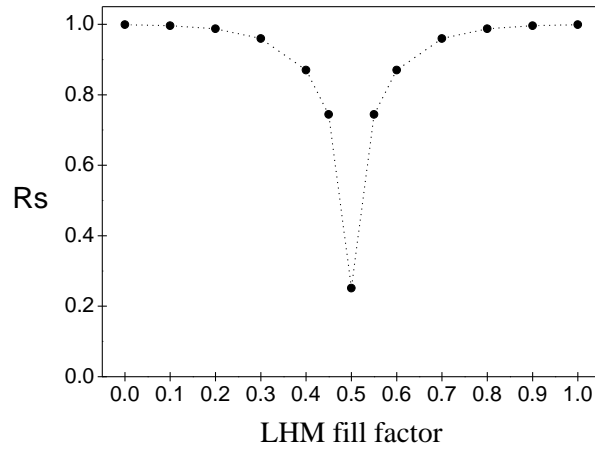


Figura 3. 10 Se grafica el espectro de reflectividad R_S para la polarización S para un RL1DPC que contiene 20 bicapas como función del factor de llenado. El factor de llenado se varía en unidades de Λ , el cálculo se realiza para el valor de la esfera roja que corresponde a $\bar{\beta} = 1.44, \bar{\omega} = 1.108$.

3.3 Defecto dentro de la superred

Con el fin de estudiar el acoplamiento de los modos de superficie con los defectos en una estructura periódica a continuación se muestran resultados de un cristal fotónico 1D construido con 20 celdas cada una formada por una capa de metamaterial y dieléctrico (en este caso vacío) y se genera un defecto a través de suponer que una de las películas es de un ancho diferente. El defecto está situado en el centro de la estructura, para ello considérese el punto rojo que se muestra en la Figura 3. 8 para calcular los espectros de reflectividad. En la Figura 3. 11 se muestran los espectros de reflectividad para vacíos con tres anchos diferentes:

a) $d_{defect} < 0.5\Lambda$; b) $0.5\Lambda < d_{defect} < \Lambda$; y c) $d_{defect} > \Lambda$. Recordemos que $d_v = 0.5\Lambda = d_{LHM}$.

La Figura 3. 11a) representa el caso $d_{defect} < 0.5\Lambda$ y se nota que cada resonancia de Fabry-

Perot en las capas de metamaterial se presenta una división, sin embargo, el mínimo de plasmón de bulto no se ve afectado. La estructura puede considerarse como un sistema de dos medios, cada uno de 10 períodos. La división de las resonancias Fabry-Perot se produce por la interacción de estos dos cristales fotónicos. La Figura 3. 11b) muestra la reflectividad de una estructura con un espesor de defecto dentro del intervalo $0.5 \Lambda < d_{\text{defect}} < \Lambda$. Similar al caso anterior las resonancias de Fabry-Perot muestran una división, así como el mínimo de plasmón de bulto. Finalmente en la Figura 3. 11c) se considera el caso de $d_{\text{defect}} > \Lambda$. En la figura la reflectividad exhibe sólo un desdoblamiento del mínimo de plasmón de bulto. Los mínimos de las resonancias de Fabry-Perot presentan efectos de interacciones insignificantes que salen de la estructura sin cambios.

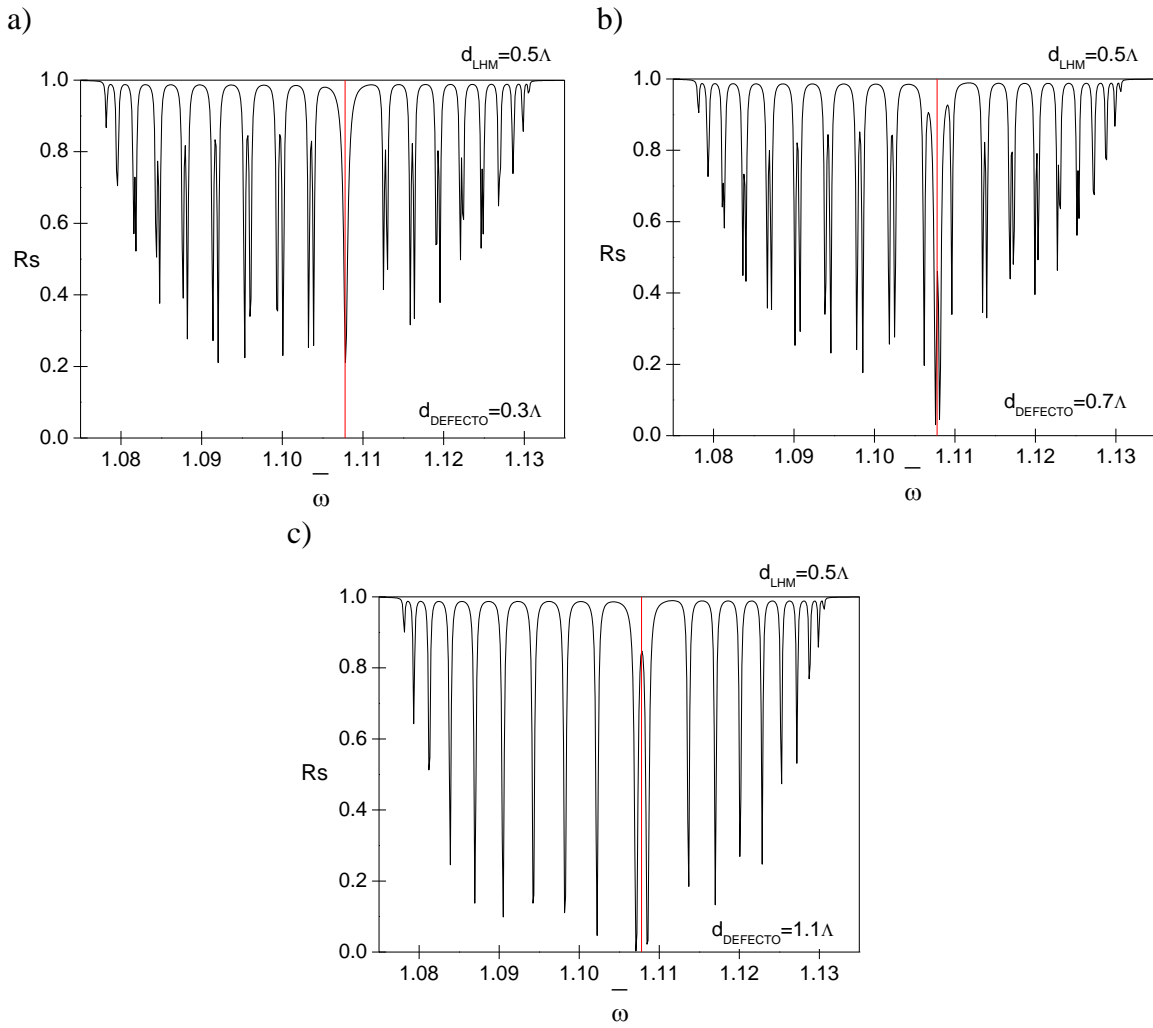
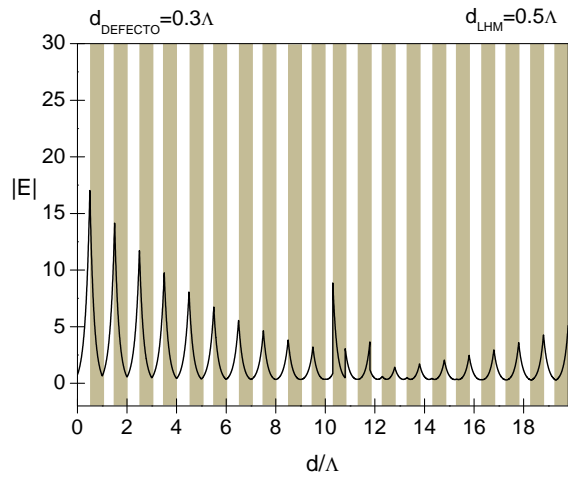


Figura 3. 11. Espectro de reflectividad para la polarización S para el sistema RL1DPC compuesto de 20 bicapas, con un defecto en el centro. Los cálculos corresponden a $d_{LHM} = 0.5\lambda$ y $\bar{\beta} = 1.44$. La línea roja corresponde a $\bar{\omega} = 1.108$. En a) $d_{defect} < 0.5\lambda$; en b) $0.5\lambda < d_{defect} < \lambda$ y en c) $d_{defect} > \lambda$.

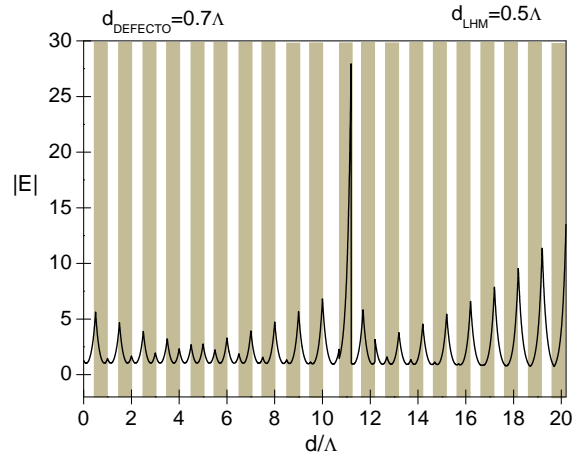
La descripción anterior puede complementarse con los cálculos de campo eléctrico en toda la superred como se muestra en la Figura 3. 12. La amplitud del campo eléctrico es mayor en la región central del sistema, en las vecindades del defecto. En a) el defecto induce

amplificación del campo dentro del metamaterial, sin embargo siempre que el espesor del defecto sea más pequeño que las capas de la estructura, la interacción entre las partes izquierda y derecha produce la división de las resonancias de Fabry-Perot. En la Figura 3. 12b) el campo se ha amplificado en el sitio junto al defecto en comparación con el campo en la estructura. Una vez más, siempre que el espesor de la capa defecto sea pequeño la interacción entre multicapas izquierdo y derecho se manifiesta en la división de las resonancias Fabry-Perot. Finalmente en la Figura 3. 12c) se observa una amplificación aún mayor del campo dentro del metamaterial como consecuencia de la no interacción entre los campos de las estructuras adyacentes. En este caso, los campos están más localizados, sin embargo esto permite la interacción con los modos de superficie del cristal para modificar las resonancias de Fabry-Perot de nuevo. Los resultados presentados en este apartado han sido publicados en *Superlattices and Microstructures* [56].

a)



b)



c)

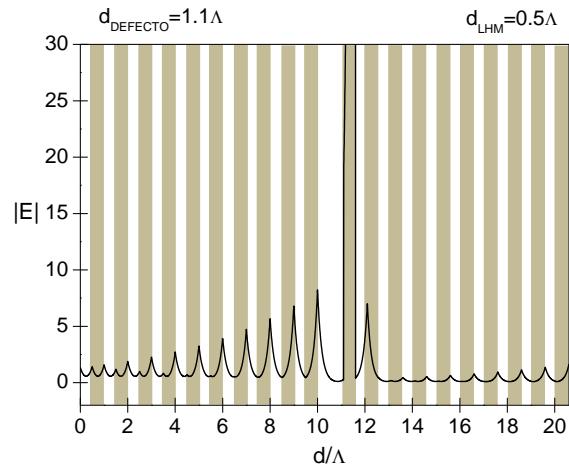


Figura 3. 12 Se traza el campo eléctrico para los modos de superficie con $\bar{\beta} = 1.44$, $\bar{\omega} = 1.108$. Los parámetros utilizados para el cálculo corresponden a la Figura 3. 11.

Capítulo V

Conclusiones

Motivados en el estudio de los plasmones en metamateriales, su existencia en los cristales fotónicos, y la amplificación de los modos en las interfaces donde se produce un defecto en tales estructuras. En este trabajo se ha hecho un estudio detallado de los modos de superficie en las interfaces metamaterial dieléctrico. Se realizaron cálculos para obtener soluciones para la excitación de modos de superficie cuando se emplea una película de metamaterial, tanto para la polarización transversal magnética (TM) como para la polarización transversal eléctrica (TE). El método usado para excitar plasmones ha sido el de Reflexión Total Atenuada (ATR por sus siglas en inglés), se han estudiado las configuraciones de Otto y Kretschmann. Revisten una especial importancia los modos de superficie de origen magnético ante la incidencia de luz con polarización TE debido a que en un metamaterial existe una respuesta magnética tipo Drude, que no ocurre en los metales, en estos últimos la excitación de plasmones ocurre sólo para la polarización TM, en vista de que en los metamateriales la permitividad eléctrica también es de tipo Drude, en este trabajo fueron estudiados. Referente a la existencia de modos de superficie para la polarización TE, en la actualidad no se encuentran bien definidos estos modos de superficie por lo que no son llamados “plasmones magnéticos” , sin embargo si podemos decir que responden y se comportan como los plasmones de superficie ordinarios en metales.

Dentro de los resultados encontrados podemos mencionar que las regiones de frecuencia donde se excitan los plasmones de superficie de origen TM, son distintas a las regiones de frecuencias de los modos de superficie TE, es decir, no existe una frecuencia que se pueda excitar a ambos.

Después de analizar los modos de superficie en la interface dieléctrico metamaterial se estudiaron éstos en una película de metamaterial, donde es posible encontrar la generación de modos simétricos y antisimétricos y se observa que el modo simétrico se comporta como el “plasmón de largo alcance”, tal como sucede en los metales.

Se calcularon las bandas proyectadas para la estructura periódica metamaterial dieléctrico y las relaciones de dispersión de los plasmones de superficie, en este contexto es posible analizar el efecto de diversos parámetros para la mejor excitación de plasmones, de estos resultados se encontró que cuando el factor de llenado es de un medio, esto es el ancho del metamaterial y del dieléctrico son iguales es posible excitar plasmones de mayor alcance ya que estos se propagan en regiones de bandas permitidas.

Se estudió la estructura periódica metamaterial dieléctrico considerando un defecto, dicho defecto fue generado al cambiar el ancho de una de las capas del dieléctrico, se observó que la amplitud del campo en las interfaces contiguas al defecto se incrementan y dicho incremento depende del ancho del defecto ya que en la medida que este ancho sea mayor se localizan los estados de tal manera que la amplitud del campo se incrementa. La amplificación del campo sirve como un espejo que refleja la radiación evanescente

presentando un incremento en la reflectividad en la frecuencia donde se encontraba el plasmón antes de introducir el defecto.

Referencias

- [1] I. Angelini; G. Artioli; P. Bellintani; V. Diella; M. Gemmi; A. Polla; A. Rossi; "Chemical analyses of Bronze Age glasses from Frattesina di Rovigo, Northern Italy," *Journal of Archaeological Science* 31 (2004) 1175–1184.
- [2] Ritchie, R. H., "Plasma Losses by Fast Electrons in Thin Films," *Phys. Rev.* 106 (1957) 874-881.
- [3] Stern, E. A. and R. A. Ferrell, "Surface Plasma Oscillations of a Degenerate Electron Gas," *Phys. Rev.* 120 (1960) 130-136.
- [4] Ebbesen T. W., Lezec H J, Ghaemi H F, Thio T. and Wolff P. A., "Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays," *Nature* 391 (1998) 667-669.
- [5] Francisco J. García Vidal, Luis Martín Moreno, *Plasmones superficiales, Investigación y Ciencia* (2008).
- [6] Stefan A. M. *Plasmonics Fundamentals and applications*, Springer (2007).
- [7] Malmqvist M., "Biospecific interaction analysis using biosensor technology," *Nature* 261 (1993) 186.
- [8] Braguglia C. M., "Biosensors: an outline of general principles and application," *Chem. Biochem. Eng. Q.* 12 (1998) 183.
- [9] Chien F. C. and Chen S. J., "A sensitivity comparison of optical biosensors based on four different surface plasmon resonance modes," *Biosensors Bioelectron.* 20 (2004) 633.

- [10] Berndt R., Gimzewski J. K. and Johansson P., "Inelastic tunneling excitation of tip-induced plasmon modes on noble-metal surfaces," *Phys. Rev. Lett.* 67 (1991) 3796.
- [11] Jin R. C., Cao Y. W., Mirkin C. A., Kelly K. L., Schatz G. C. and Zheng J. G., "Photoinduced conversion of silver nanospheres to nanoprisms," *Science* 294 (2001) 1901.
- [12] Jin R., Cao C., Hao E., M'etraux G. S., Schatz G. C. and Mirkin C., "Controlling anisotropic nanoparticle growth through plasmon excitation," *Nature* 425 (2003) 487.
- [13] Gordon J. G. and Ernst S., "Surface plasmons as a probe of the electrochemical interface," *Surf. Sci.* 101 (1980) 499.
- [14] Liedberg B., Nylander C. and Lundstrom I., "Surface plasmon resonance for gas detection and biosensing," *Sensors Actuators* 4 (1983) 299.
- [15] Schuster S. C., Swanson R. V., Alex L. A., Bourret R. B. and Simon M. I., "Assembly and function of a quaternary signal transduction complex monitored by surface plasmon resonance," *Nature* 365 (1993) 343.
- [16] Schuck, P., "Reliable determination of binding affinity and kinetics using surface plasmon resonance biosensors," *Curr. Opin. Biotechno* 8 (1997) 498-502.
- [17] Homola, J., S. S. Yee, and G. Gauglitz, "Surface plasmon resonance sensors: review," *Sens. Actuators B Chem.* 54 (1999) 3–15.
- [18] Mendelsohn, A. R. and R. Brend, "Protein interaction methods--toward an endgame," *Science* 284 (1999) 1948.

- [19] Green, R. J., R. A. Frazier, K. M. Shakesheff, M. C. Davies, C. J. Roberts and S. J. B. Tendler, "Surface plasmon resonance analysis of dynamic biological interactions with biomaterials," *Biomaterials* 21 (2000) 1823-1835.
- [20] E. Kretschmann, "The determination of the optical constants of metals by excitation of surface plasmons," *Z. Phys.* 241 (1971) 313-324.
- [21] E. Kretschmann, H. Raether, "Radiative decay of nonradiative surface plasmons excited by light," *Z. Naturf. A* 23 (1968) 2135-2136.
- [22] Ministerio de Defensa, *Monografías del SPOT; los metamateriales y sus aplicaciones en defensa*, Ministerio de defensa (2011).
- [23] L. I. Mandelstam, "Lecture on some problems of theory of oscillations," Complete Collection of works 5 (1944) 428-467.
- [24] D. V. Sivukhin, "On the energy of the electromagnetic fields in dispersing media," *Optika i Spektroskopia* 3 (1957) 308-312.
- [25] V. G. Veselago, "The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ ," *Sov. Phys. Uspekhi* 10 (1968) 509-514.
- [26] D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser and S. Schultz, "Composite medium simultaneously negative permeability and permittivity," *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000) 4184-4187.
- [27] J. B. Pendry, "Negative refraction makes a perfect lens", *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000) 3966-3969.

- [28] Xiang Zhang and Zhaowei Liu, "Superlenses to overcome the diffraction limit," *Nature Materials* 7 (2008) 435-441.
- [29] J. B. Pendry, D. Schurig, D. R. Smith, "Controlling electromagnetic fields," *Scienceexpress* 312 (2006) 1780-1782.
- [30] 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," *Scienceexpress* 314 (2006) 977-980.
- [31] S. A. Cummer and D. Schuring, "One path to acoustic cloaking," *New Journal of Physics* 9 (2007) 45.
- [32] D. Torres and J. S. Dehesa, "Acoustic cloaking in two dimensions: a feasible approach," *New Journal of Physics* 10 (2008) 063015.
- [33] M. Farhat, S. Enoch, S. Guenneau and A. B. Movchan, "Broadband cylindrical acoustic cloak for linear surface waves in a fluid," *Phys. Rev. Lett.* 101 (2008) 134501.
- [34] Ishimaru, A., S. Jaruwatanadilok and Y. Kuga, "Generalized surface plasmon resonance sensors using metamaterials negative index materials," *PIER*, 51, 139–152, 2005.
- [35] Matthew, J. Lockyear, Alastair P. Hibbins and J. Roy Sambles, "Microwave Surface-Plasmon-Like Modes on Thin Metamaterials," *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 102, 073901, 2009.
- [36] Zeller, Mariana A., Mauro Cuevas and Ricardo A. Depine, "Polaritones superficiales plasmónicos en sistemas ATR con metamateriales: problema homogéneo," *Anales Afa* 22 (2010) 11-18.

- [37] Valentine, Jason, Shuang Zhang, Thomas Zentgraf, Erick Ulin-Avila, Dentcho A. Genov, Guy Bartal and Xiang Zhang, "Three-dimensional optical metamaterial with a negative refractive index," *Nature* 455 (2008) 376-380.
- [38] Miroshnichenko, Andrey E., Boris Lukyanchuk, Stefan A. Maier and Yuri S Kivshar, "Optically induced interaction of magnetic moments in hybrid metamaterials," *ACS Nano* 6 (2012) 837-842.
- [39] Tomioka, T., S. Kubo, M. Nakawaga, M. Hoga and T. Tanaka, "Split-ring resonators interacting with a magnetic field at visible frequencies," *Applied physics letters* 103 (2013) 071104.
- [40] Yablonovitch E., "Inhibited spontaneous emission solid-state physics and electronics," *Phys. Rev. Lett.*, 58 (1987) 2059-2062.
- [41] John S., "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices," *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987) 2486-2489.
- [42] Powell C. J. and Swan J. B., "Effect of oxidation on the characteristic loss spectra of aluminum and magnesium," *Phys. Rev.* 82 (1960) 2845-2848.
- [43] Pettit R. B., Silcox J. and Vincent R., "Measurement of surface-plasmon dispersion in oxidized aluminum films," *Phys. Rev. B* 11 (1975) 3116-3123.
- [44] Vincent R. and Silcox J., "Dispersion of radiative surface plasmons in aluminum films by electron scattering," *Phys. Rev. Lett.* 31 (1973) 1487-1490.
- [45] Otto A., "Excitation of Non-Radiative Surface Plasma Waves in Silver by the Method of Frustrated Total Reflection," *Z. Phys.* 216 (1968) 398-410.

- [46] Quail J. C., Rako J. G. and Simon H. J., "Long-range surface-plasmon modes in silver and aluminum films," *Opt. Lett.* 8 (1983) 377-379.
- [47] Bouhelier A. and Wiederrecht G. P., "Surface plasmon rainbows jets," *Opt. Lett.* 30 (2005) 884-886.
- [48] Zhang Hui-Fang, Cao Di, Tao Feng, Yan Xi-Hua, Wang Yan, Yan Xiao-Nan and Bai Li Hua, "Surface plasmon polaritons of symmetric and asymmetric metamaterial slabs," *Chin. Phys. B* 19 (2010) 027301.
- [49] Jiang H., Chen H., Li H. and Zhang Y., "Omnidirectional gap and defect mode of one-dimensional photonic crystals containing negative materials", *Appl. Phys. Lett.* 83 (2003) 5386.
- [50] Pochi Ye, *Optical Waves in Layered Media*, Wiley, 2005.
- [51] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, R. D. Meade, *Photonic crystals; Molding the flow of light*, Second ed., Princeton, 2008.
- [52] Mata-Mendéz O., Fonseca-Camarillo J., "Excitación de plasmones de superficie de largo alcance con la configuración de Sarid: Influencia del haz incidente", *Rev. Mex. de Fís.* 43 3 (2007) 451-467.
- [53] Pérez-Rodríguez J. E., Palomino-Ovando M. A., H. Coccoletzi Gregorio, "Surface Modes at negative index material film," *Optik* 126 (2015) 2149-2152.
- [54] J. E. Pérez Rodríguez, M. A. Palomino-Ovando y Gregorio H. Coccoletzi, "Optimización para la generación de Modos de Superficie en la configuración de Kretschmann empleando LHM," *Rev. Superficies y Vacío* 27 (2014) 49 - 54.

- [55] P. Markos, C. M. Soukoulis, *Wave Propagation from Electrons to Photonic Crystals and Left-Handed Materials*, Princeton University Press, 2008.
- [56] Pérez-Rodríguez J. E., Palomino-Ovando M. A., H. Coccoletzi Gregorio, “Surface Modes coupling in one-dimensional metamaterial photonic crystals with defects,” *Superlattices and Microstructures* 83 (2015) 383-389.

PUBLICACIONES