



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Diseño y simulación de guías de onda plasmónicas

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADO EN FÍSICA

por

Gerardo Uriel Pérez Rojas

Asesorado por

Dra. Gloria Verónica Vázquez García

Dra. Emma Vianey García Ramírez

Puebla Pue.
30 de junio de 2022



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Diseño y simulación de guías de onda plasmónicas

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADO EN FÍSICA

por

Gerardo Uriel Pérez Rojas

Asesorado por

Dra. Gloria Verónica Vázquez García

Dra. Emma Vianey García Ramírez

Puebla Pue.
30 de junio de 2022

Título: Diseño y simulación de guías de onda plasmónicas

Estudiante: GERARDO URIEL PÉREZ ROJAS

COMITÉ

Dra. Marcela Maribel
Méndez Otero
Presidente

Dr. Maximino Luis Arroyo
Carrasco
Secretario

Dr. Víctor Manuel Altuzar
Aguilar
Vocal

Dra. Emma Vianey García
Ramírez
Coasesora

Dra. Gloria Verónica
Vázquez García
Asesora

Índice general

Resumen	1
Introducción	1
Objetivos	1
1. Marco teórico	11
1.1. Guías de Onda	11
1.2. Teoría de Rayos	13
1.2.1. Ley de Snell	13
1.2.2. Reflexión total interna	14
1.2.3. Condición de auto-consistencia	15
1.3. Teoría Electromagnética	17
1.3.1. Ecuaciones de Maxwell	17
1.3.2. Ecuaciones de dispersión, el modo TM	19
1.4. Plasmónica	20
1.4.1. Oscilador de Lorentz	20
1.4.2. El modelo de Drude-Lorentz	22
1.5. Plasmones de superficie	24
1.5.1. Relación de dispersión	25
2. Desarrollo numérico	29
2.1. RSoft CAD Layout®	29
2.1.1. FullWAVE™	30
2.1.2. FemSIM™	32
2.2. Diseño de la guía	33
2.3. Uso de RSoft para guía y acoplamiento para guía de onda plasmónica	33
3. Resultados y discusión	39
3.1. Propagación del haz	39
3.2. Guía de onda plasmónica	44
Bibliografía	49

Índice de figuras

1.1. Guía de onda de placa, tira y fibra óptica	11
1.2. Ejemplo de una guía de onda dieléctrica [7]	12
1.3. Guía de onda plana y perfil de índice de refracción	13
1.4. Ejemplo cotidiano de la refracción	14
1.5. Reflexión total interna	15
1.6. (a) Condición de auto-consistencia: cuando una onda se refleja dos veces, se duplica a sí misma. (b) Para ángulos para los cuales se satisface la auto-consistencia, las dos ondas interfieren y crean un patrón que no cambia con z [7].	15
1.7. a) Modo radiado, b) Modo radiado al sustrato, c) Modo guiado	16
1.8. (a) Modelo de oscilador armónico, (b) oscilador armónico en las 3 direcciones espaciales	21
1.9. Gráfica de frecuencia vs. reflectividad.	24
1.10. onda en interfaz	25
1.11. onda en interfaz	25
1.12. Curva de dispersión SPP	27
2.1. Guía de onda en RSoft	29
2.2. FullWAVE	31
2.3. FemSIM	32
2.4. Estructura multicapas	33
2.5. Cuadro inicial RSoft	34
2.6. Cuadro de comandos para estructura multicapas	35
2.7. Onda incidente	35
2.8. Guía de onda en software	36
2.9. Inicio de simulación	37
2.10. Parámetros de simulación FemSIM	38
3.1. Estructura en malla	39
3.2. Mode Calculation Parameters	40
3.3. Guía de onda con grosor de 0.2 micrómetros	41
3.4. Guía con grosor de 0.4 micrómetros	41
3.5. Guía con grosor de 0.6 micrómetros	42
3.6. Guía con grosor de 0.8 micrómetros	42
3.7. Guía con grosor de 1 micrómetro	43
3.8. Guía de onda simulada desde el plano XY	44
3.9. Guía de onda simétrica	45
3.10. Plasmones polaritones de superficie	45

Índice de tablas

3.1. Índices de refracción efectivos del modo TM_0 variando el grosor de la guía de onda utilizando los módulos FemSIM y FullWAVE	44
---	----

Resumen

El transporte de luz ha sido uno de los temas de interés para la óptica integrada, realizar este transporte entre 2 puntos distantes requiere la utilización de un medio transmisor conocido como *guía de onda óptica*, este dispositivo trajo consigo beneficios tales como mover de forma mas eficiente a la luz a grandes distancias. La importancia del estudio y comprensión de las guías de onda radica en el mejoramiento de diseños, aplicación en diversas áreas como las telecomunicaciones y selección de materiales que tengan una eficiencia alta de transporte de luz en relación a los costos que suponen los mismos. El software RSoft CAD Layout y sus diversos módulos para recrear estructuras de guías de onda en varias capas son herramientas útiles para la comprensión y mejoramiento de pruebas para modificar condiciones tales como el grosor de las guías sin realizar procedimientos que supondrían un aumento del tiempo en la preparación de las condiciones para la prueba si fuesen realizadas en un laboratorio convencional. Asimismo, recrear condiciones para generar cuasipartículas como el plasmón-polaritón de superficie (PPS) mejora la forma de comprender este fenómeno de la óptica que requiere interacciones entre metales y dieléctricos. La viabilidad del uso de software para simular guías de onda en estructuras complejas supone un reto que requiere la exploración de todas las herramientas disponibles en dicho simulador para lograr reproducir correctamente los fenómenos ópticos requeridos.

Palabras clave

RSoft, plasmón-polaritón de superficie, modelo de Drude-Lorentz, función dieléctrica

Abstract

The transport of light has been one of the topics of interest for integrated optics, this transport between 2 distant points requires the use of a transmitter medium known as optical waveguide, this device brought benefits such as moving more efficiently to the light over long distances. The importance of the study and understanding of waveguides is the improvement of designs, application in different areas such as telecommunications and selection of materials that have a high efficiency of light transport in relation to the costs involved. RSoft CAD Layout software and its various modules for recreating multilayer waveguide structures are useful tools for understanding and improving tests to modify conditions such as the thickness of the waveguides without performing procedures that would increase the time to prepare the test conditions if they were performed in a conventional laboratory. Also, recreating conditions to generate quasiparticles such as surface plasmon-polariton (SPP) improves the understanding of this optics phenomenon that requires metal-dielectric interactions. The feasibility of using software to simulate waveguides in complex structures is a challenge that requires the exploration of all the tools available in such a simulator to correctly reproduce the required optical phenomena.

Keywords

RSoft, surface plasmon-polariton, Drude-Lorentz model, dielectric function

Introducción

El uso de guías de onda para el transporte de información ha sido uno de los temas de interés para la óptica integrada desde hace más de un siglo cuando en 1893 Heaviside consideró la posibilidad de que ondas electromagnéticas pudieran propagarse a través de un tubo hueco, pero finalmente descartó dicha idea, pues consideró que para transferir energía electromagnética siempre iban a ser necesarios dos conductores; Joseph Thompson en ese mismo año propuso propagar ondas electromagnéticas dentro de un cilindro metálico. Sin embargo, las guías de onda dieléctricas aparecen hasta hace un siglo, cuando en 1920 personajes importantes para el campo de la óptica como Debye realizan estudios de estas y sus propiedades [1].

Lord Rayleigh en 1897 probó matemáticamente que la propagación a través de guías de ondas era posible, sin embargo el hecho de requerir materiales de diámetros y espesores muy grandes para poder transportar una onda electromagnética hizo que Rayleigh abandonara su trabajo [2].

Fue hasta 1930 cuando George C. Southworth retoma los estudios sobre guías de onda suponiendo que es posible transportar sin muchas pérdidas a las ondas con varillas dieléctricas, pero al desconocer la frecuencia de corte, que era un resultado existente en las obras de Rayleigh, también decide abandonar el proyecto hasta la llegada de John R. Carson y colaboradores que descubren el modo transversal eléctrico para una guía de onda circular (o modo TE_{01}), el cual mostraba que las pérdidas que se tenían en las guías de onda se veían reducidas debido a la frecuencia de la onda.

Posterior a 1936, se tuvo un crecimiento constante tanto en el trabajo teórico como experimental sobre guías de onda como elementos prácticos de comunicación, dando paso a la óptica integrada que aparece a finales de los años 60 como una opción para reemplazar a los semiconductores llegando a tener guías de diferentes tipos, siendo la más destacada la fibra óptica usada actualmente para transportar ondas electromagnéticas a distancias largas sin tener pérdidas de información.

Se han propuesto guías de onda dieléctricas para muchas aplicaciones, incluidos resonadores dieléctricos para aplicaciones de filtrado de paso de banda, antenas, limitadores selectivos de frecuencia, entre otros. Dichas guías tienen como fundamento que las ondas de luz pueden ser propagadas en materiales como la sílice y que, después de distintas configuraciones específicas, es posible diseñar dispositivos para modular a la luz, concentrarla o filtrarla, e incluso se puede generar radiación láser, por otro lado, aprovechar las estructuras y geometrías permite crear intensidades mayores de bombeo-longitud a comparación de los materiales en volumen. Es decir, obtenemos ganancias ópticas por cada unidad de bombeo, además, tenemos pérdidas de propagación bajas debido al método de fabricación de las guías de onda, es decir, se tienen umbrales de oscilación láser muy bajos [3].

Las guías de onda ópticas consisten en una estructura no homogénea para guiar luz. El índice de refracción del núcleo es más alto que el índice de refracción del medio que se encuentra a su alrededor; esta característica es un requisito necesario para que exista reflexión total interna, la cual permite el confinamiento y guiado de la luz dentro de la guía. El estudio de las guías ópticas ha llevado a la inclusión de medios metálicos en su configuración, esto con el objetivo de aprovechar las propiedades de los plasmones de superficie, que son ondas superficiales soportadas por interfaces metal-dieléctricas en longitudes de onda ópticas. Los plasmones de superficie tienen muchas características atractivas, por ejemplo, alta intensidad de campo en la interfaz metal-dieléctrica, comportamiento resonante, capacidad para confinar la luz a escalas nanométricas y velocidad de grupo lenta [4].

En longitudes de onda ópticas, los metales tienen una permitividad compleja y, como resultado, las guías de ondas plasmónicas sufren grandes pérdidas de propagación, lo que plantea un desafío. Las pérdidas de las guías de ondas plasmónicas son proporcionales a su confinamiento de modo óptico, es decir, los modos más confinados sufren más pérdidas.

Un metal se trata como un conductor perfecto en el rango de baja frecuencia. Debido a su excitación colectiva de electrones, que se denomina plasmón, en la región UV y visible, el metal ya no puede ser tratado como un conductor perfecto, pero aún puede aplicarse para construir una guía de onda de metal de baja pérdida o guía de onda dieléctrica-metal. En estas dos estructuras, el campo electromagnético toma la forma de un campo evanescente. Por otro lado, para metales nobles como el oro, la plata y el aluminio, su permitividad compleja suele tener una parte real relativamente mayor que su parte imaginaria. En la región visible e infrarroja cercana, su parte real suele ser un número negativo grande.

Debido a esta propiedad óptica del metal, la onda de plasmón superficial o *superficial plasmon wave* (SPW) se puede propagar a lo largo de su interfaz con el dieléctrico, y el SPW de largo alcance se puede excitar dentro de una capa delgada del metal. Estas dos ondas superficiales ilustran diferentes características de la guía de onda plasmónica. Algunas características únicas pueden ser válidas, por ejemplo, la amplia gama del índice de refracción efectivo y el efecto de mejora del campo.

La propagación de SPW no solo enriquece el campo de investigación tradicional de la óptica de guías de onda, sino que también encuentra una amplia aplicación en campos como la óptica integrada, la óptica no lineal y la biología molecular [5].

En este trabajo se realiza un estudio numérico de guías de onda plasmónicas, diseñándolas desde los conceptos básicos de las guías de onda y las condiciones necesarias para crear una estructura que origine una interfaz y condiciones necesarias para la aparición de los plasmones polaritones de superficie, todo esto en el software RSoft CAD Layout, mismo que es especializado en la creación de circuitos ópticos, guías de onda, etc.

Se simula el uso de una película metálica de oro colocada sobre una guía de onda de dióxido de silicio ligeramente modificado en su índice de refracción (.01), un sustrato del mismo material que la guía de onda, todos estos medios con una envolvente de aire. Se excita dicho arreglo de guía de onda utilizando una longitud de onda de 520 nm, lo que corresponde al rango del visible. Se considera una guía de onda plana y se hacen variaciones en su grosor para observar posibles cambios o dependencia en la obtención de los índices de refracción efectivos y las pérdidas por radiación que se tengan dentro del arreglo.

El trabajo de tesis está estructurado de la siguiente manera: en el capítulo 1 se presenta el marco teórico donde se describen de manera general a las guías de onda desde la teoría de rayos y la teoría electromagnética. En el capítulo 2 se profundiza sobre el diseño y estructura de la guía de onda plasmónica así como los procesos realizados en el software RSoft para la obtención de los resultados esperados. En el capítulo 3 se presentan los resultados obtenidos mediante las simulaciones, los índices de refracción efectivos y las variaciones entre parámetros como el ancho de la guía de onda de dióxido de silicio (índice de refracción de 1.4613) con su interfaz de oro (con un índice de refracción complejo, siendo su parte real de 0.6351 y la parte imaginaria de 2.0721), teniendo un sustrato de dióxido de silicio también y una envolvente de aire (índice de refracción de 1), así como la obtención del modo transversal magnético 0.

Hipótesis y objetivos

Hipótesis

El simulador RSoft reproduce las condiciones necesarias para crear estructuras complejas en guías de onda.

Objetivo general

Simular guías de onda mediante diseños específicos para recrear efectos plasmónicos, específicamente el plasmón-polaritón de superficie.

Objetivos específicos

- Diseñar un arreglo que simule las condiciones necesarias para obtener plasmones-polaritones de superficie.
- Determinar la dependencia entre el grosor de las guías de onda y los índices de refracción efectivos

Capítulo 1

Marco teórico

1.1. Guías de Onda

Una guía de onda es un arreglo estructural realizado de tal forma que confina ondas electromagnéticas en una región específica y varía de acuerdo con su longitud de onda, el fin de este arreglo es guiar la propagación de dicha onda [6].

Las guías de ondas ópticas pueden clasificarse según su geometría, estructura modal, distribución del índice de refracción y material [7]. Una guía de onda óptica dieléctrica consiste en un medio de alto índice extendido longitudinalmente llamado núcleo, que está rodeado por un medio de bajo índice llamado revestimiento. Una onda óptica (energía electromagnética) guiada se propaga en la guía a lo largo de la dirección longitudinal. Las características de una guía de ondas están determinadas por el perfil transversal (x,y) de su constante dieléctrica, que es independiente de la coordenada z .

De lo antes mencionado, las guías de onda pueden presentarse como una placa, una tira o un cilindro, esta última utilizada para las fibras ópticas [7]. Se puede observar con detalle las formas en las que se puede tener a una guía de onda en la figura 1.1.

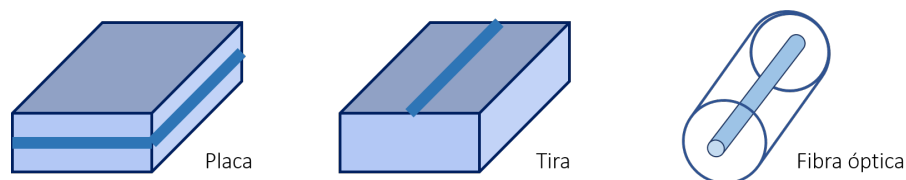


Figura 1.1: Guía de onda de placa, tira y fibra óptica [7]

Estos dispositivos tienen como finalidad confinar la energía electromagnética en una estrecha región del espacio y guiarla a través de un canal a un espacio reducido. Al confinar la onda luminosa en el espacio se realiza variando la constante dieléctrica de la guía en el espacio. La variación se puede hacer en una sola dimensión (guías planas) o en dos dimensiones (guías rectangulares). Estas guías de onda presentan diversas características de acuerdo con lo mencionado previamente, para propagar ondas electromagnéticas, una clasificación importante es de acuerdo al material que las constituye, ya sean metálicas o dieléctricas [8]. Es importante mencionar que en este trabajo solo se abordará el caso de las guías de onda dieléctricas.

Guías de onda dieléctricas

Este tipo de guías se basa en un material dieléctrico como el aire o el vidrio en diversas geometrías y, en esencia, funciona utilizando el concepto de reflexión total interna que posteriormente se abordará en este trabajo.

Las guías de onda pueden tener cambios de forma, como generar curvas, tener distintos cruces, etc. En este trabajo abordaremos únicamente la estructura plana y recta.

Guía de onda plana

Una guía de onda plana puede constituirse por dos espejos planos infinitos paralelos separados. Una distancia d , como la mostrada en la figura 1.2 donde un rayo de luz en el plano yz hace un ángulo θ con los espejos, por el fenómeno de reflexión total interna el rayo permanecerá confinado dentro de la guía.

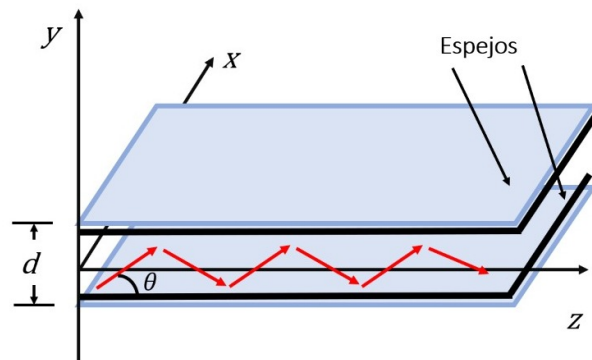


Figura 1.2: Ejemplo de una guía de onda dieléctrica [7]

Estas guías de onda esencialmente confinan y transmiten las señales que entran a estas estructuras, evitando tener pérdidas en todo el transporte de la señal de un punto a otro.

La guía de onda plana es la forma más simple de las guías y consiste en la combinación de tres elementos: núcleo, sustrato y cubierta, cada uno con diferentes índices de refracción (ver figura 1.3a). Para que la luz pueda ser guiada en el núcleo, el índice de refracción de este es ligeramente mayor que los índices del sustrato y la cubierta [9]. Como resultado de la diferencia de índices la luz queda *atrapada* en dirección x y se propagará en la dirección z .

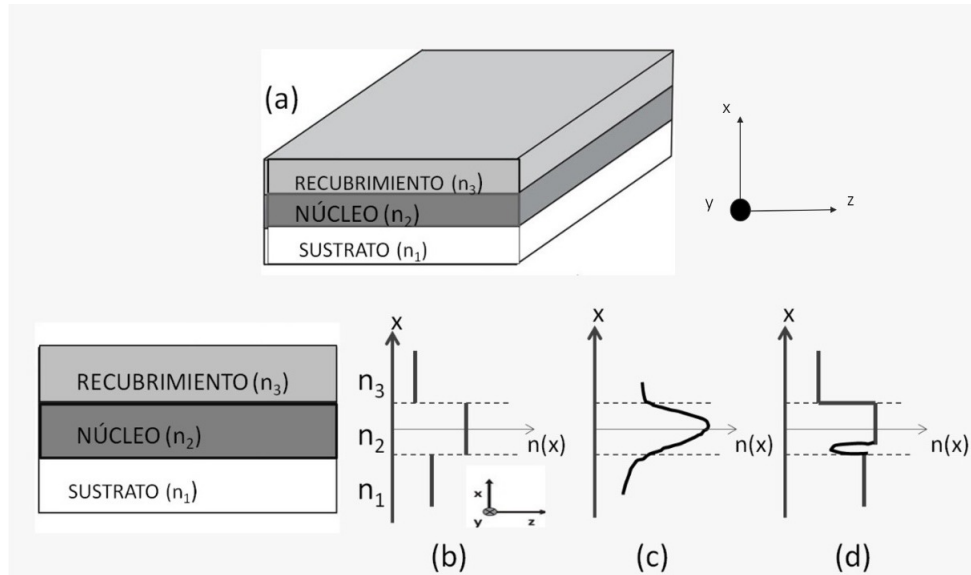


Figura 1.3: Estructura de guía de onda plana y perfiles de índice de refracción

La variación en los índices de refracción define el perfil de índice (como se muestra en la figura 1.3 b), 1.3 c), 1.3 d), teniendo guías que pueden clasificarse en:

- Guías con índice en forma de escalón: Estos tipos de guías tendrán un cambio de índice de forma abrupta.
- Guías con índice gradiente: Estas guías tienen un cambio de índice de forma gradual.
- Guías de onda de barrera óptica: Estas guías tienen la particularidad de poseer ambos tipos de configuraciones previamente descritas.

En nuestras guías de onda planas el medio que tendrá un índice de refracción mayor será una capa delgada sobre un sustrato. Podemos observar entonces que la variación del índice de refracción puede verse como una función de la profundidad respecto a la superficie.

El estudio de las guías de onda planas es el tema principal de este trabajo, por lo que se abordará desde la teoría de rayos y desde el tratamiento electromagnético.

1.2. Teoría de Rayos

Desde la óptica geométrica puede realizarse un análisis, esto siempre que el índice de refracción no varíe a lo largo de una longitud comparada con la longitud de onda propagándose, como esta condición no siempre se cumple, el tratamiento completo debe realizarse desde la teoría de ondas.

1.2.1. Ley de Snell

La refracción es el cambio en la dirección de una onda que pasa de un medio a otro, esta hace posible que tengamos instrumentos ópticos como lupas, lentes y prismas, además se debe a este fenómeno óptico que podemos enfocar la luz en nuestra retina [10].

Un rayo de luz se refracta siempre que viaja con un determinado ángulo hacia un medio de diferente índice de refracción (ver figura 1.4), sufriendo un cambio en su velocidad de propagación que resulta en un cambio en la dirección de propagación [10]. Como ejemplo sencillo consideremos el caso de un lápiz sumergido en agua que parece desplazado.

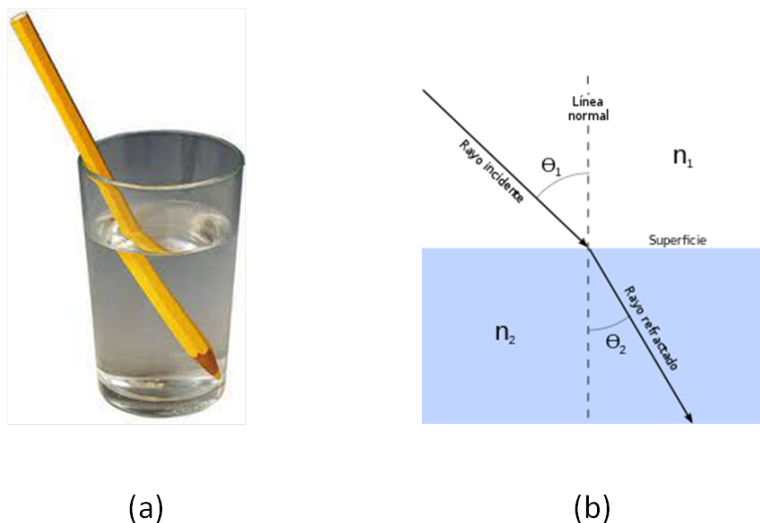


Figura 1.4: a) Ejemplo cotidiano de la refracción, b) Elementos de la ley de Snell.

La ley de refracción establecen que:

- El rayo incidente, el rayo refractado y la normal a la interfaz de dos medios en el punto de incidencia, se encuentran todos en el mismo plano.
- La relación entre el seno del ángulo de incidencia θ_1 y el seno del ángulo de refracción θ_2 y los índices de refracción de los medios esta dada por:

$$n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\theta_2) \quad (1.1)$$

cabe mencionar que el índice de refracción es un cociente entre la velocidad de la luz en el vacío y la velocidad de la luz en el medio. De forma matemática se puede expresar como $n = \frac{c}{v}$.

1.2.2. Reflexión total interna

La reflexión total interna ocurre cuando el ángulo de incidencia (con respecto a la perpendicular a la superficie) es mayor que cierto ángulo límite, llamado ángulo crítico θ_c [11].

El ángulo de refracción es mayor al ángulo de incidencia $\theta_2 > \theta_1$, cuando θ_1 incrementa hasta que $\theta_2 = 90^\circ$, entonces $\theta_1 = \theta_c$. El ángulo θ_c es el ángulo de incidencia, de acuerdo con la ley de Snell, con el que se propaga una onda refractada a lo largo de la interfaz existente entre 2 medios. Al sustituir $\theta_2 = 90^\circ$ en la ley de Snell (ecuación 1.1) se obtiene el valor del ángulo crítico

$$\theta_c = \sin^{-1} \frac{n_2}{n_1} \quad (1.2)$$

Cuando $\theta_1 > \theta_c$, no se cumple la ley de Snell y no hay refracción. El rayo incidente es reflejado totalmente como si la interfaz fuera un espejo como se puede observar en la figura 1.5.

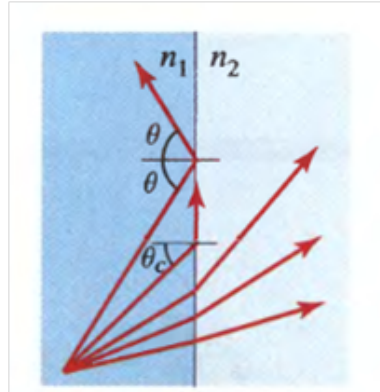


Figura 1.5: Reflexión total interna

Regresando a la figura 1.3 a), la reflexión total interna se debe cumplir en las interfaces núcleo-recubrimiento y núcleo-sustrato, en dichas interfaces los ángulos críticos están dados por:

$$\theta_{c1} = \text{sen}^{-1} \frac{n_1}{n_0} \qquad \theta_{c2} = \text{sen}^{-1} \frac{n_2}{n_0}$$

1.2.3. Condición de auto-consistencia

La condición de auto-consistencia o de resonancia transversal requiere que la onda se refleje dos veces para reproducirse, a sí misma, teniendo dos ondas distintas. Esta condición establece que en el recorrido de un ciclo completo el rayo de luz debe acumular un corrimiento de fase igual a un múltiplo entero de 2π . La condición 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.

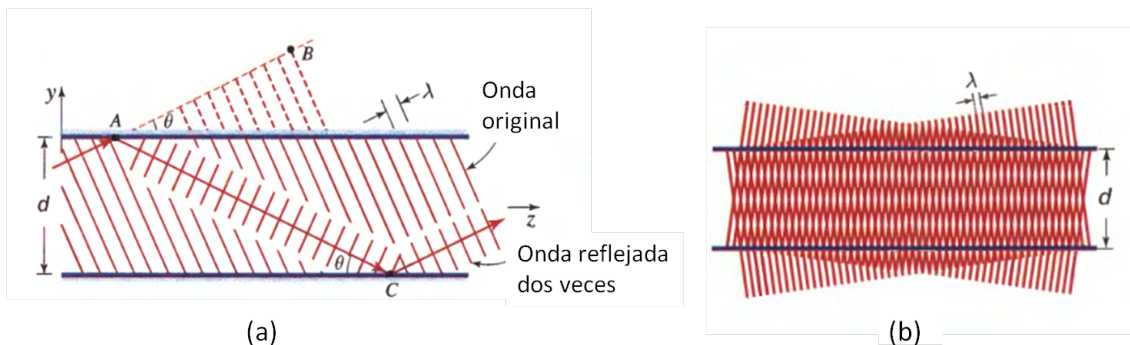


Figura 1.6: (a) Condición de auto-consistencia: cuando una onda se refleja dos veces, se duplica a sí misma. (b) Para ángulos para los cuales se satisface la auto-consistencia, las dos ondas interfieren y crean un patrón que no cambia con z [7].

De la figura 1.6a) se observa que la onda que incide en el punto A se refleja e incide en el punto C, reflejándose de forma paralela a la onda incidente. La onda en A y en C deben estar en fase. Dicho cambio de fase es

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{\overline{AC}}{\lambda} - 2\pi - 2\pi \frac{\overline{AB}}{\lambda} = 2\pi q \quad q = 0, 1, 2, \dots, \quad (1.3)$$

El cambio de fase que experimenta la onda al viajar del punto A al punto C está representado por el primer término de la ecuación 1.3, el cambio de fase asociado a las dos reflexiones en las interfaces es 2π , el cambio de fase que tendrá la onda incidente al viajar de A a B (no hay onda reflejada) está dado por el tercer término.

De la geometría de la figura se tiene que $\overline{AC} - \overline{AB} = 2d\text{sen}\theta$, con d la separación entre espejos y de la identidad $\cos(2x) = 1 - 2\text{sen}^2x$, se tiene que

$$\frac{2\pi}{\lambda} 2d\text{sen}\theta = 2\pi m \quad m = 1, 2, \dots \quad (1.4)$$

con $m = q + 1$, la condición de auto-consistencia se satisface solo para ángulos $\theta = \theta_m$ tales que

$$\text{sen}\theta_m = m \frac{\lambda}{2d}, \quad m = 1, 2, \dots \quad (1.5)$$

Cada valor de m corresponde a un ángulo θ_m .

Los campos que satisfacen esta condición se conocen como modos o eigenfunciones de las guías de onda. Dichos modos son campos que mantienen una misma distribución transversal y polarización a lo largo del eje de la guía, estos se clasifican (ver figura 1.7) de acuerdo con la relación entre el ángulo de incidencia θ de la onda y los ángulos críticos θ_{c1} y θ_{c2} , de la siguiente manera:

1. **Modos de radiación.** Se producen cuando el ángulo de incidencia es menor a θ_{c1} y θ_{c2} , cumpliendo la relación $\theta < \theta_{c1} \leq \theta_{c2}$ por lo que la luz no es confinada en la guía.
2. **Modos de radiación del sustrato.** Solo se produce reflexión en la interfaz con la cubierta y la luz se escapa por el sustrato tal que $\theta_{c2} < \theta < \theta_{c1}$.
3. **Modos guiados.** Se presentan cuando se tiene reflexión total en ambas interfaces del núcleo con el recubrimiento y el sustrato, confinando la luz en el núcleo $\theta_{c1} < \theta$ y $\theta_{c2} < \theta$.

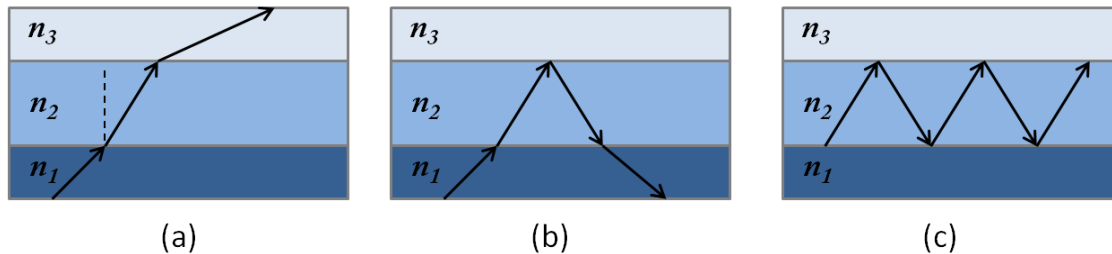


Figura 1.7: a) Modo radiado, b) Modo radiado al sustrato, c) Modo guiado

La guía de onda mostrada en la figura ??a) está compuesta por dos ondas planas distintas viajando en el plano yz a ángulos $\pm\theta$ con el eje z . Los vectores de onda asociados a cada onda son $(0, k_y, k_z)$ y $(0, -k_y, k_z)$ de tal forma que podemos observar una constante de propagación k_z en dirección z , a la que comúnmente se hace referencia como $\beta \equiv k_z = k\cos\theta$. Por otro lado y puesto que $\theta = \theta_m$,

tenemos $\beta_m = k \cos \theta_m$, al elevar al cuadrado y usar la identidad trigonométrica $\cos^2 \theta + \sen^2 \theta = 1$ y la ecuación 1.5 se obtiene:

$$\beta_m^2 = k^2 - \frac{m^2 \pi^2}{d^2} \quad (1.6)$$

que es la constante de propagación. Dado que β es una cantidad cuantizada de la forma $\beta_m = k \cos \theta_m$, θ_m toma valores entre 0 y θ_c .

El análisis de los modos guiados para el caso de una onda plana proviene de la condición de auto consistencia aplicada a dos interfaces.

La ecuación 1.4 se ve modificada al reemplazar el cambio de fase 2π debido a los espejos por φ_{13} y φ_{12} , que son los cambios de fase producidos por las fronteras dieléctricas, estos dependen del ángulo θ y también de la polarización de la onda incidente: TE (transversal eléctrica) o TM (transversal magnética). Las ondas TE no cuenta con la componente del campo eléctrico en su dirección de propagación mientras que para las TM no existen componentes del campo magnético en la dirección de propagación.[9]

$$\frac{2\pi}{\lambda} 2d \cos \theta - 2\varphi_{13} - 2\varphi_{12} = 2\pi m \quad (1.7)$$

$$2kn_1 d \cos \theta - 2\varphi_{13} - 2\varphi_{12} = 2\pi m \quad m = 1, 2, \dots \quad (1.8)$$

1.3. Teoría Electromagnética

1.3.1. Ecuaciones de Maxwell

Las ecuaciones de Maxwell para un medio lineal e isótropo libre de cargas y corrientes están expresadas como:

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (1.9)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.10)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.11)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.12)$$

Las expresiones anteriores pueden reescribirse en términos del campo magnético \vec{H} y el campo eléctrico \vec{E} , al hacer uso de las relaciones constitutivas

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (1.13)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M} \quad (1.14)$$

con $\vec{P} = \epsilon_0 \chi_E \vec{E}$ la polarización de la luz y $\vec{M} = \mu_0 \chi_M \vec{H}$ la magnetización, de manera que se tiene el siguiente conjunto de ecuaciones:

$$\nabla \bullet \vec{E} = 0 \quad \text{Ley de Gauss} \quad (1.15)$$

$$\nabla \bullet \vec{H} = 0 \quad \text{Ley de Gauss} \quad (1.16)$$

$$\nabla X \vec{E} = -\mu\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad \text{Ley de Faraday} \quad (1.17)$$

$$\nabla X \vec{H} = \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \text{Ley de Ampere} \quad (1.18)$$

con ϵ y μ la permitividad eléctrica y la permeabilidad magnéticas relativas, respectivamente, siendo $\mu = 1$ para un medio no magnético.

Al combinar las ecuaciones de Maxwell es posible obtener un par de ecuaciones conocidas como ecuaciones de onda que describen de forma separada el comportamiento de los campos eléctrico \vec{E} y magnético \vec{H} en espacio y en tiempo [12].

Para el caso de \vec{E} , la ecuación de onda se obtiene aplicando el rotacional a la ecuación 1.17 y haciendo uso de la identidad $\nabla X(\nabla X \vec{E}) = \nabla(\nabla \bullet \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}$ así como de la Ley de Gauss eléctrica (ecuación 1.15), se tiene

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1.19)$$

con $\mu = \mu_r \mu_0$ y $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$, y puesto que $\mu\epsilon = \frac{1}{v_f^2}$

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{1}{v_f^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1.20)$$

v_f es la velocidad de fase que también puede definirse como $v_f = \frac{c}{n}$, con c la velocidad de la luz en el vacío y n el índice de refracción del medio.

Considerando una guía de onda infinita en la dirección y , propagándose a lo largo del eje z , se tendrá un campo constante en el eje y , por lo que una solución propuesta que involucre a las coordenadas x y z es de la forma

$$\vec{E} = \vec{E}(x)e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1.21)$$

Al sustituir la ecuación 1.21 en la ecuación de onda y considerando que $v_f = c/n$ y $\omega = \frac{k_0}{c}$ se obtiene:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}(x)}{\partial^2 x} + (k_0^2 n_i^2 - \beta^2) \vec{E} = 0 \quad (1.22)$$

donde se ha expresado el índice de refracción n como n_i que corresponde al índice del medio, que puede ser el núcleo o recubrimiento de la guía. Por otro lado la constante de propagación β determina cómo se propagará la onda en la guía y corresponde a la componente del vector de onda en la dirección de propagación, es decir $\beta = k_z$.

La ecuación 1.22 es el punto de partida para el análisis general de los modos electromagnéticos guiados y para poder usarla para determinar la distribución de campo espacial y la dispersión de las ondas que se propagan, es necesario encontrar la forma explícita de las componentes de los campos \vec{E} y \vec{H} . Para esto se hace uso de las ecuaciones 1.17 y 1.18.

Para la dependencia armónica en el tiempo $\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega$ se obtiene el siguiente sistema de ecuaciones acopladas.

$$\frac{\partial E_z(x)}{\partial y} - \frac{\partial E_y(x)}{\partial z} = i\omega\mu_0 H_x(x) \quad (1.23)$$

$$\frac{\partial E_x(x)}{\partial z} - \frac{\partial E_z(x)}{\partial x} = i\omega\mu_0 H_y(x) \quad (1.24)$$

$$\frac{\partial E_y(x)}{\partial x} - \frac{\partial E_x(x)}{\partial y} = i\omega\mu_0 H_z(x) \quad (1.25)$$

$$\frac{\partial H_z(x)}{\partial y} - \frac{\partial H_y(x)}{\partial z} = -i\omega\epsilon_0\epsilon E_x(x) \quad (1.26)$$

$$\frac{\partial H_x(x)}{\partial z} - \frac{\partial H_z(x)}{\partial x} = -i\omega\epsilon_0\epsilon E_y(x) \quad (1.27)$$

$$\frac{\partial H_y(x)}{\partial x} - \frac{\partial H_x(x)}{\partial y} = -i\omega\epsilon_0\epsilon E_z(x) \quad (1.28)$$

Para la propagación en la dirección «z» se tiene $\frac{\partial}{\partial z} = i\beta$ y homogeneidad en y, $\frac{\partial}{\partial y} = 0$, por lo que el sistema de ecuaciones se simplifica

$$-i\beta E_y(x) = i\omega\mu_0 H_x(x) \quad (1.29)$$

$$-i\beta E_x(x) - \frac{dE_z(x)}{dx} = i\omega\mu_0 H_y(x) \quad (1.30)$$

$$\frac{dE_y(x)}{dx} = i\omega\mu_0 H_z(x) \quad (1.31)$$

$$i\beta H_y(x) = i\omega\epsilon_0 n^2 E_x(x) \quad (1.32)$$

$$-i\beta H_x(x) - \frac{dH_z(x)}{dx} = i\omega\epsilon_0 n^2 E_y(x) \quad (1.33)$$

$$\frac{dH_y(x)}{dx} = i\omega\epsilon_0 n^2 E_z(x) \quad (1.34)$$

Este sistema permite dos conjuntos de soluciones autoconsistentes con diferentes propiedades de polarización de las ondas que se propagan. El primer conjunto son los modos transversales magnéticos (TM o p), donde solo los componentes de campo E_x , E_z y H_y son distintos de cero, y el segundo conjunto son los modos transversales eléctricos (TE o s), donde solo H_x , H_z y E_y son distintos de cero.

1.3.2. Ecuaciones de dispersión, el modo TM

Un plasmón polaritón de superficie son excitaciones electromagnéticas exclusivamente para polarización p o transversal magnética (TM) que se propagan longitudinalmente en la interfaz entre un dieléctrico y un conductor [13].

Determinar las constantes de propagación y los campos electromagnéticos para el modo TM se puede realizar mediante la consideración de la componente del campo eléctrico en «y».

Consideremos a una guía de onda plana de altura l e índice de refracción n_1 , que colinda con un sustrato (que tiene índice de refracción n_s) y una cubierta o revestimiento (índice de refracción n_0). La guía además se supone que tiene un perfil de índice de refracción uniforme en su núcleo. Suponemos el hecho de que los campos electromagnéticos están confinados en el núcleo de la guía y tienen un decaimiento exponencial al llegar a la cubierta y sustrato. Entonces, nuestras

soluciones para la componente en y tendrán la forma:

$$E_y = \begin{cases} A \exp[-a(|x| - l)] & \text{con } (|x| \geq l), \\ B \cos(bx) & \text{con } (|x| \leq l) \\ B \sin(bx) & \text{con } (|x| \leq l) \end{cases}$$

El campo eléctrico que está en el núcleo de la guía comenzará a decaer de forma exponencial a medida que se vaya alejando de esta, a este campo que va saliendo se le conoce como campo evanescente.

El modo TM o transversal magnético tiene la propiedad de tener su campo magnético en dirección « y », misma que es perpendicular a la dirección de propagación. Asimismo, se pueden expresar a las componentes eléctricas en función de la componente magnética de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} E_x(x) &= -\frac{\beta}{\omega\epsilon_0 n^2} H_y(x) \\ E_z(x) &= -\frac{i}{\omega\epsilon_0 n^2} \frac{dH_y(x)}{dx} \end{aligned} \quad (1.35)$$

y la ecuación de onda para los modos TM queda como sigue:

$$\frac{\partial H_y^2}{\partial z^2} + (k_0^2 \epsilon - \beta^2) H_y = 0 \quad (1.36)$$

Las condiciones de frontera establecen la continuidad de E_x , E_z y H_y , al usarlas en las fronteras entre sustrato-núcleo y núcleo-recubrimiento, se llega a la relación:

$$k_{y1} = \sqrt{k_0^2 n_s^2 - \beta^2}$$

Esto con el fin de sustituir en las derivadas del campo magnético en su componente y , por lo que tendremos la relación de dispersión de los modos TM de la forma:

$$\arctan\left(\frac{n_1^2 k_{ys}}{n_s^2 k_{y1}}\right) + \arctan\left(\frac{n_1^2 k_{y0}}{n_0^2 k_{y0}}\right) = k_{y1} l + m\pi \quad (1.37)$$

con $m=0,1,2,3,\dots$ se conoce como número modal.

1.4. Plasmónica

La plasmónica se basa en el estudio de los procesos de interacción entre la radiación electromagnética y los electrones de conducción en interfaces metal-dieléctrico. Los comportamientos que se observan como consecuencia de dicha interacción pueden interpretarse con base en la existencia de plasmones que son oscilaciones colectivas de los electrones de conducción presentes en un metal. Un plasma se conforma de un gas de partículas cargadas en equilibrio dinámico, las cuales están en constante movimiento y pueden ocasionar fluctuaciones de carga local.

1.4.1. Oscilador de Lorentz

El modelo clásico de la propagación de la luz fue desarrollado al final del siglo XIX siguiendo la teoría de Maxwell y el concepto de oscilador dipolar. El modelo asume que hay diferentes tipos de oscilaciones dentro de un medio, cada uno con su propia frecuencia de resonancia característica. La figura 1.8(a) muestra el modelo de oscilador considerando a un electrón ligado al núcleo, el

cual experimenta una fuerza de restauración al desplazarse de su posición de equilibrio, debido a la presencia de un campo eléctrico externo. Considerando que el medio es capaz de tener una polarización macroscópica \vec{P} dada por:

$$\vec{P} = -Ne\vec{x} \quad (1.38)$$

con \vec{x} el desplazamiento del electrón respecto de su posición de equilibrio y N el número de cargas desplazadas por unidad de volumen.

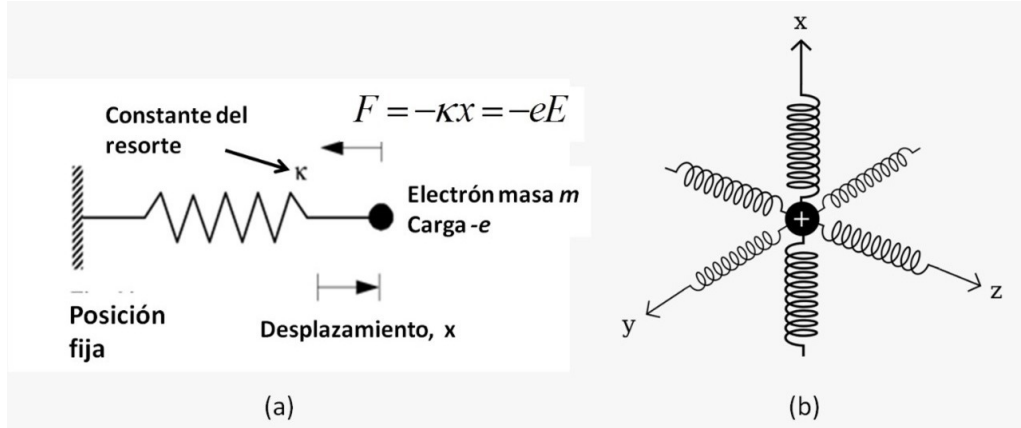


Figura 1.8: (a) Modelo de oscilador armónico, (b) oscilador armónico en las 3 direcciones espaciales

Al modelar el movimiento del átomo, este podrá verse como el desplazamiento atómico de un dipolo, por lo que es posible suponer que oscila como si tuviese un resorte, es decir, recurrimos al modelo del oscilador armónico con amortiguamiento. Debido a los choques que pueden tener estos dipolos, tendremos pérdidas energéticas. Gracias a este término de amortiguamiento, resulta relevante mencionar que la máxima absorción tendrá una reducción.

El campo \vec{E} provoca que el dipolo oscile de una forma forzada, ya que habrá fuerzas que afectan a los electrones, los cuales obedecen la ecuación de movimiento para una dimensión de la siguiente forma:

$$m_0 \frac{d^2x}{dt^2} + m_0 \gamma \frac{dx}{dt} + m_0 \omega_0^2 x = -eE \quad (1.39)$$

con γ la constante de amortiguamiento y $\omega = \sqrt{\frac{k}{m_0}}$ la frecuencia de resonancia. Considerando una onda monocromática de frecuencia angular ω de la forma:

$$E(t) = E_0 \cos(\omega t + \Phi) = E_0 \text{Re}(e^{-i(\omega t + \Phi)}) \quad (1.40)$$

interactuando con el dipolo se propone una solución para la ecuación 1.39, de la forma

$$x(t) = X_0 \text{Re}(e^{-i(\omega t + \Phi')}) \quad (1.41)$$

con X_0 y Φ' la amplitud y la fase de las oscilaciones respectivamente; recordemos que la parte real de la exponencial compleja corresponde al coseno y la parte imaginaria corresponde al seno.

Al sustituir la ec. 1.41 en 1.39 se obtiene una expresión para $x(t)$ que a su vez se sustituye en 1.38 para obtener finalmente una expresión para el momento dipolar de la forma:

$$P = \frac{Ne^2}{m_0(\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)} E \quad (1.42)$$

para queremos obtener la constante dieléctrica relativa compleja recurrimos al uso del desplazamiento eléctrico del medio, relacionado con el campo eléctrico y la polarización mediante:

$$D = \epsilon_0 E + P \quad (1.43)$$

Recordando que $P = \epsilon_0 \chi E$, el vector de desplazamiento eléctrico D puede reescribirse como

$$D = \epsilon_0 \epsilon_r E \quad (1.44)$$

con $\epsilon_r = 1 + \chi$, de manera que de las expresiones 1.42 y 1.44 obtenemos una función dependiente de la frecuencia de la forma:

$$\epsilon_r(\omega) = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m_0 (\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)} \quad (1.45)$$

Separamos en parte real ϵ_1 y parte imaginaria ϵ_2

$$\epsilon_1 = \frac{Ne^2(\omega_0^2 - \omega^2)}{\epsilon_0 m_0 [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\gamma\omega)^2]} \quad (1.46)$$

$$\epsilon_2 = \frac{Ne^2\gamma\omega}{\epsilon_0 m_0 [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\gamma\omega)^2]} \quad (1.47)$$

Por otro lado, la absorción y refracción de un medio pueden describirse por el índice de refracción complejo \tilde{n} .

$$\tilde{n} = n + i\kappa \quad (1.48)$$

El índice de refracción de un medio está asociado a la constante dieléctrica relativa de un medio ϵ_r mediante $n = \sqrt{\epsilon_r}$, por analogía al tener un índice de refracción complejo tenemos

$$\tilde{n}^2 = \tilde{\epsilon}_r \quad (1.49)$$

donde

$$\tilde{\epsilon}_r = \epsilon_1 + i\epsilon_2 \quad (1.50)$$

igualando parte real e imaginaria de las ecuaciones (1.48) y (1.50) puede obtenerse el índice de refracción n y el coeficiente de extinción κ

$$n = \frac{1}{\sqrt{2}} (\sqrt{\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}}) \quad (1.51)$$

$$\kappa = \frac{1}{\sqrt{2}} (\sqrt{-\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}}) \quad (1.52)$$

Estos resultados serán de gran utilidad cuando abordemos a la función dieléctrica del gas de electrones a continuación.

1.4.2. El modelo de Drude-Lorentz

En aislantes y semiconductores la contribución más importante a las frecuencias ópticas es debida a los osciladores de los electrones ligados dentro de los átomos, mientras que para los metales lo son los osciladores de los electrones libres. Los metales y semiconductores dopados contienen un número significativo de electrones libres, los cuales no experimentan ninguna fuerza restauradora cuando ellos se desplazan, por lo que la constante del resorte en el modelo del oscilador dipolar es cero y por lo tanto $\omega_0 = 0$.

El modelo de electrón libre para metales fue propuesto por Paul Drude en 1900 y la aplicación del oscilador dipolar a los sistemas de electrones libres es conocido como el modelo de Drude-Lorentz.

En este caso la ecuación de movimiento para el desplazamiento del electrón es:

$$m_0 \frac{d^2x}{dt^2} + m_0\gamma \frac{dx}{dt} = -eE(t) \quad (1.53)$$

La ecuación anterior es similar a 1.39, solo que no cuenta con el término de restauración pues se considera al electrón libre. Tomando en cuenta un campo incidente de la forma $E(t) = E_0 \exp(-i\omega t)$ y una solución $x = x_0 e^{-i\omega t}$ para la ecuación 1.53, se obtiene una expresión para el desplazamiento del electrón

$$x(t) = \frac{eE(t)}{m_0(\omega^2 + i\gamma\omega)} \quad (1.54)$$

usando $x(t)$ en la expresión para el desplazamiento eléctrico $D = \epsilon_0 E + P$ y siguiendo un desarrollo similar al de la sección 1.4.1, se obtiene la permitividad relativa

$$\epsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \quad (1.55)$$

con $\omega_p = \left(\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m_0}\right)^{\frac{1}{2}}$ la frecuencia de plasma. Si se supone un sistema de bajo o nulo amortiguamiento, es decir, $\gamma = 0$ se llega a la siguiente expresión

$$\epsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (1.56)$$

Al relacionar el índice de refracción complejo \tilde{n} con ϵ_r se puede obtener el comportamiento de este para frecuencias ω del campo incidentes mayores o menores a ω_p , para $\omega < \omega_p$, \tilde{n} es una cantidad imaginaria y para $\omega > \omega_p$ será una cantidad positiva. Finalmente, tendremos un valor de 0 para $\omega = \omega_p$. De la ecuación 1.56 se espera que la permitividad relativa de un gas ligeramente amortiguado de electrones libres sea cero en ω_p . Puesto que la reflectividad depende de n y κ , esta puede expresarse en términos de dichas cantidades

$$R = \left| \frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1} \right|^2 = \frac{(n - 1)^2 + \kappa^2}{(n + 1)^2 + \kappa^2} \quad (1.57)$$

En la figura 1.9 se aprecia una reflectividad del 100 % que comienza con $\omega \leq \omega_p$ y después decrece conforme va aumentando la frecuencia natural, es decir $\omega > \omega_p$.

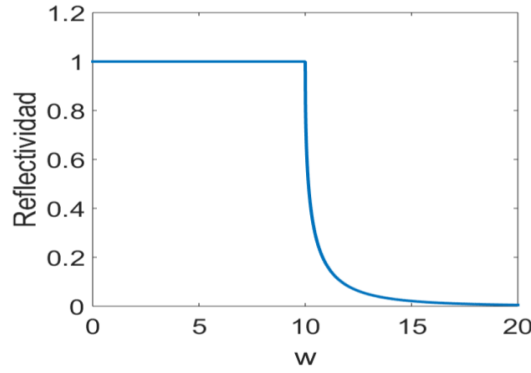


Figura 1.9: Reflectividad de un gas libre sin amortiguamiento en función de la frecuencia

1.5. Plasmones de superficie

El plasmón es una cuasipartícula que, estudiado desde la mecánica cuántica, corresponde a un cuanto de oscilación del plasma, mientras que desde la física clásica, describe al campo electromagnético producido por las oscilaciones colectivas de los electrones de conducción en un material.

Cuando un plasmón se acopla con la radiación electromagnética se genera otra cuasipartícula denominada plasmón-polaritón. Existen distintos tipos de plasmones, entre ellos están los de tipo bulto (*bulk*) que se encuentran en un volumen, mientras que los plasmones de superficie se producen en la interfaz metal-dieléctrico. Para superficies planas estas pueden considerarse infinitas, mientras que un plasmón de superficie localizado se produce en superficies de tamaño finito.

Un plasmón de superficie es básicamente una onda electromagnética que está ubicada en una superficie la cual tiene la particularidad de ser una interfaz entre un material de plasma (es decir un metal o semiconductor dopado) y un material dieléctrico.

En la figura 1.10 se observa el recorrido de una onda electromagnética en la interfaz metal-dieléctrico. De la imagen podemos inferir que se tienen componentes longitudinales y transversales para su campo \vec{E} , a diferencia de los plasmones *bulk*, que solo tienen componente longitudinal.

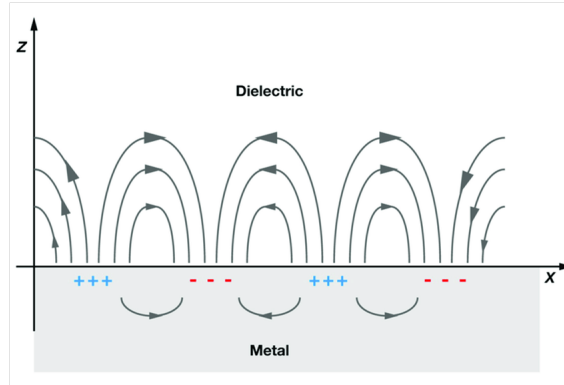


Figura 1.10: Recorrido de una onda electromagnética en una superficie con un metal y un dieléctrico

1.5.1. Relación de dispersión

La dispersión del plasmón-polaritón de superficie puede encontrarse al resolver las ecuaciones de Maxwell.

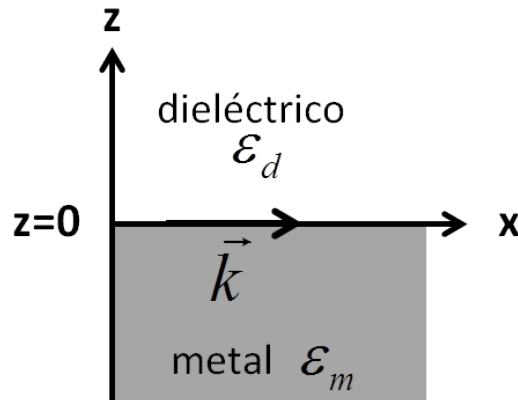


Figura 1.12: Interfaz entre un metal y un dieléctrico

De acuerdo a la figura 1.12 suponemos que estamos trabajando la interfaz correspondiente al eje z igualado a 0, siendo valores positivos para el dieléctrico y valores negativos para el metal. También se considera que la propagación de una onda electromagnética se realiza a lo largo del eje x , entonces se tienen componentes x y z que tienen un decaimiento de amplitud como función de la distancia que se tiene con respecto a la interfaz. Dadas estas condiciones, se proponen las siguientes configuraciones para campos eléctricos y magnéticos con respecto al dieléctrico (d) y al metal (m):

$$E^d(x, z, t) = [E_x^d, 0, E_z^d]e^{i(k_x^d x - \omega t)}e^{-k_z^d z} \quad (1.58)$$

$$B^d(x, z, t) = [0, B_y^d, 0]e^{i(k_x^d x - \omega t)}e^{-k_z^d z}$$

$$E^m(x, z, t) = [E_x^m, 0, E_z^m]e^{i(k_x^m x - \omega t)}e^{+k_z^m z}$$

$$B^m(x, z, t) = [0, B_y^m, 0]e^{i(k_x^m x - \omega t)}e^{+k_z^m z}$$

En estas ecuaciones se tienen signos negativos y positivos en la exponencial que indica en donde se ubica el metal y dieléctrico.

Para que estas ecuaciones puedan satisfacer a las ecuaciones de Maxwell, se supone lo siguiente: Primero se tiene que considerar que no hay densidad de cargas libres, las componentes tangenciales de los campos eléctrico y magnético deben estar presentes al igual que el desplazamiento eléctrico en la interfaz. Si usamos al desplazamiento en forma del campo eléctrico y las permitividades, las condiciones de frontera quedarán de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} E_x^d &= E_x^m & (1.59) \\ B_y^d &= B_y^m \\ \epsilon_d E_z^d &= \epsilon_m E_z^m \end{aligned}$$

Si los campos eléctricos y magnéticos tienen coincidencias en la interfaz, se infiere que el vector de propagación también tendrá acoplamiento de la forma:

$$k_x^d = k_x^m = k_x \quad (1.60)$$

Se renombra a los primeros dos miembros de las igualdades como el miembro del extremo derecho, pues ambos se propagan por la dirección x.

Ahora, se toman en consideración las cuatro ecuaciones de Maxwell, corriente eléctrica libre como 0, y $E_y = B_x = 0$ relacionando la componente «y» del campo magnético mediante

$$-\frac{\partial B_y}{\partial z} = \epsilon_r \epsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} \quad (1.61)$$

Sustituyendo con los campos eléctrico y magnético propuestos en 1.58 se tiene:

$$\begin{aligned} k_z^d B_y^d &= -i \epsilon_d \epsilon_0 \omega E_x^d & (1.62) \\ -k_z^m B_y^m &= -i \epsilon_m \epsilon_0 \omega E_x^m \end{aligned}$$

Aplicando las condiciones de frontera e igualando como si de la solución de un sistema de ecuaciones por método de igualación se tratara, se llega a:

$$\frac{k_z^d}{\epsilon_d} + \frac{k_z^m}{\epsilon_m} = 0 \quad (1.63)$$

Usando la ecuación de onda, asumiendo que no hay flujo libre y que la permeabilidad magnética relativa es de 1, se obtiene:

$$\nabla^2 E = \frac{\epsilon_r}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (1.64)$$

Se utilizan los campos propuestos y el vector de propagación a lo largo del eje x para obtener:

$$k_x^2 - (k_z^d)^2 = \frac{\epsilon_d}{c^2} \omega^2 \quad (1.65)$$

$$k_x^2 - (k_z^m)^2 = \frac{\epsilon_m}{c^2} \omega^2$$

Usando la ecuación 1.63 para eliminar las componentes del vector de propagación a lo largo del eje z, obtenemos el vector de propagación de la componente x de la siguiente forma:

$$k_x = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{\omega \sqrt{\epsilon_d}}{c} \left(\frac{\epsilon_m}{\epsilon_m + \epsilon_d} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.66)$$

La ecuación anterior muestra las curvas de dispersión que se pueden encontrar en los plasmas polaritones de superficie o PPS, como se observa en la figura 1.12(b). La figura 1.12 muestra un comparativo entre las curvas de dispersión para un plasmón en bulk 1.12(a) y un PPS. La curva de dispersión de 1.12(a) mostrada en azul, sigue la relación:

$$\omega = (\omega_p^2 + c^2 k^2)^{1/2} \quad (1.67)$$

puede observarse que para $\omega < \omega_p$ la luz es reflejada y solo hay un campo evanescente en el medio, por lo tanto, no hay modos de propagación, mientras que para $\omega > \omega_p$, se satisface la expresión 1.67. La línea correspondiente a $\omega = ck$ es conocida como «línea de luz».

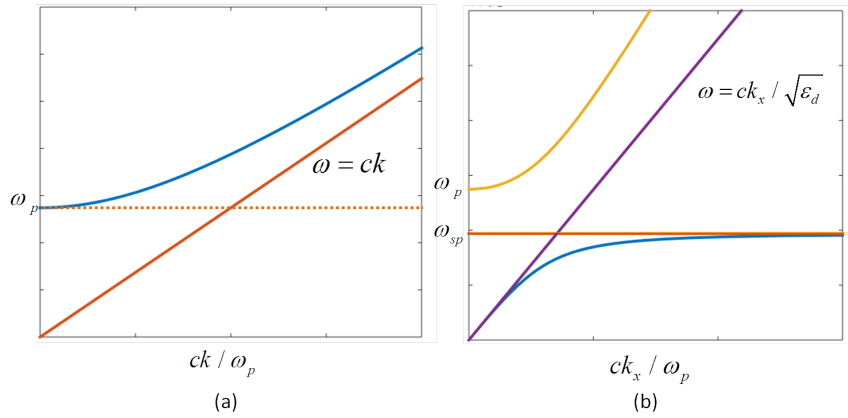


Figura 1.12: (a) Dispersión de fotón en un metal con un dieléctrico. (b) Curva de dispersión para un plasmón-polaritón de superficie en un metal y un dieléctrico que en este caso es aire

Se observa que para el PPS (figura 1.12(b)) la «línea de luz» está dada por $\omega = ck_x/\sqrt{\epsilon_d}$ y pueden distinguirse tres regiones:

1. $0 < \omega < \omega_p/\sqrt{1 + \epsilon_d}$, en este caso tanto ϵ_m como $(\epsilon_m + \epsilon_d)$ son negativas y k_z es real. Para ω pequeñas, $|\epsilon_m|$ es grande. Por lo tanto, la curva de dispersión (línea azul) se aproxima a la línea de luz (línea morada) para k_z pequeño.
2. $\omega_p/\sqrt{1 + \epsilon_d} < \omega < \omega_p$, en esta zona ϵ_m es negativa y $(\epsilon_m + \epsilon_d)$ positiva, k_z es imaginaria y no hay modos de propagación.
3. $\omega > \omega_p$, para este caso tanto ϵ_m como $(\epsilon_m + \epsilon_d)$ son positivas y k_z real. Para ω 's altas $\epsilon_m \rightarrow 1$ y la dispersión se aproxima al límite con $\omega = ck_x\sqrt{1 + \epsilon_d}/\sqrt{\epsilon_d}$

En la región 1 para k_z grande, la velocidad de grupo $v = \frac{d\omega}{dk} = 0$ y $\omega \rightarrow \omega_{sp}$, siendo ω_{sp} la frecuencia del plasmón de superficie. Se puede notar de la ecuación 1.66 que si $(\epsilon_m + \epsilon_d) \rightarrow 0$ entonces $k_z \rightarrow \infty$, de manera que se puede encontrar ω_{sp} considerando $\epsilon_m(\omega) = -\epsilon_d$ por lo que es necesaria la fórmula de una constante dieléctrica para el metal a utilizarse, dada por:

$$\epsilon_m = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (1.68)$$

usando esta ecuación y tomando en cuenta el análisis previamente realizado para la frecuencia del plasmón de superficie, se llega a:

$$\omega_{sp} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \epsilon_d}} \quad (1.69)$$

El comportamiento del plasmón-polaritón en la región previamente mencionada donde ahora la frecuencia natural es menor a la frecuencia del plasmón de superficie; este concepto es de interés para los propósitos de este trabajo, pues corresponde a la región en la que los modos de propagación aparecen a frecuencias menores a la de la frecuencia del plasma.

Si ahora se utilizan las ecuaciones 1.65 para la componente z, se podrán obtener los números de onda para el dieléctrico y el metal a lo largo del eje z de la siguiente forma:

$$k_z^d = \frac{\omega}{c} \left(\frac{-\epsilon_d^2}{\epsilon_m + \epsilon_d} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.70)$$

$$k_z^m = \frac{\omega}{c} \left(\frac{-\epsilon_m^2}{\epsilon_m + \epsilon_d} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.71)$$

En estas ecuaciones se observa que la suma del denominador en ambos casos tiende a 0 cuando se acercan a la frecuencia del plasmón de superficie, los decaimientos aumentan con la frecuencia natural y divergen al acercarse a la frecuencia del plasmón de superficie.

Con todo lo presentado hasta este momento, es posible abordar entonces cuál es el comportamiento que podría existir al hacer incidir una onda electromagnética dentro de una guía de onda que será de un dieléctrico y tendrá encima un metal, es decir, se formará una interfaz, esto muestra que se puede definir el comportamiento de una guía de onda plasmónica.

Capítulo 2

Desarrollo numérico

En este capítulo se abordará el procedimiento y uso del software RSoft CAD Environment® o RSoft CAD Layout® así como los diseños de guía de onda y la configuración para obtener una guía de onda plasmónica.

2.1. RSoft CAD Layout®

El software RSoft Cad Layout® o de manera abreviada RSoft es la herramienta principal del portafolio «RSoft Photonic Device Tools» desarrollado por el grupo «SYNOPTIS®»; esta herramienta es un simulador que funciona para crear circuitos ópticos, guías de onda y otros dispositivos ópticos y guarda entre sus múltiples funciones a 7 módulos o 7 modos de abordar aplicaciones a la óptica desde distintos puntos de vista o condicionamientos, lo anterior se menciona porque cada módulo requiere de condiciones distintas para funcionar como solicitar valores de entrada para las propiedades de algún material, la geometría del dispositivo que se usará, etc. En este trabajo solo se usan 2 módulos: «FullWAVE» y «FemSIM». En la figura 2.1 se puede ver un ejemplo de una simulación la cual corresponde a una guía de onda de canal.

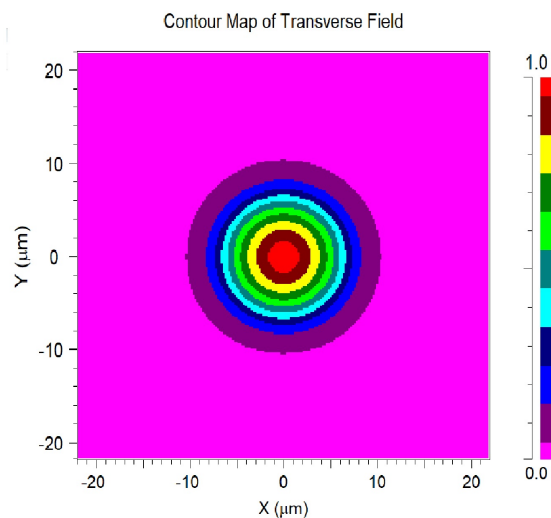


Figura 2.1: Ejemplo de la simulación de una guía de onda de canal vista desde el plano XY o plano transversal

2.1.1. FullWAVE™

Este módulo se basa en la herramienta «Finite-difference time-domain» o FDTD, consiste en un método que resuelve las ecuaciones de Maxwell directamente sin alguna aproximación física, la única «desventaja» es la RAM del equipo de cómputo y la memoria que ocupará para que realice dichos cálculos.

Considerando una región en el espacio donde no hay cargas libres ni corrientes, se obtienen seis ecuaciones escalares de las cuales dos de ellas son de la forma:

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right)$$

Las cuatro ecuaciones restantes se obtienen de forma ciclica intercambiando «x», «y» y «z». Las ecuaciones de Maxwell describen la situación en la que el cambio temporal del campo eléctrico es dependiente de la variación espacial del campo magnético y viceversa.

El método FDTD resuelve las ecuaciones de Maxwell en una malla (conocido como grillas de Yee) y calcula E y H en puntos de cuadrícula, mallado o «grid» separados por Δx , Δy y Δz , teniendo a los campos eléctrico y magnético descritos en las tres dimensiones espaciales. Cada función de espacio y tiempo se puede escribir como:

$$F(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = F^n(i, j, k)$$

Siendo Δt el intervalo de tiempo.

Las derivadas dependientes del espacio y el tiempo se usarán utilizando una aproximación en diferencias finitas centradas evaluadas en grillas encimadas o solapadas, para la región espacial en x y el tiempo se tiene:

$$\frac{\partial F^n(i, j, k)}{\partial x} = \frac{F^n(i + \frac{1}{2}, j, k) - F^n(i - \frac{1}{2}, j, k)}{\Delta x}$$

$$\frac{\partial F^n(i, j, k)}{\partial t} = \frac{F^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - F^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k)}{\Delta t}$$

Del par anterior de ecuaciones, usando la ley de Ampere y la primera con dependencia espacial se mostrará como se actualiza un campo en cada instante de tiempo n y con la ley de Faraday y la segunda ecuación con dependencia temporal se muestra como se actualiza el campo magnético en cada instante de tiempo $n + \frac{1}{2}$

El método se basa en usar las ecuaciones anteriores para calcular las derivadas de los campos electromagnéticos.

Las grillas para evaluar E y H en el espacio están escalonadas, es decir, el vértice de un cubo que pertenece a una grilla se encuentra en el centro de otro cubo que pertenece a una grilla distinta. Además, estas ecuaciones para hallar los valores de los campos en los puntos de la grilla se basan en sumas y restas lo que facilita la implementación del método.

Cabe resaltar que las ecuaciones siguen condiciones de frontera tales como la anulación del campo eléctrico en componente tangencial al estar en la superficie y que la componente perpendicular del campo magnético también se anule en la superficie. Para que el método no se modifique de forma sustancial de un nodo a otro de la grilla se recomienda que las variaciones espaciales de los 3 ejes coordenados tengan el mismo valor a cada cambio y que la dimensión de la grilla tiene que ser como máximo de un décimo de la longitud de la onda electromagnética a incidir.

Si se descomponen los campos electromagnéticos se llega a los campos transversales eléctricos (TE) y transversales magnéticos (TM).

Es posible simular efectos como la dispersión, absorción y reflexión. Este método proporciona soluciones en el espacio temporal.

FullWAVE calcula el campo electromagnético en función del tiempo y el espacio en una estructura con un perfil de índice de refracción en respuesta a una excitación electromagnética. Es útil para simular vectores de estructuras fotónicas, incluso dispositivos de circuitos integrados o fibras ópticas, estudiando la propagación de la luz. Este módulo está completamente integrado en RSoft CAD, lo que permite al usuario definir las propiedades del material y la geometría estructural de un dispositivo fotónico.

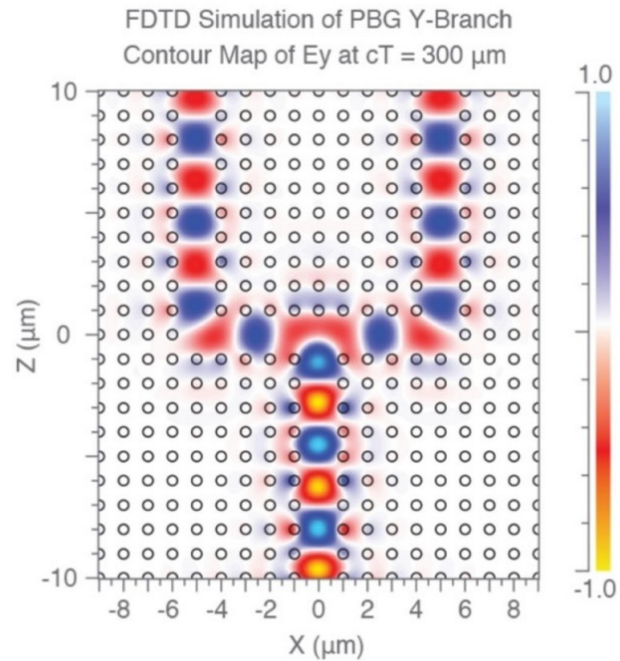


Figura 2.2: Simulación de un divisor de potencia utilizando el módulo FullWAVE.

2.1.2. FemSIM™

El módulo FemSIM se basa en el método de elementos finitos (FEM por sus siglas en inglés), este método numérico se utiliza para encontrar los modos transversales en una estructura arbitraria y los índices de refracción efectivos.

El método de elementos finitos es un método de aproximación de problemas continuos de tal forma que:

- El sistema se divide en un número finito de partes llamadas «elementos» cuyo comportamiento se especifica mediante un número finito de parámetros asociados a ciertos puntos característicos que se denominan «nodos» los cuales funcionan como punto de unión de cada elemento con sus adyacentes.
- La solución del sistema de forma completa seguirá toda regla de un problema discreto, al final el sistema se ensambla gracias a los elementos.
- Las incógnitas del problema dejan de ser funciones y pasan a ser el valor de las funciones en los nodos.
- El comportamiento interno de cada elemento queda definido por el comportamiento de los nodos mediante funciones de interpolación o *funciones de forma*

Esta forma de calcular modos es adaptable a problemas como guías de onda con alto índice de refracción y guías de onda plasmónicas entre otras. Es posible utilizar esta herramienta con otros módulos para combinar efectos. En la figura 2.3 se muestra una simulación para una fibra de cristal fotónico con un núcleo de aire.

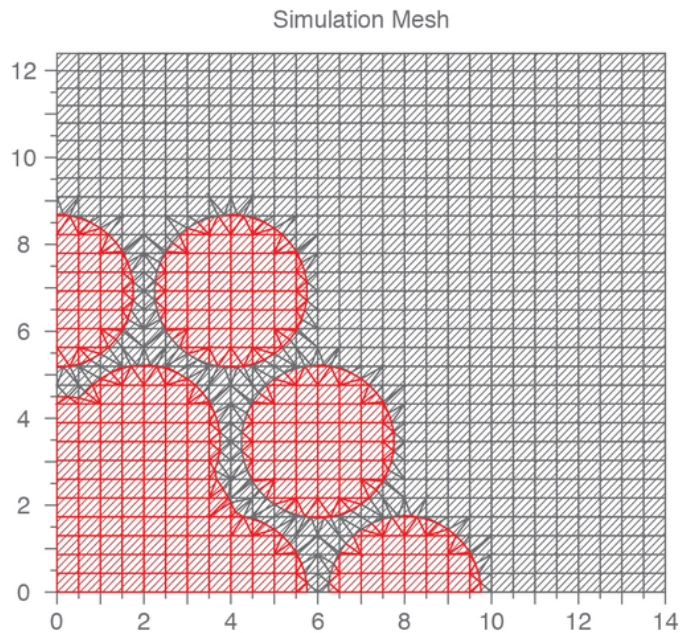


Figura 2.3: Malla de simulación para fibra de cristal fotónico con un núcleo de aire utilizando FEM.

2.2. Diseño de la guía

La guía de onda plana de tipo asimétrico contará con 3 medios distintos y estarán distribuidos de la siguiente manera: el sustrato y el dieléctrico serán de dióxido de silicio SiO_2 con una diferencia de índice de refracción $\Delta n = 0.01$ entre ellos, es decir 1.4713 para guía de onda y 1.4613 para sustrato, la capa de metal que generará la interfaz será de oro con un espesor de 600 nm y la envolvente será de aire. La longitud de onda para la frecuencia de plasma de superficie del oro es de alrededor de $\lambda = 520nm$, que está dentro del espectro visible, específicamente el color verde. En la figura 2.4 se presenta la estructura de la guía. El sistema coordenado mostrado en la figura corresponde al usado en la simulación.

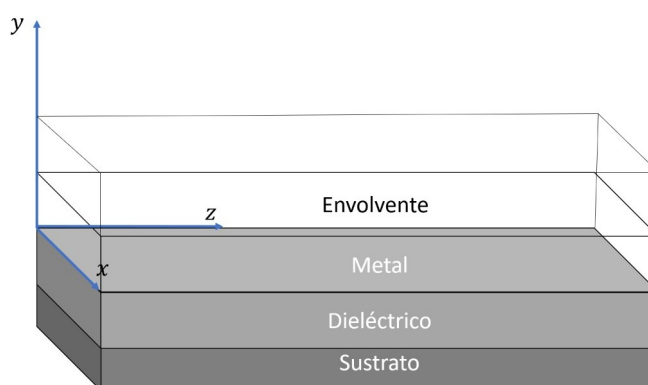


Figura 2.4: Guía de onda compuesta por 4 capas: Sustrato SiO_2 , guía de onda dieléctrica de SiO_2 con $\Delta n = 0.01$ respecto al sustrato, película de oro y envolvente de aire.

2.3. Uso de RSoft para guía y acoplamiento para guía de onda plasmónica

Para utilizar la herramienta FullWAVE es necesario abrir el simulador RSoft y crear un nuevo proyecto o *new circuit* en la barra de tareas; después aparecerá un cuadro para establecer varias condiciones desde el panel llamado «Startup Window», en este cuadro aparecen parámetros básicos a ingresar como la longitud de onda que se utilizará (se establece $0.52 \mu m$), RSoft maneja dimensiones en micrómetros, las dimensiones en las bibliografías usualmente están en nanómetros por lo que se estarán modificando y especificando para evitar errores de convención o de dimensiones. En el cuadro de comandos que se puede apreciar por la figura 2.5, se selecciona la herramienta *FullWAVE* y la simulación en 3D, con el fin de recrear una estructura multicapas, la cual en 2D no se podría realizar por la carencia de dimensiones para ese «grosor» entre capa y capa.

De la figura 2.5 se observan varias entradas como el índice de refracción para el sustrato o *background index* el cual se puede agregar de forma manual o seleccionando en una lista de materiales ya cargados previamente en el software. Se añadieron los índices de refracción de forma manual, la guía de onda es de SiO_2 , mismo que cuenta con un índice de refracción de 1.4713 para la longitud de onda que se ha definido previamente incluyendo la diferencia de índices entre el sustrato y la guía, el sustrato poseerá entonces un índice de refracción que diferencia a la guía de onda en 0.01, es decir, 1.4613.

Para definir los índices de refracción *internos*, es decir, los correspondientes a la guía de onda y a la capa de metal, se debe seleccionar en *3D Structure Type* la estructura *multilayer* y posteriormente

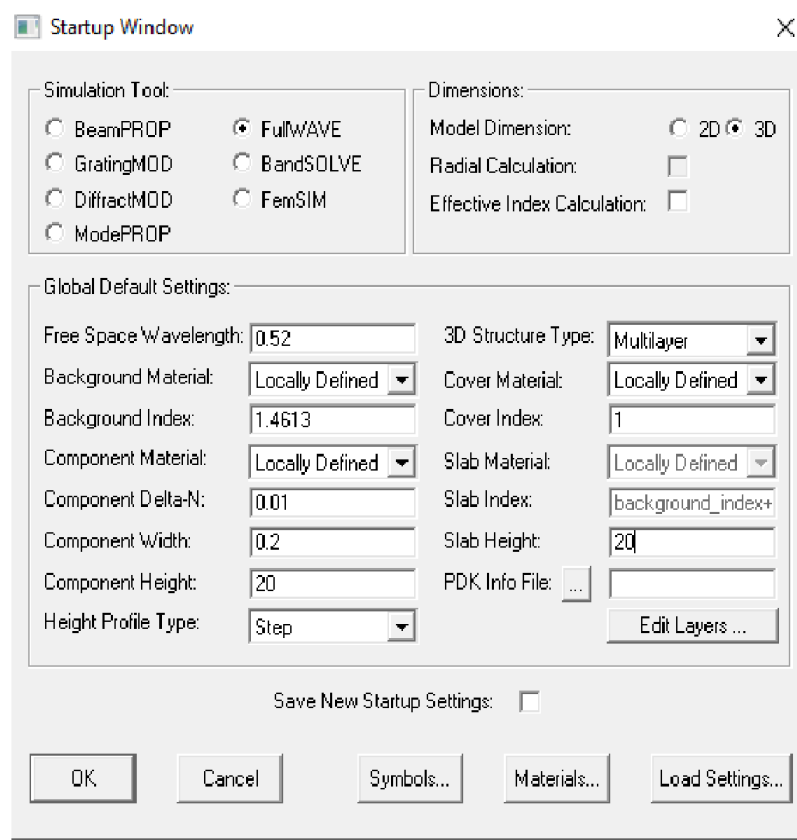


Figura 2.5: Cuadro inicial para un circuito nuevo en RSoft.

seleccionar la pestaña *Edit Layers ...* la cual creará las capas que se posicionan de forma interna. En figura 2.6 se ve el cuadro de diálogo correspondiente a lo mencionado previamente.

Para la capa correspondiente al dieléctrico se solicita en el cuadro de diálogo una nueva capa haciendo click en el ícono *new layer*, donde se define el grosor de la capa inicialmente a 200nm y su índice de refracción 1.4713, posteriormente para guardar esta capa se selecciona la opción *Accept Layer*. Para la capa de oro se tiene un índice de refracción complejo \tilde{n} , siendo la parte real de $n = 0.5291$, mientras que la parte imaginaria o coeficiente de extinción corresponde a $\kappa = 2.1297$. Aquí el espesor será de 600 nm. Finalmente se tiene una envolvente de aire la cual cuenta con un índice de refracción de 1, que no poseerá una altura, ya que al ser envolvente el propio software la considera *infinita*.

En cuanto a la onda electromagnética que incidirá en la guía para propagarse es necesario definirla desde el apartado *launch field*. De acuerdo con las ecuaciones que se han descrito en la parte del marco teórico, se usará una onda Gaussiana, en el cuadro *Launch Parameters* (Figura 2.7) se selecciona el tipo de onda, se quita el «ruido» y se verifica que la opción para el modo fundamental o modo 0 esté activa. Una vez realizado esto, se da click en el botón «ok» para abrir la interfaz del diseño. Para cambiar de un módulo a otro desde la barra de tareas, basta con ir a la barra izquierda y seleccionar el ícono de «global settings» y cambiar de FullWAVE a FemSIM.

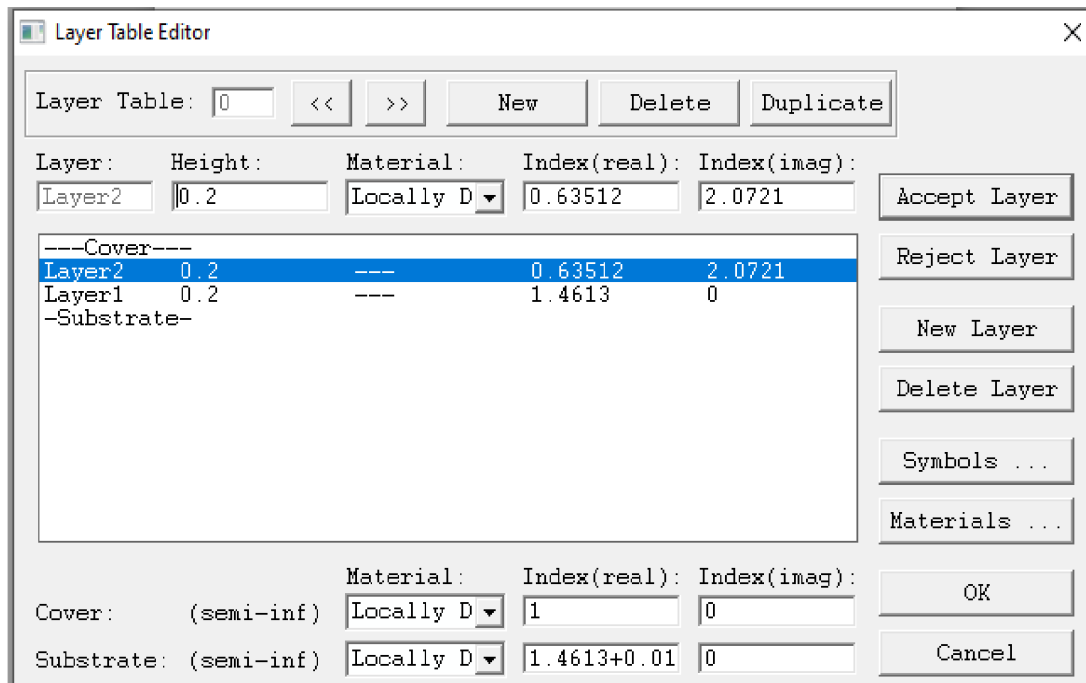


Figura 2.6: Cuadro para estructura multicapas en RSoft.

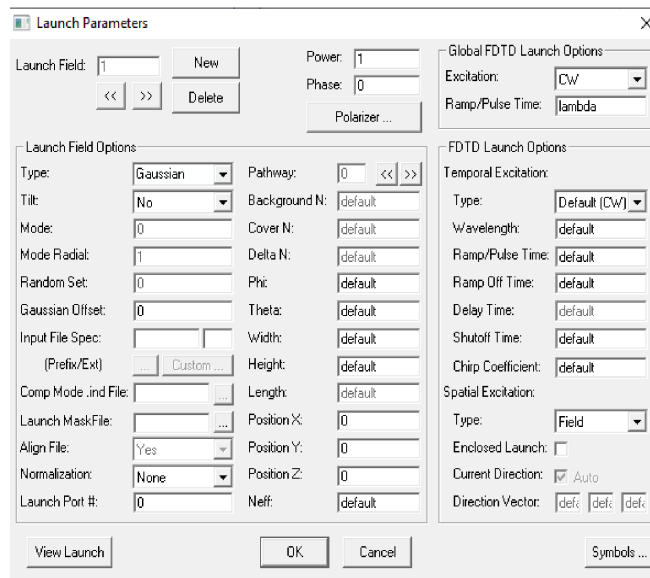


Figura 2.7: Configuración de la onda de Gauss para el módulo FullWAVE.

Es necesario dibujar la guía de onda utilizando la forma rectangular la cual se encuentra ubicada en la parte izquierda de la barra de herramientas. La estructura se posicionará en el plano XZ y se dibuja una guía de onda que vaya desde el origen hasta el punto (0,25), esto mostrará una guía de onda que inicia en el origen y termina en $z = 25$, el ancho de la guía que corresponde al eje «x» dependerá del valor que se ingrese inicialmente al cuadro de comandos, se considerará un valor «infinito» que para fines prácticos y en comparación del tamaño en la dirección «y» se usará un valor grande (del orden de $100\mu m$). Para el eje «y» los valores correspondientes serán los ingresados en *Startup Window*, en el apartado *Component Height* y *Slab Height*. La estructura de la guía de onda se puede observar en la figura 2.8.

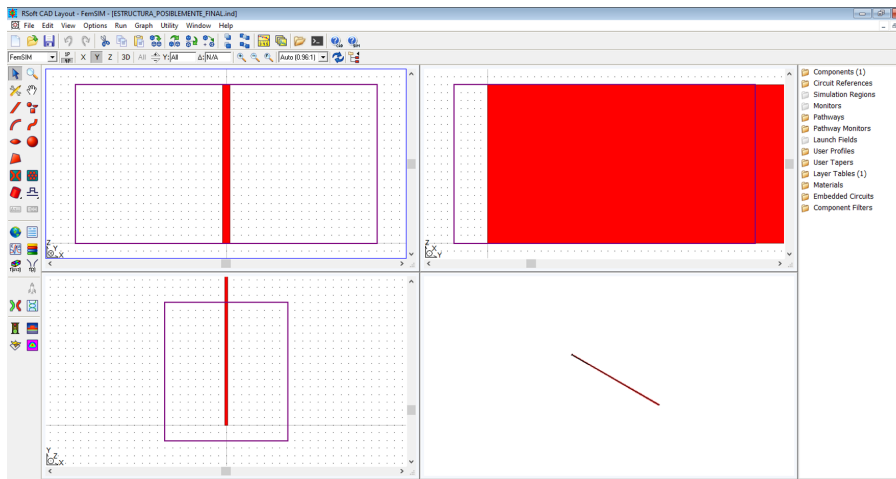


Figura 2.8: Guía de onda en los 3 planos espaciales y el modelo 3D en la parte inferior derecha.

Para FullWave se inicia el simulador después de todo el diseño realizado ubicándose en la barra de herramientas lateral izquierda (ver figura 2.9) y seleccionar el ícono *perform simulation*, se abrirá un cuadro de diálogo, cuya función será mostrar parámetros espaciales como las zonas a simular, al igual que el *grid size* (es decir, el tamaño de la cuadrícula que resolverá cada parte de la estructura diseñada, entre más pequeña es esta cuadrícula, más preciso será), el modo transversal que calculará (TM), asimismo aparecerán las opciones del plano que se requiera simular, en este caso será el plano transversal o XZ; en la parte inferior derecha se mostrará un tiempo estimado para simular que puede ir desde los segundos hasta los días, esto debido al tamaño de la simulación, a la «malla» y la región espacial a simular, debajo aparecerá la memoria que consumirá el proceso, finalmente se da clic en «go», en la figura 2.9 se puede observar cada parte descrita previamente.

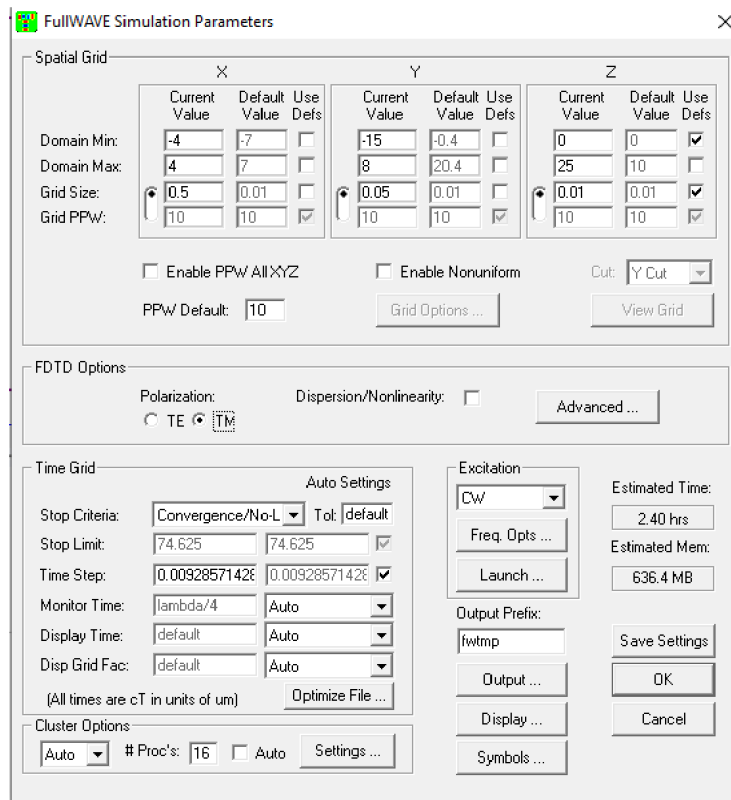


Figura 2.9: Cuadro para ajustar parámetros como la zona a simular o el tamaño de la malla así como el tiempo estimado para terminar la simulación.

Para FemSIM se hacen los mismos pasos salvo el posicionamiento del campo electromagnético, además, para este módulo es necesario colocar un «rastreador de índice de refracción» el cual sirve para buscar el índice de refracción efectivo tomando en cuenta un índice de refracción de referencia ingresándolo de forma manual. Es posible solicitar los modos que se requieren, en este caso solo se buscará el modo fundamental, sin embargo, solo puede mostrar el plano XY. Se observa en la figura 2.10 el cuadro que solicita un índice de refracción de referencia y el número de modos a buscar.

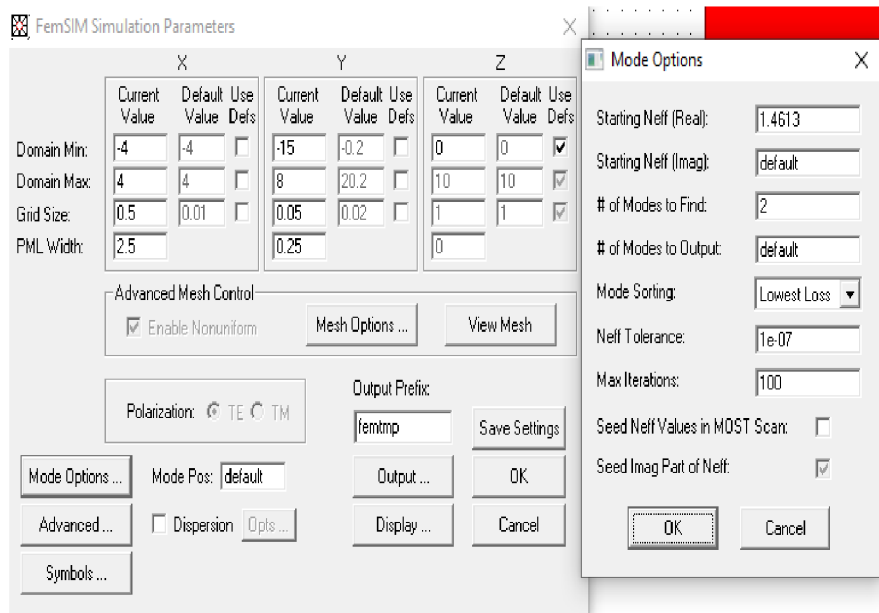


Figura 2.10: Cuadro para ajustar parámetros en el módulo FemSIM.

Es necesario recalcar que si se requiere calcular los modos en una estructura 3D, FemSIM dará tanto TE como TM, mientras que para una estructura 2D es posible escoger uno de estos dos modos de forma manual. Dados estos parámetros se comienza con las simulaciones. Los resultados y la discusión de los mismos se abordarán en el siguiente capítulo.

Capítulo 3

Resultados y discusión

En este capítulo se muestran los resultados obtenidos de las simulaciones en los módulos FullWAVE y FemSIM, se presentan los comportamientos obtenidos para el perfil del índice y el índice de refracción efectivo.

3.1. Propagación del haz

Para realizar la simulación el primer paso es definir la estructura de la guía, que en el software es una estructura de malla definida en el plano XY, la cual se muestra en la figura 3.1, la capa coloreada con rojo corresponde al sustrato con un índice de refracción de 1.4613, la capa coloreada en rosa corresponde a la guía de onda dieléctrica (dióxido de silicio) con índice de refracción de 1.4713, el metal (oro) corresponde a la capa color verde y finalmente la envolvente (aire) es la capa en color negro.

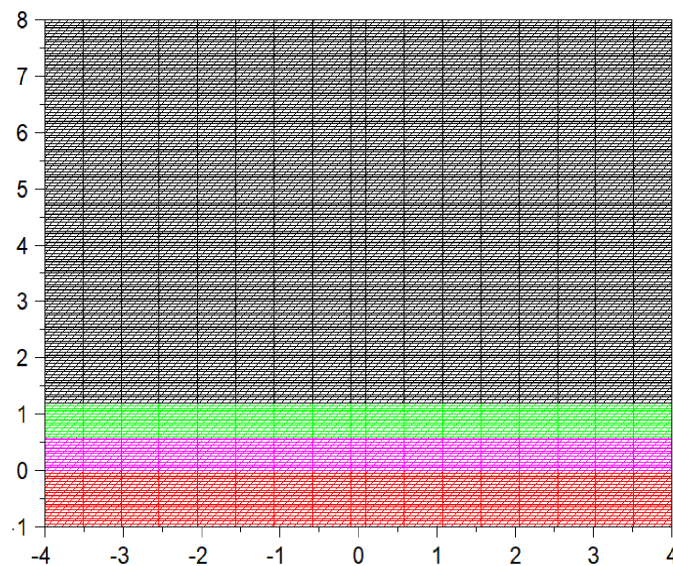


Figura 3.1: Estructura en malla de la guía de onda. Plano XY.

Resultados y discusión

3.1 Propagación del haz

El módulo FullWAVE se usó para describir la propagación del modo TM y el índice de refracción efectivo, para esto se utilizó la herramienta *Mode Calculation Parameters* eligiendo al plano XZ para realizar las simulaciones considerando la dirección de propagación en el eje z y a la dimensión en x como infinita para simular que se trata de una guía de onda plana, sin embargo, debido a que el software realiza cálculos finitos, es necesario delimitar en el eje x con los parámetros desde el cuadro de comandos de la figura 3.2 para tener también un tiempo de cálculo finito. FullWAVE para casos plasmónicos tiene un tiempo estimado de cálculo de modos y de índices de refracción de entre 30 y 60 min, además de consumir grandes cantidades de memoria (del orden de gigabytes), por lo que la simulación se realiza por cada grosor de guía de onda. En la figura 3.2 se muestra el cuadro de parámetros a simular tales como las dimensiones y zonas a simular y el modo que se requiere simular, TE o TM.

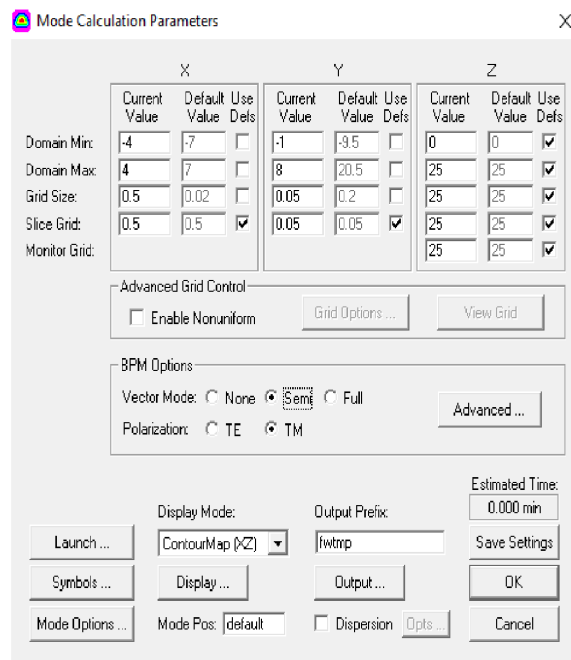


Figura 3.2: Cuadro de parámetros a definir previo al cálculo de modos de propagación

Se hicieron variaciones en el grosor de la guía de onda considerando los valores de 0.2, 0.4, 0.6, 0.8 y $1 \mu m$. En la figura 3.3 se puede observar que, para el caso de 0.2 micrómetros, al inicio de la propagación en el eje z el haz está confinado en el origen a un diámetro de aproximadamente $1 \mu m$, también se puede apreciar que a medida que avanza la onda en el eje Z , existen pérdidas de intensidad, pues en el plano XZ el haz se propaga en una porción de la guía plana, esta a su vez se extiende conforme se propaga en este mismo plano.

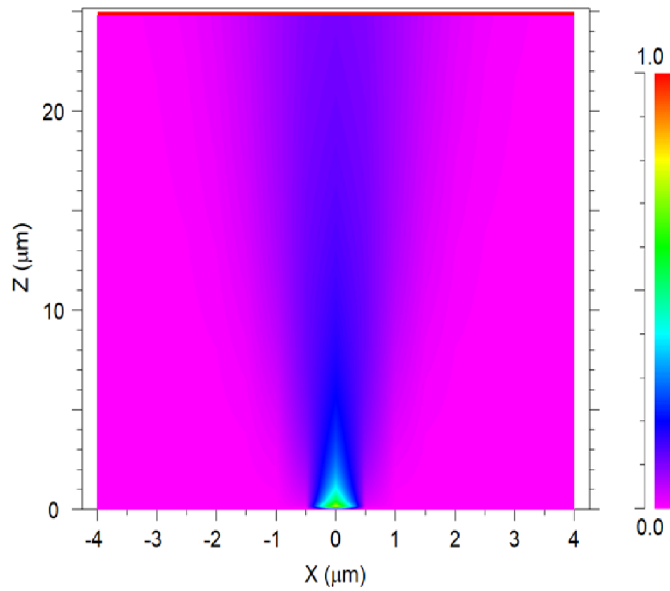


Figura 3.3: Propagación de la onda electromagnética para una guía de onda de $0.2 \mu m$ de grosor

En la figura 3.4, se muestra el resultado para con una guía de $0.4 \mu m$ de grosor, puede observarse que las pérdidas de intensidad son menores y la guía de onda comienza a confinar mejor a la onda, sin embargo, no logra llegar completamente al final de la guía, a la cual se le asigno una longitud de $z = 25 \mu m$.

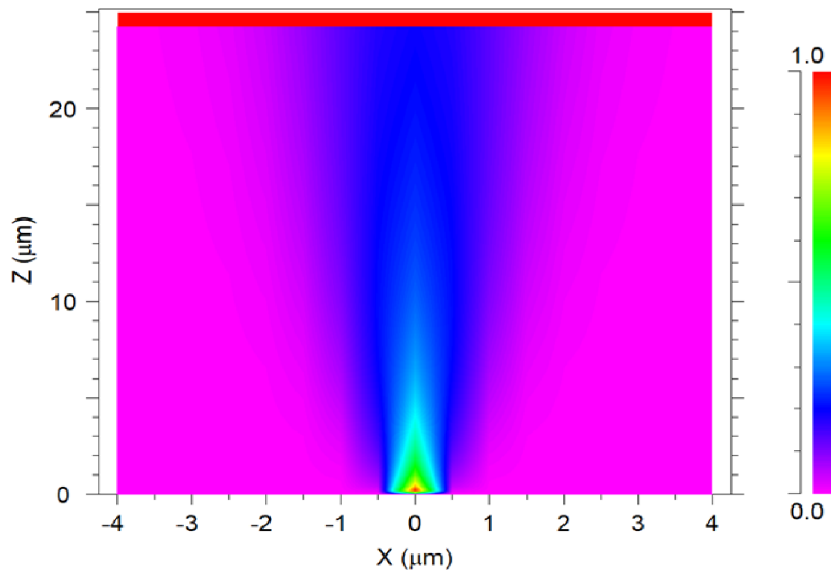


Figura 3.4: Propagación de la onda electromagnética para una guía de onda con $0.4 \mu m$ de grosor

Para la guía de onda con $0.6\mu m$ de grosor, la propagación es mostrada en la figura 3.5, se observan pérdidas mucho menores a las que se tenían en la guía de onda con $0.4\mu m$ y al superar los $15\mu m$ en z , se observa que la luz comienza a *extenderse* conforme se propaga.

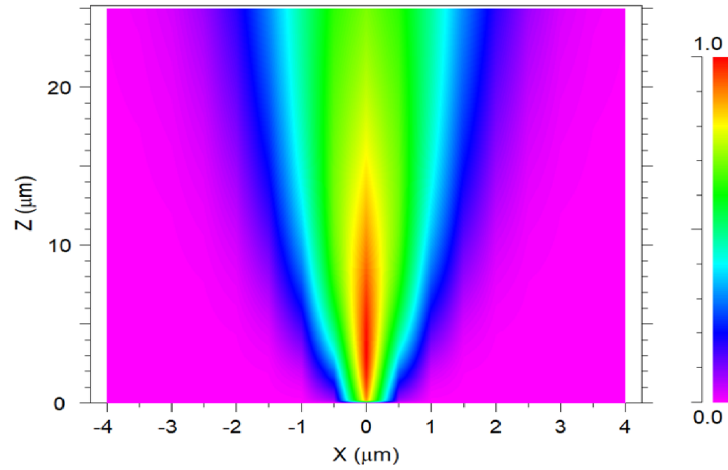


Figura 3.5: Propagación de la onda electromagnética para una guía de onda con $0.6\mu m$ de grosor

Para la propagación de la luz en la figura 3.6 con $0.8\mu m$ de grosor se tiene un mejor confinamiento de la luz. Además, se aprecia que las pérdidas de intensidad comienzan una vez que se han superado los $18\mu m$ en z aunque la mayor parte de esta sigue confinada en la guía de onda.

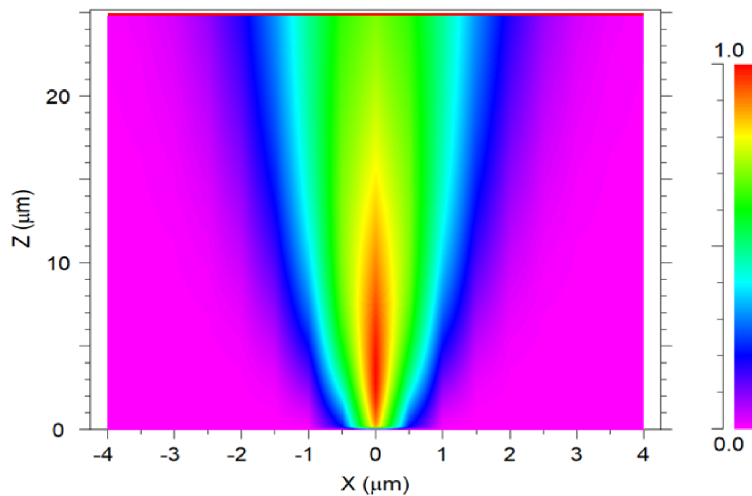


Figura 3.6: Propagación de la onda electromagnética para una guía de onda con $0.8\mu m$ de grosor

En la guía de onda de la figura 3.7 con $1\mu m$ de grosor existe una menor pérdida de intensidad, incluso se muestra una mayor uniformidad en la propagación antes de $z = 20\mu m$. Las simulaciones vistas desde la figura 3.3 a la 3.7 correspondientes al plano XZ muestran un mejoramiento en la propagación de la onda electromagnética a medida que se aumenta el grosor de la guía, esto debido a que en una guía de onda de 200 nm se pierde la propagación debido a que la capa de metal absorbe por sus propiedades a la onda que se propaga a lo largo del eje Z, además, por las ecuaciones de dispersión para el modo TM, estas dependen también del grosor de la guía por lo que grosores pequeños hacen que el vector de onda en el núcleo no permitan que la onda pueda viajar distancias más allá de los $5\mu m$.

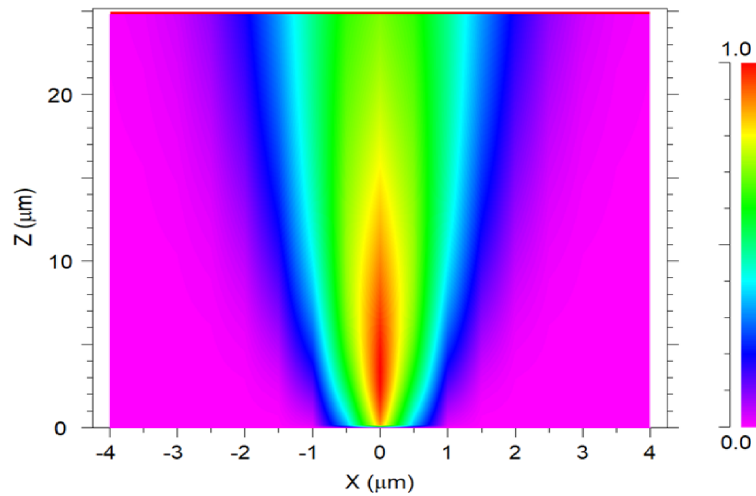


Figura 3.7: Propagación de la onda electromagnética para una guía de onda con 1 micrómetro de grosor

Se realizó una simulación en el plano XY para observar cuál es el comportamiento de la luz y si era posible distinguir las distintas capas que se habían diseñado previamente con la estructura multicapas, la figura 3.8 muestra el modo TM_0 . Se observa que la intensidad se confina por debajo del origen en la componente y, además, comienza a perder la intensidad hasta prácticamente valer 0 por arriba de $1\mu m$. La luz solo se propaga en la guía y el sustrato ya que el simulador no logra «ver» al metal. Por otro lado, el confinamiento que se espera en la guía de onda se extiende hacia el sustrato debido al grosor de la guía, el cual es pequeño y también a la diferencia del índice de refracción entre sustrato y guía de onda; como consecuencias, la mayor parte del modo fundamental se confina en el sustrato. Es necesario mencionar que este efecto se debe a la limitación del simulador para posicionarse en el plano XY y poder hacer las diferencias de índices de refracción entre cada medio para lograr una reflexión total interna y, en teoría, confinar este modo a solo aparecer en la guía de onda.

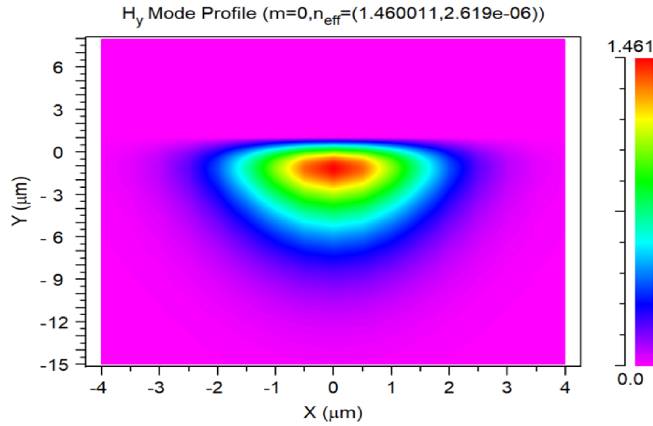


Figura 3.8: Propagación de la onda electromagnética en el plano XY

La tabla 3.1 muestra los índices de refracción efectivos obtenidos al variar el grosor de la guía de onda; se hizo uso del módulo FemSIM también para realizar comparaciones entre módulos y observar posibles discrepancias entre ambos módulos y los valores arrojados. Es importante mencionar que ambos módulos arrojan índices de refracción complejos, sin embargo, solo se colocaron las partes reales de estos debido a que la parte imaginaria era del orden de 1×10^{-4} , por esta razón es posible despreciar dichos valores. Las diferencias numéricas entre FemSIM y FullWAVE son del orden de 1×10^{-3} después de la guía de onda con $0.4 \mu m$ de grosor, estas diferencias también son despreciables, sin embargo, si se requiere tener una mejor precisión en la búsqueda del índice de refracción efectivo es recomendable utilizar el módulo FemSIM ya que este módulo tiene la opción de encontrar al índice con menos pérdidas durante toda la simulación.

$h(\mu m)$	n_{eff} (FemSIM)	n_{eff} (FullWAVE)
0.2	1.459977	1.459931
0.4	1.460054	1.459933
0.6	1.460145	1.459956
0.8	1.46023	1.459985
1	1.460303	1.460011

Tabla 3.1: Índices de refracción efectivos del modo TM_0 variando el grosor de la guía de onda utilizando los módulos FemSIM y FullWAVE

3.2. Guía de onda plasmónica

Al tratar de obtener los plasmones polaritones de superficie se observó que existían limitaciones por parte del simulador como poder diferenciar el cambio de índice de refracción entre el sustrato y la guía de onda dieléctrica, lo cual al simular los PPS no mostraba ningún tipo de resultados (el simulador tendía a demorar horas sin mostrar algún cambio o simulación), es por esta razón que se optó por simular una guía de onda en 2D, únicamente en el plano XZ, esta guía sería simétrica, es decir, la guía de onda sería de dióxido de silicio y tanto el sustrato, como la envolvente serían de oro, la estructura se puede ver en la figura 3.9.

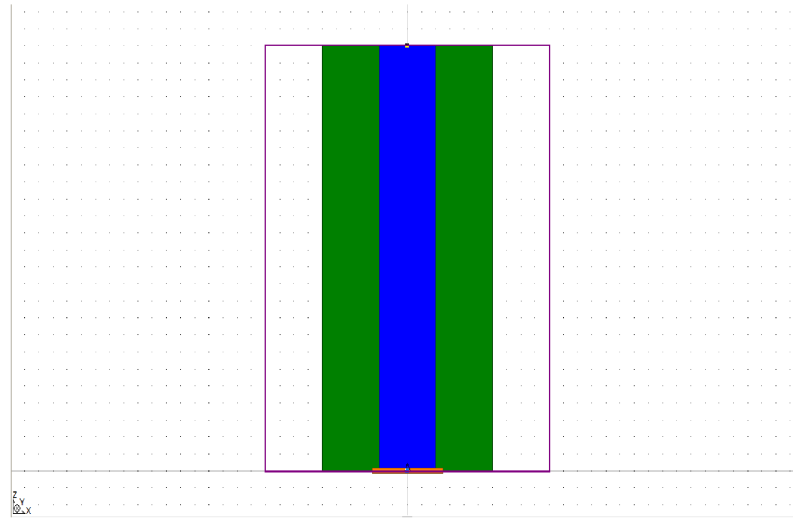


Figura 3.9: Estructura de la guía de onda simétrica en el plano XZ, en color azul está la guía de onda de SiO_2 la cual está rodeada de oro (líneas de color verde)

La estructura mostrada en la figura 3.9 fue diseñada para el módulo FullWAVE, la guía de onda es de 4 micrómetros de grosor y 20 micrómetros de largo; además, la onda que se propagará dentro de esta se posicionó únicamente en la guía de onda.

La figura 3.10 muestra la simulación que corresponde únicamente a los PPS, se puede observar que estos se producen de forma correcta entre la interfaz del metal y el dieléctrico, se muestran como líneas de color púrpura y tienen una mayor aparición en dicha interfaz al inicio de la propagación, lo que muestra una simulación correcta para una guía de onda plana dieléctrica rodeada de metal.

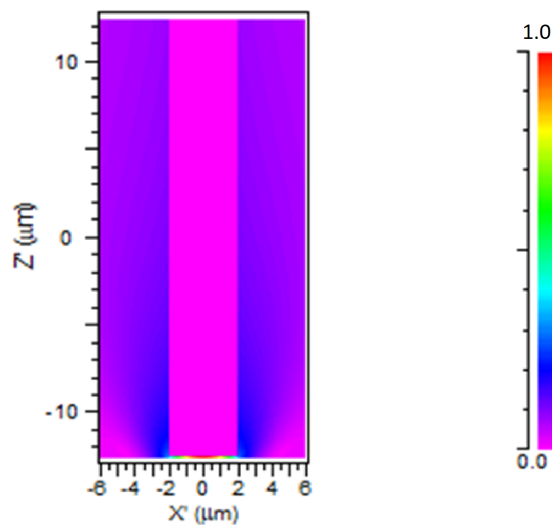


Figura 3.10: Plasmones polaritones de superficie en la interfaz, metal dieléctrico, plano XZ

Conclusiones

En este trabajo se diseñó un arreglo de una guía de onda plana asimétrica con estructura multicapa en el software RSoft con un sustrato de SiO_2 , una guía de onda dieléctrica también de SiO_2 , una capa delgada de oro y una envolvente de aire para generar plasmones polaritones de superficie mediante diversos recursos de RSoft para acoplar el diseño requerido, sin embargo y debido a las limitaciones del software, estos no pudieron ser simulados.

Los índices de refracción efectivos se calcularon con la herramienta FullWAVE y FemSIM haciendo variaciones en el grosor de la guía de onda. Se logró tener una relación entre el grosor de la guía de onda y su índice de refracción efectivo, si se aumenta el grosor, el índice de refracción también aumentará ligeramente. Además al hacer este aumento de grosor, el índice de refracción efectivo se aproximaba más al índice de refracción del núcleo. Asimismo, con FullWAVE se mostró el confinamiento para la guía de onda en el plano XZ y se observó que a medida que el grosor de la guía aumentaba, el confinamiento mejoraba, esto se debe a la condición de auto-consistencia para hacer que la onda electromagnética pueda propagarse. Con base en lo anteriormente mencionado, al mejorar el confinamiento de la guía de onda, la intensidad también lo hacía.

Se hizo uso del módulo FullWave para la obtención del modo fundamental o modo TM_0 y se observó que el confinamiento que se esperaba estuviese en la guía de onda, se extendió por el sustrato debido al grosor de la guía, el cual es pequeño y también a la diferencia del índice de refracción entre sustrato y guía de onda (la diferencia de 0.01); como consecuencias, no hay propagación de la luz en la capa de metal y la mayor parte del modo fundamental se confina en el sustrato. Este problema se debe a que el simulador no logró diferenciar esa diferencia de índices pues al parecer no es tan grande como para ser tomado en cuenta.

Se optó por realizar una estructura de 2 dimensiones para una guía de onda plana de dióxido de silicio rodeada de oro. El resultado fue la obtención de los PPS en la interfaz metal-dieléctrico tal y como se esperaba teóricamente. Este resultado demuestra que es posible obtener los PPS en el software para estructuras simples, sin embargo, para estructuras complejas como la propuesta inicialmente no es posible simularla.

Como trabajo futuro se propone hacer una exploración más amplia entre los 5 módulos restantes del software RSoft para mostrar de forma definitiva si es posible simular este tipo de estructuras complejas o no. También se propone un estudio de la interacción de los PPS con modos guiados en los demás módulos del software.

Bibliografía

- [1] CHANG K. (2004). *ENCYCLOPEDIA of RF and MICROWAVE ENGINEERING*. <https://doi.org/10.1002/0471654507.eme493>
- [2] C. A. BALANIS, W. JHON (1989). *Advanced Engineering Electromagnetics*.
- [3] SÁNCHEZ M. M. E. Y VÁZQUEZ G. G. V. (21 de mayo de 2004) *Optica integrada: dispositivos en miniatura*. 1^{er} encuentro Participación de la Mujer en la Ciencia, León, Guanajuato, México.
- [4] M. Z. ALAM, J. S. AITCHISON, M. MOJAHEDI(2014) *A marriage of convenience: Hybridization of surface plasmon and dielectric modes* Laser Photonics Rev. 8(3), 394–408. DOI 10.1002/lpor.201300168.
- [5] WANG, X. ET AL., (2016). *Progress in Planar Optical Waveguides*. Springer. <https://doi.org/10.1007/978-3-662-48984-0>
- [6] TECHTARGET CONTRIBUTOR, C.(Septiembre de 2005). *What is waveguide?*. Techtarger. Recuperado el 03 de enero de 2022. <https://www.techtarger.com/whatis/definition/waveguide>
- [7] FOX M. (2010). *Optical Properties of Solids*. Editorial Oxford. <https://global.oup.com/academic/product/optical-properties-of-solids-9780199573370?cc=mxlang=en>
- [8] ASHRIT L, C.(18 de Julio de 2019). *Waveguide – Classification, Modes, How it Works, Application, Advantage*. Electricalfundablog. Recuperado el 04 de enero de 2022. <https://electricalfundablog.com/waveguide-classification-modes/>
- [9] OKAMOTO, K. (2006). *Fundamentals of Optical Waveguides*. Academic Press
- [10] NAVE R. ET AL., C.(2000). *Refracción de la Luz*. Hyperphysics. <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbasees/geoopt/refr.html>

- [11] ENCICLOPEDIA UNIVERSAL(2012). *Reflexión total interna*. Recuperado el 10 de enero de 2022. https://enciclopediauniversal.es-academic.com/159376/reflexi%C3%B3n_total_interna
- [12] HERNÁNDEZ, W. (2011). *Diseño y Fabricación de Guías de Onda Ópticas con Películas de Silicio-Germanio Amorfo*. [Tesis de grado obtenido no publicada. Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica (INAOE)]. <https://inaoe.repositorioinstitucional.mx/jspui/bitstream/1009/689/1/HernandezMWW.pdf>
- [13] MORALES, L. (2020) *Micro y nanomotores fotónicos* [Tesis de grado obtenido no publicada. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California (CISESE)]. <https://1library.co/document/download/zw51nw0z?page=1>
- [14] KESARI VISHAL, C.(2 de junio de 2019). *Metal- and Dielectric-Loaded Waveguide: An Artificial Material for Tailoring the Waveguide Propagation Characteristics*. intechopen. <https://www.intechopen.com/chapters/65019>
- [15] CHEW, W. C. (15 de Febrero de 2016). *Lectures on Theory of Microwave and Optical Waveguides*. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2107.09672>
- [16] PÉREZ RODRÍGUEZ, J.E. (2016). *Acoplamiento de polaritones plasmones de superficie con defectos en cristales fotónicos 1D que contienen metamateriales*. [Tesis de grado obtenido no publicada. Benemérita Universidad Autónoma de Puebla (BUAP)]. <https://hdl.handle.net/20.500.12371/1129>
- [17] DRUDE, P. (1900). *Zur Elektronentheorie der metalle*. Annalen der Physik, 306(3), 556-613 <https://doi.org/10.1002/andp.19003060312>
- [18] BRONGERSMA MARK ET AL. (2007). *Surface Plasmon Nanophotonics*. Springer. <https://doi.org/10.1007/978-1-4020-4333-8>
- [19] MAIER, S. (2007). *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. Springer. <https://doi.org/10.1007/0-387-37825-1>
- [20] MALITSON, I. H. (1965) *Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica*. Journal of the Optical Society of America, 55(10), 1205-1209. <https://doi.org/10.1364/JOSA.55.001205>
- [21] JHONSON, P. B. Y CHRISTY, R.W.. (1972). *Optical constants of the noble metals*. Physical Review B, 6(12), 4370-4379 <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.6.4370>
- [22] LÓPEZ, C.. (2020). *El modelo clásico de electrones libres de Drude-Lorentz*. Cultura científica. <https://culturacientifica.com/2020/04/07/el-modelo-clasico-de-electrones-libres-de-drude-lorentz/>

- [23] KANE S. YEE. *Numerical Solution of initial Boundary Value Problem Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media* IEE Trans. on Antennas and propagation Vol. 14 pp302-307 May 1966
- [24] FRIAS VALERO, E. (2004). *Aportaciones al estudio de las máquinas eléctricas de flujo axial mediante la aplicación del método de los elementos finitos*. Tesis doctoral. UPC. Departament d'Enginyeria Elèctrica. ISBN 8468905755 <http://hdl.handle.net/2117/93606>