



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla
Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

**Excitación de resonancias plasmónicas
de ancho espectral reducido en
sistemas metafotónicos integrados**

Tesis Presentada al

Posgrado en Física Aplicada

como requisito para la obtención del grado de

Doctor en Ciencias (Física Aplicada)

por

Fernando López Rayón

asesorado por

Dr. Maximino Luis Arroyo Carrasco

Dr. Ricardo Téllez Limón

FCFM

Puebla, Pue.

Noviembre del 2023

Excitación de resonancias plasmónicas de ancho espectral reducido en sistemas metafotónicos integrados

Tesis

Fernando López Rayón

Dr. Ricardo Téllez Limón

Dr. Maximino Luis Arroyo Carrasco



Título: Excitación de resonancias plasmónicas de ancho espectral reducido en sistemas metafotónicos integrados.

Estudiante: Fernando López Rayón

COMITÉ

Dr. Víctor Manuel Altuzar Aguilar
Presidente

Dra. Emma Vianey García Ramírez
Secretario

Dra. Marcela Maribel Méndez Otero
Vocal

Dr. Luis Manuel Arévalo Aguilar
Suplente

Dr. Carlos Gerardo Treviño Palacios
Vocal externo

Dra. Verónica Iraís Solís Tinoco
Vocal externo

Dr. Ricardo Téllez Limón

Dr. Maximino Luis Arroyo Carrasco
Asesores

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Antecedentes	1
1.2. Objetivo general	5
1.3. Distribución de la tesis	5
2. Fundamentos teóricos	7
2.1. Metafotónica integrada	7
2.2. Guías de onda	9
2.2.1. Constante de propagación y relación de dispersión	13
2.3. Plasmónica	28
2.3.1. Permitividad eléctrica (función dieléctrica)	28
2.3.2. Función dieléctrica del gas de electrones libres	32
2.4. Plasmones polaritones de superficie en una interfaz metálica-dieléctrica . . .	36
2.5. Plasmones de superficie localizados	40
2.6. Acoplamiento de osciladores armónicos: régimen fuerte y débil	41
2.6.1. Acoplamiento fuerte	43
2.6.2. Acoplamiento débil	44

2.7. Métodos numéricos	46
2.7.1. Metodología para el diseño de simulaciones mediante la FIT	48
3. Resonancias plasmónicas localizadas de ancho espectral reducido con dímero de nanopartículas integrado a una guía de ondas	50
3.1. Diseño de una guía de onda	51
3.2. Transparencias plasmónicas inducidas en un sistema metafotónico integrado	54
3.3. Resultados	56
3.3.1. Iluminación de las NPs en espacio libre con una onda plana	56
3.3.2. Integración de una nanopartícula individual a la guía de onda	58
3.4. Dos nanopartículas	61
3.4.1. Desplazamiento lateral	61
3.4.2. Desplazamiento longitudinal	63
3.5. Conclusiones	65
4. Resonancias plasmónicas con metamateriales hiperbólicos integrados a una guía de ondas	67
4.1. Filtro óptico integrado con HMM	68
4.1.1. Discusión de resultados	73
5. Resonancias plasmónicas no localizadas en un sistema metafotónico no integrado	75
5.1. Fabricación de HMM	77
5.1.1. EB-PVD y evaporación térmica resistiva	78
5.2. Resultados	80

5.3. Conclusiones	82
6. Conclusiones y perspectivas	84
6.1. Perspectivas	88

Siglas

ATR Attenuated Total Reflection. 5, 75, 80–83, 87

EB-PVD Electron Beam Physical Vapor Deposition. 76, 78

EBL Electron Beam Lithography. 9

ECS Extinction Cross-Section. 56, 57

EIT Electromagnetically Induced Transparency. 4, 44–46, 54, 62–65, 85

FDTD Finite Difference Time Domain. 8, 47

FEM Finite Element Method. 8

FIT Finite Integration Technique. 8, 47, 51, 53

HMM Hyperbolic Metamaterial. 5, 67–70, 76, 78–82, 84, 86–88

LSP Localized Surface Plasmon. 40, 56

NA Numerical Aperture. 16

NP Nanoparticle. 41

PML Perfectly Matched Layer. 53

SPP Surface Plasmon Polariton. 36, 37, 39, 40, 67, 73, 75, 77, 80, 84

Resumen

La metafotónica es un área emergente de la óptica que se encarga del estudio de las propiedades y la manipulación de fotones en metamateriales micro y nano-estructurados. Dentro de su campo de acción se encuentra el diseño de dispositivos ópticos integrados basados en la excitación de resonancias plasmónicas en metamateriales metálicos para desarrollar dispositivos análogos a los chips electrónicos.

No obstante, en metamateriales metálicos, las pérdidas ópticas por absorción restringen la propagación de la luz a unas cuantas micras. Una solución a este problema son los sistemas híbridos fotónico-plasmónicos, los cuales emplean metamateriales integrados a guías de onda dieléctricas para acoplar modos fotónicos guiados a resonancias plasmónicas. A pesar de que en estos sistemas híbridos la luz puede propagarse a distancias más largas que para una guía de onda plasmónica convencional, aún se tiene una limitación: el mínimo del espectro de transmisión a la salida de las guías de onda presenta un amplio ancho de banda espectral, limitando su capacidad como elemento de transducción para aplicaciones de detección o modulación.

En este trabajo se diseñaron numéricamente metamateriales nanoestructurados para excitar resonancias plasmónicas de ancho espectral reducido en sistemas híbridos fotónico-plasmónicos. Para ello, se estudió el acoplamiento de modos fotónicos guiados a resonancias plasmónicas localizadas y no localizadas. Para el primer caso, a partir de la determinación de las condiciones de simetría adecuadas, se analizó un sistema metafotónico integrado que consta de dos nanopartículas de oro integradas a una guía de onda que generan ventanas de transparencia cuyo ancho espectral es mucho menor que el de sistemas de una partícula. Dichas resonancias son caracterizadas numéricamente considerando diversas condiciones

de simetría del sistema. Para el segundo caso, se estudió un metamaterial hiperbólico, constituido por un arreglo periódico de películas delgadas metálicas y dieléctricas, integrado sobre una guía de onda dieléctrica. Se demuestra que es posible sintonizar el espectro de transmisión y longitud de onda de resonancia del sistema en función de la fracción de llenado del metamaterial.

Este amplio análisis no sólo contribuye a la comprensión de la física subyacente del acoplamiento de resonancias plasmónicas en sistemas integrados, sino que también abre la puerta al desarrollo de sistemas ópticos integrados minimalistas para diversas aplicaciones que requieran de una sintonización de los anchos de banda espectral a la salida del dispositivo como en comunicaciones ópticas, filtrado de señales e incluso biosensores.

Palabras clave: Metafotónica, Plasmónica, Óptica integrada, Transparencias plasmónicas, Metamateriales hiperbólicos.

Capítulo 1

Introducción

1.1. Antecedentes

La óptica es un campo de estudio en la física que se encarga de analizar las propiedades y la propagación de la luz [1]. Desde la perspectiva de la electrodinámica, las ecuaciones de Maxwell, formuladas en el siglo XIX por James Clerk Maxwell, describen de manera precisa el comportamiento de los campos electromagnéticos como ondas que se propagan en el vacío o en medios materiales. Dentro del vasto campo de la óptica, la fotónica se destaca como una rama que se encarga del estudio de la interacción y propagación de la luz en forma de fotones [2]. Aunque la luz puede propagarse sin necesidad de un medio, cuando atraviesa un material, se manifiestan ciertas propiedades como resultado de la interacción entre los campos electromagnéticos y la materia, así como de la interacción de los fotones con los átomos y moléculas presentes. La fotónica ha permitido investigar fenómenos físicos fundamentales que han dado lugar a tecnologías de vanguardia, como los láseres [3], los cristales fotónicos [4] y los diodos emisores de luz (LED) [5], que tienen un impacto significativo en campos que van desde las comunicaciones, la iluminación y la electrónica hasta la medicina.

A medida del avance y surgimiento de nuevas tecnologías y de las técnicas de fabricación de estructuras y materiales a escala nanométrica, es posible la manipulación y control de la luz a niveles sin precedentes, lo cual ha llevado al surgimiento de una nueva área de

investigación: la nano-óptica [6]. Este campo se centra en el estudio de los fenómenos ópticos a escala nanométrica, es decir, en dimensiones sub-longitud de onda o por debajo del límite de difracción [7]. La combinación de conocimientos entre las ciencias de materiales y la óptica, ha permitido el desarrollo de la denominada metafotónica, área de la física que estudia la interacción de la luz con metamateriales micro y nanoestructurados, considerando tanto interacciones eléctricas como magnéticas [8]. Los metamateriales son materiales que, al ser nanoestructurados, presentan propiedades electromagnéticas diferentes a las que tendrían de manera intrínseca (propiedades en bulto) [9].

En el vasto mundo de las aplicaciones de la óptica y la metafotónica se encuentra el desarrollo de guías de ondas que son dispositivos ópticos diseñados para dirigir y propagar la luz a lo largo de un sistema, lo que permite manipular una onda electromagnética en su propagación y guiarla en una distribución espacial particular llamada modo [2, 10, 11]. Esta característica de mantener la forma de la onda a lo largo de la guía es de gran importancia en diversas aplicaciones. La propagación de modos electromagnéticos en guías de onda dieléctricas están limitadas fundamentalmente por el límite de difracción, que establece que no es posible propagar una onda electromagnética en guías con dimensiones menores a la mitad de la longitud de onda [1, 6]. Una posible solución para esta limitante es implementar el uso de guías de onda plasmónicas de estructuras metal-dieléctrico-metal o dieléctrico-metal-dieléctrico, donde las interfaces entre los materiales dieléctricos y los metales pueden soportar modos plasmónicos, que son ondas electromagnéticas acopladas a la oscilación colectiva de los electrones de conducción en la superficie de los metales [12, 13]. Sin embargo, las pérdidas ópticas causadas por la absorción en los metales representan una restricción significativa en la propagación de la luz, debido a la excitación de resonancias plasmónicas.

Para superar esta desventaja, un enfoque prometedor es la excitación de las resonancias plasmónicas de manera confinada a través de modos fotónicos guiados. Esto implica la integración de metamateriales nanoestructurados a guías de ondas dieléctricas [14–16]. Estos sistemas híbridos fotónico-plasmónicos han captado la atención de diferentes grupos de investigación, siendo demostrado un fuerte confinamiento de modos en sistemas que constan de varios componentes nanoestructurados [17–22], como nanohilos [23], nanopartículas o nanoantenas, integrados con guías de ondas fotónicas [24]. Estos sistemas híbridos ofrecen

un control aún mayor sobre la propagación de la luz y permiten la manipulación precisa de los modos plasmónicos en escalas nanométricas.

Otra alternativa que ha sido estudiada para modificar las propiedades electro-ópticas de los metamateriales nanoestructurados es el control activo mediante campos eléctricos externos para modular la propagación y focalización de la luz [25–27]. Aunque estos dispositivos presentan cambios de fase dinámico y son reconfigurables, están limitados a la velocidad de modulación del campo externo aplicado.

En el ámbito de los sistemas de biosensado, los avances en nano-óptica y metafotónica integrada han permitido el desarrollo de sensores altamente sensibles y selectivos. Estos sensores basados en nanoestructuras metálicas pueden detectar y analizar sustancias biológicas con una precisión sin precedentes, lo que resulta fundamental en aplicaciones médicas, como el diagnóstico temprano de enfermedades o la detección de marcadores moleculares específicos [28].

En el campo de la comunicación óptica, los avances en nano-óptica ofrecen oportunidades para mejorar la capacidad y la eficiencia de las redes de comunicación. El control preciso de la propagación de la luz a escalas nanométricas permite aumentar la densidad de información transmitida, facilitando la transmisión de grandes volúmenes de datos a velocidades ultra-altas [29]. Los sistemas híbridos fotónico-plasmónicos ofrecen nuevas posibilidades para el desarrollo de componentes ópticos miniaturizados y altamente eficientes. La capacidad de confinar y controlar la luz a escala nanométrica permite la creación de circuitos ópticos más compactos y funcionales, abriendo la puerta a dispositivos más rápidos y de menores pérdidas energéticas [30].

En el área de la nanofotónica, la capacidad de manipular la luz a escalas nanométricas ha abierto nuevas fronteras en la investigación de materiales y estructuras fotónicas. La nano-óptica y la metafotónica integrada proporcionan herramientas poderosas para el diseño y la fabricación de materiales y dispositivos con propiedades ópticas especializadas, como metamateriales, dispositivos fotónicos no lineales y moduladores ópticos [31, 32].

Lo interesante de estos sistemas híbridos es que logran excitar de manera altamente eficiente las resonancias plasmónicas en un número reducido de nanopartículas. Sin embargo, debido a la alta absorción de los metales utilizados, se produce un ensanchamiento

en el mínimo del espectro de transmisión a la salida de las guías de onda. Este ensanchamiento es indeseable en muchas aplicaciones donde se requiere una respuesta espectral estrecha y precisa.

En este sentido, varios grupos de investigación han demostrado que el acoplamiento fuerte entre las resonancias plasmónicas de dos nanopartículas metálicas asimétricas da lugar a resonancias tipo Fano [33]. Estas resonancias son conocidas por la interferencia entre un modo radiativo (bright plasmon) y un modo no radiativo (dark plasmon). El fenómeno de interferencia genera lo que se conoce como transparencias plasmónicas inducidas electromagnéticamente (EIT, por sus siglas en inglés), que presentan anchos de banda reducidos en comparación con las resonancias plasmónicas convencionales [34–37].

La excitación confinada de resonancias plasmónicas y la generación de transparencias plasmónicas inducidas electromagnéticamente ofrecen vías prometedoras para lograr un control óptico más preciso en estructuras nanométricas, logrando la reducción de los anchos de banda de los espectros de transmisión. Al integrar metamateriales a guías de onda es posible entonces reducir los anchos de banda de los espectros de transmisión para contribuir al mejoramiento del diseño de sistemas integrados en la nanoescala. Estos avances tienen implicaciones importantes en diversas áreas de aplicación, como la óptica integrada [38], los sistemas de biosensado [39], la comunicación óptica [40] y la nanofotónica [6].

En esta tesis se presentan sistemas híbridos fotónico-plasmónicos que aprovechan el acoplamiento de modos fotónicos guiados a resonancias plasmónicas localizadas y no localizadas. Se demuestra numéricamente que un sistema compuesto por dos nanopartículas incrustadas en el núcleo de una guía de ondas dieléctrica multimodo de nitruro de silicio (Si_3N_4) puede ser utilizado para generar ventanas de transparencia alrededor de las resonancias plasmónicas localizadas de las nanopartículas. Además, demostramos que debido a la simetría de los modos guiados y las nanopartículas, se pueden obtener ventanas de transparencia, estas surgen de fenómenos diferentes: para el modo TE_0 , la transparencia se origina a partir de la excitación del análogo plasmónico de una EIT, mientras que para el modo TE_1 , la transparencia resulta de la fuerte interacción entre las resonancias plasmónicas localizadas, similar al efecto de Autler-Townes [41]. Es decir, queda demostrada la generación de resonancias plasmónicas localizadas de ancho espectral menor a las conseguidas con sistemas plasmónicos convencionales.

En cuanto al acoplamiento de resonancias plasmónicas no localizadas, se demuestra que al integrar un metamaterial hiperbólico uniaxial integrado a una guía de onda dieléctrica de Si_3N_4 permite la modulación del espectro de transmisión a la salida del sistema óptico integrado en función de la fracción de llenado del metamaterial. El metamaterial hiperbólico (HMM, por sus siglas en inglés) consiste en un arreglo periódico que alterna películas delgadas de oro (Au) y dióxido de titanio (TiO_2). La simplicidad del sistema propuesto contribuye a la generación de filtros ópticos integrados a escala nanométrica.

Adicionalmente, se demuestra teórica y experimentalmente la reducción del ancho espectral de la reflexión de los metamateriales hiperbólicos (sistema multicapa de películas delgadas) en comparación con una película delgada de oro. Los resultados numéricos son obtenidos mediante el método de la matriz T, mientras que la caracterización experimental de las muestras, fabricadas por evaporación térmica, se realiza mediante la técnica de Reflexión Totalmente Atenuada (ATR, por sus siglas en inglés) empleando un láser supercontinuo.

1.2. Objetivo general

Diseñar sistemas metafotónicos integrados que posibiliten la excitación de resonancias plasmónicas con un ancho de banda espectral menor a la de sistemas híbridos fotónico-plasmónicos convencionales.

1.3. Distribución de la tesis

- En el capítulo 1 se da una introducción, se expone el objetivo y la relevancia del trabajo de investigación, así como un preámbulo de los conceptos involucrados con la tesis.
- En el capítulo 2 se presentan los fundamentos teóricos y conceptos de metafotónica integrada, guías de onda, plasmónica y el modelo de osciladores armónicos acoplados. Este marco teórico es necesario para el adecuado entendimiento de los resultados mostrados más adelante.

- En el capítulo 3 se demuestra numéricamente la excitación de resonancias plasmónicas localizadas de ancho espectral reducido mediante sistema de dos nanopartículas asimétricas integradas a una guía de onda.
- En el capítulo 4 se describe y se demuestra numéricamente la excitación de resonancias plasmónicas no localizadas de ancho espectral reducido mediante sistema multicapas (metamaterial hiperbólico) integrado a guía de onda.
- En el capítulo 5 se demuestra numérica y experimentalmente la reducción de ancho espectral de resonancias plasmónicas superficiales mediante la técnica de reflexión totalmente atenuada.
- En el capítulo 6 se sintetizan las conclusiones generales y las perspectivas del trabajo.
- Posteriormente se presentan las referencias y la bibliografía consultada.

Capítulo 2

Fundamentos teóricos

2.1. Metafotónica integrada

La interacción de luz con metales ha sido uno de los aspectos más interesantes del estudio de la electrodinámica. En la electrónica convencional lo que se busca es la manipulación de electrones libres presentes en pistas metálicas llamadas circuitos para el procesamiento de señales. La luz, al ser una onda electromagnética, también interactúa con los electrones de los metales y, bajo ciertas condiciones de iluminación, se puede generar una perturbación propagativa en un elemento metálico, es decir, se pueden generar ondas que se acoplan a la oscilación del plasma de los metales, dando paso a la rama de la óptica que cuantiza estas perturbaciones: la plasmónica [6, 12, 13].

Uno de los objetivos de la fotónica es integrar elementos ópticos en componentes análogos a los circuitos electrónicos, es decir, se busca generar elementos todo-ópticos que sirvan como procesadores de señales y con la gran ventaja de trabajar a la velocidad de la luz. Así, la metafotónica integrada se encarga del estudio de la interacción de ondas electromagnéticas con metamateriales micro y nano-estructurados para aplicaciones en óptica integrada. Sin embargo, existe una desventaja al tratar luz directamente con metales: las pérdidas ópticas por absorción [42].

Una forma de atacar este problema es hacer uso de tecnologías de guiado de luz en

dieléctricos con elementos plasmónicos. Una guía de onda dieléctrica tiene ventajas importantes como la propagación de ondas electromagnéticas a lo largo de distancias muy grandes (cm o m), bajas pérdidas ópticas por absorción y su fabricación es esencialmente sencilla. Así mismo, el desarrollo de elementos plasmónicos permiten la manipulación de luz por debajo del límite de difracción. Así, la integración de nano-estructuras plasmónicas en guías de onda dieléctricas es lo que se conoce como un sistema híbrido fotónico-plasmónico [43].

La metafotónica integrada conlleva la manipulación de campos eléctricos y magnéticos, y sus interacciones permiten el control del índice de refracción, incluyendo valores negativos [44] y cercanos a cero [45], así como índices gradientes [46], hacen posible obtener resoluciones por debajo del límite de difracción [7], el fenómeno de luz lenta [47] y control óptico-magnético [48], y todo esto es posible gracias a la nano-ingeniería de metamateriales nano-estructurados. Las aplicaciones de la metafotónica van desde las comunicaciones ópticas, hasta la captación de energía solar, tecnología de sensores y biofotónica [8].

El diseño y la optimización de los componentes metafotónicos integrados son fundamentales para lograr un rendimiento óptimo. Mediante herramientas avanzadas de simulación numérica es posible evaluar y mejorar aspectos como la eficiencia de acoplamiento, la respuesta espectral o sintonización y la mejora de señales. También permiten analizar el comportamiento óptico de las estructuras, comprender sus propiedades fundamentales y optimizar su desempeño antes de su fabricación y caracterización experimental. Estas simulaciones se basan en la resolución numérica de las ecuaciones de Maxwell, que describen el comportamiento de los campos electromagnéticos. Métodos como el Método de Diferencias Finitas en el Dominio del Tiempo (FDTD, por sus siglas en inglés), el Método de Elementos Finitos (FEM, por sus siglas en inglés) y el Método de las Diferencias Finitas en el Dominio de la Frecuencia (FDFD, por sus siglas en inglés) son comúnmente utilizados para resolver estas ecuaciones [13, 49]. Estas simulaciones permiten analizar la propagación de la luz, la interacción con los materiales y la respuesta óptica de los componentes metafotónicos integrados. Para el desarrollo de este trabajo se empleó un software comercial que se basa en la Técnica de Integración Finita (FIT, por sus siglas en inglés) que es un método numérico riguroso que permite resolver las ecuaciones de Maxwell en el dominio del tiempo o de la frecuencia. En este método, el dominio se divide en una malla o

rejilla de elementos finitos, y las ecuaciones se discretizan en nodos de la malla. El método utiliza una formulación matemática que permite resolver las ecuaciones de Maxwell en forma integral, las cuales se discretizan y se convierten en un sistema de ecuaciones algebraicas. Estas ecuaciones se resuelven iterativamente mediante métodos numéricos, como el método de los elementos finitos o el método de las diferencias finitas [50].

La fabricación de dispositivos metafotónicos integrados requiere de técnicas experimentales precisas y sofisticadas que permitan la creación de estructuras ópticas de tamaño nanométrico con alta resolución y control. Algunas técnicas de fabricación y caracterización experimental pueden ser la Litografía de Haz de Electrones (EBL) que se basa en el uso de un haz de electrones focalizado para grabar patrones nanométricos en una muestra [51]. También, el depósito de películas delgadas que consiste en el crecimiento controlado de una película delgada de material sobre un sustrato. Esta técnica se utiliza para la creación de capas metálicas, dieléctricas u otros materiales necesarios en la construcción de dispositivos metafotónicos [52]. Otra técnica comúnmente usada es la Fotolitografía que implica la proyección de luz a través de una rejilla o máscara que contiene el patrón deseado. La luz expone una capa fotosensible previamente depositado en el sustrato, que luego se somete a un proceso de revelado y grabado químico para obtener las estructuras deseadas. Esta técnica se utiliza para la creación de patrones a gran escala en la fabricación de dispositivos metafotónicos [51].

La metafotónica integrada representa una convergencia entre la óptica, los metamateriales, la electrónica, las matemáticas a través de los métodos numéricos y sigue en desarrollo, lo que la convierte en una área de la ciencia con mucho potencial para el desarrollo de ciencia y tecnologías futuras.

2.2. Guías de onda

Una guía de onda es un dispositivo óptico desarrollado para la propagación y control de luz a través de conductos dieléctricos. Esta tecnología es ampliamente usada en innumerables aplicaciones en comunicaciones, sensores y procesamiento de señales. Una guía de onda está constituida por dos elementos fundamentales, un núcleo que es la región de la guía por donde la luz se va a propagar y un revestimiento que es la región que comúnmente

rodea al núcleo y que sirve como una delimitación física al paso de la luz y hace que la luz quede confinada en el núcleo. El principio de operación de una guía de onda dieléctrica es la reflexión total interna deducida de la ley de Snell [1] para el caso en el que el núcleo tiene un índice de refracción n_1 mayor que el índice de refracción del revestimiento n_2 . La luz que incide en la interfaz núcleo-revestimiento desde la parte interna del núcleo se refleja total e internamente siempre que el ángulo de incidencia de la luz sea mayor que el ángulo crítico $\theta_c = \text{sen}^{-1} \left(\frac{n_2}{n_1} \right)$ como se muestra en la figura 2.1.

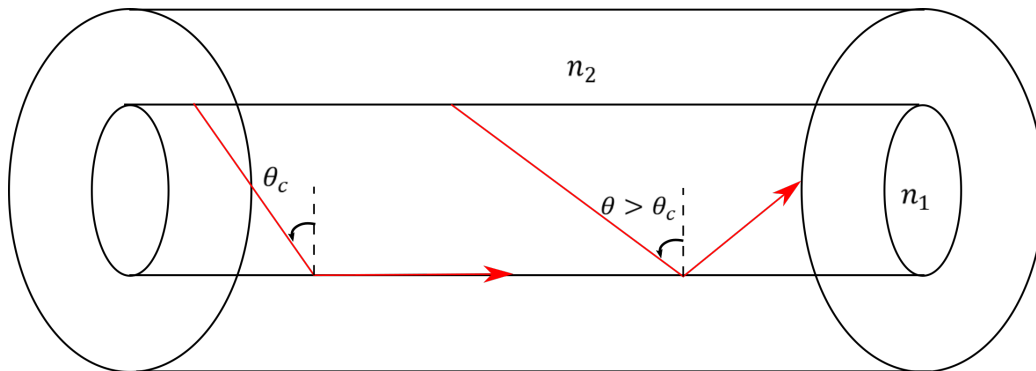


Figura 2.1: Diagrama de una guía de onda. El haz sufre reflexión total interna a ángulos mayores al ángulo crítico θ_c .

La propagación de luz a través de una guía puede describirse mediante óptica de rayos considerando múltiples reflexiones en la interfaz núcleo-revestimiento, sin embargo, una descripción más completa es tratar a la luz como una onda electromagnética, la cual se va a propagar a lo largo de la guía y que está descrita por su polarización y fase. Al confinar la luz en una guía, el campo electromagnético tiene que cumplir condiciones de frontera para lograr la propagación de la onda sin modificar sus propiedades, se habla entonces de modos de propagación [2, 53, 54]. Un modo es un campo que mantiene la misma distribución transversal del campo y polarización en el plano perpendicular al eje óptico de propagación. Análogamente, en un resonador, un modo es una autoreproducción de ondas dentro de una cavidad debido a que los haces se acoplan a la curvatura de los espejos de la cavidad y se reflejan entre ellos sin ser alterados. Los modos transversales son determinados por las condiciones de frontera impuestas por la guía de onda o el resonador.

Para definir la propagación de modos de la luz en la guía se considera la dirección de propagación y la dirección de polarización de la onda. Consideremos una guía plano paralela de grosor d a lo largo del eje y e invariante a lo largo de la dirección z , en la cual

el eje óptico de propagación de la guía se encuentra a lo largo del eje x como se muestra en la figura 2.2.

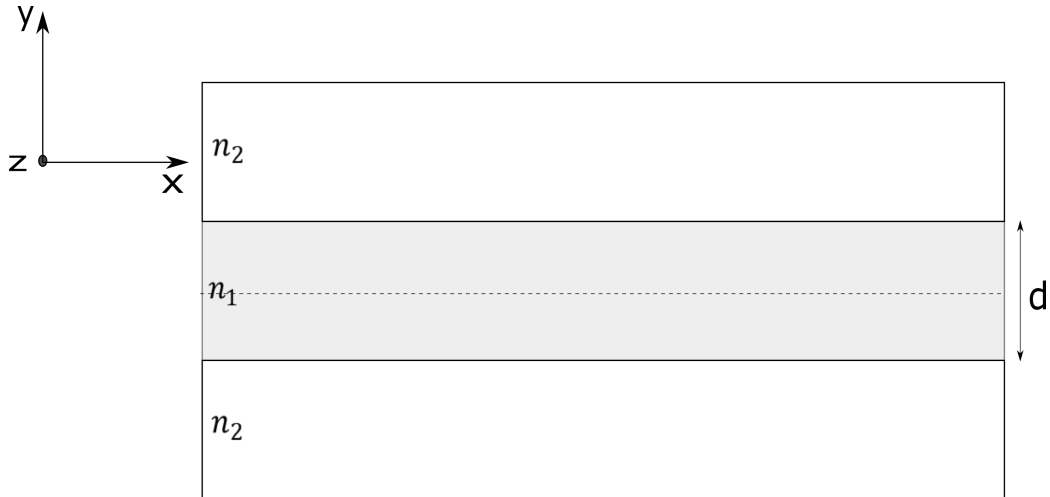


Figura 2.2: Guía plana de espesor d .

Una onda polarizada en la dirección z , es decir, su vector de campo eléctrico se encuentra paralelo al eje z y cuyo vector de onda se encuentra sobre el plano xy define la polarización transversal eléctrica TE o polarización **s** (de la palabra en alemán *senkrecht* que significa perpendicular [55]) ya que el campo eléctrico es transversal al plano de incidencia y puesto que los campos eléctrico y magnético son perpendiculares mutuamente y a su vez perpendiculares ambos a la dirección de propagación, el campo magnético tendría que permanecer sobre el plano xy como se muestra en la figura 2.3.

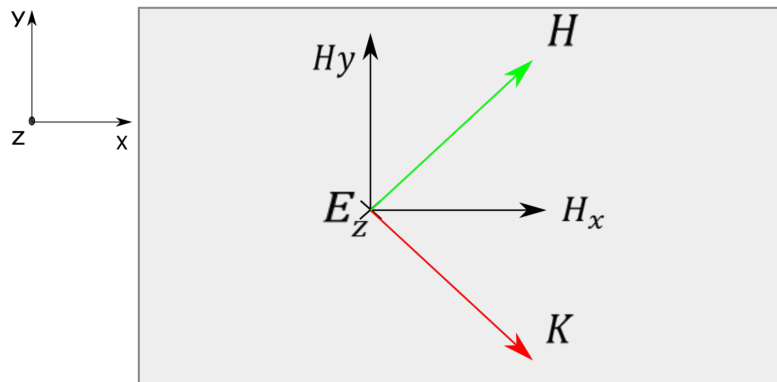


Figura 2.3: Polarización TE: $H_y, H_x, E_z \neq 0$, $H_z, E_y, E_x = 0$.

Análogamente, una onda cuyo vector de campo magnético se encuentra paralelo al eje z y cuyo vector de onda se encuentra sobre el plano xy define la polarización TM o polarización **p** (de la palabra en alemán *parallel* que significa paralelo [55]) ya que el campo

magnético es transversal al plano de incidencia, nuevamente por ortogonalidad mutua de los campos y con la dirección de propagación, el campo eléctrico tendría que permanecer sobre el plano xy como se muestra en la figura 2.4.

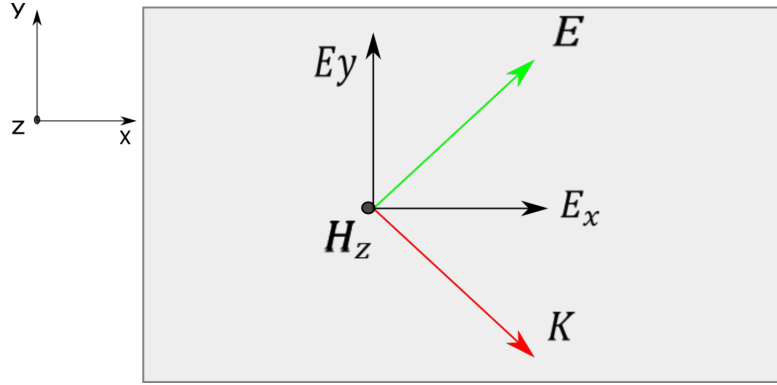


Figura 2.4: Polarización TM: $H_y, H_x, E_z = 0$, $H_z, E_y, E_x \neq 0$.

Consideremos la situación de la figura 2.5, donde una onda que viaja dentro del núcleo, representada por un rayo que hace un ángulo θ con respecto a la interfaz, sufre varias reflexiones. La condición de consistencia garantiza la invariancia de la distribución transversal del campo así como la polarización de la onda, es decir, define los ángulos que garantizan el acoplamiento de modos de la guía. Esta condición dice que el cambio total de fase de la onda al viajar a lo largo de un camino óptico definido por dos reflexiones dentro de la guía debe ser de múltiplos enteros de 2π . Físicamente se considera que la onda que incide en el punto A se refleja e incide nuevamente en el punto C , reflejándose en paralelo a la onda original. La condición de consistencia nos dice que tanto la onda original que incide en A como la onda reflejada en C deben estar en fase. El cambio de fase es entonces:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi\overline{AC}}{\lambda} - 2\pi - \frac{2\pi\overline{AB}}{\lambda} = 2\pi q, \quad q = 0, 1, 2, 3\dots \quad (2.1)$$

El primer término del centro de (2.1) representa el cambio de fase por viajar del punto A al punto C , el segundo término representa el cambio de fase por las dos reflexiones en las interfaces tomando en cuenta que hay un cambio de π en cada reflexión y el tercer término representa el cambio de fase que tendría la onda original que viajaría de A a B (no hay onda transmitida).

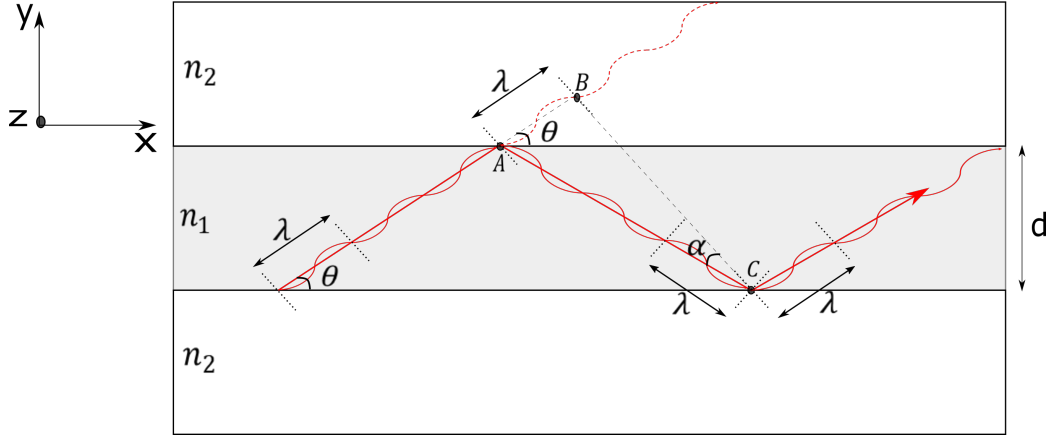


Figura 2.5: Incidencia del haz dentro de la guía para satisfacer la condición de consistencia.

De la ecuación (2.1) se puede ver que:

$$\overline{AC} - \overline{AB} = \frac{2\pi\lambda(q+1)}{2\pi}. \quad (2.2)$$

Apoyándonos del ángulo $\alpha = \frac{\pi}{2} - 2\theta$, podemos observar que $\text{sen}\alpha = \frac{\overline{AB}}{\overline{AC}} = \text{cos}2\theta$, además $\overline{AC} = \frac{d}{\text{sen}\theta}$, por lo tanto:

$$\overline{AC} - \overline{AB} = 2d\text{sen}\theta. \quad (2.3)$$

Iguando (2.2) con (2.3) y definiendo $q+1 = m = 1, 2, 3, 4, \dots$

$$\text{sen}\theta_m = \frac{m\lambda}{2d} = \frac{m\lambda_0}{2dn_1}, \quad (2.4)$$

con λ_0 la longitud de onda en el vacío y n_1 el índice de refracción del núcleo, siendo $\theta = \theta_m$ los ángulos modales que cumplen la condición de consistencia cuyo campo correspondiente es llamado el m -ésimo modo [2].

2.2.1. Constante de propagación y relación de dispersión

Una onda plana que se propaga sobre el plano xy tiene dos vectores de propagación, uno cuyas componentes es $(k_x, k_y, 0)$ y el otro (una vez reflejado) $(k_x, -k_y, 0)$, de tal

forma que podemos observar que existe una constante de propagación en la dirección x , $\beta \equiv k_x = k \cos \theta$ siendo β una cantidad cuantizada por $\beta_m = k \cos \theta_m$. Los ángulos θ_m quedan restringidos a valores entre 0 y el complemento del ángulo crítico $\bar{\theta}_c$ como se muestra en la figura 2.6. La constante de propagación es entonces:

$$\beta_m = n_1 k_0 \cos \theta_m, \quad (2.5)$$

siendo n_1 el índice de refracción del núcleo y k_0 la constante de propagación en el vacío. Puesto que $\cos \theta_m$ tiene valores entre 1 y $\cos \bar{\theta}_c = \frac{n_2}{n_1}$, β_m queda restringida a valores entre $n_2 k_0$ y $n_1 k_0$.

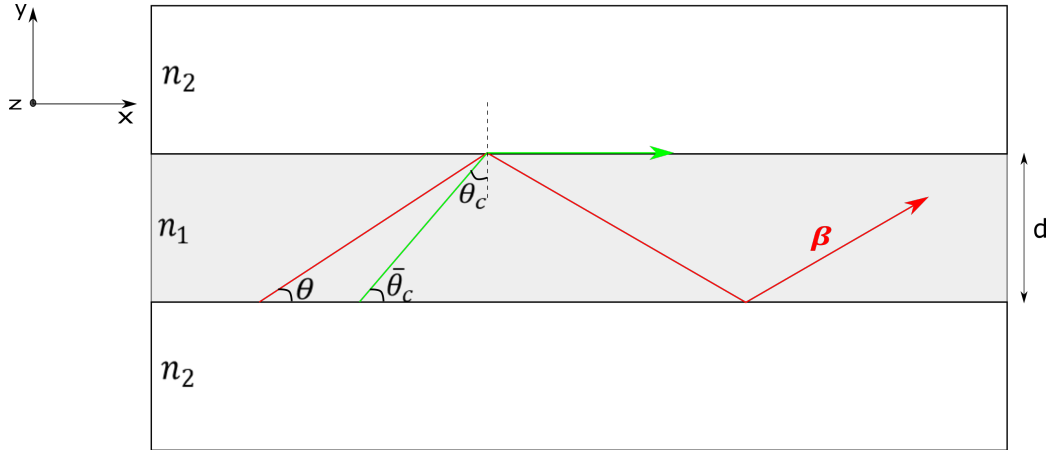


Figura 2.6: Configuración de los ángulos que forma el vector de onda en una guía de onda: para satisfacer la reflexión total interna, el ángulo de incidencia θ debe ser mayor que el ángulo crítico θ_c .

El número de modos que soporta una guía de onda depende del tamaño del núcleo, es decir, del grosor d de la sección transversal. De (2.4) podemos ver que $m = \frac{2d \sin \theta_m}{\lambda} = \frac{2dn_1 \sin \theta_m}{\lambda_0}$. Tomemos el caso en que $m = 1$, es decir, una guía monomodo, y debemos considerar que para que haya componente de la constante de propagación a lo largo del eje x , $\sin \theta_m < 1$:

$$\frac{\lambda}{2d} = \frac{\lambda_0}{2dn_1} < 1, \quad (2.6)$$

o equivalentemente

$$d > \frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda_0}{2n_1}, \quad (2.7)$$

lo que nos dice que para acoplar un modo de propagación en la guía, d debe ser mayor que media longitud de onda, así, el número de modos que se pueden acoplar para una guía de grosor d es:

$$M = \frac{2d}{\lambda}, \quad (2.8)$$

siempre que M sea mayor o igual que 1 y tomando el valor entero reducido. Podemos observar que el número de modos incrementa en proporción al tamaño o grosor de la guía.

Definimos entonces la longitud de onda de corte λ_c como la longitud de onda más grande que puede admitir la guía, es decir $\lambda_c = 2d$. A esta longitud de onda de corte le corresponde una frecuencia de corte, en este caso se define como la frecuencia más pequeña que admite un modo de la guía:

$$\nu_c = \frac{c}{2d} = \frac{c_0}{2dn_i}, \quad (2.9)$$

con n_i el índice de refracción del medio.

Puesto que θ_m está restringido a valores entre 0 y $\bar{\theta}_c$, en ese intervalo la función seno es una función creciente por lo que $\text{sen}\theta_m \leq \text{sen}\bar{\theta}_c$. El número de modos en general es entonces el entero más pequeño (o más próximo) más grande que $\frac{2d\text{sen}\bar{\theta}_c}{\lambda}$ (ver de (2.4)):

$$M = \frac{2d\text{sen}\bar{\theta}_c}{\lambda}. \quad (2.10)$$

Sustituyendo $\text{sen}\bar{\theta}_c$ por $\text{cos}\bar{\theta}_c = \frac{n_2}{n_1}$, el número de modos se puede escribir como:

$$M = \frac{2d}{\lambda_0} NA. \quad (2.11)$$

De esta relación, para $M=1$:

$$d = \frac{\lambda_0}{2NA}, \quad (2.12)$$

esto define el límite de difracción para una guía de onda, donde NA se define como la apertura numérica:

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (2.13)$$

Un aspecto importante de las guías de onda es la relación de dispersión, la cuál es, para el vacío, simplemente $k = \frac{\omega}{c_0}$ siendo ω la frecuencia angular de la luz y c_0 la velocidad de la luz en el vacío. Para un medio homogéneo, la relación de dispersión es:

$$\beta = \frac{\omega}{c} = \frac{n\omega}{c_0}, \quad (2.14)$$

donde n es el índice de refracción y c_0 es la velocidad de la luz en el vacío [2, 53, 54].

Calculemos la relación de dispersión de una guía de onda simétrica bidimensional que consiste en tres medios homogéneos: un sustrato con índice de refracción n_{sub} , núcleo de espesor d e índice de refracción n_c , y superestrato con índice de refracción n_{sub} . Tanto el sustrato como el superestrato son semi-infinitos, como se muestra en la figura 2.7. Se deben indicar las condiciones de frontera y separar las soluciones para polarización TE y TM.

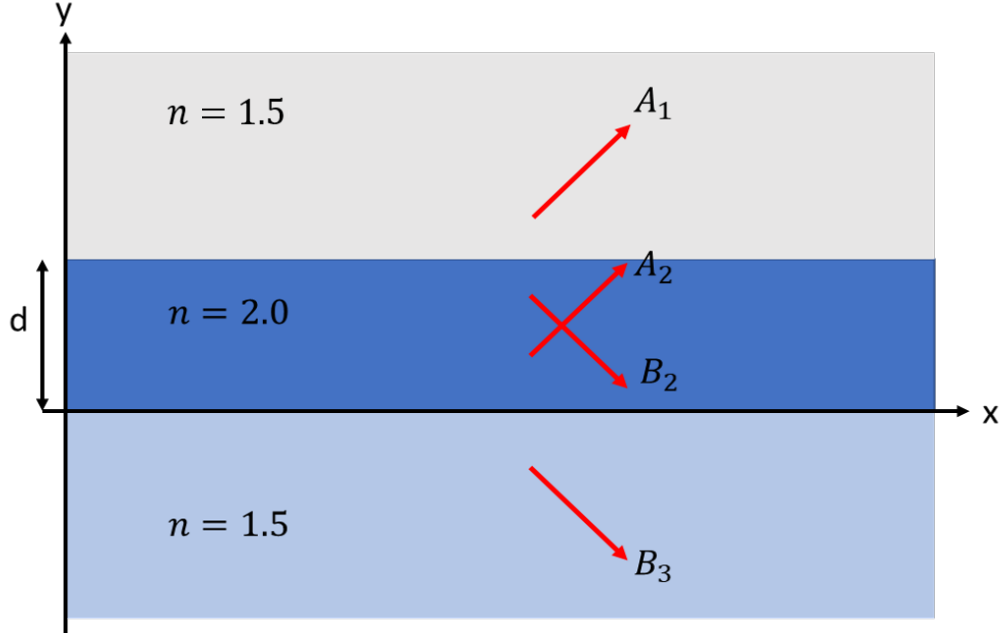


Figura 2.7: Diagrama de una guía de onda simétrica bidimensional con sustrato y superestrato semi-infinitos, donde A_1 , A_2 , B_2 y B_3 representan las amplitudes los campos propagativos en la dirección y y x en este sistema.

Las ecuaciones de Maxwell describen los campos electromagnéticos macroscópicos en la materia, dichas ecuaciones en medios libres de cargas y términos fuente son:

Ley de Gauss:

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0. \quad (2.15)$$

Ley de Gauss magnética:

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0. \quad (2.16)$$

Ley de Faraday:

$$\nabla \times \vec{E} = \frac{i\omega\mu}{c} \vec{H}. \quad (2.17)$$

Ley de Ampere:

$$\nabla \times \vec{H} = -\frac{i\omega\epsilon}{c}\vec{E}, \quad (2.18)$$

donde $\vec{D} = \epsilon\vec{E}$ y $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu}$ [1,55-57].

Las ecuaciones de Maxwell en su forma integral nos dan las relaciones de los campos eléctrico y magnético cuando se aplican en una frontera entre dos medios diferentes, dando como resultado las siguientes condiciones de frontera [56]:

$$\hat{n} \cdot (\vec{D}_2 - \vec{D}_1) = 0, \quad (2.19)$$

$$\hat{n} \cdot (\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = 0, \quad (2.20)$$

$$\hat{n} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0, \quad (2.21)$$

$$\hat{n} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = 0, \quad (2.22)$$

donde \hat{n} representa un vector unitario perpendicular a la interfaz, \vec{D}_i es el vector de desplazamiento eléctrico, \vec{B}_i el vector de inducción magnética, \vec{E}_i es el campo eléctrico y \vec{H}_i es el campo magnético, el subíndice $i = 1, 2$ representa el medio. Estas condiciones de frontera establecen la continuidad de ciertas componentes de los campos, quedando establecidas en las siguientes relaciones:

$$\vec{D}_{2\perp} = \vec{D}_{1\perp}, \quad (2.23)$$

las componentes normales del vector desplazamiento se conservan.

$$\vec{B}_{2\perp} = \vec{B}_{1\perp}, \quad (2.24)$$

las componentes normales del vector de inducción magnética se conservan.

$$\vec{E}_{2\parallel} = \vec{E}_{1\parallel}, \quad (2.25)$$

las componentes tangenciales del campo eléctrico se conservan.

$$\vec{H}_{2\parallel} = \vec{H}_{1\parallel}, \quad (2.26)$$

las componentes tangenciales del campo magnético se conservan.

Tomando en cuenta el sistema que se tiene en la figura 2.7, el marco de referencia planteado como en la figura 2.8, donde se cumple que $\hat{z} \times \hat{x} = \hat{y}$, las componentes paralelas de los campos son:

$$\vec{E}_{\parallel} = E_x \hat{x} + E_z \hat{z}, \quad (2.27)$$

$$\vec{H}_{\parallel} = H_x \hat{x} + H_z \hat{z}. \quad (2.28)$$

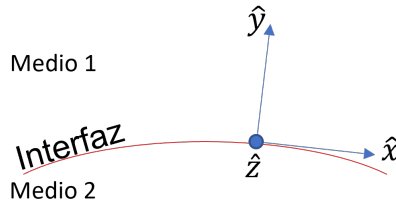


Figura 2.8: Marco de referencia sobre una interfaz entre los medios 1 y 2: \hat{x} y \hat{z} son vectores unitarios tangenciales a la interfaz, \hat{y} es un vector unitario normal a la interfaz.

Para calcular los rotacionales de los campos \vec{E} y \vec{H} , primero veamos que, en general, el rotacional en coordenadas cartesianas para un campo \vec{F} en general es de la forma:

$$\nabla \times \vec{F} = \left(\frac{\partial F_z}{\partial y} - \frac{\partial F_y}{\partial z} \right) \hat{x} + \left(\frac{\partial F_x}{\partial z} - \frac{\partial F_z}{\partial x} \right) \hat{y} + \left(\frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y} \right) \hat{z}. \quad (2.29)$$

Puesto que en el sistema tenemos invarianza en la dirección \hat{z} , las parciales con respecto

a esta dirección son nulas teniendo entonces:

$$\nabla \times \vec{F} = \frac{\partial F_z}{\partial y} \hat{x} - \frac{\partial F_z}{\partial x} \hat{y} + \left(\frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y} \right) \hat{z}. \quad (2.30)$$

De las ecuaciones de Maxwell (2.17) y (2.18), la componente \hat{x} de los campos cumplen:

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = \frac{i\omega\mu}{c} H_x, \quad (2.31)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = -\frac{i\omega\epsilon}{c} E_x. \quad (2.32)$$

De las condiciones establecidas en (2.27) y (2.28) y puesto que las componente paralelas de los campos \vec{E} y \vec{H} se conservan:

$$E_{1z} = E_{2z}, \quad (2.33)$$

$$E_{1x} = E_{2x}, \quad (2.34)$$

$$H_{1z} = H_{2z}, \quad (2.35)$$

$$H_{1x} = H_{2x}. \quad (2.36)$$

De las relaciones (2.31) y (2.32) se obtiene respectivamente ($\mu = 1$ para medios no magnéticos o paramagnéticos):

$$\frac{\partial E_{1z}}{\partial y} = \frac{\partial E_{2z}}{\partial y}, \quad (2.37)$$

$$\frac{1}{\epsilon_1} \frac{\partial H_{1z}}{\partial y} = \frac{1}{\epsilon_2} \frac{\partial H_{1z}}{\partial y}. \quad (2.38)$$

Para polarización transversal magnética (TM), el sistema se establece con las componentes de la figura 2.4 donde $H_x, H_y, E_z = 0$, $H_z, E_x, E_y \neq 0$ y sus condiciones de frontera quedan establecidas en las ecuaciones (2.35) y (2.38).

Para polarización transversal eléctrica (TE), el sistema se establece con las componentes de la figura 2.3 donde $H_z, E_x, E_y = 0$, $H_x, H_y, E_z \neq 0$ y sus condiciones de frontera quedan establecidas en las ecuaciones (2.33) y (2.37) [12, 13].

En general, las condiciones de frontera de un campo electromagnético $F_{s,p}$ (polarización s o p) quedan establecidas como:

$$F_{1s,p} = F_{2s,p}, \quad (2.39)$$

$$\frac{1}{\delta_1} \partial_n F_{1s,p} = \frac{1}{\delta_2} \partial_n F_{2s,p}, \quad (2.40)$$

donde $\partial_n F_{s,p}$ representa la derivada respecto a la componente normal (en nuestro caso $n = y$), $\delta_i = 1$ para polarización s y $\delta_i = \epsilon_i$ para polarización p , $i = 1, 2$ [58].

Para resolver la propagación de una onda debemos resolver su ecuación de onda dada por:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{\epsilon}{c_0^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.41)$$

Si suponemos una dependencia armónica en el tiempo $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{-i\omega t}$, la ecuación anterior queda como:

$$\nabla^2 \vec{E} + k_0^2 \epsilon \vec{E} = 0, \quad (2.42)$$

es decir, obtenemos la ecuación de Helmholtz.

Suponiendo que las ondas se propagan en dirección x :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(y)e^{i(\beta x - \omega t)}, \quad (2.43)$$

sustituyendo en la ecuación (2.42):

$$\frac{\partial^2 \vec{E}(y)}{\partial y^2} + (k_0^2 \epsilon - \beta^2) \vec{E} = 0. \quad (2.44)$$

Una expresión similar puede ser encontrada para \vec{H} . Esta ecuación (2.44) es el punto de partida para el análisis de la propagación.

Para polarización TM se llega a la siguiente ecuación:

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + (k_0^2 \epsilon - \beta^2) H_z = 0, \quad (2.45)$$

que es la ecuación de Helmholtz para polarización TM.

Para polarización TE se llega a la ecuación:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + (k_0^2 \epsilon - \beta^2) E_z = 0, \quad (2.46)$$

que es la ecuación de Helmholtz para polarización TE. Las ecuaciones pueden ser escritas como:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_i^2 \right) F_{s,p} = 0 \quad (2.47)$$

donde

$$k_i^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_i, \quad (2.48)$$

para $i = 1, 2, 3$.

Si los medios en $y > d$ y $y < 0$ son iguales, comenzamos con la descripción general de los modos.

Para $y < 0$ (región III):

$$U_{III}(x, y) = B_3 e^{-i\beta x} e^{-ik_1 y}. \quad (2.49)$$

Para $0 < y < d$ (región II):

$$U_{II}(x, y) = B_2 e^{-i\beta x} e^{-ik_2 y} + A_2 e^{-i\beta x} e^{ik_2 y}. \quad (2.50)$$

Para $y > d$ (región I):

$$U_I(x, y) = A_1 e^{-i\beta x} e^{ik_1 y}, \quad (2.51)$$

donde A_i y B_i ($i = 1, 2, 3$), son las amplitudes de las ondas que describen la propagación en cada región. El campo es continuo en las fronteras, se deben conservar las componentes tangenciales (ecuación (2.33), (2.35), (2.37) y (2.38)), aplicando estas condiciones de frontera:

$$B_3 = B_2 + A_2, \quad (2.52)$$

$$-\frac{k_1}{\delta_1} B_3 = -\frac{k_2}{\delta_2} B_2 + \frac{k_2}{\delta_2} A_2, \quad (2.53)$$

$$B_2 e^{-ik_2 d} + A_2 e^{ik_2 d} = A_1 e^{ik_1 d}, \quad (2.54)$$

$$-\frac{k_2}{\delta_2} B_2 e^{-ik_2 d} + \frac{k_2}{\delta_2} A_2 e^{ik_2 d} = \frac{k_1}{\delta_1} A_1 e^{ik_1 d}. \quad (2.55)$$

Sustituyendo (2.52) en (2.53) y (2.54) en (2.55) y simplificando:

$$\left(\frac{k_2}{\delta_2} + \frac{k_1}{\delta_1}\right) B_2 e^{-ik_2 d} - \left(\frac{k_2}{\delta_2} - \frac{k_1}{\delta_1}\right) A_2 e^{ik_2 d} = 0, \quad (2.56)$$

$$\left(\frac{k_2}{\delta_2} - \frac{k_1}{\delta_1}\right) B_2 - \left(\frac{k_2}{\delta_2} + \frac{k_1}{\delta_1}\right) A_2 = 0, \quad (2.57)$$

recordando que $\delta_1 = \delta_2 = 1$ para polarización s mientras que $\delta_1 = \epsilon_s$ y $\delta_2 = \epsilon_n$ para polarización p , siendo ϵ_s la constante dieléctrica del sustrato y superestrato y ϵ_n la constantes dieléctrica del núcleo. Este sistema de ecuaciones se puede escribir de forma matricial como:

$$\begin{pmatrix} \left(\frac{k_2}{\delta_2} + \frac{k_1}{\delta_1}\right) e^{-ik_2 d} & -\left(\frac{k_2}{\delta_2} - \frac{k_1}{\delta_1}\right) e^{ik_2 d} \\ \left(\frac{k_2}{\delta_2} - \frac{k_1}{\delta_1}\right) & \left(\frac{k_2}{\delta_2} + \frac{k_1}{\delta_1}\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_2 \\ A_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.58)$$

Este es un sistema homogéneo de ecuaciones lineales, su solución no trivial ocurre cuando el determinante de la matriz de coeficientes es cero. Resolviendo y simplificando:

$$\tan(k_2 d) = -\frac{2i\delta_1\delta_2 k_1 k_2}{(\delta_1 k_2)^2 + (\delta_2 k_1)^2}. \quad (2.59)$$

Para llegar a la ecuación anterior se desarrollan los productos (binomios al cuadrado), se asocian términos y se busca poner a las exponenciales de tal forma que se tenga la definición de la tangente con exponenciales complejas y finalmente se despeja la tangente. Mediante la identidad trigonométrica $\tan(2\theta) = \frac{2\tan\theta}{1-\tan^2\theta}$ y factorizando del lado derecho de la ecuación anterior el factor $(\delta_1 k_2)^2$ se tiene:

$$\tan(k_2 d) = \frac{2\tan\theta}{1-\tan^2\theta} = -\frac{2i\frac{\delta_2 k_1}{\delta_1 k_2}}{1 + \left(\frac{\delta_2 k_1}{\delta_1 k_2}\right)^2}. \quad (2.60)$$

Para que la igualdad se cumpla, los numeradores y denominadores de la ecuación anterior deben ser iguales de donde:

$$2\tan\theta = 2i\frac{\delta_2 k_1}{\delta_1 k_2}, \quad (2.61)$$

$$1 - \tan^2\theta = 1 + \left(\frac{\delta_2 k_1}{\delta_1 k_2}\right)^2, \quad (2.62)$$

siendo esta última ecuación (2.62) la que tiene como soluciones pares (raíces pares de la unidad imaginaria i):

$$\tan\left(\frac{k_2 d}{2}\right) = -i\frac{\delta_2 k_1}{\delta_1 k_2}, \quad (2.63)$$

y como soluciones impares (raíces impares de la unidad imaginaria i):

$$\tan\left(\frac{k_2 d}{2}\right) = -i\frac{\delta_1 k_2}{\delta_2 k_1}. \quad (2.64)$$

Sustituyendo todos los valores de las constantes para polarización s se tiene que para modos pares:

$$\tan\left(i\frac{d}{2}\sqrt{\beta^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_n}\right) = -i\frac{\sqrt{\beta^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_s}}{\sqrt{\beta^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_n}}, \quad (2.65)$$

mientras que para modos impares:

$$\tan\left(i\frac{d}{2}\sqrt{\beta^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_n}\right) = -i\frac{\sqrt{\beta^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_n}}{\sqrt{\beta^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_s}}. \quad (2.66)$$

Sustituyendo todos los valores de las constantes para polarización p se tiene que para modos pares:

$$\tan\left(i\frac{d}{2}\sqrt{\beta^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_n}\right) = -i\frac{\epsilon_n\sqrt{\beta^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_s}}{\epsilon_s\sqrt{\beta^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_n}}, \quad (2.67)$$

mientras que para modos impares:

$$\tan\left(i\frac{d}{2}\sqrt{\beta^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_n}\right) = -i\frac{\epsilon_s\sqrt{\beta^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_n}}{\epsilon_n\sqrt{\beta^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon_s}}. \quad (2.68)$$

La función $\tan\theta$ es una función periódica con periodo π , es decir $\tan(\theta + m\pi) = \tan\theta$, $m \in \mathbb{Z}$.

Para graficar la curva de dispersión, partimos de las ecuaciones (2.65), (2.66), (2.67) y (2.68). En este caso, se trata de medios dieléctricos, es decir, la constante dieléctrica $\epsilon_i = n_i^2$ es real, donde $i = 1, 2, 3$ representa el medio a tratar y, para encontrar una solución analítica, se toma en cuenta una aproximación de ángulos pequeños ($\tan\theta \approx \theta$) [59]:

$$\beta_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[2\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_n + \left(\frac{2\epsilon_n}{d\epsilon_s}\right)^2 - \frac{2\epsilon_n}{d\epsilon_s} \sqrt{\left(\frac{2\epsilon_n}{d\epsilon_s}\right)^2 + 4\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 (\epsilon_n - \epsilon_s)} \right]^{1/2}. \quad (2.69)$$

Se grafica las expresión de la ecuación (2.69) para polarización p y su equivalente para modos en polarización s , con $d = 250$ nm, $\epsilon_s = 1.5^2$ y $\epsilon_n = 2^2$, mostrándose ambas gráficas en la figura 2.9.

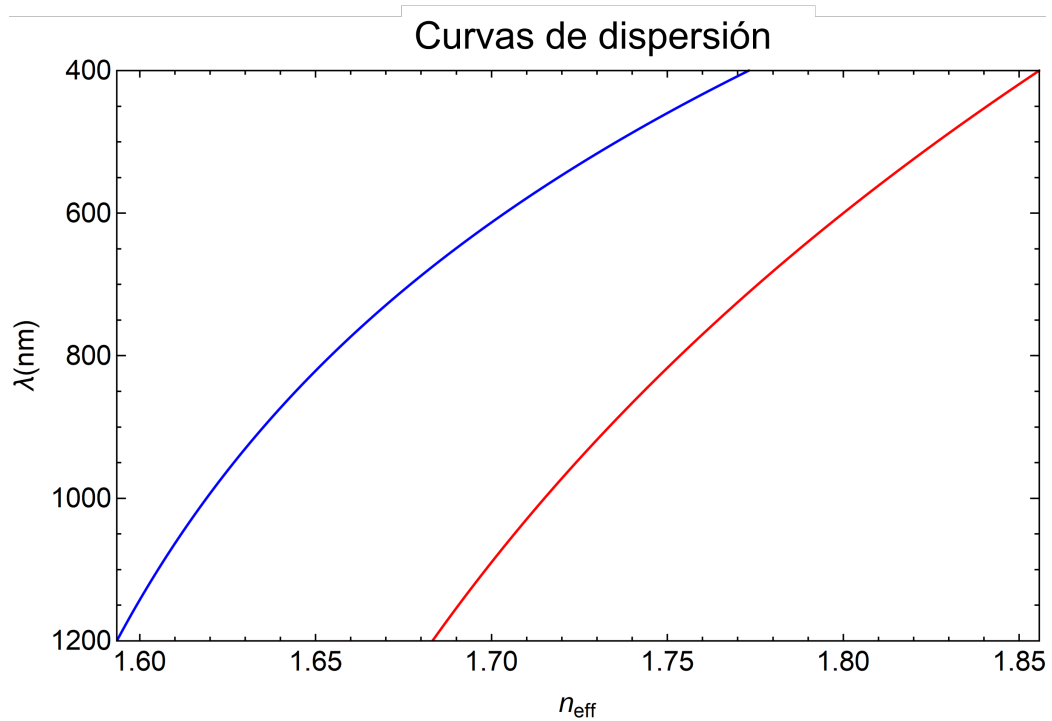


Figura 2.9: Curvas de dispersión de los modos fundamentales ($m = 1$) en polarización p (curva azul) y polarización s (curva roja), $d = 250$ nm, $\epsilon_s = 1.5^2$ y $\epsilon_n = 2^2$, en el rango espectral de 400 nm a 1200 nm de la guía de onda de la Figura 2.7. $n_{\text{eff}} = \beta \frac{\lambda}{2\pi}$ se define como el índice de refracción efectivo.

2.3. Plasmónica

2.3.1. Permitividad eléctrica (función dieléctrica)

Las ecuaciones de Maxwell describen el electromagnetismo macroscópico en la materia:

- Ley de Gauss:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_{ext}. \quad (2.70)$$

- Ley de Gauss magnética:

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0. \quad (2.71)$$

- Ley de Faraday:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (2.72)$$

- Ley de Ampere:

$$\nabla \cdot \vec{H} = \vec{J}_{ext} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (2.73)$$

donde ϵ_0 es la permitividad eléctrica del vacío, μ_0 es la permeabilidad magnética del vacío, \vec{D} es el desplazamiento eléctrico, \vec{E} es el campo eléctrico, \vec{H} es el campo magnético, \vec{B} es la inducción magnética o densidad de flujo magnético, ρ_{ext} es la carga externa y \vec{J}_{ext} es la densidad de corriente [12, 56]. A su vez, el vector de desplazamiento eléctrico y el campo magnético se definen como:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (2.74)$$

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \vec{B} - \vec{M}, \quad (2.75)$$

siendo \vec{P} la polarización material (polarizabilidad) o momento dipolar eléctrico por unidad

de volumen y \vec{M} la magnetización del medio. La densidad de carga interna está relacionada a \vec{P} y a \vec{J} mediante $\nabla \cdot \vec{P} = -\rho$ y $\nabla \cdot \vec{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}$ (ley de la conservación de la carga), por lo tanto:

$$\vec{J} = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}. \quad (2.76)$$

Sustituyendo (2.74) en (2.70):

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho_{total}}{\epsilon_0}, \quad \rho_{total} = \rho_{ext} + \rho. \quad (2.77)$$

Este enfoque tiene como ventaja que incluye todos los efectos de polarización, en otras palabras, los campos externo e inducido son contemplados en él. Si nos limitamos a medios lineales, isótropos y no magnéticos, definimos las relaciones constitutivas:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}, \quad (2.78)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}, \quad (2.79)$$

donde ϵ es llamada la constante dieléctrica o permitividad relativa y $\mu = 1$ es la permeabilidad magnética relativa del medio no magnético. Además:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}, \quad \epsilon = 1 + \chi, \quad (2.80)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}, \quad (2.81)$$

donde χ es la susceptibilidad eléctrica y σ es la conductividad [12, 56, 57].

Para tomar en cuenta la no localidad en tiempo y espacio, se generalizan las relaciones lineales:

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \int dt' d\vec{r}' \epsilon(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \vec{E}(\vec{r}', t'), \quad (2.82)$$

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \int dt' d\vec{r}' \sigma(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \vec{E}(\vec{r}', t'). \quad (2.83)$$

Para una respuesta local, la forma funcional de respuesta al impulso es una función delta $\delta(\vec{r} - \vec{r}', t - t')$, así, las ecuaciones (2.78) y (2.81) se recuperan.

Las ecuaciones (2.82) y (2.83) se simplifican tomando la transformada de Fourier con respecto a $\int e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} dt d\vec{r}$, convirtiendo las convoluciones a multiplicaciones. Se descompone el campo en componentes individuales de ondas planas de vector de onda \vec{k} y frecuencia angular ω :

$$\vec{D}(\vec{k}, \omega) = \int \epsilon_0 \epsilon \vec{E}(\vec{r}, t) e^{-i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} dt d\vec{r}, \quad (2.84)$$

reconociendo que $\epsilon \vec{E}(\vec{r}, t) = f(\vec{r}, t)$ y por el teorema de Convolución en el tiempo:

$$\vec{D}(\vec{k}, \omega) = \epsilon_0 \tilde{f}(\vec{k}, \omega) = \epsilon_0 \epsilon(\vec{k}, \omega) \vec{E}(\vec{k}, \omega), \quad (2.85)$$

similarmente:

$$\vec{J}(\vec{k}, \omega) = \sigma(\vec{k}, \omega) \vec{E}(\vec{k}, \omega). \quad (2.86)$$

Usando las ecuaciones (2.75), (2.76), (2.85) y (2.86) y usando la propiedad de que en el espacio de Fourier $\frac{\partial}{\partial t}$ se cambia por $-i\omega$ (en general $\mathfrak{F}[f^{(n)}(t)] = (i\omega)^n F(\omega) = (i\omega)^n \mathfrak{F}[f(t)]$, $n = 1, 2, 3, \dots$):

$$\vec{J}(\vec{k}, \omega) = -i\omega [\vec{D}(\vec{k}, \omega) - \epsilon_0 \vec{E}(\vec{k}, \omega)], \quad (2.87)$$

$$\sigma \vec{E} = \sigma(\vec{k}, \omega) \vec{E} = -i\omega[\epsilon_0 \epsilon(\vec{k}, \omega) \vec{E} - \epsilon_0 \vec{E}(\vec{k}, \omega)]. \quad (2.88)$$

Finalmente llegamos a la relación fundamental entre la permitividad relativa y la conductividad, factorizando \vec{E} de (2.88):

$$\vec{E}(\vec{k}, \omega)[\sigma(\vec{k}, \omega) + i\omega(\epsilon_0 \epsilon - \epsilon_0)] = 0, \quad (2.89)$$

de donde se puede ver que:

$$\epsilon = 1 - \frac{\sigma}{i\omega\epsilon_0} = 1 + \frac{i\sigma}{\epsilon_0\omega}. \quad (2.90)$$

En general:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_1(\omega) + i\epsilon_2(\omega) = 1 + \frac{i\sigma(\omega)}{\epsilon_0\omega}. \quad (2.91)$$

La permitividad está relacionada con el índice de refracción mediante:

$$\tilde{n}(\omega) = n(\omega) + i\kappa(\omega) = \sqrt{\epsilon\mu}, \quad (2.92)$$

pero a frecuencias ópticas $\mu \approx 1$, por lo que $\tilde{n}(\omega) = \sqrt{\epsilon}$.

Relacionando las ecuaciones (2.91) y (2.92):

$$\epsilon_1 = n^2 - \kappa^2, \quad (2.93)$$

$$\epsilon_2 = 2n\kappa. \quad (2.94)$$

Para llegar a la ecuación de onda, se combinan las ecuaciones de (2.72) y (2.73) aplicando el rotacional a alguna de ellas y se llega a lo siguiente:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2}, \quad (2.95)$$

$$\vec{k}(\vec{k} \cdot \vec{E}) - k^2 \vec{E} = -\epsilon(\vec{k}, \omega) \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}, \quad (2.96)$$

que son las ecuaciones de onda en el dominio del tiempo y en el dominio de Fourier, respectivamente [12].

Para ondas transversales, $\vec{k} \cdot \vec{E} = 0$, lo que implica que, de la ecuación (2.96):

$$k^2 = \epsilon(\vec{k}, \omega) \frac{\omega^2}{c^2}. \quad (2.97)$$

Para ondas longitudinales (\vec{k} y \vec{E} son paralelos) el lado izquierdo de la ecuación (2.96) es cero, lo que implica que el lado derecho también lo debe ser, pero ni el campo eléctrico \vec{E} , ni la frecuencia angular ω ni la velocidad de la luz c son cero, por lo tanto:

$$\epsilon(\vec{k}, \omega) = 0. \quad (2.98)$$

2.3.2. Función dieléctrica del gas de electrones libres

En un amplio rango de frecuencias, un modelo que describe la dinámica de los electrones en un plasma sujetos a una fuerza producida por un campo eléctrico externo se representa por la siguiente ecuación:

$$m\vec{x}'' + m\gamma\vec{x}' = -e\vec{E}, \quad (2.99)$$

donde $\gamma = \frac{1}{\tau}$ es la frecuencia de colisión y τ es conocido como el tiempo de relajación del gas de electrones libres [6, 12, 13].

Si se considera que el campo \vec{E} tiene dependencia armónica, es decir, $\vec{E}(t) = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$, una solución particular a (2.99) es:

$$\vec{x}(t) = \vec{x}_0 e^{-i\omega t}, \quad (2.100)$$

sustituyendo (2.100) en (2.99):

$$\vec{x} = \frac{e\vec{E}}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)}. \quad (2.101)$$

El momento dipolar eléctrico es entonces:

$$\vec{P} = -ne\vec{x} = -\frac{ne^2}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)}\vec{E}, \quad (2.102)$$

siendo n la densidad de electrones libres, y e la carga del electrón. Sustituyendo (2.102) en (2.74):

$$\vec{D} = \epsilon_0\vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}\right)\vec{E}, \quad (2.103)$$

donde $\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 m}}$ se define como la frecuencia de plasma. La constante dieléctrica o permitividad relativa es entonces:

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}. \quad (2.104)$$

De (2.91):

$$\epsilon_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2\tau^2}{1 + \omega^2\tau^2}, \quad (2.105)$$

$$\epsilon_2(\omega) = \frac{\omega_p^2\tau}{\omega(1 + \omega^2\tau^2)}. \quad (2.106)$$

Para frecuencias cercanas a ω_p , $\epsilon(\omega)$ es predominantemente real, así:

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}. \quad (2.107)$$

Para metales nobles, se necesita una extensión a este modelo en la región $\omega > \omega_p$. Esta polarización residual debido a los núcleos de iones positivos puede ser descrita agregando el término $\vec{P}_\infty = \epsilon_0 (\epsilon_\infty - 1) \vec{E}$ a la ecuación (2.74), donde \vec{P} representa ahora solamente la polarización debido a los electrones libres (2.102), ϵ_0 es la constante dieléctrica estática mientras que ϵ_∞ es la constante dieléctrica a frecuencias ópticas [60]. Este efecto es entonces descrito por una constante dieléctrica ϵ_∞ y podemos escribir:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}. \quad (2.108)$$

Es útil relacionar la función dieléctrica de un plasma de electrones libres (2.104) al modelo clásico de Drude para la conductividad $\sigma(\omega)$ de metales. Esto puede ser logrado reconociendo que la ecuación (2.99) puede ser reescrita como:

$$\dot{\vec{p}} = -\frac{\vec{p}}{\tau} - e\vec{E} \quad (2.109)$$

donde $\vec{p} = m\dot{\vec{x}}$ es el momento de un electrón libre individual.

De la ecuación (2.97):

$$\frac{c^2 k^2}{\epsilon} = \omega^2 \quad \text{o} \quad \frac{c^2 k^2}{\omega^2} = \epsilon, \quad (2.110)$$

mientras que de la ecuación (2.107):

$$1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = \frac{c^2 k^2}{\omega^2}, \quad (2.111)$$

o equivalentemente:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2. \quad (2.112)$$

Para $\omega < \omega_p$ la propagación de ondas electromagnéticas transversales está prohibida dentro del plasma metálico (como consecuencia de la ecuación (2.96) y la ecuación (2.112) ya que esta última nos dice que $\omega < \omega_p$ y sabemos que para números reales mayores que 0, la función cuadrada es creciente y $c^2 k^2 > 0$), en este rango de frecuencias los metales conservan su carácter metálico ya que reflejan la radiación. Para $\omega > \omega_p$, sin embargo, el plasma soporta ondas electromagnéticas propagándose con una velocidad de grupo $V_g = \frac{d\omega}{dk} < c$, puesto que las frecuencias superiores a la frecuencia de plasma son transmitidas, esto se debe a que la frecuencia del campo es mayor a la respuesta de la oscilación colectiva de los electrones.

En el límite de amortiguamiento pequeño, de la ecuación (2.107), $\epsilon(\omega_p) = 0$ (para $\vec{k} = 0$). Esta excitación debe entonces corresponder a un modo colectivo longitudinal como se muestra en la ecuación (2.98). En este caso, $\vec{D} = 0 = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$. Vemos que, en la frecuencia de plasma, el campo eléctrico es un campo puro de polarización, con $\vec{E} = \frac{-\vec{P}}{\epsilon_0}$.

El significado físico de la excitación a la frecuencia de plasma ω_p puede ser entendida considerando un desplazamiento colectivo de los electrones por una distancia u que lleva a una densidad de carga superficial $\sigma = \pm ne u$ en las fronteras de una placa metálica. Esto establece un campo eléctrico uniforme $\vec{E} = \frac{neu}{\epsilon_0}$ dentro de la placa. Así, los electrones desplazados experimentan una fuerza restauradora y su movimiento puede ser descrito por una ecuación de movimiento:

$$nm\ddot{u} = -ne\vec{E} = -\frac{n^2 e^2 u}{\epsilon_0}, \quad (2.113)$$

$$\ddot{u} + \omega_p^2 u = 0. \quad (2.114)$$

La frecuencia de plasma ω_p puede ser reconocida como la frecuencia natural de oscilación de un mar de electrones libres. La cuantización o cantidad (quanta) de esas oscilaciones de carga es llamada plasmón [12, 13].

2.4. Plasmones polaritones de superficie en una interfaz metálica-dieléctrica

Los Plasmones Polaritones de Superficie (SPP, por sus siglas en inglés) son excitaciones electromagnéticas propagándose en la interfaz entre un dieléctrico y un conductor, evanescentemente confinadas en la dirección de propagación [6, 12, 13].

De acuerdo con la ecuación de onda (2.41), si suponemos una dependencia armónica en el tiempo, llegamos a la ecuación de Helmholtz (2.42).

Supongamos que $\epsilon(\vec{r}) = \epsilon(y)$ (de acuerdo con la figura 2.7) y que las ondas se propagan en la dirección x . Además, consideremos que solamente una interfaz en $y = 0$ que coincide con el plano donde las ondas se propagan. Como ya vimos en la sección de guías de onda, para los modos TM, podemos llegar a la ecuación (2.45), mientras que para los modos TE obtenemos la ecuación (2.46).

Para los medios dieléctricos, la permitividad ϵ_2 es positiva y constante, en nuestro caso ϵ_2 corresponde a $y > 0$. Para los medios metálicos, $\epsilon_1 = \epsilon_1(\omega)$, en $y < 0$. Para un metal $Re[\epsilon_1] < 0$, cuando $\omega < \omega_p$.

Usando las soluciones para los modos TM, para $y > 0$, de (2.45):

$$H_z(y) = A_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 y}, \quad (2.115)$$

$$E_x(y) = i \frac{A_2 k_2}{\omega \epsilon_0 \epsilon_2} e^{i\beta x} e^{-k_2 y}, \quad (2.116)$$

$$E_y(y) = -\frac{A_2 \beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_2} e^{i\beta x} e^{-k_2 y}, \quad (2.117)$$

lo cual indica funciones armónicas en x y evanescentes en y .

Para $y < 0$:

$$H_z(y) = A_2 e^{i\beta x} e^{k_1 y}, \quad (2.118)$$

$$E_x(y) = i \frac{A_1 k_1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_2} e^{i\beta x} e^{k_1 y}, \quad (2.119)$$

$$E_y(y) = -\frac{A_1 \beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_2} e^{i\beta x} e^{k_1 y}. \quad (2.120)$$

La continuidad de H_z y $\epsilon_i E_y$ ($i = 1, 2$) en la interfaz (no hay densidad de carga libre y \vec{D}_\perp se conserva) requiere que $A_1 = A_2$ y de las ecuaciones (2.115) y (2.118):

$$k_1 = -k_2 \quad \Rightarrow \quad 1 = -\frac{k_1}{k_2}. \quad (2.121)$$

Además, de las ecuaciones (2.117) y (2.120):

$$\epsilon_1 = \epsilon_2 \quad \Rightarrow \quad 1 = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}, \quad (2.122)$$

por lo tanto:

$$\frac{k_1}{k_2} = -\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}. \quad (2.123)$$

De las ecuaciones (2.48) para $i = 1, 2$ y combinándolas con la ecuación (2.123):

$$k_1^2 = \frac{\epsilon_1^2}{\epsilon_2^2} (\beta^2 - k_0^2 \epsilon_2). \quad (2.124)$$

Sustituyendo (2.124) en (2.48) para $i = 1$, es posible demostrar que:

$$\beta = k_0^2 \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}}, \quad (2.125)$$

siendo β la relación de dispersión de un SPP y esta expresión es válida para ϵ_1 reales o

imaginarias, es decir, para conductores con o sin atenuación [12].

Usando las soluciones para los modos TE, para $y > 0$, de la ecuación (2.46):

$$E_z(y) = A_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 y}, \quad (2.126)$$

$$H_x(y) = -i \frac{A_2 k_2}{\omega \mu_0} e^{i\beta x} e^{-k_2 y}, \quad (2.127)$$

$$H_y(y) = \frac{A_2 \beta}{\omega \mu_0} e^{i\beta x} e^{-k_2 y}. \quad (2.128)$$

Para $y < 0$:

$$E_z(y) = A_1 e^{i\beta x} e^{k_1 y}, \quad (2.129)$$

$$H_x(y) = i \frac{A_1 k_1}{\omega \mu_0} e^{i\beta x} e^{k_1 y}, \quad (2.130)$$

$$H_y(y) = \frac{A_1 \beta}{\omega \mu_0} e^{i\beta x} e^{k_1 y}. \quad (2.131)$$

Por continuidad de E_z y H_x en la interfaz $y = 0$ (no hay densidad superficial de carga, entonces \vec{H}_{\parallel} se conserva) las ecuaciones (2.126) y (2.129) llevan a la condición:

$$A_1 = A_2, \quad (2.132)$$

y de (2.127) y (2.130):

$$-A_2 k_2 = A_1 k_1 \quad \Rightarrow \quad A_1(k_1 + k_2) = 0. \quad (2.133)$$

Como el confinamiento a la superficie requiere que $Re[k_1] > 0$ y $Re[k_2] > 0$, esta

2.4. PLASMONES POLARITONES DE SUPERFICIE EN UNA INTERFAZ
METÁLICA-DIELÉCTRICA

condición sólo se satisface si $A_1 = 0$, así que también $A_2 = A_1 = 0$. Así, ningún modo superficial existe para la polarización TE. **Los SPP sólo existen para la polarización TM** [12, 13].

Para el modelo de Drude sin amortiguamiento, el índice de refracción de un metal es real cuando $\omega > \omega_p$. Por lo tanto, el material es transparente y las ondas se propagan libremente. Existe una región espectral limitada por la llamada frecuencia de plasmón de superficie, la frecuencia en la cual β diverge. Esto ocurre cuando la permitividad del metal ($\epsilon_m = \epsilon_1$) cancela a la del dieléctrico ($\epsilon_d = \epsilon_2$) $\epsilon_m = -\epsilon_d$:

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}} = k_0 \sqrt{\frac{-\epsilon_d \epsilon_d}{-\epsilon_d + \epsilon_d}}. \quad (2.134)$$

De la ecuación (2.107):

$$\omega^2 = \frac{\omega_p^2}{1 - \epsilon_1} = \frac{\omega_p^2}{1 + \epsilon_2}, \quad (2.135)$$

por lo tanto:

$$\omega_{sp} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \epsilon_2}}. \quad (2.136)$$

Como se puede ver, el vector de onda tiende al infinito mientras que la frecuencia se aproxima a ω_{sp} y la velocidad de grupo $V_g = \frac{d\omega}{dk}$ tiende a cero. El modo adquiere carácter electroestático y se denomina plasmón de superficie. Para un vector de onda muy grande, el campo eléctrico tiene un carácter electroestático mientras la longitud de onda a lo largo de la interfaz ($\frac{2\pi}{\beta}$) tiende a cero. Este alto confinamiento de luz en la interfaz indica un verdadero modo superficial llamado modo Fano [13].

Para la polarización p o TM, en la interfaz ($y = 0$):

$$\vec{H}(x, 0, z) = H_0 e^{i\beta x} \hat{e}_z = H_0 e^{iRe[\beta]x} e^{-Im[\beta]x} \hat{e}_z. \quad (2.137)$$

Si $Im[\beta] < 0$, el campo incrementa exponencialmente, lo cual no es posible. Materiales

sin pérdidas ($Im[\beta] = 0$) implican una propagación infinita de los SPP a lo largo de la interfaz. Se puede definir la longitud de propagación como la distancia que la onda viaja a lo largo de la interfaz hasta que su energía cae a $e^{-1} \approx .368$ de su valor original. Como la energía es proporcional al campo al cuadrado ($E \propto |\vec{H}|^2 \propto e^{-2Im[\beta]x}$), la longitud de propagación L_{sp} se define como [13]:

$$L_{sp} = \frac{1}{2Im[\beta]}. \quad (2.138)$$

Para sistemas de más de una interfaz, el análisis de las condiciones de frontera (ecuaciones (2.39) y (2.40)) y las relaciones de dispersión (ecuación (2.58)) es el mismo planteado en la sección de guías de onda. Sin embargo, el análisis se complica más a medida que aumentamos el número de interfaces y medios, es por eso que se recurre a métodos numéricos para resolver las relaciones de dispersión para sistemas multicapa complejos.

2.5. Plasmones de superficie localizados

Un plasmón se puede confinar a interfaces de partículas metálicas diminutas, esta excitación plasmónica se conoce como Plasmón de Superficie Localizado (LSP, por sus siglas en inglés) y es un fenómeno análogo a una onda estacionaria sobre la superficie del agua en una área delimitada, lo que genera una cavidad plasmónica, resonador plasmónico o nanoantena. Los LSP son modos de excitación no propagativos y están fuertemente confinados en la región cercana a la nanoestructura metálica. Estos modos son altamente sensibles a la forma, tamaño y composición de la nanoestructura, lo que permite ajustar y controlar sus propiedades ópticas. A diferencia de los SPP, los LSP pueden ser excitados directamente con el campo electromagnético sin importar su polarización en partículas con dimensiones menores a la longitud de onda del campo incidente [6, 13].

La diferencia principal entre un SPP y un LSP radica en su naturaleza propagativa y localizada, respectivamente. Los SPP se propagan a lo largo de una interfaz metálica-dieléctrica, mientras que los LSP están confinados y localizados en nanoestructuras metálicas. Ambos tipos de plasmones tienen aplicaciones en la metafotónica, y su comprensión y control son fundamentales para desarrollar dispositivos y sistemas ópticos a escala na-

nométrica.

La interacción de una partícula de tamaño d con un campo electromagnético se puede analizar usando una aproximación $d \ll \lambda$ quasi-estática, es decir, la NP es mucho más pequeña que la longitud de onda de la luz en el medio que la rodea. Como todo oscilador, las resonancias de un LSP tiene una frecuencia natural de oscilación que puede ser sintonizada a través de la forma y el tamaño de la NP, el material de la misma, las propiedades del campo incidente, así como del medio que la rodea [61].

Para nanopartículas diminutas de dimensiones $d \ll \lambda$, las resonancias plasmónicas localizadas son idealmente dipolos. Sin embargo, dependiendo de las dimensiones, el material y la geometría de las partículas, se pueden generar resonancias de órdenes mayores o multipolares. En situaciones donde se tienen arreglos de NPs, es posible sintonizar las frecuencias de resonancia debido a la interacción entre modos localizados.

2.6. Acoplamiento de osciladores armónicos: régimen fuerte y débil

El acoplamiento entre NPs plasmónicas, vistas como osciladores, se produce cuando dos o más NPs plasmónicas están cercanas entre sí, sus plasmones de superficie pueden interactuar y acoplarse, este acoplamiento puede ser descrito mediante el formalismo de osciladores acoplados, donde cada NP es considerada como un oscilador [34, 62].

Consideremos dos osciladores, 1 y 2, cuyas posiciones se denotan como x_1 y x_2 , respectivamente. La ecuación de movimiento para el oscilador 1 se puede expresar de la siguiente manera:

$$\frac{d^2x_1}{dt^2} + \gamma_1 \frac{dx_1}{dt} + \omega_1^2 x_1 + \kappa x_2 = 0. \quad (2.139)$$

Para el oscilador 2:

$$\frac{d^2x_2}{dt^2} + \gamma_2 \frac{dx_2}{dt} + \omega_2^2 x_2 + \kappa x_1 = 0, \quad (2.140)$$

donde γ_1 y γ_2 son los coeficientes de amortiguamiento de los osciladores 1 y 2, ω_1 y ω_2 son las frecuencias naturales de los osciladores 1 y 2, respectivamente y κ es la constante de acoplamiento entre los osciladores 1 y 2 [10].

Para resolver el sistema de ecuaciones suponiendo una solución de la forma $x_1(t) = x_1 e^{i\omega t}$, donde x_1 es la amplitud compleja y ω es la frecuencia angular, sustituimos esta expresión en las ecuaciones diferenciales dadas:

$$(-\omega^2 + i\gamma_1\omega + \omega_1^2)x_1 e^{i\omega t} + \kappa x_2 e^{i\omega t} = 0, \quad (2.141)$$

$$(-\omega^2 + i\gamma_2\omega + \omega_2^2)x_2 e^{i\omega t} + \kappa x_1 e^{i\omega t} = 0. \quad (2.142)$$

Simplificando la expresión, podemos escribirlo en forma matricial:

$$\begin{pmatrix} -\omega^2 + i\gamma_1\omega + \omega_1^2 & \kappa \\ \kappa & -\omega^2 + i\gamma_2\omega + \omega_2^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.143)$$

Para que existan soluciones no triviales, la matriz de coeficientes debe ser singular, es decir, su determinante debe ser cero:

$$\begin{vmatrix} -\omega^2 + i\gamma_1\omega + \omega_1^2 & \kappa \\ \kappa & -\omega^2 + i\gamma_2\omega + \omega_2^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (2.144)$$

Resolviendo esta ecuación determinante, podemos encontrar las frecuencias angulares ω que satisfacen el sistema de ecuaciones. Luego, utilizando estas frecuencias, podemos resolver el sistema original para obtener las amplitudes complejas x_1 y x_2 correspondientes.

El proceso de cálculo explícito de las soluciones exactas puede ser complejo, especialmente considerando las partes imaginarias de los términos. Por lo tanto, se utilizan métodos numéricos o técnicas de aproximación para obtener soluciones aproximadas.

Dependiendo de la magnitud de la constante de acoplamiento, es posible explicar fenómenos cuánticos y ópticos que involucran modelos con osciladores acoplados, es decir, se

pueden explicar fenómenos cuánticos análogos a fenómenos clásicos mediante sistemas de osciladores acoplados. En sistemas de dos osciladores acoplados, el régimen de acoplamiento puede clasificarse en dos categorías principales: acoplamiento fuerte y acoplamiento débil [33].

2.6.1. Acoplamiento fuerte

En el régimen de acoplamiento fuerte, la constante de acoplamiento κ tiene una magnitud mucho mayor que las constantes de amortiguamiento γ_1 y γ_2 , de esta manera los osciladores intercambian su energía mucho más rápido de lo que la disipan. Los eigenmodos acoplados dividen su frecuencia y se separan de aquellos de la de dos eigenmodos desacoplados, este fenómeno se conoce como “frequency splitting” o efecto Autler Townes [41]. Los modos acoplados resultantes pueden tener energías y frecuencias que difieren considerablemente de los modos no acoplados y pueden exhibir fenómenos de repulsión o anulación de frecuencias.

El efecto Autler-Townes es un fenómeno cuántico que ocurre en sistemas de dos niveles acoplados bajo la influencia de un campo electromagnético. Consideremos dos niveles cuánticos, etiquetados como nivel 1 y nivel 2, con frecuencias respectivas ω_1 y ω_2 , las amplitudes de las oscilaciones x_1 y x_2 , respectivamente, que dependen del tiempo t y tienen la forma $x_1(t) = x_1 e^{i\omega_1 t}$ y $x_2(t) = x_2 e^{i\omega_2 t}$. En el modelo de dos osciladores acoplados, las ecuaciones diferenciales que describen la dinámica de los osciladores acoplados con amortiguamiento son [10]:

$$\frac{d}{dt}x_1 = (-i\omega_1 - \gamma)x_1 - i\kappa x_2, \quad (2.145)$$

$$\frac{d}{dt}x_2 = (-i\omega_2 - \gamma)x_2 - i\kappa x_1. \quad (2.146)$$

El efecto Autler-Townes se observa cuando el acoplamiento entre los osciladores y las diferencias de frecuencia son tales que se produce una división en el espectro de energía. Estos picos corresponden a las transiciones entre los niveles 1 y 2, y las llamamos transicio-

nes de absorción y de separación. La transición de absorción corresponde a la absorción de energía del campo externo por parte del sistema, mientras que la transición de separación corresponde a la emisión de energía al campo externo.

2.6.2. Acoplamiento débil

En el régimen de acoplamiento débil, la constante de acoplamiento κ tiene una magnitud mucho menor a la del amortiguamiento del sistema γ . Sin embargo, un efecto de transparencia se logra mediante la interferencia de “estados oscuros y brillantes” correspondientes a modos plasmónicos inaccesibles y accesibles mediante un modo fotónico guiado, respectivamente. Este efecto de transparencia se denomina Transparencia Inducida Electromagnéticamente (EIT, por sus siglas en inglés) [33, 41, 63].

Este fenómeno puede ser entendido conceptualmente considerando un átomo con tres niveles de energía: el nivel fundamental representado por el ket $|0\rangle$ y dos niveles excitados representados por los kets $|1\rangle$ y $|2\rangle$. Los dos niveles excitados están cercanos en energía y están acoplados mediante la interacción con un campo electromagnético externo, como se muestra en la figura 2.10.

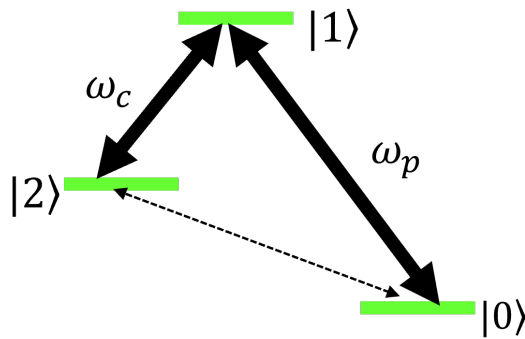


Figura 2.10: Esquema de un átomo con tres niveles de energía donde se muestran tres niveles de energía: el estado base $|0\rangle$, y dos estados excitados $|1\rangle$ y $|2\rangle$. Los niveles $|1\rangle$ y $|2\rangle$ se acoplan mediante un campo externo de frecuencia ω_c (coupling), mientras que los niveles $|0\rangle$ y $|1\rangle$ interactúan mediante un campo de frecuencia ω_p (pumping). La interacción o transición entre los niveles $|0\rangle$ y $|2\rangle$ es prohibida, en este sentido, al estado $|2\rangle$ se le denomina estado oscuro.

En condiciones normales, cuando se aplica un campo electromagnético en resonancia con una de las transiciones entre los niveles excitados y el nivel fundamental, se produce absorción de luz por parte del átomo en esa frecuencia específica. Esto se debe a que los

2.6. ACOPLAMIENTO DE OSCILADORES ARMÓNICOS: RÉGIMEN FUERTE Y DÉBIL

electrones en el átomo pueden absorber energía del campo electromagnético y saltar a un estado excitado.

Sin embargo, en presencia de un segundo campo electromagnético, denominado campo de acoplamiento, que está en resonancia con la otra transición entre los niveles excitados, se produce un fenómeno de interferencia cuántica entre los dos campos electromagnéticos y los niveles de energía del átomo.

La interferencia cuántica lleva a una cancelación selectiva de las transiciones de absorción en el átomo. Es decir, el campo de acoplamiento “anula” la absorción de luz en una cierta región espectral, creando una ventana de transparencia en la cual la luz puede pasar a través del átomo sin ser absorbida.

Este fenómeno se debe a una redistribución de las poblaciones de los niveles de energía del átomo bajo la influencia de los campos electromagnéticos. El campo de acoplamiento crea un nuevo estado cuántico llamado estado oscuro, que es una superposición coherente de los dos niveles excitados. El estado oscuro tiene una transición de absorción prohibida, lo que resulta en la transparencia en esa región espectral [33, 34, 41, 63, 64].

En una EIT, como fenómeno fotónico-plasmónico, un medio que normalmente sería oscuro a ciertas frecuencias se vuelve transparente debido a la interacción con un campo electromagnético externo.

En el contexto de un sistema de dos osciladores acoplados, la EIT se considera generalmente en el régimen de acoplamiento débil. Esto se debe a que el acoplamiento entre los osciladores en la EIT es relativamente pequeño en comparación con las frecuencias propias de los osciladores individuales.

La EIT se basa en la interferencia destructiva entre dos transiciones ópticas en un átomo o un sistema plasmónico similar. Uno de los osciladores (generalmente llamado “oscilador de campo”) es excitado por un campo electromagnético externo, mientras que el otro oscilador (llamado “oscilador de transición”) está inicialmente desexcitado.

Cuando el oscilador de campo está excitado, genera una respuesta óptica que puede ser absorbida por el medio. Sin embargo, debido al acoplamiento débil con el oscilador de transición, se produce una interferencia destructiva que resulta en la cancelación de

la absorción óptica. Como resultado, el medio se vuelve transparente a la frecuencia del campo de excitación [33, 41].

Las EIT y las transparencias generadas mediante el efecto Autler-Townes tienen diversas aplicaciones en óptica y fotónica. Por ejemplo, se utilizan en la fabricación de filtros ópticos selectivos, donde se puede controlar y manipular la transmisión y absorción de la luz en función de la intensidad y frecuencia del campo electromagnético aplicado. También se utilizan en sistemas de control de luz, como interruptores ópticos y moduladores, donde la transparencia se puede activar o desactivar mediante el control del campo electromagnético [65, 66].

2.7. Métodos numéricos

En electromagnetismo, los métodos numéricos han sido el caballo de batalla para el desarrollo de nueva tecnología. El rápido crecimiento de la capacidad computacional y las velocidades de procesamiento hacen posibles obtener soluciones más precisas a problemas más complejos, esto se puede apreciar en el diseño de componentes ópticos milimétricos y micrométricos, así como antenas.

En el caso de la plasmónica, las estructuras están diseñadas para funcionar en el rango de las frecuencias plasmónicas, es decir, en el rango de las frecuencias ópticas, el infrarrojo cercano y más allá. A pesar de que este rango de frecuencias está alejado del rango de frecuencias más tradicional donde las herramientas computacionales están diseñadas para actuar, es decir, es el rango de la microondas, las técnicas numéricas son útiles también en estos casos.

Desde el punto de vista matemático, las ecuaciones de Maxwell son ecuaciones diferenciales que relacionan campos vectoriales y desde el punto de vista de la matemática computacional, estas ecuaciones diferenciales, que son válidas en todo el tiempo y el espacio, se resuelven aproximándolas a ecuaciones discretas, que son válidas en puntos discretos de tiempo y espacio. Esto se hace discretizando el espacio (y el tiempo si se considera) en elementos con condiciones del campo electromagnético predefinidas. Esto reduce el problema de resolver campos en todo el espacio a problemas discretos (matrices) que puedes

ser resueltos por un programa computacional.

Existen softwares comerciales que resuelven los campos electromagnéticos discretizando los elementos cuando se definen condiciones iniciales de incidencia del campo y se basan en el Método de Integración Finita o Finite Integration Technique (FIT). Este método describe las ecuaciones de Maxwell en un espacio discreto y es aplicado a la forma integral de las ecuaciones del campo. El método FIT es considerado una generalización de la Técnica de Diferencias Finitas en el Dominio del Tiempo o Finite Difference Time Domain (FDTD) ya que la FIT puede hacer discretizaciones de diferentes tipos como cartesianas o no ortogonales, lo que representa una ventaja en la resolución de elementos con morfologías complejas.

En el contexto de los sistemas metafotónicos integrados, la FIT se aplica para discretizar el dominio de interés en una malla de celdas y aproximar los campos electromagnéticos y las propiedades ópticas en cada celda. A través de la integración de las ecuaciones de Maxwell en forma integral sobre estas celdas, se obtienen ecuaciones discretas que describen el comportamiento de la luz en el sistema.

La FIT permite modelar y analizar una amplia gama de dispositivos metafotónicos integrados, como guías de onda, acoplamientos, resonadores, moduladores, y otros componentes ópticos. Al discretizar el dominio en celdas, se aproximan las derivadas espaciales y se representan las propiedades ópticas (como el índice de refracción) en cada celda. Esto permite estudiar el comportamiento de la luz y obtener información sobre la propagación, la dispersión y otras características ópticas del sistema [49, 50, 67].

La aplicación de la FIT a sistemas metafotónicos integrados implica la solución numérica de las ecuaciones discretas utilizando métodos iterativos o de matriz. Además, es posible extender la técnica para tener en cuenta aspectos como la dispersión, la polarización, la no linealidad, y otras propiedades ópticas complejas.

Es importante tener en cuenta que, si bien la FIT es una herramienta valiosa para analizar sistemas metafotónicos integrados, también tiene limitaciones. Estas limitaciones incluyen la necesidad de discretizar el dominio, lo cual puede requerir una malla fina y resultar en un alto costo computacional. Además, la discretización puede introducir errores de truncamiento y limitaciones en la resolución espacial.

2.7.1. Metodología para el diseño de simulaciones mediante la FIT

El análisis de convergencia se refiere a una evaluación sistemática de cómo los resultados de una simulación electromagnética varían a medida que se aumenta la resolución de la malla o se refinan los parámetros numéricos. El objetivo principal del análisis de convergencia es determinar si los resultados de la simulación son estables y convergen hacia un valor consistente a medida que se mejora la discretización numérica.

La malla, el número de celdas que describe la estructura bajo estudio, es un parámetro crucial para resultados precisos. Si el número de celdas es pequeño, el tiempo computacional se reduce, pero la transición del campo electromagnético entre medios adyacentes de diferentes materiales no se calculará adecuadamente. Sin embargo, un gran número de celdas no implica resultados precisos. De hecho, cada método numérico tiene un error numérico intrínseco y este error se multiplica con el número de elementos que se calculan. Entonces, un gran mallado puede llevar a grandes errores numéricos. Generalmente, los softwares comerciales tienen algoritmos que intentan superar estas situaciones, pero no están excluidas de esta limitación. Se requiere un análisis de convergencia para simulación que se realice: diferentes estructuras requieren diferentes mallados.

El análisis de convergencia que se siguió para obtener los resultados numéricos que se presentan en el siguiente capítulo involucró los siguientes pasos:

- Definición de la geometría y las condiciones de simulación: Se define la geometría del problema electromagnético y se establecen las condiciones de simulación, como las frecuencias de operación, los materiales utilizados y las condiciones de borde.
- Generación de la malla: Se crea una malla numérica que discretiza la geometría en elementos más pequeños (como tetraedros) para resolver las ecuaciones electromagnéticas en puntos discretos.
- Simulación inicial: Se realiza una simulación inicial con una malla o configuración de parámetros numéricos definidos inicialmente.
- Análisis de resultados: Se examinan los resultados de la simulación inicial para determinar si son aceptables. Esto incluye la evaluación de parámetros de interés, como la conservación de la energía.

- Refinamiento: Se realizan iteraciones adicionales ajustando la resolución de la malla y otros parámetros numéricos, como el tamaño del paso de tiempo en el caso de simulaciones de dominio temporal. Estos refinamientos se realizan gradualmente para evaluar cómo afectan los resultados.
- Comparación: Se comparan los resultados de cada iteración para ver si convergen hacia un valor estable. La convergencia generalmente se determina cuando los cambios en los resultados entre iteraciones sucesivas son pequeños y dentro de un margen de tolerancia predefinido.

El análisis de convergencia es esencial para garantizar que los resultados de las simulaciones electromagnéticas sean precisos y confiables. Ayuda a identificar problemas de malla, errores numéricos o limitaciones en la resolución que puedan afectar la validez de los resultados. Además, permite optimizar la resolución de la malla y otros parámetros para obtener resultados precisos de manera eficiente.

Capítulo 3

Resonancias plasmónicas localizadas de ancho espectral reducido con dímero de nanopartículas integrado a una guía de ondas

Como se mencionó anteriormente, los sistemas híbridos fotónico-plasmónicos se basan en la combinación de metamateriales plasmónicos con guías de onda para la manipulación de campos electromagnéticos reduciendo las pérdidas ópticas inherentes en los metales. El estudio de estos sistemas es de gran interés debido a sus potenciales aplicaciones en elementos conocidos en inglés como “lab-on-a-chip” ya que la manipulación y control de la luz se da a escalas sub-longitud de onda. En años recientes, diferentes estudios se han desarrollado para demostrar la manipulación de luz mediante la excitación evanescente de LSP en nanopartículas metálicas integradas a guías de onda fotónicas. En este sentido, algunos materiales como el nitruro de silicio (Si_3N_4) han tomado relevancia en la tecnología aplicada a las guías de onda. Las guías de onda basadas en nitruro de silicio han permitido

la fabricación de una amplia clase de dispositivos integrados de bajas pérdidas ópticas por absorción gracias a su espectro amplio de transparencia que va desde los 400 nm a los 2350 nm y su implementación en procesos de fabricación de estas plataformas a escalas nanométricas. El nitruro de silicio como material complementario de los sistemas silicio-sobre-aislante o “silicon-on-insulator” (SOI) ha traído consigo nuevas perspectivas para la generación de guías de onda y aplicaciones en sistemas ópticos integrados [68].

3.1. Diseño de una guía de onda

Una herramienta útil y poderosa para el diseño y fabricación de una guía de onda y un sistema metafotónico integrado es la simulación numérica que permite estudiar el comportamiento de un sistema de este tipo ante la presencia de un campo electromagnético.

Como se mencionó en la sección 2.2, podemos realizar un análisis de la propagación de los modos soportados en una guía de onda numérica mediante las curvas de dispersión que relacionan directamente la constante de propagación con la longitud de onda de cada modo.

El diseño de una guía de onda es un proceso crucial en la fabricación de dispositivos fotónicos integrados. Una guía de onda es una estructura óptica que permite la propagación de la luz a lo largo de una trayectoria definida dentro de un sustrato o material. Algunos materiales comunes utilizados en guías de onda incluyen silicio, nitruro de silicio, polímeros, óxidos y vidrios especiales.

Se pueden utilizar herramientas de modelado y simulación numérica, como la FIT, para analizar el comportamiento de la luz en la guía de onda. Estas herramientas permiten calcular los modos de propagación, analizar la dispersión y optimizar las características de acoplamiento.

En esta sección, se propone la estructuración de una guía de onda que consta de un núcleo rectangular de índice de refracción $n_c = 2.016$ (Nitruro de Silicio amorfo, Si_3N_4), ancho $w_c = 750$ nm a lo largo del eje x y altura $h_c = 250$ nm a lo largo de la dirección y , como se muestra en la Figura 3.1.

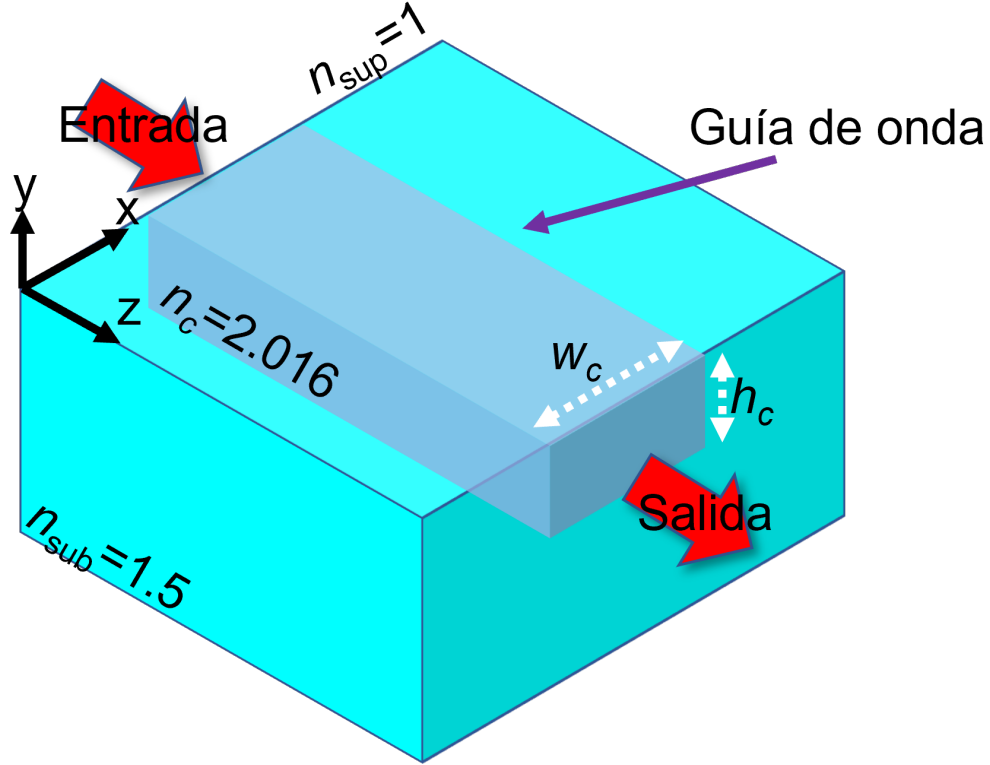


Figura 3.1: Esquema de una guía de onda con núcleo de Nitruro de Silicio (Si_3N_4) enterrada en un sustrato de vidrio.

El núcleo se encuentra embebido en un sustrato de vidrio de índice de refracción $n_{sub} = 1.5$ y los modos guiados se propagan en la dirección z . El superestrato es considerado como aire ($n_{sup} = 1.0$). En el rango espectral de los 700 nm a los 1523 nm, esta guía de onda soporta la propagación de cuatro modos, como se puede apreciar en las curvas de dispersión de la Figura 3.2a. Las longitudes de onda de corte de los modos TE_0 (verde discontinua), TM_0 (azul discontinua punteada), TE_1 (negra punteada), and TM_1 (roja continua) son $\lambda_{\text{TE}_0c} = 1523$ nm, $\lambda_{\text{TM}_0c} = 1089$ nm, $\lambda_{\text{TE}_1c} = 901$ nm, y $\lambda_{\text{TM}_1c} = 787$ nm, respectivamente. Las líneas verticales corresponden a las líneas de luz del núcleo de Si_3N_4 (roja punteada) y el sustrato de vidrio (azul punteada). Las figuras 3.2b-e muestran los mapas de intensidad y líneas de campo eléctrico para cada modo en $n_{eff} = 1.5$. Como se observa, el campo eléctrico para los modos TE_0 y TE_1 están principalmente orientados a lo largo del eje horizontal x (Figuras 3.2b,d) pero el modo TE_1 presenta simetría de espejo respecto al eje y . Para los modos TM_0 y TM_1 el campo eléctrico está orientado verticalmente (Figuras 3.2c,e).

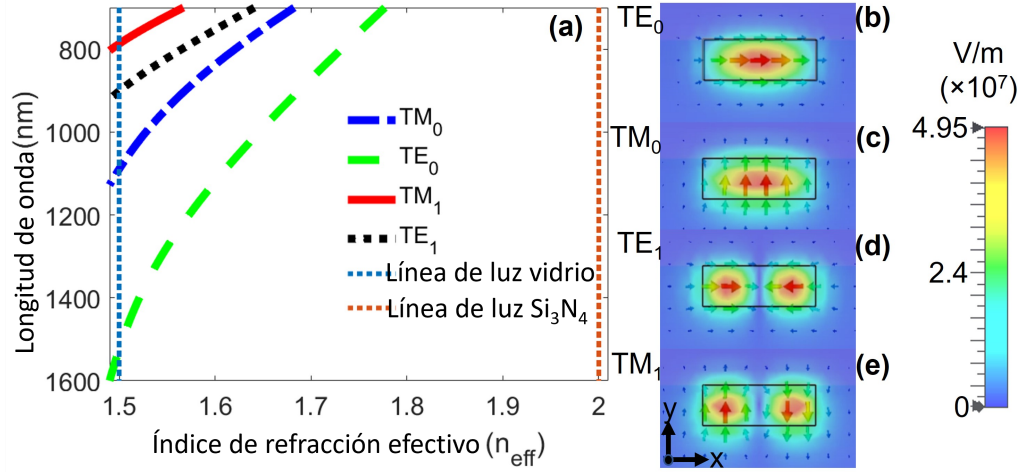


Figura 3.2: (a) Curvas de dispersión de la guía de onda de nitruro de silicio (Si_3N_4). La longitud de onda de corte de los modos fundamentales TE_0 y TM_0 son $\lambda_{TE_0c} = 1523$ nm y $\lambda_{TM_0c} = 1089$ nm, respectivamente. El modo TE_1 tiene una longitud de onda de corte $\lambda_{TE_1c} = 901$ nm y para el modo TM_1 es $\lambda_{TM_1c} = 787$ nm. (b-e) Mapas de intensidad y distribución de campo eléctrico para los modos para una longitud de onda de $\lambda = 550$ nm.

El análisis numérico del sistema fue realizado usando la FIT [49], mediante el software comercial CST Studio Suite 2020 (Dassault Systems, Vélizy-Villacoublay, Francia). Se definió un puerto de excitación en la cara de entrada de la guía de onda en una ventana computacional de $3 \mu\text{m} \times 2.4 \mu\text{m}$ para calcular los modos guiados y las curvas de dispersión. Los modos guiados son lanzados a lo largo de la guía de onda de longitud de $4 \mu\text{m}$ y la señal transmitida es medida en un puerto de salida al final de la guía. La ventana computacional se rodea de capas perfectamente empatadas o “perfectly matched layers”, PML por sus siglas en inglés, para prevenir reflexiones espurias. Las condiciones que se imponen al sistema en un PML están diseñadas para simular una región donde las ondas se absorben gradualmente en lugar de reflejarse. Esto ayuda a evitar problemas de reflexión en los bordes del dominio de simulación y permite obtener resultados más precisos en simulaciones numéricas de ondas.

3.2. Transparencias plasmónicas inducidas en un sistema metafotónico integrado

Para sistemas metafotónicos integrados, se han demostrado ventanas de transparencia plasmónicas en el espectro de transmisión de los sistemas alrededor de las resonancias plasmónicas de las cavidades mediante modos híbridos o a través del análogo plasmónico de una EIT [37,69,70]. La gran mayoría de estos trabajos usan nanocavidades no-simétricas integradas a guías de onda plasmónicas [37,71–74] o LSP en NPs metálicas no-simétricas excitadas con el campo evanescente de los modos guiados [75,76].

Otra posibilidad para inducir transparencias plasmónicas es embebiendo NPs completamente en el núcleo de una guía de onda aprovechando la simetría de los modos guiados para excitar LSP. Estas estructuras confinadas reducen las pérdidas por esparcimiento e incrementan el contraste de los mínimos en el espectro de transmisión [14,77–79]. Sin embargo, esta configuración no ha sido explotada para la generación de ventanas de transparencia plasmónicas.

En este sentido, se propone y se demuestra numéricamente que, un sistema que consiste en dos NPs embebidas en el núcleo de una guía de onda dieléctrica multimodo de nitruro de silicio (Si_3N_4), representada en la Figura 3.3a, puede ser usada para generar ventanas de transparencia al rededor de las resonancias plasmónicas de las NPs. Además, se demuestra que, debido a la simetría de los modos guiados y las NPs, las ventanas de transparencias se pueden obtener para los modos guiados TE_0 y TE_1 , pero ellas surgen de diferentes fenómenos: para el modo TE_0 la transparencia se origina por la excitación del análogo plasmónico de una EIT, mientras que, para el modo TE_1 la transparencia resulta del acoplamiento fuerte entre las resonancias plasmónicas, análogamente al efecto Autler-Townes.

3.2. TRANSPARENCIAS PLASMÓNICAS INDUCIDAS EN UN SISTEMA METAFOTÓNICO INTEGRADO

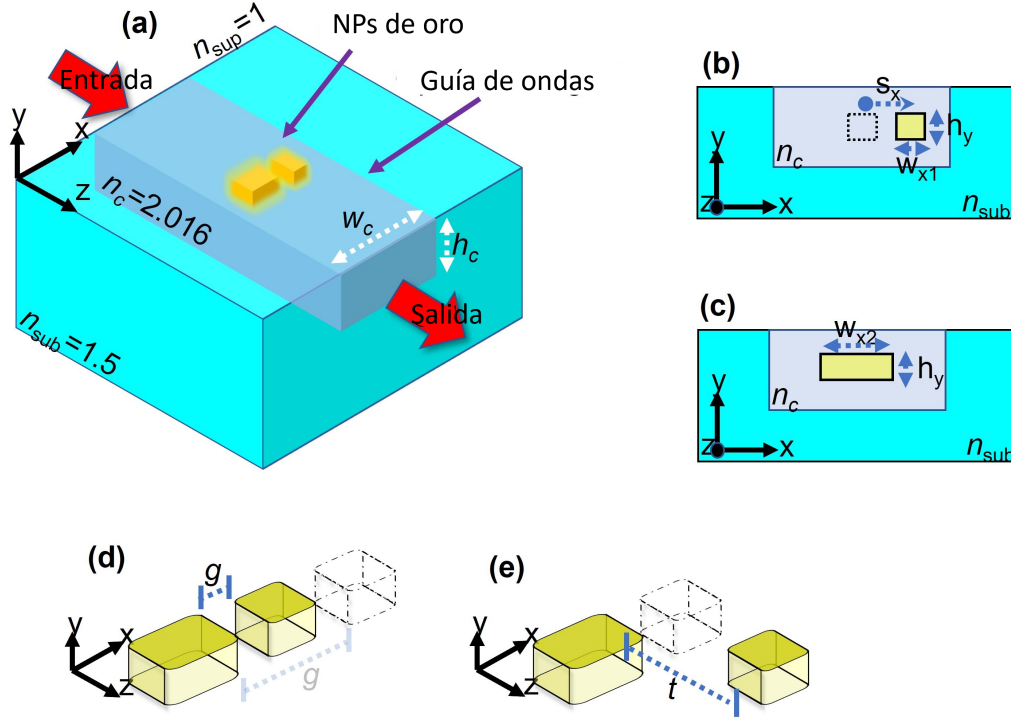


Figura 3.3: (a) Esquema de dos NPs de oro embebidas en el núcleo de una guía de onda de nitruro de silicio. (b) NP estrecha desplazada lateralmente una distancia s_x desde el centro del núcleo al centro de la NP. (c) NP extensa integrada en el centro de la guía. (d) Dos NPs separadas lateralmente por una brecha o “gap” g a lo largo del eje x . (e) Dos NPs separadas longitudinalmente por una distancia t a lo largo del eje z .

El sistema es un dímero asimétrico constituido por dos NPs de oro rectangulares completamente embebidas en el núcleo de una guía de onda multimodo (Figura 3.3a–c). Definimos las dimensiones de las NPs de **ancho** como las medidas en el eje x , **altura** en el eje y y **longitud** en el eje z . El dímero formado por las dos NPs se colocó de la siguiente manera: una NP de ancho $w_{x1} = 60$ nm (NP estrecha) se coloca a una distancia s_x medida desde el centro de la NP al centro de la guía de onda, mientras que la otra NP de ancho $w_{x2} = 150$ nm (NP extensa) se coloca en el centro de la guía. Ambas NPs tienen la misma altura $h_y = 30$ nm y longitud $l_z = 50$ nm, las esquinas de las NPs fueron redondeadas con un radio $r=5$ nm, y la función dieléctrica del oro fue tomada con base en el modelo de Drude-Lorentz como se describe en la referencia [67].

El principio de operación del sistema es como sigue: los modos fotónicos soportados por la guía de onda se propagan desde la ventana de entrada. Cuando se propagan, los modos compatibles con la simetría excitan a los LSP en las NPs. El espectro de transmisión

medido a la salida de la guía presenta mínimos asociados a la excitación de resonancias plasmónicas. El tamaño de cada NP fue determinada de tal manera que, cuando se excita individualmente, ambas NPs presentan LSP en longitudes de onda cercanas en el espectro de transmisión. Cuando las NPs se colocan adecuadamente, sus resonancias se acoplan, creando un ventana de transparencia en el espectro de transmisión al rededor de la longitud de onda de resonancia del LSP. Sin embargo, como se demuestra, debido a la simetría de los modos fotónicos, estas transparencias surgen de diferentes fenómenos físicos.

3.3. Resultados

3.3.1. Iluminación de las NPs en espacio libre con una onda plana

Antes de hablar de los resultados de las NPs integradas a la guía de ondas, es interesante mostrar la excitación de LSP en las NPs mediante la incidencia de una onda plana, tanto en cada NP individualmente, como en el dímero. De esta manera podemos calcular la Sección Transversal de Extinción (Extinction Cross-Section, ECS, por sus siglas en inglés) que es una medida de cuán efectiva es una partícula u objeto para dispersar o absorber radiación electromagnética incidente. La ECS se calcula como la suma de las secciones transversales de esparcimiento y absorción representadas con la letra griega sigma como $\sigma_{ext} = \sigma_{esp} + \sigma_{abs}$. La incidencia de los frentes de ondas planas se muestra en la Figura 3.4, donde el campo eléctrico está polarizado a lo largo del eje x , la onda se propaga en la dirección z , coincidiendo con los ejes principales de las NPs.

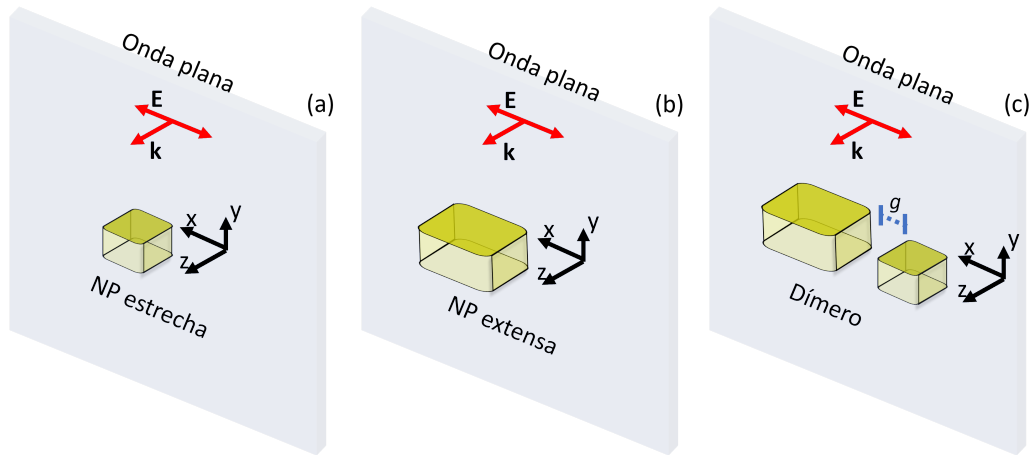


Figura 3.4: Incidencia de una onda plana sobre (a) la NP estrecha, (b) la NP extensa y (c) el dímero.

En la Figura 3.5a se muestran los espectros de la ECS para cada uno de los tres casos de estudio. La curva verde punteada corresponde a la NP estrecha, con un máximo en $\lambda = 555$ nm; la curva azul corresponde a la NP extensa con un máximo en $\lambda = 760$ nm y la curva roja discontinua corresponde al dímero con dos máximos en $\lambda = 560$ nm y en $\lambda = 790$ nm.

En la Figura 3.5b, podemos observar las líneas de campo eléctrico y la distribución de cargas inducida en cada NP y en el dímero. En el caso de la NP estrecha, a $\lambda = 555$ nm, se induce un dipolo. Para la NP extensa, a $\lambda = 760$ nm, se induce también un dipolo. Mientras que, para el dímero, a $\lambda = 560$ nm se induce un dipolo en la NP estrecha y, para $\lambda = 790$ nm, se induce un dipolo en la NP extensa.

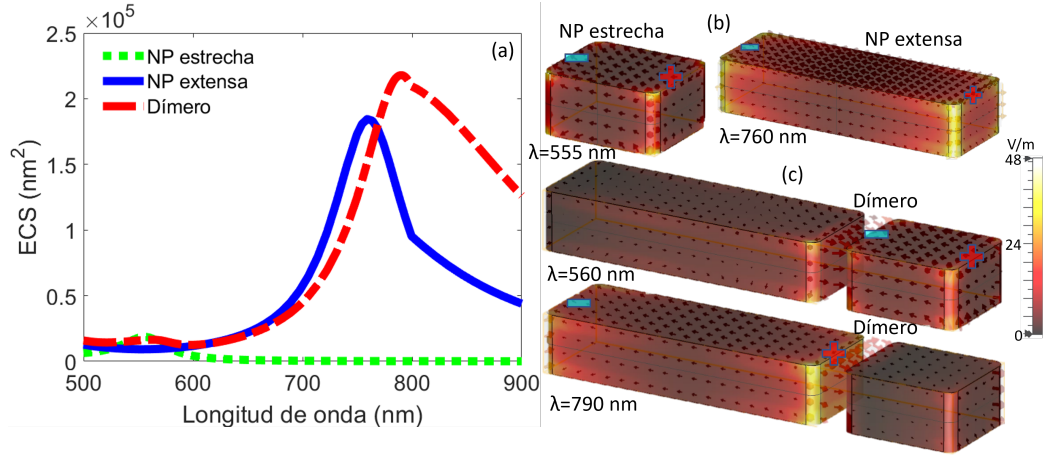


Figura 3.5: (a) Sección transversal de extinción para la NP estrecha (curva verde punteada), para la NP extensa (curva azul) y para el dímero de NPs (curva roja discontinua). (b) Distribución de líneas de campo sobre la superficie de las NPs individuales y (C) el dímero a la longitud de onda de la máxima ECS. En todos los casos se observan resonancias dipolares.

3.3.2. Integración de una nanopartícula individual a la guía de onda

Nanopartícula estrecha

Se midió el espectro de transmisión de los modos propagándose a través de la guía cuando la NP estrecha ($w_{x1} = 60$ nm) fue ubicada en el núcleo y desplazada lateralmente a lo largo del eje x una distancia $s_x = 120$ nm medida desde el centro del núcleo al centro de la NP (Figura 3.3b). Como se demuestra en la referencia [14], debido a la simetría y geometría de la NP, sólo los modos TE_0 y TE_1 excitan resonancias plasmónicas en la NP en el rango espectral de interés. Los espectros de transmisión de los modos TE_0 y TE_1 se muestran en las Figuras 3.6a,b, respectivamente. La curva roja discontinua corresponde al espectro de transmisión cuando la NP se coloca en el centro ($s_x = 0$ nm), mientras que la curva azul continua corresponde cuando la NP es desplazada desde el centro ($s_x = 120$ nm). Los esquemas inferiores muestran la distribución de las líneas de campo eléctrico sobre la NP en los mínimos de ambos espectros de transmisión.

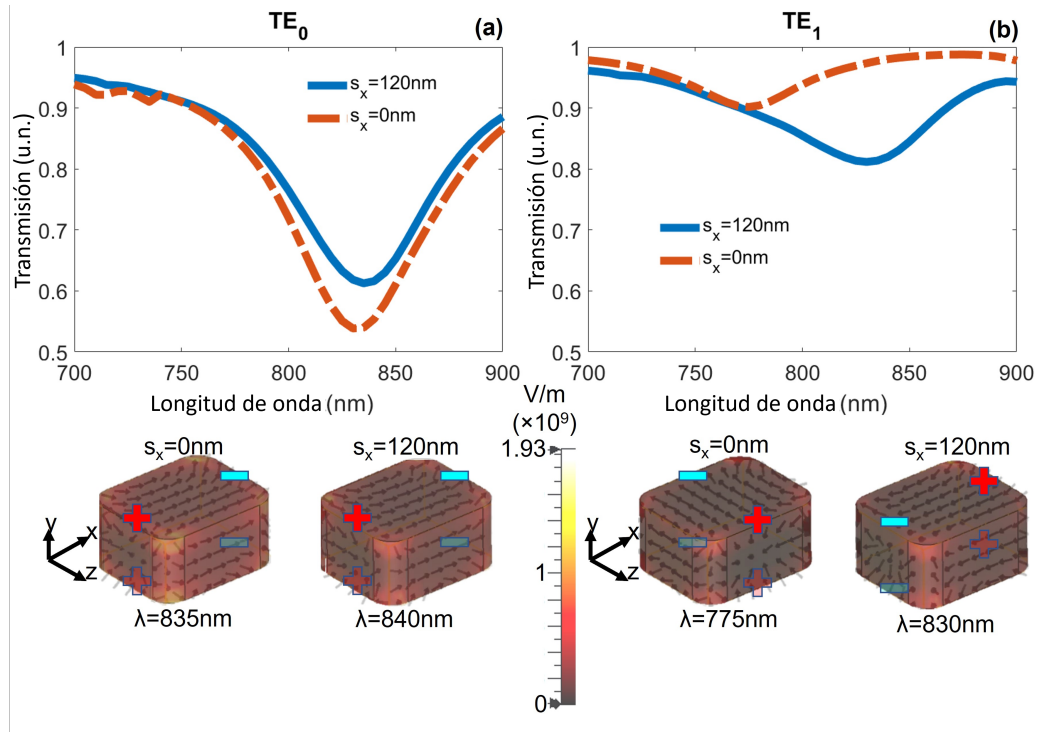


Figura 3.6: Espectro de transmisión para los modos (a) TE_0 y (b) TE_1 con una NP estrecha embebida en el centro ($s_x = 0$ nm) y fuera del centro ($s_x = 120$ nm) del núcleo. Los esquemas inferiores muestran las líneas de campo eléctrico sobre la NP: los dipolos a lo largo del eje x para el modo TE_0 y los dipolos a lo largo del eje z y x para el modo TE_1 .

Como el campo eléctrico del modo TE_0 está principalmente orientado horizontalmente (Figura 3.2b), las NPs presentan resonancias de LSP dipolares orientadas a lo largo del eje x . Cuando la NP está en el centro ($s_x = 0$ nm), la señal de transmisión cae al 53% para una longitud de onda de $\lambda = 835$ nm. Cuando la NP está fuera del centro ($s_x = 120$ nm), el mínimo en la transmisión es ligeramente recorrido a $\lambda = 840$ nm y la señal cae al 61% (Figura 3.6a).

Debido a la simetría de espejo del modo TE_1 (Figura 3.2d), cuando la NP está en el centro ($s_x = 0$ nm), no hay excitación de un LSP dipolar a lo largo de x , sino a lo largo del eje z . Esta resonancia lleva a una pequeña reducción en el espectro de transmisión (90% de la luz es transmitida) en la longitud de onda $\lambda = 775$ nm. Sin embargo, cuando la NP es reubicada lateralmente ($s_x = 120$ nm), la porción de campo eléctrico que rodea a la NP es simétrica, excitando una resonancia de LSP a lo largo de x . Esta resonancia reduce la señal de transmisión al 81% alrededor de $\lambda = 830$ nm (Figura 3.6b).

Nanopartícula extensa

En la Figura 3.3c se representa el sistema que consiste de una NP extensa de ancho $w_{x2} = 150$ nm, ubicada en el centro del núcleo de la guía. La altura y la longitud son las mismas. En la Figura 3.7 se grafica el espectro de transmisión para los modos TE_0 (azul continua) y TE_1 (roja discontinua). Para el modo guiado TE_0 , la señal transmitida es casi plana, con una pequeña caída al rededor de $\lambda = 715$ nm, correspondiendo a la excitación de una resonancia de LSP hexapolar. Para el modo TE_1 , el espectro de transmisión exhibe dos caídas correspondientes a una resonancias de alto orden y una resonancia de LSP cuadrupolar ubicadas en $\lambda = 760$ nm (transmisión del 87 %) y en $\lambda = 825$ nm (transmisión del 84 %), respectivamente. Esta situación significa que la resonancia cuadrupolar de la NP extensa es accesible solamente si el modo guiado es asimétrico respecto al eje mayor de la NP. Así, la resonancia cuadrupolar es similar o análoga a un estado oscuro (“dark state”) para el modo TE_0 .

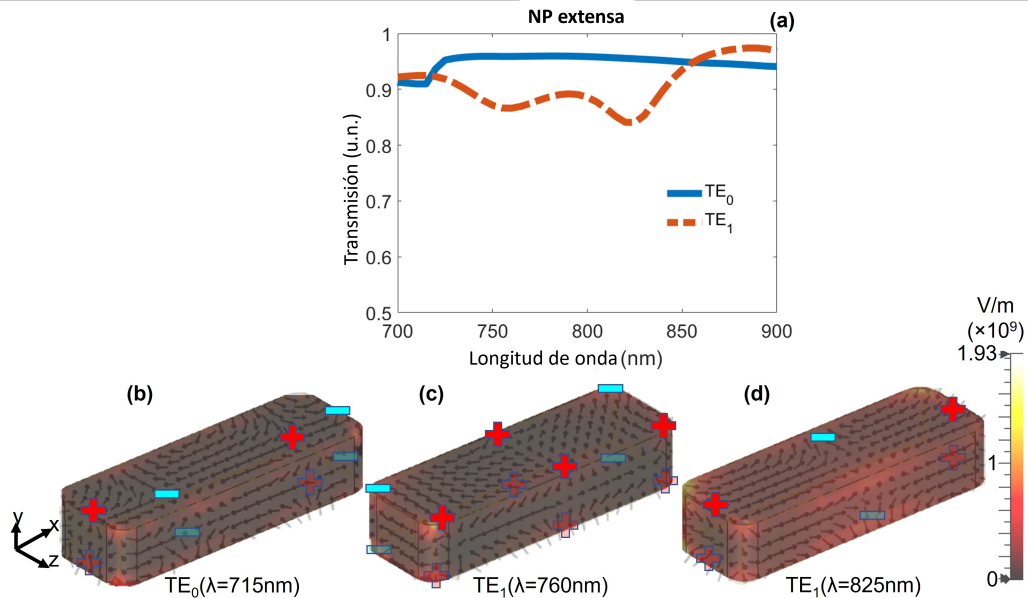


Figura 3.7: (a) Espectro de transmisión para los modos TE_0 y TE_1 excitando una NP extensa ($w_{x2} = 150$ nm) ubicada en el centro del núcleo. (b–d) Esquemas de las líneas de campo eléctrico sobre la NP en los valores mínimos del espectro de transmisión para los modos TE_0 y TE_1 .

3.4. Dos nanopartículas

Cuando se integran las NPs estrecha y extensa en el centro de la guía de onda, se espera que sus resonancias de LSP se acoplen ya que ambas NPs presentan valores mínimos en el espectro de transmisión para los modos TE_0 y TE_1 , al rededor de la misma longitud de onda ($\lambda = 830$ nm). Como el acoplamiento está regido por la distancia de separación entre las NPs, se calculó el espectro de transmisión para los modos TE_0 y TE_1 cuando la NP estrecha se reubica lateralmente (a lo largo del eje x como en la Figura 3.3d) y longitudinalmente (a lo largo del eje z como en la Figura 3.3e) desde el centro de la guía. La NP extensa permanece en el centro del núcleo; a continuación se muestran los resultados.

3.4.1. Desplazamiento lateral

Se colocó la NP extensa en el centro del núcleo y la NP estrecha se colocó a diferentes distancias $s_x = 120, 155, 205$ nm a lo largo del eje x , formando brechas o “gaps” entre las NPs de $g = 15, 50, 100$ nm, respectivamente, como se muestra en la Figura 3.3d.

La Figura 3.8a muestra el espectro de transmisión para el modo TE_0 . Cuando la separación es $g = 15$ nm, el espectro de transmisión muestra una ventana de transparencia local alrededor de la longitud de onda $\lambda = 835$ nm, cerca a la resonancia del LSP (curva roja continua) con un máximo de transmisión de 87%; también, dos mínimos se generan en $\lambda = 790$ nm y $\lambda = 880$ nm, separados por una diferencia espectral de $\Delta\lambda = 90$ nm. Cuando la separación se incrementa a $g = 50$ nm, estos mínimos se acercan uno al otro ($\Delta\lambda = 40$ nm), reduciendo el contraste en la ventana de transparencia (curva negra punteada). Cuando la separación se incrementa a $g = 100$ nm, las NPs no se acoplan y no se observa ninguna ventana de transparencia (curva azul discontinua). En su lugar, el espectro de transmisión es similar a la suma del espectro de transmisión de las NPs excitadas individualmente (curva verde discontinua-punteada), es decir, la suma de las curvas azules continuas en las Figuras 3.6a y 3.7a.

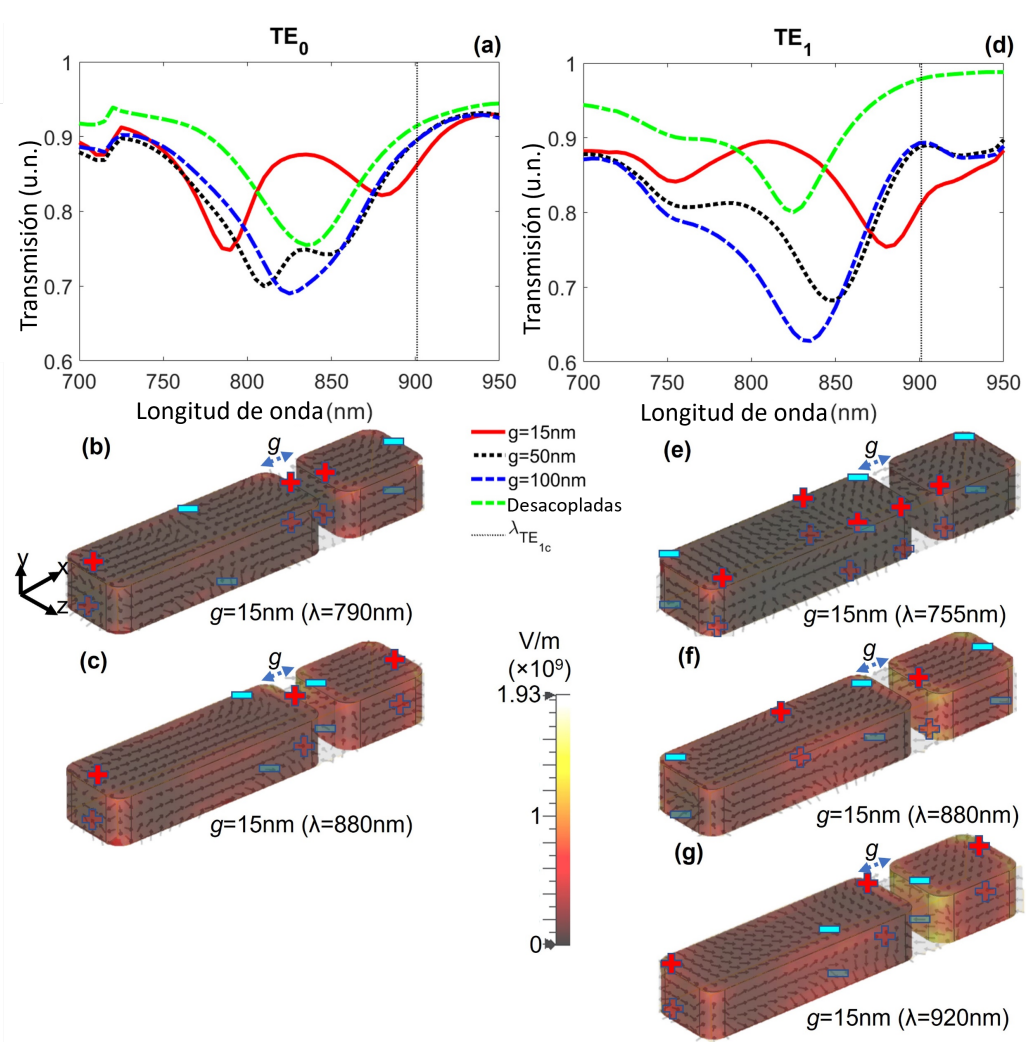


Figura 3.8: Espectro de transmisión con un dímery brechas (“gaps”) de $g = 15, 50, 100$ nm. (a) Para el modo TE_0 , el efecto de EIT se observa a rededor de $\lambda = 835$ nm (curva roja continua). Conforme la separación g incrementa, la ventana de transparencia tiende a desaparecer. (b,c) Líneas de campo eléctrico sobre las NPs para el modo TE_0 . (d) Para el modo TE_1 , el efecto de transparencia se obtiene al rededor de $\lambda = 810$ nm (curva roja continua) debido al acoplamiento fuerte de las NPs. Entre más amplia es la separación, más débil es el efecto de transparencia. (e-g) Líneas de campo eléctrico sobre las NPs para el modo TE_1 .

Esta ventana de transparencia se debe al análogo plasmónico de una EIT. Esto puede ser claramente observado en la distribución de cargas en las NPs de las Figuras 3.8b,c en $\lambda = 790$ nm y $\lambda = 880$ nm (los dos mínimos de la curva roja continua de la Figura 3.8a). En esas longitudes de onda, se excitan las resonancias dipolar y cuadrupolar en la NP estrecha así y en la NP extensa, respectivamente. Esto significa que la resonancia cuadrupolar se vuelve accesible para el modo TE_0 . En otras palabras, la ventana de transparencia es el

resultado de la interferencia entre el estado oscuro (resonancia cuadrupolar) y el estado brillante (resonancia dipolar) [80].

En la Figura 3.8d se grafican los espectros de transmisión para el modo TE_1 para separaciones de $g = 15, 50, 100$ nm (curvas roja continua, negra punteada y azul discontinua, respectivamente). Una ventana de transparencia se observa al rededor de $\lambda = 810$ nm, con una transmisión de 89%. Para $g = 15$ nm se observan tres mínimos. El primero, en $\lambda = 755$ nm, corresponde a la excitación de resonancias plasmónicas de alto orden en la NP extensa y una resonancia dipolar en la NP estrecha (Figura 3.8e). Los mínimos en $\lambda = 880$ nm y $\lambda = 920$ nm corresponden al modo antisimétrico y fuera de fase (Figura 3.8f) y al modo simétrico (Figure 3.8g) debido al acoplamiento fuerte entre los modos cuadrupolar y dipolar de las NPs, análogo al efecto Autler–Townes [33]. Sin embargo, como la longitud de onda de corte del modo TE_1 está al rededor de $\lambda = 901$ nm, el modo simétrico no es accesible por el sistema. Así, la ventana de transparencia observada en $\lambda = 810$ nm es el resultado de la excitación de la resonancia de alto orden antisimétrica de la NP. Cuando la brecha entre las NPs se incrementa, el modo antisimétrico se corre hacia el azul y la ventana de transparencia tiende a desaparecer, hasta que el efecto se vuelve similar a la suma de los espectros de las NPs iluminadas individualmente (curva verde discontinua-punteada), es decir, como si las NPs no estuvieran acopladas.

3.4.2. Desplazamiento longitudinal

Para observar la influencia de un desplazamiento longitudinal en las ventanas de transparencias, se desplazaron las NPs una distancia de centro a centro de cada NP de $t = 10, 50, 250$ nm a lo largo del eje de propagación z (Figura 3.3e). Se mantuvo la NP estrecha a una distancia lateral constante $s_x = 120$ nm ($g = 15$ nm). El espectro de transmisión de los modos TE_0 y TE_1 se muestran en la Figuras 3.9a,d, respectivamente. Para ambos modos, conforme t incrementa, la interacción entre las resonancias de LSP de las NPs se reduce y el espectro de transmisión no muestra ventanas de transparencia. Para el modo TE_0 , si la separación longitudinal entre las NPs es menor que la longitud de onda del modo guiado, se satisface la aproximación de envolvente lentamente variable (SVEA por sus siglas en inglés) para las transiciones dipolares, en concordancia con lo establecido para la excitación del análogo plasmónico de una EIT [81, 82], llevando a una ventana de

transparencia al rededor de $\lambda = 835$ nm con un máximo de transmisión de 87% (Figura 3.9a, curva roja continua). Para el modo TE_1 , la ventana de transparencia se observa al rededor de $\lambda = 810$ nm, con un máximo de transmisión de 89% (Figura 3.9d, curva roja continua) debido a la excitación de resonancias plasmónicas antisimétricas de alto orden. Conforme la separación longitudinal incrementa, las NPs no se acoplan fuertemente y la transparencia se pierde, como se observa en las curvas negra punteada ($t = 50$ nm) y azul discontinua-punteada ($t = 260$ nm) de la Figura 3.9d.

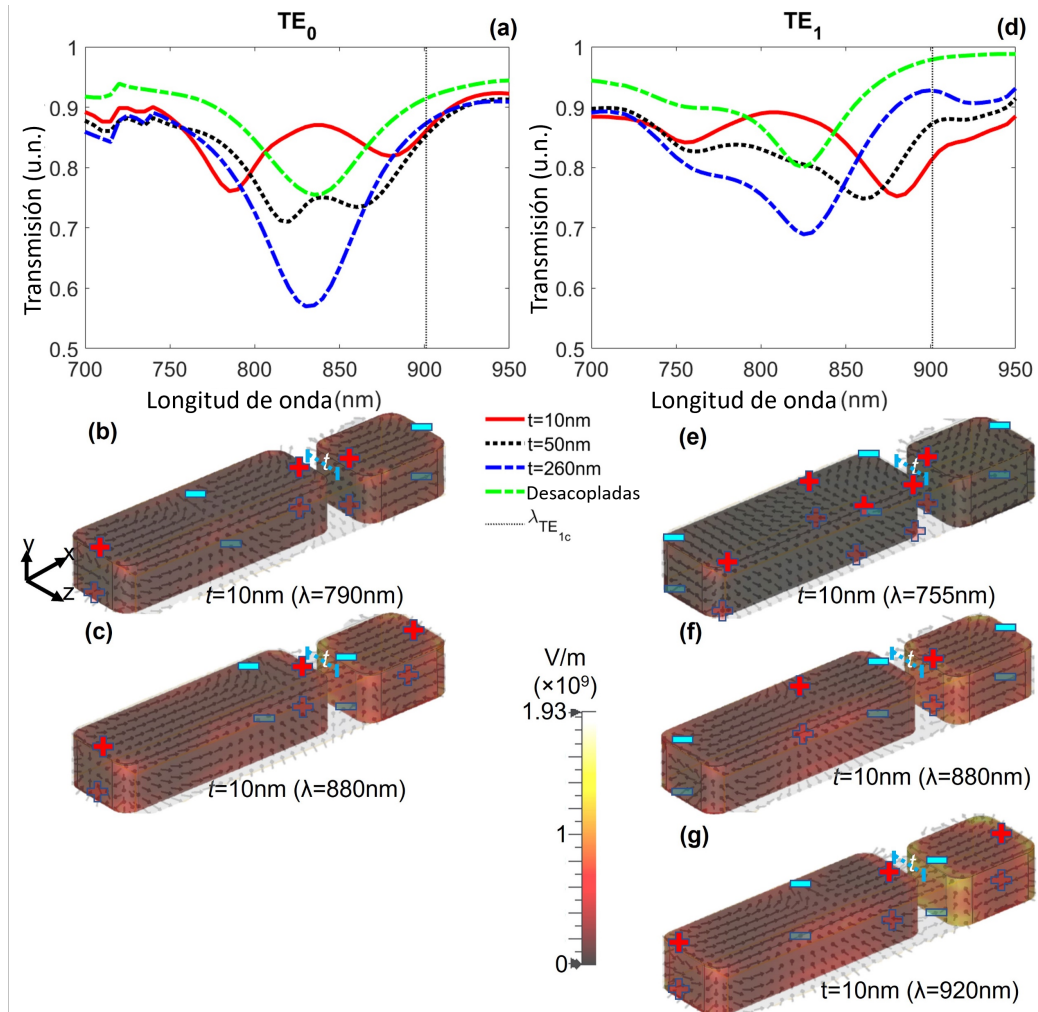


Figura 3.9: Espectro de transmisión para un dímtero con una NP estrecha desplazada longitudinalmente una distancia $t = 10, 50, 260$ nm. (a) Para el modo TE_0 , el efecto de una EIT se presenta al rededor de $\lambda = 835$ nm. (b,c) Líneas de campo eléctrico sobre la NP para el modo TE_0 . (d) Para el modo TE_1 , el efecto de transparencia se observa al rededor de $\lambda = 810$ nm debido al acoplamiento fuerte de las NPs. Entre más grande es el valor de t , más débil es la ventana de transparencia, demostrando así que, en ambos casos, el efecto de transparencia es posible sólo si la condición de SVEA se satisface. (e-g) Líneas de campo eléctrico sobre las NPs para el modo TE_1 .

3.5. Conclusiones

Integrando una NP metálica en el centro del núcleo de una guía de onda dieléctrica, el espectro de transmisión de los modos guiados presentan mínimos al rededor de la longitud de onda de la resonancia del LSP. Estas resonancias sólo pueden ser excitadas si la simetría de los modos guiados es tal que su campo eléctrico es paralelo al eje principal (eje x) de la NP.

Cuando se integra individualmente dentro de la guía, la NP estrecha exhibió una resonancia dipolar cuando se excita con el modo TE_0 así como con el modo TE_1 , incluso si se desplaza desde el centro de la guía. Cuando se ubica en el centro del núcleo, la NP extensa mostró resonancias cuadrupolar y de alto orden cuando se ilumina con el modo TE_1 pero ninguna resonancia se excita con el modo TE_0 . Así, el modo cuadrupolar de la NP extensa es un estado oscuro para el modo TE_0 . El ancho de las NPs fue seleccionado de tal manera que la longitud de onda de la resonancia dipolar de la NP estrecha desplazada lateralmente fuera cercana a la longitud de onda de la resonancia cuadrupolar de la NP extensa ubicada en el centro del núcleo. Tanto la altura, como la longitud fueron las mismas para ambas NPs y como esas dimensiones son muy pequeñas, ninguna resonancia se excitó para los modos TM_0 y TM_1 [14].

Cuando ambas NPs se integraron dentro de la guía, una ventana de transparencia en el espectro de transmisión para los modos TE_0 y TE_1 aparece al rededor de la longitud de onda de las resonancias dipolar y cuadrupolar. Esta transparencia ocurre si la separación lateral entre las NPs es lo suficientemente pequeña para permitir la interacción entre sus resonancias plasmónicas. Cuando se desplaza la NP estrecha longitudinalmente, la transparencia ocurre cuando su separación es menor a media longitud de onda del modo guiado. Sin embargo, el origen de la transparencia es diferente para cada modo.

Para el modo TE_0 , la ventana de transparencia es causada por la interferencia entre la resonancia dipolar de la NP estrecha y el modo cuadrupolar no-accesible de la NP extensa. Es decir, la interferencia entre los estados brillante y oscuro, esto es, el análogo plasmónico de una EIT. Para el modo TE_1 , ambas resonancias de LSP son accesibles, así, la transparencia surge del acoplamiento fuerte entre los modos dipolar y cuadrupolar. Para el sistema propuesto, la transparencia se forma por la resonancia de alto orden de la

NP extensa y el modo antisimétrico de las NPs acopladas (el modo simétrico se observa para una longitud de onda más allá de la longitud de onda de corte del modo TE_1).

Sin pérdida de generalidad, la arquitectura de este sistema metafónico integrado puede ser modificado y ajustado para generar una transparencia en una longitud de onda y rango espectral de interés, siempre que las condiciones antes explicadas se satisfagan. Este análisis no sólo contribuye al entendimiento de la física detrás del acoplamiento de las resonancias de LSP en sistemas metafónicos integrados, sino también al desarrollo de sistemas ópticos integrados minimalistas para aplicaciones “lab-on-chip”, como comunicaciones ópticas, filtrado de señales e incluso aplicaciones de detección biológica. Los resultados fueron publicados en la siguiente revista científica arbitrada:

- López-Rayón, F.; Arroyo Carrasco, M.L.; Rodríguez-Beltrán, R.I.; Salas-Montiel, R.; Téllez-Limón, R. Plasmonic-Induced Transparencies in an Integrated Metaphotonic System. *Nanomaterials* 2022, 12, 1701. <https://doi.org/10.3390/nano12101701>. Q1, IF(2021)=4.91.

Capítulo 4

Resonancias plasmónicas con metamateriales hiperbólicos integrados a una guía de ondas

Un metamaterial hiperbólico (HMM, por sus siglas en inglés) es un tipo especial de material que exhibe propiedades ópticas inusuales debido a su estructura periódica y anisótropa. A diferencia de los materiales convencionales, que tienen una respuesta óptica elipsoidal (índices de refracción positivos en todas las direcciones), los materiales hiperbólicos muestran una respuesta elíptica en algunas direcciones y una respuesta hiperbólica en otras [83–85].

La respuesta hiperbólica de estos materiales se debe a que tienen índices de refracción de signo opuesto en diferentes direcciones del espacio de momentos o vectores \vec{k} . Esto significa que pueden soportar modos de propagación con componentes de onda evanescente en una dirección mientras que en otra dirección tienen componentes de onda propagativas [86, 87].

Una manera de inducir una anisotropía extrema es mediante medios que alternan múltiples capas de materiales dieléctricos y metales [88, 89]. En estas estructuras periódicas unidimensionales surgen modos híbridos fotónico-plasmónicos como resultados del acoplamiento de modos fotónicos y SPP en las interfaces metal-dieléctricas.

4.1. Filtro óptico integrado con HMM

Los filtros ópticos pasa-banda son dispositivos ópticos que transmiten selectivamente una porción del espectro electromagnético mientras rechazan todas las demás longitudes de onda. Una de las principales aplicaciones de estos dispositivos se encuentra en las comunicaciones ópticas, donde la tecnología de fibra óptica requiere la transmisión de anchos de banda específicos en longitudes de onda determinadas. Durante muchos años, se han diseñado diferentes guías de ondas fotónicas compatibles con fibras ópticas para filtrar adecuadamente las señales de luz [90–96]. A pesar de este desarrollo, varios factores aún dificultan el uso práctico de estos dispositivos con las tecnologías actuales, que requieren sistemas fotónicos funcionales miniaturizados con filtros más avanzados y configurables con características novedosas.

Sin embargo, el uso de HMM para el desarrollo de filtros pasa banda integrados a guías de onda que operan en longitudes de onda visibles y cercanas al infrarrojo ha sido apenas explorado. En esta sección se presentan resultados numéricos del diseño de un filtro pasa banda integrado haciendo uso de un HMM multicapa metálico-dieléctrico. La estructura, como se muestra en la Figura 4.1, consiste en una guía de ondas multimodo de Si_3N_4 sobre la cual se coloca un arreglo periódico finito de capas delgadas de oro (Au) y dióxido de titanio (TiO_2). Se demuestra que la transmisión para el modo TM_0 se filtra en una longitud de onda central $\lambda = 760$ nm con un ancho de banda $\Delta\lambda_{FWHM} = 100$ nm y una transmitancia superior al 40% de la luz incidente, cuando el sistema multicapa se comporta como un metal efectivo o un metamaterial hiperbólico de tipo II [85], mientras que para un metamaterial dieléctrico efectivo, la filtración pasa banda puede ajustarse en función del período, número de capas y fracción de llenado. Debido a la simplicidad de la estructura, los dispositivos propuestos abren nuevas perspectivas para el desarrollo de filtros ópticos integrados de tamaño reducido. El dispositivo analizado se muestra en la Figura 4.1 y la guía de onda es la misma considerada en la sección 3.1, Figura 3.1.

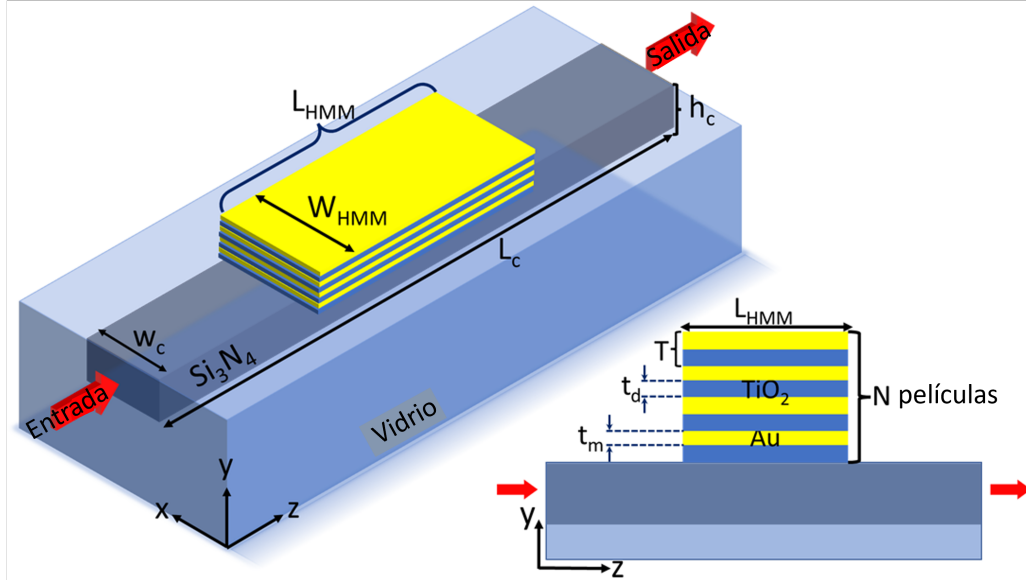


Figura 4.1: Esquema del dispositivo integrado. Se coloca un metamaterial hiperbólico que consiste en un arreglo periódico de capas delgadas de Au y TiO_2 , con espesores t_m y t_d , respectivamente, sobre una guía de ondas de Si_3N_4 ($w_c = 750$ nm, $h_c = 250$ nm, ver figura 3.1) enterrada en un sustrato de vidrio. Los modos fotónicos se propagan a través de la guía de ondas a lo largo de la dirección z desde la entrada, y el espectro de transmisión se mide en la cara de salida de la guía de ondas.

El HMM tiene un ancho de $w_{HMM} = 1.0$ μm y una longitud de $L_{HMM} = 2.0$ μm , y está constituido por un arreglo periódico de N capas delgadas alternadas de metal (Au) y material dieléctrico (TiO_2), con espesores t_m y t_d , respectivamente. El período de la estructura es $T = t_d + t_m$, como se muestra en el recuadro de la Figura 4.1. El HMM sobre la guía de ondas está centrado con respecto al centro del núcleo. La función dieléctrica del oro se calculó utilizando el modelo de Drude-Lorentz como se describe en [67], mientras que el índice de refracción de TiO_2 se obtuvo de la base de datos de índice de refracción utilizando la referencia [97].

El método de la matriz de transferencia es una técnica utilizada para analizar la propagación de ondas electromagnéticas a través de medios multicapa [98]. En el contexto de los medios multicapa, se refiere a la estructura periódica compuesta por capas de diferentes materiales con diferentes propiedades ópticas.

El método de la matriz de transferencia se basa en la idea de descomponer el problema en interfaces entre capas y utilizar las propiedades de reflexión y transmisión en cada interfaz para calcular la propagación de la onda a lo largo de toda la estructura [98].

Para calcular las curvas de dispersión de los medios multicapa, utilizamos el método de la matriz de transferencia [98]. Estas curvas cuantifican el número de modos admitidos por la estructura periódica en función de la constante de propagación en un rango espectral dado. Los resultados obtenidos para un sistema de $N = 12$ capas (6 capas de Au y 6 capas de TiO_2) con una proporción de Au conocida como factor de llenado $p = \frac{t_m}{T} = 0.5$ y un período $T = 80$ nm ($t_m = t_d = 40$ nm) se muestran en la Figura 4.2a. Las zonas verdes representan los modos, la curva punteada blanca representa la línea de luz del aire y la curva discontinua blanca corresponde a la línea de luz del sustrato de vidrio. El mapa corresponde al valor absoluto del elemento t_{22} igualado a cero de la matriz general [98] y se grafica utilizando una escala logarítmica, los valores máximos están relacionados con los modos admitidos por la estructura.

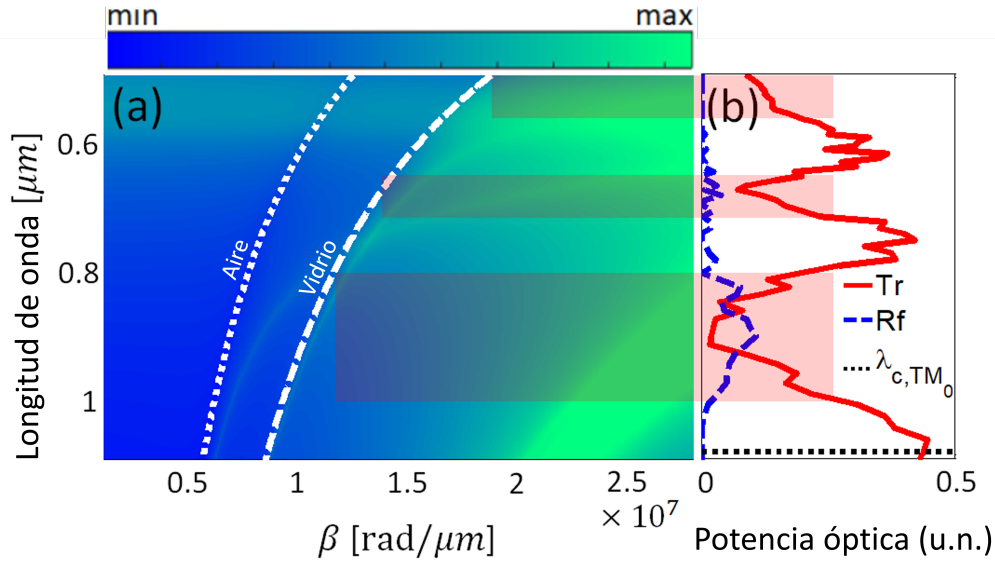


Figura 4.2: (a) Curvas de dispersión para un HMM de 6 capas de Au y 6 capas de TiO_2 con una fracción de llenado $p = 0.5$ y un período $T = 80$ nm. Las curvas punteadas y discontinuas representan las líneas de luz del aire y del vidrio, respectivamente. (b) Espectros de transmisión (roja continua) y reflexión (azul discontinuo) para un sistema integrado con un HMM finito ($N = 12$, $p = 0.5$ y $T = 80$ nm) integrado en la parte superior de una guía de ondas dieléctrica. Varios modos en las curvas de dispersión se asocian en bandas principales que corresponden a mínimos de ancho de banda en el espectro de transmisión (regiones sombreadas).

Dado que la señal de transmisión se modificó únicamente para el modo TM_0 (polarización vertical), se estudió el comportamiento de los espectros de transmisión y reflexión en función de la fracción de llenado, el número de capas y el período de la estructura. En primer lugar, se consideró un período fijo de $T = 80$ nm para tres fracciones de llenado

$p = [0.2, 0.5, 0.8]$ y tres valores para el número de capas $N = [8, 12, 16]$ (4, 6 y 8 pares de interfaces Au-TiO₂). Los resultados se muestran en la Figura 4.3.

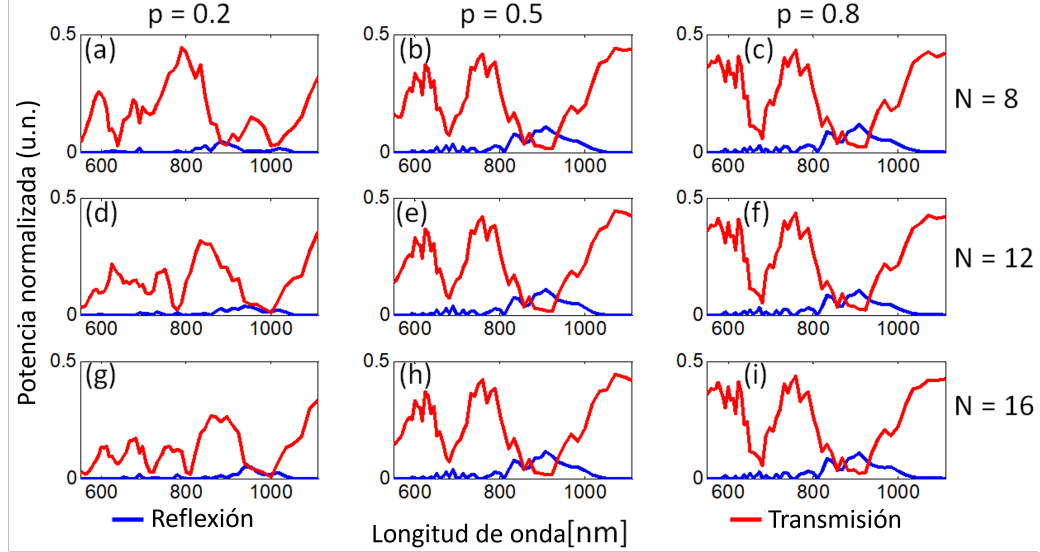


Figura 4.3: Dependencia de los mínimos en función del número de capas (N) y la fracción de llenado (p). Para $p = 0.2$, el número de mínimos y su posición espectral dependen del número de capas. Para $p = 0.5, 0.8$, los mínimos permanecen prácticamente iguales. Se espera que los modos admitidos por el HMM también dependan del número de capas N . Sin embargo, como se demuestra en los espectros, el número de capas solo modifica la respuesta espectral del dispositivo integrado cuando el metamaterial se comporta como un material dieléctrico efectivo ($p = 0.2$).

Las observaciones principales de los espectros de transmisión (curvas rojas) y reflexión (curvas azules) de la Figura 4.3 son las siguientes. Para $N = 8$ (Fig. 4.3a, b y c), el espectro de transmisión para $p = 0.2$ muestra mínimos en $\lambda = 638$ nm (transmitancia de luz guiada del 2%), $\lambda = 880$ nm (transmitancia del 4%) y $\lambda = 999$ nm (transmitancia del 2%). Para $p = 0.5$, ocurren dos mínimos principales a $\lambda = 680$ nm (transmitancia del 7%, $\Delta\lambda_{FWHM} = 80$ nm) y a $\lambda = 908$ nm (transmitancia del 1%, $\Delta\lambda_{FWHM} = 200$ nm). Para $p = 0.8$, también aparecen dos mínimos principales, centrados en $\lambda = 680$ nm (transmitancia del 5%, $\Delta\lambda_{FWHM} = 78$ nm) y en $\lambda = 908$ nm (transmitancia del 2%, $\Delta\lambda_{FWHM} = 190$ nm). Estos dos mínimos generan un filtro pasa banda con una longitud de onda central alrededor de $\lambda = 760$ nm, $\Delta\lambda_{FWHM} = 100$ nm y una señal de transmitancia del 41%.

Para $N = 12$ (Figura 4.3d, e y f), cuando $p = 0.2$ ocurren dos mínimos locales en $\lambda = 778$ nm (transmisión del 2%, $\Delta\lambda_{FWHM} = 35$ nm) y en $\lambda = 999$ nm (transmisión

del 0.9%, $\Delta\lambda_{FWHM} = 130$ nm), y se observa una banda de transparencia centrada en $\lambda = 845$ nm (transmisión del 30%, $\Delta\lambda_{FWHM} = 110$ nm). Para $p = 0.5$ y $p = 0.8$, los espectros de transmisión son prácticamente los mismos que para $N = 8$.

Para $N = 16$ (Figura 4.3g, h e i), si $p = 0.2$, se observan cuatro mínimos centrados en $\lambda = 638$ nm (transmisión del 6%, $\Delta\lambda_{FWHM} = 20$ nm), $\lambda = 713$ nm (transmisión del 2%, $\Delta\lambda_{FWHM} = 40$ nm), $\lambda = 810$ nm (transmisión del 2%, $\Delta\lambda_{FWHM} = 30$ nm) y $\lambda = 999$ nm (transmisión del 0.6%, $\Delta\lambda_{FWHM} = 100$ nm). Para $p = 0.5$ y $p = 0.8$, los espectros de transmisión siguen siendo prácticamente los mismos que para $N = 8$ y $N = 12$.

Luego se calculó la propagación del modo TM_0 considerando un número fijo de capas $N = 8$ (4 pares de interfaces Au-TiO₂) para fracciones de llenado $p = [0.2, 0.5, 0.8]$ y dos períodos de las capas $T = [50, 80]$ nm. Los espectros de transmisión (curvas rojas) y reflexión (curvas azules) obtenidos se muestran en la Figura 4.4.

Para $T = 50$ nm (Figura 4.4a, b y c), cuando $p = 0.2$ ocurren dos mínimos principales en $\lambda = 778$ nm (transmisión del 0.5%, $\Delta\lambda_{FWHM} = 57$ nm) y en $\lambda = 936$ nm (transmisión del 1%, $\Delta\lambda_{FWHM} = 47$ nm). Para $p = 0.5$, aparecen dos mínimos centrados en $\lambda = 689$ nm (transmisión del 9%, $\Delta\lambda_{FWHM} = 75$ nm) y en $\lambda = 920$ nm (transmisión del 0.9%, $\Delta\lambda_{FWHM} = 170$ nm). Para $p = 0.8$, aparecen dos mínimos centrados en $\lambda = 680$ nm (transmisión del 5%, $\Delta\lambda_{FWHM} = 65$ nm) y en 908 nm (transmisión del 2%, $\Delta\lambda_{FWHM} = 150$ nm). Para $T = 80$ nm, los espectros y los valores son los mismos que en la Figura 4.3a, b y c.

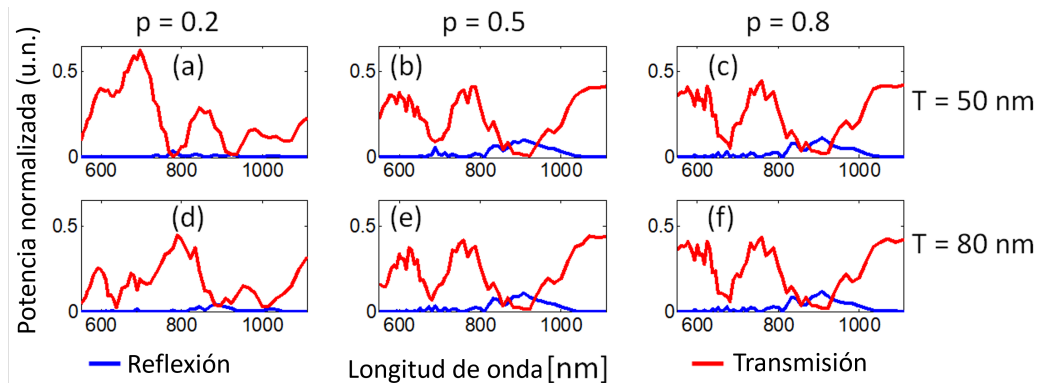


Figura 4.4: Dependencia de los mínimos de banda ancha en función del período (T) y del factor de llenado (p) para un número fijo de capas ($N = 8$ capas). Para $p = 0.2$ (a y d), los espectros de transmisión (rojo sólido) y reflexión (azul discontinuo) se modifican, mientras que para $p = 0.5$ y $p = 0.8$, se mantienen casi sin cambios.

4.1.1. Discusión de resultados

Los resultados obtenidos muestran que el espectro de transmisión de una guía de onda dieléctrica puede ser filtrado al colocar un metamaterial hiperbólico compuesto por capas delgadas metálicas (Au) y dieléctricas (TiO_2) estructuradas periódicamente sobre una guía de ondas dieléctrica (Si_3N_4).

Este filtro pasa banda integrado solo funciona si la luz está principalmente polarizada a lo largo de la dirección vertical y , una situación que se puede lograr propagando el modo TM_0 de la guía fotónica. Para esta polarización, el campo eléctrico es simétricamente compatible con la excitación de SPP en las interfaces dieléctrico-metálicas [15].

Cuando se modificó el período de la estructura multicapa de $T = 80$ nm a $T = 50$ nm, también se observó que para $p = 0.2$ surgen diferentes mínimos de transmisión de banda ancha y se desplazan espectralmente, mientras que para $p = 0.5$ y $p = 0.8$, los dos principales mínimos de banda ancha permanecen casi sin cambios.

Cabe mencionar que también aparecen varios mínimos pequeños y estrechos en los espectros de transmisión. La mayoría de ellos se deben a modos plasmónicos e híbridos fotónico-plasmónicos, que son difíciles de identificar debido a que los modos del sistema multicapa infinito están muy cerca entre sí (ver Figura 4.2a, por ejemplo). Además, es posible que algunos de estos mínimos pequeños surjan de modos fotónicos, porque el metamaterial hiperbólico colocado encima de la guía de ondas dieléctrica es finito y también pueden ocurrir ondas estacionarias. Sin embargo, para $p = 0.5$ y $p = 0.8$, estas perturbaciones se agrupan en dos principales mínimos de banda ancha.

Estos resultados abren nuevas perspectivas para el diseño de sistemas integrados simplificados que se pueden fabricar fácilmente para generar filtros ópticos pasa banda integrados utilizando metamateriales hiperbólicos unidimensionales. Sin perder generalidad, la combinación de capas delgadas dieléctricas y metálicas se puede modificar para ajustar las longitudes de onda centrales de los filtros pasa banda integrados propuestos. Los resultados fueron publicados en la siguiente revista científica arbitrada:

- Abdulkareem, M.-u.A.; López-Rayón, F.; Sosa-Sánchez, C.T.; Bautista González, R.E.; Arroyo Carrasco, M.L.; Peña-Gomar, M.; Coello, V.; Téllez-Limón, R. Inte-

*CAPÍTULO 4 RESONANCIAS PLASMÓNICAS CON METAMATERIALES
HIPERBÓLICOS INTEGRADOS A UNA GUÍA DE ONDAS*

grated Optical Filters with Hyperbolic Metamaterials. *Nanomaterials* 2023, 13, 759.
<https://doi.org/10.3390/nano13040759>. Q1, IF(2022)=5.7.

Capítulo 5

Resonancias plasmónicas no localizadas en un sistema metafotónico no integrado

Como se mencionó en la sección 2.4, los plasmones de superficie son excitaciones colectivas de electrones en la superficie de un conductor cuando interactúan con la luz. Cuando estas excitaciones se acoplan a una interfaz entre un metal y un dieléctrico, se crean los SPP. Este fenómeno se produce cuando los plasmones de superficie se combinan con los modos de oscilación del campo electromagnético en el dieléctrico adyacente [6, 12, 13].

La configuración de Kretschmann es un arreglo experimental que permite acoplar ondas evanescentes a una interfaz entre dos medios, es decir, se usa para generar el fenómeno de reflexión totalmente atenuada (ATR, por sus siglas en inglés) [22]. Es una técnica experimental utilizada para estudiar la absorción de luz, debido a la excitación de SPP, en la interfaz entre un sustrato dieléctrico y una película metálica.

En la configuración de Kretschmann, un haz de luz con polarización p se dirige con un ángulo de incidencia específico (ángulo crítico) a la interfaz entre el prisma y la película metálica, produciendo un SPP. Esta resonancia es altamente sensible a los cambios en la densidad de materiales en la superficie metálica, lo que la convierte en una herramienta po-

derosa para investigar sus propiedades ópticas como el índice de refracción y la absorción. La medición de la reflexión de la luz a diferentes ángulos de incidencia permite determinar propiedades ópticas y analizar interacciones en la interfaz, lo que tiene aplicaciones significativas en sensores biomédicos y estudios de superficies. [22].

Mediante la configuración de Kretschmann, se analizó teórica y experimentalmente la dependencia de la reflectancia en función de la longitud de onda y del ángulo de incidencia de una película de oro de 50 nm de espesor y un HMM que consiste en seis capas ($N = 6$), tres capas de dióxido de titanio (TiO_2) con un espesor de $t_d = 20$ nm y tres capas de Au de espesor $t_m = 20$ nm, el periodo de la estructura es $T = t_d + t_m = 40$ nm, con un factor de llenado $p = \frac{t_m}{T} = 0.5$, como se muestra en la Figura 5.1. Estas muestras fueron fabricadas mediante la técnica de deposición física de vapor por haz de electrones (EB-PVD, por sus siglas en inglés) y evaporación térmica.



Figura 5.1: Esquema de un HMM que consiste en películas alternadas de Au y TiO_2 depositadas sobre un sustrato de vidrio.

La configuración del arreglo experimental se muestra en la Figura 5.2. La fuente de luz es el láser supercontinuo Leukos Electro VIS-IR (480 - 2400 nm) y se utilizó un espectrómetro StellarNet BLK-CXR-SR (220 - 1100 nm). El láser supercontinuo emite un haz de luz colimado y polarizado (con polarización p). Este haz ilumina la muestra desde el sustrato al incidir en el prisma. Luego, la luz reflejada sale del prisma y se recoge utilizando una fibra óptica que está conectada al espectrómetro.

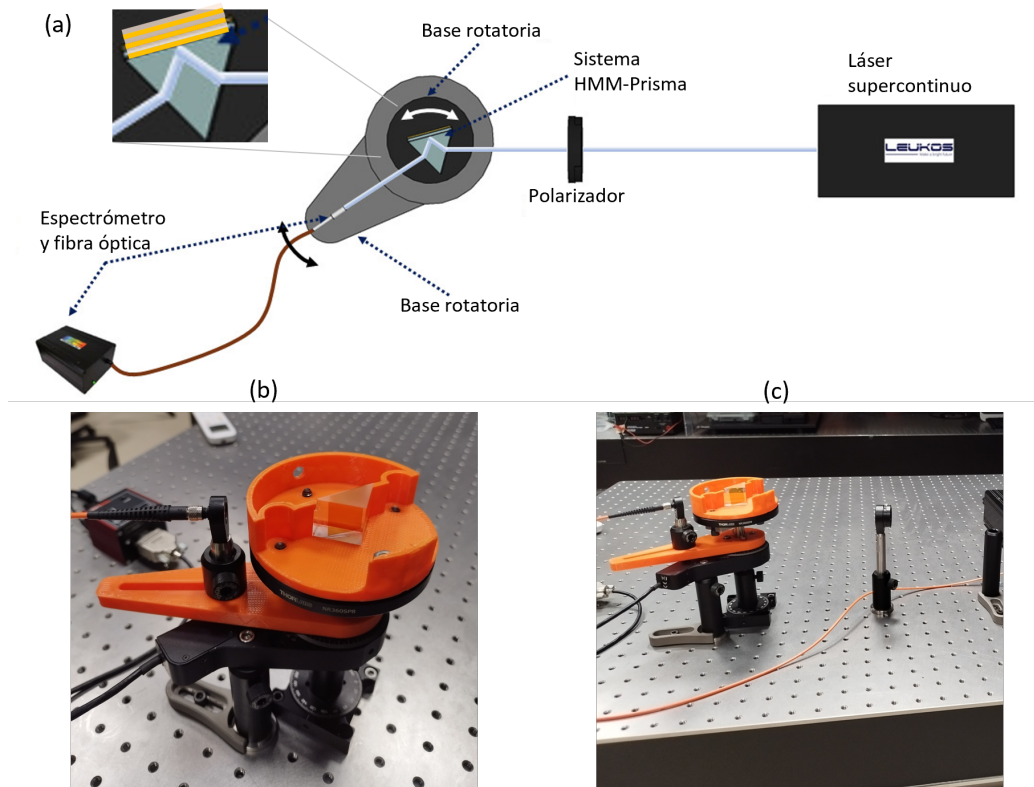


Figura 5.2: (a) Diagrama del arreglo experimental para la excitación de SPP mediante la configuración de Kretschmann. (b) Fotografía de las monturas rotatorias usadas para barrer los ángulos de incidencia. (c) Fotografía del arreglo experimental.

El prisma se gira un ángulo θ_{inc} en incrementos de 0.25° , mientras que la fibra gira un ángulo $\theta_f = 2\theta_{inc}$ (incrementos de 0.5°). La reflectancia del espectro es mapeada para generar una matriz con la reflectancia de la muestra. Las mediciones son tomadas también para el prisma (sin la muestra). Los resultados de la muestra son normalizados a los resultados del prisma para obtener mapas de reflectancia (θ_{inc} vs λ). El prisma empleado es de BK7 con un índice de refracción $n = 1.515$.

5.1. Fabricación de HMM

Algunos de los métodos de fabricación utilizados en la creación de sistemas metafotónicos integrados dependen de los materiales utilizados, las características ópticas deseadas y la escala de los dispositivos. La combinación de diferentes técnicas puede permitir la fabricación de dispositivos más complejos y sofisticados con funcionalidades ópticas avanzadas.

5.1.1. EB-PVD y evaporación térmica resistiva

La EB-PVD es un proceso de recubrimiento que utiliza un haz de electrones enfocado directamente sobre el material para evaporarlo y depositarlo sobre un sustrato en una cámara de vacío [52].

La evaporación térmica resistiva también es un proceso de recubrimiento de película delgada en el que un material fundido se calienta y se evapora debido al calentamiento a alta temperatura alcanzado por un depósito resistivo expuesto a una gran corriente continua [99].

Se realizó el crecimiento de los HMM que consisten en un arreglo periódico de seis capas delgadas alternadas de materiales metálicos (Au) y dieléctricos (TiO_2). Los procesos fueron realizados por EB-PVD sobre sustratos de vidrio, como se muestra en la Figura 5.1. Los parámetros de la estructura del HMM son el número de capas $N = 6$ (tres Au y tres TiO_2), el periodo $T = t_{\text{Au}} + t_{\text{TiO}_2}$, donde t_{Au} y t_{TiO_2} son los espesores de las capas de Au y TiO_2 , respectivamente, y finalmente el factor de llenado p que representa el porcentaje de Au en cada periodo T .

En la cámara de vacío para la evaporación, se incluye una plataforma giratoria donde se colocan los sustratos, de manera que podemos controlar la velocidad de rotación o dejarla fija. La cámara tiene dos reservorios de material que evaporan el material objetivo y lo depositan sobre el sustrato, la plataforma está directamente encima de estos reservorios. Dentro de la cámara de vacío, hay una balanza de cristal de cuarzo que mide la tasa de depósito (masa por unidad de tiempo).

El módulo de operación controla los parámetros como la presión y la corriente (voltaje), permite establecer la impedancia del material, mide la tasa de depósito del material y define el espesor de depósito deseado. A su vez, controla la máquina de bombeo que permite el vacío, alcanzando una presión mínima de 5×10^{-7} Torr, dependiendo del tiempo de bombeo. Una vez que el crisol de material está en la cámara de vacío, presionamos el botón de encendido de bombeo, y debemos esperar hasta obtener una presión de al menos 5×10^{-6} Torr.

Para verificar la precisión del espesor de cada capa, medimos el espesor de las muestras

con un perfilómetro Bruker modelo Dektak XTL, y los resultados se muestran en la tabla de la Figura 5.3.

Se crecieron nueve muestras con diferentes números de capas $N = 6, 8, 10$. Además se configuraron, para diferentes periodos T , diferentes combinaciones de $T = t_{Au} + t_{TiO_2}$ para lograr las fracciones de llenado deseadas, $p = 0.4, 0.5, 0.8$. El espesor esperado de cada muestra se obtiene al multiplicar el periodo T por la mitad del número de capas N . En la última columna se registraron los espesores medidos experimentalmente con el perfilómetro. Podemos observar que sólo las muestras 6 y 7 muestran una discrepancia considerable con respecto al grosor esperado, estas diferencias se deben a la interrupción del proceso de crecimiento de cada capa que se tuvo para dichas muestras debido a problemas técnicos.

Muestra	N	t_{Au} (nm)	t_{TiO_2} (nm)	T (nm)	P	Espesor esperado (nm)	Espesor medido (nm)
1	6	16	24	40	0.4	120	~129
2	6	20	20	40	0.5	120	~110
3	6	20	30	50	0.4	150	~146
4	6	25	25	50	0.5	150	~160
5	6	40	10	50	0.8	150	~158
6	6	35	35	70	0.5	210	~127
7	6	40	40	80	0.5	240	~169
8	8	25	25	50	0.5	200	~182
9	10	25	25	50	0.5	250	~220

Figura 5.3: Tabla de muestras de HMM fabricadas por EB-PVD (TiO_2) y deposición térmica (Au). Espesor esperado obtenido al multiplicar $\frac{TN}{2}$ por el espesor medido con el perfilómetro Dektak XTL.

La Figura 5.4 muestra las medidas de los grosores de las muestras realizadas con este perfilómetro. En las abscisas se grafica el recorrido o barrido lateral que realiza el perfilómetro, en las ordenadas se muestra el grosor de cada muestra. Podemos observar que el salto de grosor no es abrupto en todas las muestras, sino que presenta una ligera pendiente, esto se debe a que el crecimiento de las capas fue alternando la evaporación de materiales.

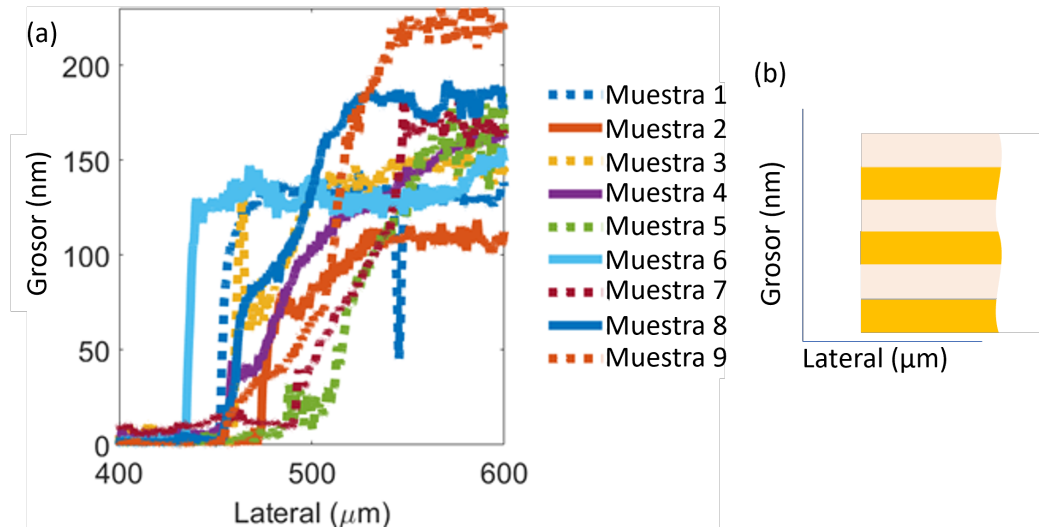


Figura 5.4: (a) Espesor real de las muestras medido con el perfilómetro Dektak. Las muestras 6 y 7 muestran la mayor diferencia entre el espesor esperado y el medido, esto posiblemente se deba a problemas técnicos e interrupción en el proceso de deposición. (b) Muestra un esquema del perfil (grosor) medido de cada muestra.

5.2. Resultados

En las Figuras 5.5 y 5.6 se presentan las curvas de reflectancia para la película de Au y el HMM, respectivamente. Las curvas de ATR representan la intensidad de la luz reflejada en función de la frecuencia o longitud de onda de la luz incidente. Cuando la luz incide en el prisma y se encuentra con la muestra, parte de la luz se refleja hacia el detector, y su intensidad depende de las propiedades de absorción de la muestra en función de la longitud de onda. El mapa de reflectancia muestra la zona de menor reflectancia debida al acoplamiento de un SPP, esa zona se puede apreciar cualitativamente en la zona más oscura que describe el comportamiento de los modos plasmónicos en bulto. La línea negra vertical discontinua representa el ángulo crítico $\theta_c = 41.3^\circ$.

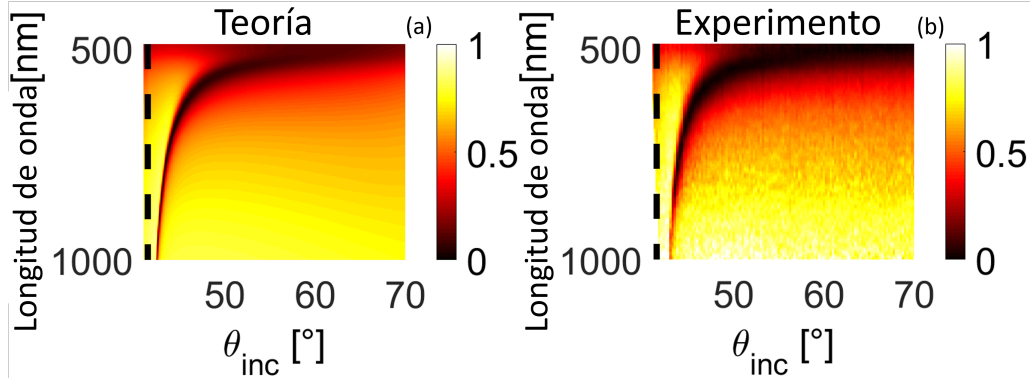


Figura 5.5: Curvas de dispersión de una película delgada de oro de 50 nm de grosor. (a) Se muestra la curva teórica calculada mediante el método de la matriz de transferencia. (b) Resultados experimentales medidos mediante un arreglo de ATR.

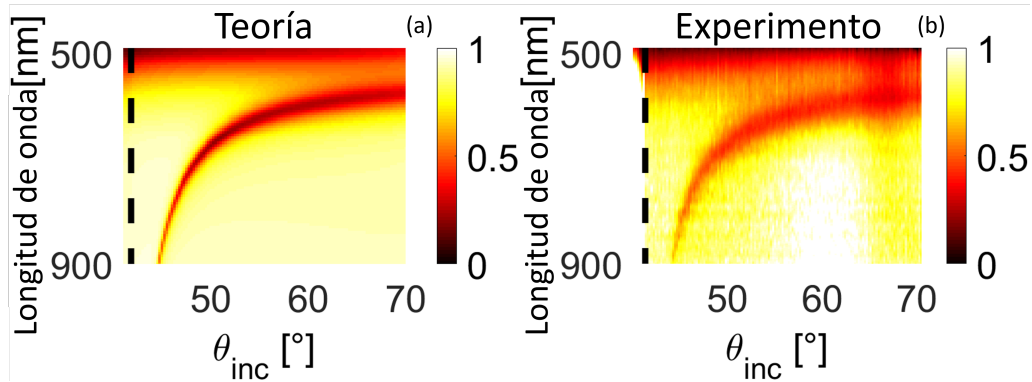


Figura 5.6: Curvas de dispersión de un HMM que consta de tres capas de TiO_2 con un espesor de $t_d = 20$ nm y tres capas de Au de espesor $t_m = 20$ nm, el periodo $T = 40$ nm, con un factor de llenado $p = 0.5$. (a) Se muestra la curva teórica calculada mediante el método de la matriz de transferencia. (b) Resultados experimentales medidos mediante un arreglo de ATR.

A continuación se muestran los perfiles de reflectancia de las muestras antes mencionadas para una longitud de onda fija en $\lambda = 750\text{nm}$ (Figura 5.7) y un ángulo fijo en $\theta = 52^\circ$ (Figura 5.8). Estos resultados se obtienen directamente de las curvas de dispersión medidas mediante el ATR, las curvas teóricas se calculan a partir de las ecuaciones de Fresnel [100].

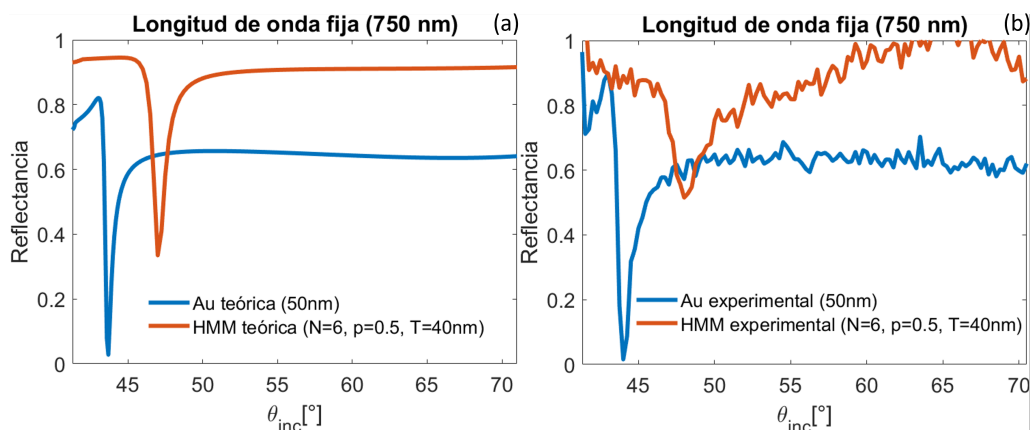


Figura 5.7: (a) Curvas de reflectancia normalizada teóricas calculas a partir de las ecuaciones de Fresnel para la película de Au (50nm) y el HMM. (b) Curvas de reflectancia normalizada obtenidas mediante un ATR. En ambos casos, se fija una longitud de onda $\lambda = 750\text{nm}$.

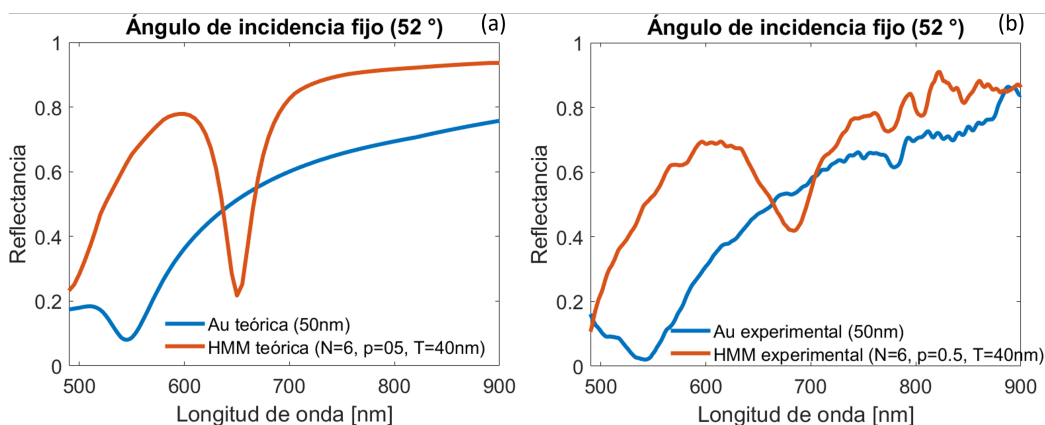


Figura 5.8: (a) Curvas de reflectancia normalizada teóricas calculas a partir de las ecuaciones de Fresnel para la película de Au (50nm) y el HMM. (b) Curvas de reflectancia normalizada obtenidas mediante un ATR. En ambos casos, se fija el ángulo de incidencia $\theta = 52^\circ$.

5.3. Conclusiones

Al comparar la curva de ATR de la película de oro con la del medio multicapa de TiO_2 y Au, se pueden observar cambios en la intensidad y la forma de los picos de absorción. Estos cambios indican que la presencia del medio multicapa modifica la interacción de la luz con el oro. Es posible que el medio multicapa de TiO_2 y Au actúe como un sustrato o una capa de acoplamiento que altera las propiedades plasmónicas del oro.

Las curvas de ATR obtenidas son fundamentales para caracterizar y comprender el

comportamiento de los dispositivos ópticos basados en plasmones. Estas mediciones permiten evaluar cualitativamente cómo la presencia del medio multicapa afecta las propiedades plasmónicas del oro y cómo se puede optimizar su rendimiento.

El conocimiento adquirido sobre la interacción de la luz con el medio multicapa puede utilizarse para mejorar la eficiencia y la sensibilidad de los dispositivos basados en plasmones. Al comprender cómo el medio afecta la absorción y la forma de los picos de absorción, es posible ajustar los parámetros del dispositivo para maximizar su respuesta.

Los resultados obtenidos en este estudio pueden servir como base para el diseño de nuevos dispositivos ópticos que aprovechen las propiedades plasmónicas del oro y la influencia del medio multicapa. Esto podría abrir oportunidades para desarrollar sensores más sensibles, moduladores ópticos de alta eficiencia o componentes innovadores para circuitos fotónicos integrados.

Los resultados destacan la importancia de la fabricación precisa y controlada de estructuras multicapa para garantizar un rendimiento óptimo de los dispositivos. La optimización de los parámetros del medio multicapa, como el grosor de las capas y la secuencia de materiales, puede permitir una manipulación precisa de las propiedades plasmónicas y mejorar la funcionalidad del dispositivo.

Estas curvas de ATR son relevantes para el diseño y la fabricación de dispositivos ópticos basados en plasmones. El estudio de cómo los medios multicapa afectan las propiedades plasmónicas del oro puede ayudar a optimizar el rendimiento de estos dispositivos, como sensores, moduladores ópticos o componentes de circuitos fotónicos integrados. Se pueden realizar estudios más detallados para comprender mejor los mecanismos subyacentes de la interacción luz-material y explorar otras combinaciones de materiales y geometrías para lograr efectos plasmónicos mejorados.

Capítulo 6

Conclusiones y perspectivas

En general, se ha demostrado la excitación de resonancias plasmónicas de ancho espectral reducido en sistemas metafotónicos integrados. Se demostró de dos formas: acoplando LSP de un dímero y acoplando los SPP de un sistema multicapa, a los modos fotónicos de una guía de onda. La primera forma se realizó mediante un sistema de dos NPs asimétricas integradas a una guía de onda dieléctrica, lo que se puede explicar con un modelo de resonadores plasmónicos acoplados que, en función de su magnitud de acoplamiento, generan resonancias que modifican el espectro a la salida del sistema, es decir, sintonizan las resonancias, lo cual es un efecto deseado para posibles aplicaciones de filtraje, sentido o transducción de señales. La segunda forma se realizó con HMM demostrando la sintonización de resonancias en función de la fracción de llenado p del sistema multicapas metal-dieléctrico (Au-TiO₂).

En la Figura 6.1 se muestra el espectro de transmisión de una guía de onda dieléctrica como la que se muestra en la Figura 3.1, los espectros muestran la transmisión debido a la excitación de LSP en dos NPs de oro (Au) integradas en el centro de la guía, la curva roja continua representa el espectro de transmisión con una ventana de transparencia local alrededor de la longitud de onda $\lambda = 835$ nm con un máximo de transmisión de 87%. Además, muestra el efecto del acoplamiento de ambas resonancias produciendo dos mínimos locales en $\lambda = 790$ nm y $\lambda = 880$ nm, separados por una diferencia espectral de $\Delta\lambda = 90$ nm, mientras que la curva verde discontinua muestra el efecto de las resonancias

desacopladas alrededor de la longitud de onda $\lambda = 835$ nm con un máximo de transmisión de 76%. Podemos observar que el acoplamiento genera una reducción en el ancho espectral de las resonancias generadas, como se muestra midiendo el ancho completo a la mitad del máximo (FWHM). La reducción del ancho espectral de las resonancias plasmónicas puede llegar a reducir propiedades como la intensidad del campo o la eficiencia de acoplamiento.

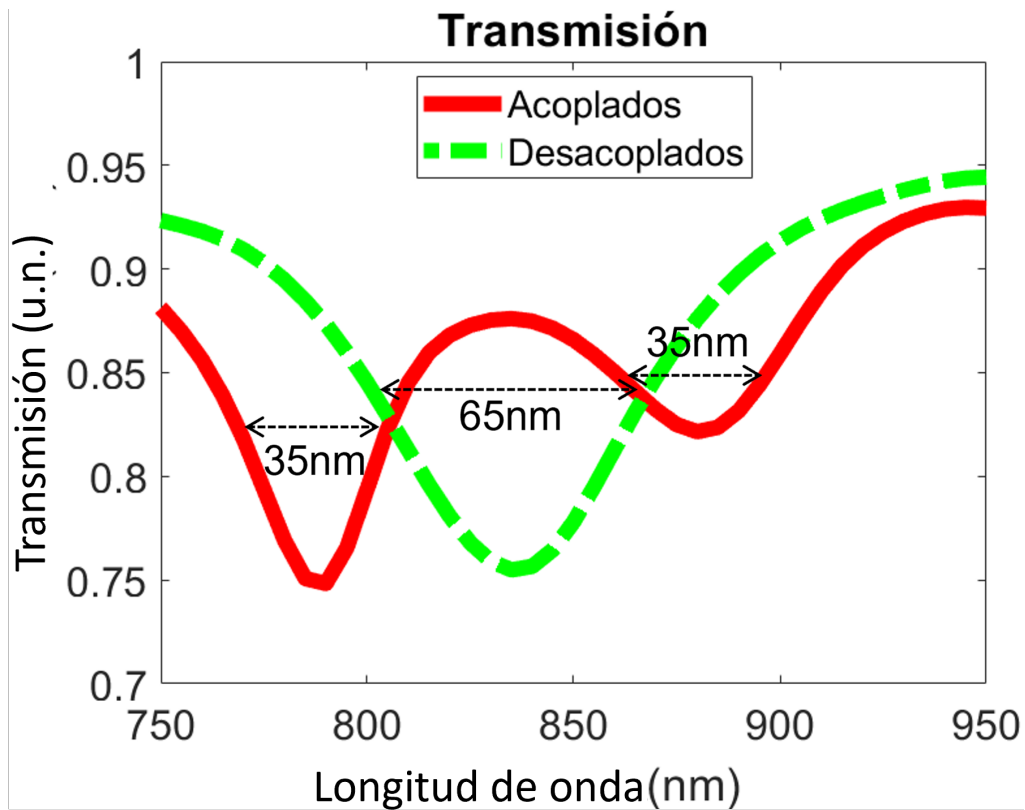


Figura 6.1: Espectro de resonancia de ancho espectral reducido: la curva roja continua muestra el efecto del acoplamiento dos resonancias en $\lambda = 790$ nm y $\lambda = 880$ nm, con un FWHM de 35 nm en ambos casos, mientras que la curva verde discontinua muestra el efecto de las resonancias desacopladas alrededor de la longitud de onda $\lambda = 835$ nm, con un FWHM de 65 nm.

Con la ayuda de programas computacionales basado en la técnica de integración finita, hemos podido diseñar y optimizar la generación de ventanas de transparencia en el espectro de transmisión del sistema híbrido fotónico-plasmónico. Gracias estas herramientas numéricas, se pudo discernir de manera clara y precisa la procedencia del fenómeno de transparencia por dos vías: el efecto Autler-Townes y las transparencias inducidas electromagnéticamente (EIT), ambos fenómenos entran en el grupo de las denominadas resonancias tipo Fano.

Se ha presentado un repaso y análisis de los principios teóricos necesarios para entender estos fenómenos, el planteamiento del objetivo y la interpretación de los resultados numéricos obtenidos que son una herramienta indispensable y poderosa para el diseño y optimización de elementos fotónico-plasmónicos. Como se mencionó en la Sección 2.7.1, el tiempo de cada simulación depende del análisis de convergencia realizado para optimizar el proceso, tomando cada simulación aproximadamente tres días en completar el proceso de cada simulación.

También se demostró numéricamente que es posible filtrar el espectro de transmisión de una guía de onda dieléctrica utilizando un HMM compuesto por capas metálicas y dieléctricas. El filtro solo es efectivo cuando la luz está polarizada verticalmente y se propaga el modo TM_0 de la guía. Cambios en la estructura multicapa alteran los mínimos de transmisión, siendo más notorios a $T = 50$ nm y $p = 0.2$, mientras que a $p = 0.5$ y $p = 0.8$ los mínimos principales apenas varían, como se muestra en la Figura 6.2.

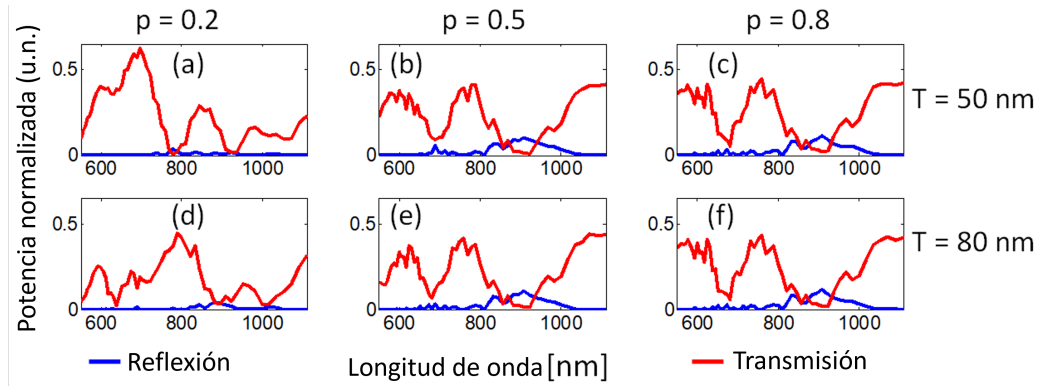


Figura 6.2: Dependencia de los mínimos de banda ancha en función del período (T) y del factor de llenado (p) para un número fijo de capas ($N = 8$ capas).

Adicionalmente, se demostró la reducción del ancho de banda espectral en un sistema metafotónico no integrado. El sistema consistió de un HMM que consiste en seis capas ($N = 6$), tres capas de dióxido de titanio (TiO_2) con un espesor de $t_d = 20$ nm y tres capas de Au de espesor $t_m = 20$ nm, el periodo de la estructura es $T = t_d + t_m = 40$ nm, con un factor de llenado $p = \frac{t_m}{T} = 0.5$. Se eligieron oro y dióxido de titanio porque se utilizan comúnmente en aplicaciones ópticas debido a sus propiedades específicas: el oro es un excelente conductor de la electricidad y también interactúa bien con la luz en el rango visible y cercano al infrarrojo [67], el dióxido de titanio tiene un índice de refracción que varía según su forma cristalina y la pureza [101]. En términos generales, el dióxido de

titanio es más económico que el oro y se utiliza ampliamente en aplicaciones ópticas, como recubrimientos antirreflectantes en lentes y ventanas. El oro se utiliza en aplicaciones específicas donde sus propiedades únicas, como sus propiedades plasmónicas, son esenciales. Aunque el oro es un metal precioso, se utiliza en capas delgadas en muchas aplicaciones ópticas, por lo que se puede utilizar de manera eficiente. Se presentó la caracterización cualitativa de muestras fabricadas durante la estancia de investigación, corroborando que su comportamiento experimental en una configuración de una reflexión totalmente atenuada (ATR) está apegado a lo esperado teóricamente mediante las ecuaciones de Fresnel, como se muestra en la Figura 6.3. Esta confirmación nos da la pauta para verificar la precisión de los métodos de fabricación.

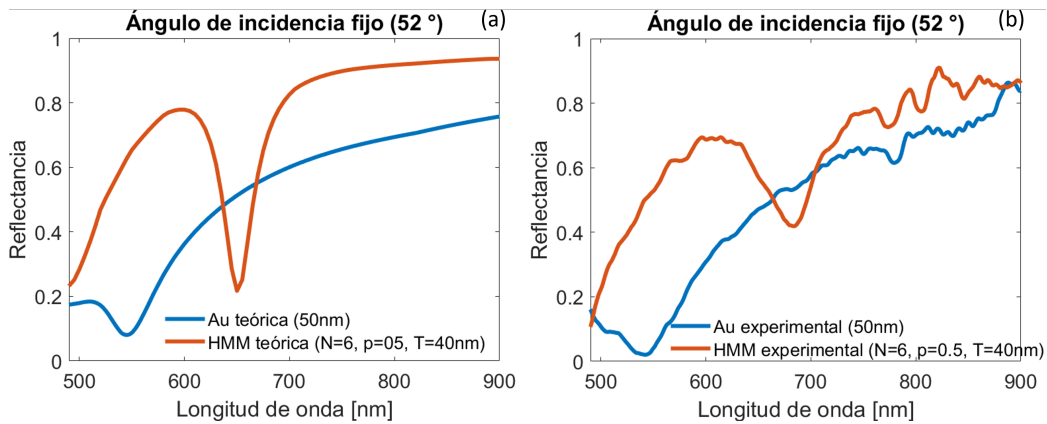


Figura 6.3: (a) Curvas de reflectancia normalizada teóricas calculadas a partir de las ecuaciones de Fresnel para la película de Au (50nm) y el HMM. (b) Curvas de reflectancia normalizada obtenidas mediante un ATR.

Las técnicas experimentales y computacionales obtenidas durante la estancia de investigación fueron complementarias e indispensables para constatar el proceso de fabricación y empataamiento con la teoría.

6.1. Perspectivas

- Una de las tareas que tiene continuidad y proyección hacia futuros resultados experimentales es la culminación de la fabricación del sistema metafotónico integrado (guía-NPs).
- La caracterización completa de las muestras de HMM también es una cuestión a realizar prometedora para explotar y extraer información interesante del comportamiento de los modos plasmónicos en bulto en sistemas multicapas, la perspectiva es posteriormente estudiarlos integrando estos HMM a guías de onda fotónicas para caracterizar sus potenciales aplicaciones, inclusive como elementos de biosensado.
- Continuar con el diseño y la caracterización numérica de sistemas integrados, ha quedado claro que esta es una labor constante y fundamental para la precisión y certera fabricación de dichos elementos.
- Continuar el entrenamiento experimental así como la fabricación y caracterización de los dispositivos.
- La colaboración con investigadores de áreas afines e interdisciplinarias para la innovación de elementos tecnológicos.

El trabajo presentado en esta tesis aporta al entendimiento, comprensión y análisis de los fenómenos fotónico-plasmónicos que se presentan inclusive en otras disciplinas de la física y que pueden ser abordados análogamente mediante la óptica, fotónica y plasmónica, contribuyendo al progreso y desarrollo científico y tecnológico de estas áreas que están en boga.

Bibliografía

- [1] E. Hecht. *Optics*. Pearson Education, 2016.
- [2] Bahaa E. A. Saleh and Malvin Carl Teich. *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons, Ltd, 1991.
- [3] William T Silfvast. *Laser fundamentals*. Cambridge university press, 2004.
- [4] Cefe Lopez. Materials aspects of photonic crystals. *Advanced Materials*, 15(20):1679–1704, 2003.
- [5] E Fred Schubert. *Light-Emitting Diodes (2018)*. E. Fred Schubert, 2018.
- [6] Lukas Novotny and Bert Hecht. *Principles of Nano-Optics*. Cambridge University Press, 2006.
- [7] Dmitri K. Gramotnev and Sergey I. Bozhevolnyi. Plasmonics beyond the diffraction limit. *Nature Photonics*, 4:83–91, 02 2010.
- [8] Alexander Baev, Paras N. Prasad, Hans Ågren, Marek Samoć, and Martin Wegener. Metaphotonics: An emerging field with opportunities and challenges. *Physics Reports*, 594:1–60, 2015. Metaphotonics: An emerging field with opportunities and challenges.
- [9] Wenshan Cai and Vladimir M Shalaev. *Optical metamaterials*, volume 10. Springer, 2010.
- [10] H.A. Haus and W. Huang. Coupled-mode theory. *Proceedings of the IEEE*, 79(10):1505–1518, 1991.
- [11] Alan Mickelson. *Guided wave optics*, volume 1-5. Springer New York, NY, 1993.

-
- [12] Stefan Alexander Maier. *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. Springer, New York, NY, 2007.
- [13] Ki Young Kim. *Plasmonics*. IntechOpen, Rijeka, Oct 2012.
- [14] Ricardo Tellez-Limon, Babak Bahari, Liyi Hsu, Jun-Hee Park, Ashok Kodigala, and Boubacar Kanté. Integrated metaphotonics: symmetries and confined excitation of lsp resonances in a single metallic nanoparticle. *Optics Express*, 14(13):13875–13880, June 2016.
- [15] Ricardo Tellez-Limon, Sylvain Blaize, Florent Gardillou, Victor Coello, and Rafael Salas-Montiel. Excitation of surface plasmon polaritons in a gold nanoslab on ion-exchanged waveguide technology. *Appl. Opt.*, 59(2):572–578, Jan 2020.
- [16] Mas-ud A Abdulkareem, Fernando López-Rayón, Citlalli T Sosa-Sánchez, Ramsés E Bautista González, Maximino L Arroyo Carrasco, Marycarmen Peña-Gomar, Victor Coello, and Ricardo Téllez-Limón. Integrated optical filters with hyperbolic metamaterials. *Nanomaterials*, 13(4):759, 2023.
- [17] Oliver Benson. Assembly of hybrid photonic architectures from nanophotonic constituents. *Nature*, 480:193–199, dec 2011.
- [18] Ye Luo, Maysamreza Chamanzar, Aniello Apuzzo, Rafael Salas-Montiel, Kim Ngoc Nguyen, Sylvain Blaize, and Ali Adibi. On-chip hybrid photonic–plasmonic light concentrator for nanofocusing in an integrated silicon photonics platform. *Nano Letters*, 15(2):849–856, 2015. PMID: 25562706.
- [19] Yurui Fang and Mengtao Sun. Nanoplasmonic waveguides: towards applications in integrated nanophotonic circuits. *Light: Science & Applications*, 4(6):e294–e294, 6 2015.
- [20] Natalia Dubrovina, Yulong Fan, Xavier Le Roux, André de Lustrac, and Anatole Lupu. Guided wave metamaterials for integrated optics applications. In *2017 19th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*, pages 1–4, 2017.
- [21] Junxi Zhang, Lide Zhang, and Wei Xu. Surface plasmon polaritons: physics and applications. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 45(11):113001, feb 2012.
-

- [22] Olivier Pluchery, Romain Vayron, and Kha-Man Van. Laboratory experiments for exploring the surface plasmon resonance. *European Journal of Physics*, 32(2):585–599, feb 2011.
- [23] Ricardo Tellez-Limon, Mickael Fevrier, Aniello Apuzzo, Rafael Salas-Montiel, and Sylvain Blaize. Theoretical analysis of bloch mode propagation in an integrated chain of gold nanowires. *Photon. Res.*, 2(1):24–30, Feb 2014.
- [24] Fernando López-Rayón, Maximino L. Arroyo Carrasco, René I. Rodríguez-Beltrán, Rafael Salas-Montiel, and Ricardo Téllez-Limón. Plasmonic-Induced Transparencies in an Integrated Metaphotonic System. *Nanomaterials*, 12(10), may 2022.
- [25] Francesco Aieta, Mikhail A. Kats, Patrice Genevet, and Federico Capasso. Multiwavelength achromatic metasurfaces by dispersive phase compensation. *Science*, 347(6228):1342–1345, 2015.
- [26] Wei Song, Shanguang Zheng, Yanan Fu, Changjun Min, Yuquan Zhang, Zhenwei Xie, and Xiaocong Yuan. Control amplitude and phase of light by plasmonic meta-hologram with t-shaped nano-cavity. *Chinese Optics Letters*, 17(11):062402, 6 2019.
- [27] Adriana Inclán Ladino, Job Mendoza-Hernández, Maximino Luis Arroyo-Carrasco, Rafael Salas-Montiel, Manuel García-Méndez, Victor Coello, and Ricardo Tellez-Limon. Large depth of focus plasmonic metalenses based on Fresnel biprism. *AIP Advances*, 10(4), 04 2020. 045025.
- [28] Nicole Cathcart and Jennifer I. L. Chen. Sensing biomarkers with plasmonics. *Analytical Chemistry*, 92(11):7373–7381, 2020. PMID: 32369338.
- [29] Sandeep Ummethala, Tobias Harter, Kira Koehnle, Zheng Li, Sascha Muehlbrandt, Yasar Kutuvantavida, Juned Kemal, P Marin-Palomo, Jochen Schaefer, A Tessmann, et al. Thz-to-optical conversion in wireless communications using an ultra-broadband plasmonic modulator. *Nature photonics*, 13(8):519–524, 2019.
- [30] Qi Wu, Jeremiah P Turpin, and Douglas H Werner. Integrated photonic systems based on transformation optics enabled gradient index devices. *Light: Science & Applications*, 1:38–, 11 2012.

-
- [31] Argishti Melikyan, Manfred Kohl, Martin Sommer, Christian Koos, Wolfgang Freude, and Juerg Leuthold. Photonic-to-plasmonic mode converter. *Opt. Lett.*, 39(12):3488–3491, Jun 2014.
- [32] Alessandro Tuniz, Oliver Bickerton, Thomas Diaz, Fernando J. and Käsebier, Ernst-Bernhard Kley, Stefanie Kroker, Stefano Palomba, and C. Martijn de Sterke. Modular nonlinear hybrid plasmonic circuit. *Nature Communications*, 11(2413):–, may 2020.
- [33] Mikhail F. Limonov, Mikhail V. Rybin, Alexander N. Poddubny, and Yuri S. Kivshar. Fano resonances in photonics. *Nature Photonics*, 11(1749-4893):543–554, sept 2017.
- [34] C. L. Garrido Alzar, M. A. G. Martinez, and P. Nussenzeig. Classical analog of electromagnetically induced transparency. *American Journal of Physics*, 70(1):37–41, 2002.
- [35] Yuanmu Yang, Ivan I. Kravchenko, Dayrl P. Briggs, and Jason Valentine. All-dielectric metasurface analogue of electromagnetically induced transparency. *Nature Communications*, 5(1):5753–, 12 2014.
- [36] Bo Peng, Şahin Kaya Özdemir, Weijian Chen, Franco Nori, and Lan Yang. What is and what is not electromagnetically induced transparency in whispering-gallery microcavities. *Nature Communications*, 5(5082):1–9, 10 2014.
- [37] Zhanghua Han and Sergey I. Bozhevolnyi. Plasmon-induced transparency with detuned ultracompact fabry-perot resonators in integrated plasmonic devices. *Opt. Express*, 19(4):3251–3257, Feb 2011.
- [38] Anon. *Integrated Optics*. Springer-Verlag New York, 2009.
- [39] J. R. Mejía-Salazar and Osvaldo N. Jr. Oliveira. Plasmonic biosensing. *Chem. Rev.*, 118:10617–10625, 10 2018.
- [40] J. Leuthold, C. Hoessbacher, S. Muehlbrandt, A. Melikyan, M. Kohl, C. Koos, W. Freude, V. Dolores-Calzadilla, M. Smit, I. Suarez, J. Martínez-Pastor, E.P. Fitrakis, and I. Tomkos. Plasmonic communications: Light on a wire. *Opt. Photon. News*, 24(5):28–35, May 2013.
-

- [41] Petr M. Anisimov, Jonathan P. Dowling, and Barry C. Sanders. Objectively discerning autler-townes splitting from electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 107:163604, Oct 2011.
- [42] Jin Z Zhang and Cecilia Noguez. Plasmonic optical properties and applications of metal nanostructures. *Plasmonics*, 3:127–150, 2008.
- [43] Soham Saha, Aveek Dutta, Nathaniel Kinsey, Alexander V Kildishev, Vladimir M Shalaev, and Alexandra Boltasseva. On-chip hybrid photonic-plasmonic waveguides with ultrathin titanium nitride films. *Acs Photonics*, 5(11):4423–4431, 2018.
- [44] René de Waele, Stanley P Burgos, Harry A Atwater, and Albert Polman. Negative refractive index in coaxial plasmon waveguides. *Optics express*, 18(12):12770–12778, 2010.
- [45] Iñigo Liberal and Nader Engheta. Near-zero refractive index photonics. *Nature Photonics*, 11(3):149–158, 2017.
- [46] Borislav Vasić and Radoš Gajić. Tunable gradient refractive index optics using graded plasmonic crystals with semiconductor rods. *JOSA B*, 29(1):79–87, 2012.
- [47] Qiaoqiang Gan, Zhan Fu, Yujie J Ding, and Filbert J Bartoli. Ultrawide-bandwidth slow-light system based on thz plasmonic graded metallic grating structures. *Physical review letters*, 100(25):256803, 2008.
- [48] VI Belotelov, LE Kreilkamp, IA Akimov, AN Kalish, DA Bykov, S Kasture, VJ Yallapragada, Achanta Venu Gopal, Alexander M Grishin, Sergiy I Khartsev, et al. Plasmon-mediated magneto-optical transparency. *Nature communications*, 4(1):2128, 2013.
- [49] Tilmann Wittig, Rolf Schuhmann, and Thomas Weiland. Model order reduction for large systems in computational electromagnetics. *Linear Algebra and its Applications*, 415(2):499–530, 2006. Special Issue on Order Reduction of Large-Scale Systems.
- [50] Marko Walter and Irina Munteanu. Fit for emc. In *2006 17th International Zurich Symposium on Electromagnetic Compatibility*, pages 15–17. IEEE, 2006.

- [51] K Thumavichai, Y Chen, NN Wang, YQ Zhu, and O Ola. Synthesis, properties and characterization of metal nanoparticles. In *Nanoparticles Reinforced Metal Nanocomposites: Mechanical Performance and Durability*, pages 161–207. Springer, 2023.
- [52] Jogender Singh and Douglas Edward Wolfe. Review nano and macro-structured component fabrication by electron beam-physical vapor deposition (eb-pvd). *Journal of materials Science*, 40:1–26, 2005.
- [53] Hermann A. Haus. *Waves and Fields in Optoelectronics*. Prentice Hall, 1983.
- [54] Allan W Snyder, John D Love, et al. *Optical waveguide theory*, volume 175. Chapman and hall London, 1983.
- [55] A. Zangwill. *Modern Electrodynamics*. Modern Electrodynamics. Cambridge University Press, 2013.
- [56] Mark A. Heald and Jerry B. Marion. *Classical Electromagnetic Radiation*. Brooks Cole, 3 edition, 1995.
- [57] John David Jackson. *Classical electrodynamics*. American Association of Physics Teachers, 1999.
- [58] Ricardo Téllez Limón. *Light propagation in integrated chains of metallic nanowires: towards a nano-sensing device*. PhD thesis, University of Technology of Troyes, 2014.
- [59] Ricardo Téllez Limón. *Lentes de Nano-Rendijas*. PhD thesis, Centro De Investigación Científica Y De Educación Superior De Ensenada, 2011.
- [60] N.W. Ashcroft and N.D. Mermin. *Solid State Physics*. HRW international editions. Holt, Rinehart and Winston, 1976.
- [61] Cecilia Noguez. Surface plasmons on metal nanoparticles: The influence of shape and physical environment. *The Journal of Physical Chemistry C*, 111(10):3806–3819, 2007.
- [62] Yong S Joe, Arkady M Satanin, and Chang Sub Kim. Classical analogy of fano resonances. *Physica Scripta*, 74(2):259, jul 2006.

- [63] Wei Yu, Hongyun Meng, Zhangjie Chen, Xianping Li, Xing Zhang, Faqiang Wang, Zhongchao Wei, Chunhua Tan, Xuguang Huang, and Shutu Li. The bright–bright and bright–dark mode coupling-based planar metamaterial for plasmonic eit-like effect. *Optics Communications*, 414:29–33, 2018.
- [64] Andrey E. Miroshnichenko, Sergej Flach, and Yuri S. Kivshar. Fano resonances in nanoscale structures. *Rev. Mod. Phys.*, 82:2257–2298, Aug 2010.
- [65] RG Beausoleil, WJ Munro, DA Rodrigues, and TP Spiller. Applications of electromagnetically induced transparency to quantum information processing. *Journal of Modern Optics*, 51(16-18):2441–2448, 2004.
- [66] Yong-Chun Liu, Bei-Bei Li, and Yun-Feng Xiao. Electromagnetically induced transparency in optical microcavities. *Nanophotonics*, 6(5):789–811, 2017.
- [67] Alexandre Vial, Anne-Sophie Grimault, Demetrio Macías, Dominique Barchiesi, and Marc Lamy de la Chapelle. Improved analytical fit of gold dispersion: Application to the modeling of extinction spectra with a finite-difference time-domain method. *Phys. Rev. B*, 71:085416, Feb 2005.
- [68] Daniel J. Blumenthal, René Heideman, Douwe Geuzebroek, Arne Leinse, and Chris Roeloffzen. Silicon nitride in silicon photonics. *Proceedings of the IEEE*, pages 1–23, 2018.
- [69] Zhaojian Zhang, Junbo Yang, Xin He, Yunxin Han, Jingjing Zhang, Jie Huang, Dingbo Chen, and Siyu Xu. Active enhancement of slow light based on plasmon-induced transparency with gain materials. *Materials*, 11(6), 2018.
- [70] Xinxiang Niu, Xiaoyong Hu, Qiuchen Yan, Jiankun Zhu, Haotian Cheng, Yifan Huang, Cuicui Lu, Yulan Fu, and Qihuang Gong. Plasmon-induced transparency effect for ultracompact on-chip devices. *Nanophotonics*, 8(7):1125–1149, 2019.
- [71] Lin Sun, Jicheng Wang, Yueke Wang, Hongjiao Liu, Cheng Liu, and Shumei Gao. Electromagnetically induced transparency of double-groove shaped plasmonic waveguide. *Optik*, 126(20):2596–2599, 2015.

-
- [72] Xinru Shen, Yueke Wang, Quansheng Chen, and Xinyu Wu. Detuned square ring resonators for multiple plasmon-induced transparencies in metal-insulator-metal waveguide. *Applied Physics Express*, 8(11):112201, oct 2015.
- [73] Cuixiu Xiong, Hongjian Li, Hui Xu, Mingzhuo Zhao, Baihui Zhang, Chao Liu, and Kuan Wu. Coupling effects in single-mode and multimode resonator-coupled system. *Opt. Express*, 27(13):17718–17728, Jun 2019.
- [74] Xinru Shen, Yueke Wang, Xin Yan, Lin Yuan, and Tian Sang. Transmission characteristics and transmission line model of a metal-insulator-metal waveguide with a stub modified by cuts. *Appl. Opt.*, 55(23):6443–6446, Aug 2016.
- [75] Rubén Ortuno, Mario Cortijo, and Alejandro Martínez. Fano resonances and electromagnetically induced transparency in silicon waveguides loaded with plasmonic nanoresonators. *Journal of Optics*, 19(2):025003, jan 2017.
- [76] Hardik Vyas and Ravi Hegde. The fano signature in the optical response of a waveguide-excited compound plasmonic nanoantenna, 2017.
- [77] Alba Espinosa-Soria, Amadeu Griol, and Alejandro Martínez. Experimental measurement of plasmonic nanostructures embedded in silicon waveguide gaps. *Opt. Express*, 24(9):9592–9601, May 2016.
- [78] Charles A. Downing and Luis Martín-Moreno. Polaritonic tamm states induced by cavity photons. *Nanophotonics*, 10(1):513–521, 2021.
- [79] M Yan. Complex-k modes of plasmonic chain waveguides. *Journal of Physics Communications*, 3(11):115015, nov 2019.
- [80] X-J He, L Wang, J-M Wang, X-H Tian, J-X Jiang, and Z-X Geng. Electromagnetically induced transparency in planar complementary metamaterial for refractive index sensing applications. *Applied Physics*, 46(36):365302, aug 2013.
- [81] J. P. Marangos. Electromagnetically induced transparency. *Journal of Modern Optics*, 45(3):471–503, 1998.
- [82] Michael Fleischhauer, Atac Imamoglu, and Jonathan P. Marangos. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. *Rev. Mod. Phys.*, 77:633–673, Jul 2005.
-

-
- [83] Alexander Poddubny, Ivan Iorsh, Pavel Belov, and Yuri Kivshar. Hyperbolic metamaterials. *Nature Photonics*, 7(12):948–957, 2013.
- [84] Prashant Shekhar, Jonathan Atkinson, and Zubin Jacob. Hyperbolic metamaterials: fundamentals and applications. *Nano Convergence*, 1(1):1–14, 2014.
- [85] Lorenzo Ferrari, Chihhui Wu, Dominic Lepage, Xiang Zhang, and Zhaowei Liu. Hyperbolic metamaterials and their applications. *Progress in Quantum Electronics*, 40:1–40, 2015.
- [86] S. Rytov. Electromagnetic properties of a finely stratified medium. *Soviet Physics JEPT*, 2(3):466–475, 1956.
- [87] Vladimir P. Drachev, Viktor A. Podolskiy, and Alexander V. Kildishev. Hyperbolic metamaterials: new physics behind a classical problem. *Opt. Express*, 21(12):15048–15064, Jun 2013.
- [88] Omar Kidwai, Sergei V. Zhukovsky, and J. E. Sipe. Effective-medium approach to planar multilayer hyperbolic metamaterials: Strengths and limitations. *Phys. Rev. A*, 85:053842, May 2012.
- [89] T. Tumkur, Y. Barnakov, S. T. Kee, M. A. Noginov, and V. Liberman. Permittivity evaluation of multilayered hyperbolic metamaterials: Ellipsometry vs. reflectometry. *Journal of Applied Physics*, 117(10):103104, 2015.
- [90] H. Kogelnik. An introduction to integrated optics. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 23(1):2–16, 1975.
- [91] T. Suhara and H. Nishihara. Integrated optics components and devices using periodic structures. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 22(6):845–867, 1986.
- [92] Katsunari Okamoto. Recent progress of integrated optics planar lightwave circuits. *Optical and Quantum Electronics*, 31(2):107–129, 1999.
- [93] H. Ma, A.K.-Y. Jen, and L.R. Dalton. Polymer-based optical waveguides: Materials, processing, and devices. *Advanced Materials*, 14(19):1339–1365, 2002.
- [94] Jean-Emmanuel Broquin. Glass integrated optics: state of the art and position toward other technologies. In Yakov Sidorin and Christoph A. Waechter, editors, *Inte-*
-

-
- grated Optics: Devices, Materials, and Technologies XI*, volume 6475, page 647507. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2007.
- [95] Wolfgang Sohler, Hui Hu, Raimund Ricken, Viktor Quiring, Christoph Vannahme, Harald Herrmann, Daniel Büchter, Selim Reza, Werner Grundkötter, Sergey Orlov, Hubertus Suche, Rahman Nouroozi, and Yoohong Min. Integrated optical devices in lithium niobate. *Opt. Photon. News*, 19(1):24–31, Jan 2008.
- [96] Xingcun Colin Tong. *Advanced materials for integrated optical waveguides*. Springer Cham, 2013.
- [97] J. R. DeVore. Refractive indices of rutile and sphalerite. *J. Opt. Soc. Am.*, 41(6):416–419, Jun 1951.
- [98] Ricardo Téllez-Limón and Rafael Salas-Montiel. Nanowires integrated to optical waveguides. In Xihong Peng, editor, *Nanowires*, chapter 8. IntechOpen, Rijeka, 2021.
- [99] Almas Bashir, Tahir Iqbal Awan, Aqsa Tehseen, Muhammad Bilal Tahir, and Mohsin Ijaz. Chapter 3 - interfaces and surfaces. In Tahir Iqbal Awan, Almas Bashir, and Aqsa Tehseen, editors, *Chemistry of Nanomaterials*, pages 51–87. Elsevier, 2020.
- [100] Erwin Kretschmann. The determination of the optical constants of metals by excitation of surface plasmons. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and nuclei*, 241:313–324, 1971.
- [101] L Bedikyan, S Zakhariev, and M Zakharieva. Titanium dioxide thin films: preparation and optical properties. *Journal of Chemical Technology and Metallurgy*, 48(6):555–558, 2013.