



EDUCACIÓN
SECRETARÍA DE EDUCACIÓN PÚBLICA



TECNOLÓGICO
NACIONAL DE MÉXICO

Instituto Tecnológico de Nuevo León

INSTITUTO TECNOLÓGICO DE NUEVO LEÓN

División de Estudios Profesionales



Trabajo de Titulación

Opción TI Titulación integral por tesis

Proyecto: “Sistemas mecatrónicos para comunicaciones ópticas”

EGRESADO (A):	Romario Alexander Ortiz Martinez
No. CONTROL:	19480035
CARRERA:	Ingeniería en Electrónica
ASESOR DE RESIDENCIA:	Ing. Jorge Alejandro chacón Sol

Guadalupe, N.L.

Octubre, 2023

Agradecimientos

A mi asesor de tesis el Dr. Ricardo Téllez limón por aportarme sus conocimientos y ayuda en todo momento gracias por aceptar ser mi asesor y siempre estar en la mejor disposición cuando tenía dudas

A mi asesor interno el Ing. Jorge Alejandro Chacón Sol en ayudarme en la redacción y explicarme mis errores durante todo el proceso de mi tesis. Ala doctora Dulce Citlalli Martínez Peón por ser mi asesora en la facultad y firmarme mis reportes en todo momento.

Al CICESE por brindarme la oportunidad de realizar mi prácticas profesionales y por apoyarme con la contribución del material necesario para la elaboración de esta tesis

A mis profesores a lo largo de mi carrera por su ayuda, tiempo y consejos. A mis amigos que tuve durante la carrera, gracias por los conocimientos que me han aportado.

A mi familia que me apoyaron en toda la carrera y mi novia que siempre estuvo para apoyarme cuando me sentía mal y me brindó su apoyo.

Muchas gracias.

Resumen

La tesis tiene como objetivo general es emplear un láser supercontinuo para medir la dependencia angular y espectral de la reflectancia de una película delgada de oro en la configuración de Kretschmann el título de la tesis y el tema vienen precedidos de mi estancia en el proyecto del cual soy parte en el CICESE y una de sus principales ramas es la optomecatrónica se emplean diferentes proyectos del cual esta tesis es uno de ellos, la tesis contiene un marco teórico muy amplio de los conceptos ocupados en la introducción en la optomecatrónica y al igual que muestro el montaje experimental de la configuración de Kretschmann y los resultados obtenidos de las mediciones de dependencia angular en una gráfica dada por matlab los principios electromagnéticos son detallados y el montaje experimental se describe una configuración experimental que se puede utilizar para experimentos de laboratorio. Este experimento permite determinación precisa del ángulo de extinción del plasmón Una ligera modificación de la configuración permite la investigación de la dependencia de SPP en la longitud de onda al final obtenemos los resultados esperados.

Abstract

The general objective of the thesis is to use a supercontinuum laser to measure the angular and spectral dependence of the reflectance of a thin gold foil in the Kretschmann configuration. The title of the thesis and the topic are preceded by my stay in the project of which I am part of CICESE and one of its main branches is optomechatronics, different projects are used, of which this thesis is one of them, the thesis contains a very broad theoretical framework of the concepts used in the introduction to optomechatronics and, as I show The experimental setup of the Kretschmann configuration and the results obtained from the angular dependence measurements in a graph given by Matlab The electromagnetic principles are detailed and the experimental setup describes an experimental setup that can be used for laboratory experiments. This experiment allows precise determination of the plasmon extinction angle. A slight modification of the setup allows investigation of the dependence of SPP on the wavelength in the end we obtain the expected results.

Palabras clave: Plasmones polaritones de superficie (SPP), configuración de Kretschmann, reflectancia, laser supercontinuo, espectro electromagnético

Índice

1. Introducción	2
1.2 Descripción de la unidad económica y trabajo del estudiante	2
1.3 Motivación	3
1.4 Hipótesis	3
1.5 Objetivo general	4
1.6 Objetivos específicos	4
1.7 Justificación	4
2. Marco teórico	5
2.1 Ondas electromagnéticas	5
2.2 Espectro Electromagnético	5
2.3 Relación entre la longitud de onda con frecuencia y energía	6
2.4 Propagación de luz en medios continuos	7
2.4.1 Vacío	7
2.4.2 Gas	7
2.4.3 Sólidos	7
2.5 Polarización de luz: vectores y matrices de jones	8
2.5.1 Matrices	13
2.5.2 Retardador de fase	13
2.5.3 Rotador	14
2.6 Principio de Fermat	16
2.7 Ley de Snell	19
2.7.1 Ley de Reflexión	20
2.8 Coeficientes de Fresnel	21
2.9 Polarización por reflexión y Angulo de brewster	23
3. Reflexión total interna y Angulo critico	27
3.1 Ondas envasantes	30
3.2 Plasmones polaritones de superficie (SPP)	33
3.3 Condiciones de excitación de un SPP	34
3.4 Configuración de Kretschmann y Otto	35
3.5 Curvas de dispersión: modos radiados y confinados	37
3.6 Reflexión totalmente atenuada (ATR)	38
4. Metodología	39

4.1 Experimento	39
4.1.1 Material	39
4.2 Configuración óptica para medir la extinción de plasmones	39
4.3 Realización del experimento	40
4.4 Explicación del experimento	43
5. Resultados	44
5.1 Conclusión	46
6. Referencias	50
6.1 Anexos	51
6.1.1 Código de matlab	51
6.1.2 Ecuaciones del Angulo crítico	52

CICESE UNIDAD MONTERREY



1. Introducción

El tema que aborda la tesis es muy relevante para el campo de la optomecatrónica por que brinda nuevos datos con respecto a un experimento ya antes utilizado para diferentes láseres monocromáticos, pero en vez de utilizar un láser con esas características se utiliza un láser supercontinuo que brinda la amplia gama de espectro electromagnético donde podemos detectar en diferentes longitudes de onda que pasa con el láser al momento de incidir en una lámina de oro, previamente con diferentes artículos ya se ha puesto a prueba el experimento pero no con un láser con estas condiciones

El problema a resolver se básicamente determinar si es posible emplear un láser supercontinuo para medir la dependencia angular y espectral de la reflectancia de una película delgada de oro en la configuración de Kretschmann

El enfoque que le quería dar para resolver el problema es aplicando un poco la mecánica del laboratorio con la configuración de Kretschmann implementado el láser supercontinuo incidiendo en el prisma y yo controlando la base del láser para tomar la mayor intensidad en cada Angulo y así poder obtener los mejores resultados del experimento

El documento está formado por un marco teórico lleno de conceptos que hay que adquirir para comprender mejor el experimento, la metodología del documento en el cual hay una descripción del experimento y visualizaciones con imágenes de lo que es el experimento y los resultados, conclusiones obtenidas.

1.2 Descripción de la unidad económica y trabajo del estudiante

La Unidad Foránea Monterrey del CICESE (UFM) tiene como misión el generar conocimiento a través de proyectos de investigación científica, desarrollo tecnológico e innovación. Para lograr los objetivos a mediano y largo plazo tiene 3 ejes de acción transversales:

- a) Investigación científica y tecnológica
- b) Vinculación y desarrollo tecnológicos
- c) Formación de recursos humanos

Todo esto en enfocado en la nano óptica, dispositivos médicos conectados, y optomecatrónica. Mi trabajo como practicante en este centro de investigación la adquisición de conocimiento para proyectos es primordial y generar una tesis de licenciatura con temas a tratar en la unidad para poder formarme y entrar de la mejor manera al posgrado.

1.3 Motivación

Es bien sabido que, al emplear la configuración de Kretschmann, la reflectancia de una película delgada de oro, y en general de cualquier material absorbente, depende de la longitud de onda con que se ilumina la muestra y el ángulo de incidencia de la luz.

Usualmente, se emplean láseres monocromáticos (a una sola longitud de onda) para medir la dependencia angular. Sin embargo, poco se ha explorado para medir simultáneamente la dependencia angular y espectral de la reflectancia.

Para este propósito, otros autores como Yijun Tang y Xiangqun Zeng [7] también como Olivier Pluchery, Romain Vayron y Kha-Man Van [6] han empleado fuentes de luz de amplio espectro de baja coherencia espacial, como son leds de amplio espectro o lámparas incandescentes. Sin embargo, por su baja coherencia espacial, la reflectancia medida presenta dispersión cromática, dificultando la sistematicidad en las mediciones.

Una posible solución para medir simultáneamente la dependencia angular y espectral es emplear una fuente coherente de luz de amplio espectro. Una fuente de luz que cumple con estas características, son los denominados láseres supercontinuos.

1.4 Hipótesis

Es posible emplear un láser supercontinuo para medir la dependencia angular y espectral de la reflectancia de una película delgada de oro en la configuración de Kretschmann.

1.5 Objetivo general

Medir la dependencia de los espectros de reflectancia de una película delgada de oro en función de la longitud de onda y ángulo de la luz incidente, empleando la configuración de Kretschmann y una fuente de luz de amplio espectro.

1.6 Objetivos específicos

- Estudiar los conceptos físicos relacionados con la medición de espectros electromagnéticos en la región del visible mediante la configuración de Kretschmann.
- Diseñar un sistema mecatrónico para medir sistemáticamente la reflectancia de una película delgada de oro en la configuración de Kretschmann.
- Medir la reflectancia de una película delgada de oro empleando el sistema optomecatrónico desarrollado y la dependencia de la reflectancia en función de la longitud de onda y ángulo de incidencia de la luz.
- Analizar los resultados obtenidos mediante pos procesamiento numérico de datos.

1.7 Justificación

Para tener un entrenamiento básico de cómo están conformado las diferentes técnicas que se emplean en el CICESE y que diferentes experimentos referente a la optomecatrónica que se pueden hacer adentro de la institución para poder llegar con mayor conocimiento a un posgrado en la institución.

El CICESE es una institución de referencia nacional e internacional en ciencias cuya experiencia académica apoya el desarrollo nacional, forma recursos humanos y ayuda a generar conocimiento útil en la solución de problemas que afectan el entorno social y económico de México.

2. Marco teórico

2.1 Ondas electromagnéticas

El flujo de energía que se intercambia entre campos eléctricos y magnéticos se propaga por el espacio, y también descubrimos que estas ondas viajan exactamente a la velocidad de la luz en el vacío. Hemos visto que una onda electromagnética armónica plana se comporta y se propaga como una onda transversal; es decir, "vibra" u oscila perpendicularmente a la dirección de propagación.

2.2 Espectro Electromagnético

El espectro electromagnético es como llamamos al conjunto de posibles rangos de frecuencia de las ondas electromagnéticas. Las diversas ondas electromagnéticas con las que estamos familiarizados en la vida cotidiana no son más que una división del espectro electromagnético por frecuencia (f) o longitud de onda (λ).

La tabla 1.1 Muestra los diferentes tipos de ondas electromagnéticas y sus correspondientes partes del espectro, rangos de frecuencia o longitudes de onda.

Tabla 1.1

Región del espectro	Rango de longitudes de onda	Rango de frecuencias
Onda de radio larga	>10 m	<30MHz
Onda de radio corta	10 cm -10m	30MHz - 3Ghz
Onda de radio microondas	1mm – 10 cm	3 – 300GHz
Infrarrojos	700 nm – 1mm	3 – 10^{11} – $4 \cdot 10^{14}$ Hz
Luz visible	400 – 700 nm	$4 \cdot 10^{14}$ - $7 \cdot 10^{14}$ Hz
Ultravioletas	10 – 400 nm	$7 \cdot 10^{14}$ - $3 \cdot 10^{16}$ Hz
Rayos x	0,01 – 10 nm	$3 \cdot 10^{16}$ – $3 \cdot 10^{19}$ Hz
Rayos Gama	< 10^{-11} m	> $3 \cdot 10^{19}$ Hz

2.3 Relación entre la longitud de onda con frecuencia y energía

Longitud de onda es la distancia entre períodos repetidos de una onda a una frecuencia determinada. Cuanto mayor sea la frecuencia, menor será la longitud de onda.

Cuando reproduce dos sonidos idénticos que están desfasados, algunos componentes de frecuencia se cancelan entre sí, creando silencio en esas áreas. Esto se llama cancelación de fase y ocurre cuando la misma frecuencia cruza al mismo nivel. Además de su naturaleza ondulatoria, la radiación electromagnética tiene algunos aspectos de comportamiento de partículas.

En algunos casos, la radiación electromagnética toma la forma de una agrupación de unidades discretas de energía con un pulso. Estas unidades discretas se denominan fotones. La relación entre la energía transferida (E) de un fotón y su frecuencia (ν) se determina:

$$E = h\nu$$

La constante de proporcionalidad en esta fórmula es la constante de Planck (h):

$$h = 6.626 * 10^{-34}[\text{julios} - \text{seg}]$$

A veces se usa la frecuencia angular (ω) en lugar de la frecuencia (ν) para usar la constante de Planck modificada (h):

$$h = \frac{h}{2\pi} = 1.054 * 10^{-34}[\text{julios} - \text{seg}]$$

La energía dada por:

$$E = h\nu = h * 2\pi * \nu = h\omega$$

Esta fórmula se puede expresar de diferentes formas utilizando la relación entre frecuencia (ν) y longitud de onda

$$c = \lambda * \nu$$

Tenemos que:

$$E = h * c / \lambda$$

Esta fórmula establece que la energía de cada fotón es inversamente proporcional a su longitud de onda. Esto significa que cada fotón de longitud de onda más corta transporta más energía que un fotón de longitud de onda más larga. Dado que h y c son constantes universales, cada longitud de onda o frecuencia es suficiente para describir completamente el fotón.

2.4 Propagación de luz en medios continuos

La luz es una radiación electromagnética en la parte del espectro electromagnético que el ojo humano puede percibir. La luz visible se define como una longitud de onda en el rango de 400 a 700 nm, entre el infrarrojo y el ultravioleta. Esta longitud de onda representa una frecuencia de aproximadamente. 430 a 750 Tera hercios (THz). La propagación de la luz se refiere a la forma en que las ondas electromagnéticas transfieren su energía de un punto a otro.

2.4.1 Vacío

Hay poca dispersión de luz, por lo que los rayos de luz que pasan a través del vacío serán completamente invisibles excepto para los objetos en el camino del rayo.

2.4.2 Gas

Los electrones en estado fundamental absorben fotones con cierta energía. Esta energía hace que los electrones vibren alrededor del estado fundamental no excitado hasta el siguiente nivel de energía más alto posible porque esta energía es diferente de la diferencia de energía entre los 2 niveles de energía cuánticos permitidos en el gas. Inmediatamente, este electrón vuelve a irradiar otro fotón con la misma energía en una dirección aleatoria.

Este proceso ocurre una y otra vez cuando las ondas de luz golpean cada molécula de gas y dispersan la luz en direcciones distintas a la dirección de viaje original (dispersión lateral), haciendo que los rayos sean visibles. Sin embargo, dado que el medio gaseoso no es denso, solo una pequeña cantidad de luz se dispersa lateralmente y la mayor parte de la energía se disipará, manteniendo el medio transparente.

2.4.3 Sólidos

Se produce la dispersión de la luz y los fotones enviados interfieren con la propagación directa. La propagación a través de un gas da como resultado obstrucción, pero no material visibles o con patrones claros debido al azar de las moléculas. La disposición de las moléculas produce principalmente interferencia destructiva con dispersión lateral y retro dispersada, mientras que la dispersión de la luz hacia adelante produce interferencia constructiva. Por lo tanto, el efecto general de la dispersión mejora la permeabilidad directa. Esto hace que la difusión sea más fácil en los sólidos que en los gases.

2.5 Polarización de luz: vectores y matrices de jones

Considere una onda electromagnética que se propaga a lo largo de la dirección z del sistema de coordenadas que se muestra en la **Figura 1**. Sea el campo eléctrico de esta onda, en el origen del sistema de ejes, será representado por el vector \vec{E} mostrado entonces como se puede observar en la figura, en términos de los vectores.

$\hat{x}\hat{y}$

$$E = E_x\hat{x} + E_y\hat{y} \quad (1)$$

Figura 1

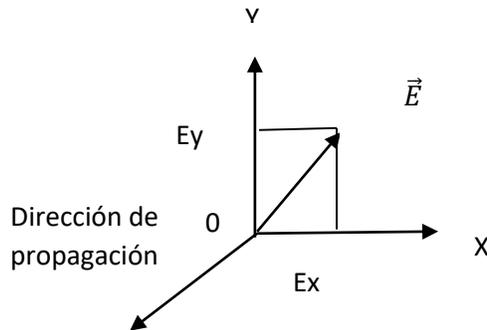


Figura 1 Representación instantánea del vector \vec{E} de una onda de luz que viaja en la dirección +z

Escribió los componentes del campo complejo para las ondas que viajan en dirección +z-z. Con amplitudes, fases y como E_{0x} y E_{0y} también ϕ_x y ϕ_y

$$\tilde{E}_x = E_{0x}e^{i(kz-\omega t+\phi_x)} \quad (2)$$

Y

$$\tilde{E}_y = E_{0y}e^{i(kz-\omega t+\phi_y)} \quad (3)$$

Aquí $E_x = \tilde{E}_x$ y $E_y = \tilde{E}_y$

Usando las Ecuaciones (2) y (3) en la ecuación. (1) da, para el campo complejo \vec{E}

$$\vec{E} = E_{0x}e^{i(kz-\omega t+\phi_x)}\hat{x} + E_{0y}e^{i(kz-\omega t+\phi_y)}\hat{y}$$

Que también se puede escribir

(4)

$$\vec{E} = [E_{0x}e^{i\phi_x}\hat{x} + E_{0y}e^{i\phi_y}\hat{y}]e^{i(kz-\omega t)} = \tilde{E}_0e^{i(kz-\omega t)}$$

La cantidad entre paréntesis en la ecuación. (4), separa en componentes x e y la ecuación, entonces ahora es el vector de amplitud complejo para la onda polarizada.

Dado que el estado de polarización de la luz está completamente dado por las amplitudes y fases relativas de estos componentes, necesitamos concentrarnos solo en la amplitud compleja, escrita como una matriz de dos elementos, o Jones vector

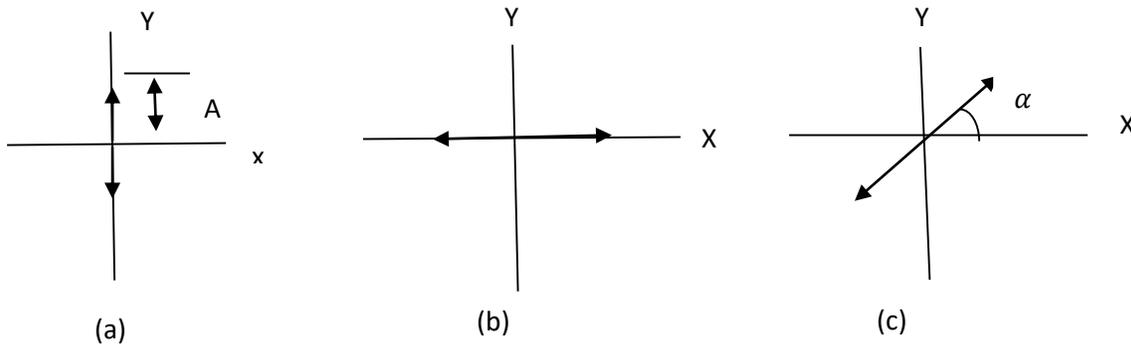
$$\tilde{E}0 = \begin{pmatrix} \tilde{E}0x \\ \tilde{E}0y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E0xe^{i\varphi x} \\ E0ye^{i\varphi y} \end{pmatrix} \quad (5)$$

Con esta matriz da para que las formas de los vectores de Jones se describan polarización lineal, circular y elíptica. En la **Figura 2(a)**, polarizado verticalmente la luz viaja en dirección +z al exterior de el documento con su largo al eje y. Dado que tiene una magnitud que varía sinusoidalmente a medida que avanza, el vector de campo eléctrico varía entre Ay y $-Ay$, digamos, y Mostramos el comportamiento por una flecha de dos puntas, como se muestra en la **Figura 2(a)** Como el tiempo progresa, la punta del vector de campo eléctrico traza posiciones a lo largo la extensión de la flecha. El campo representado en la **Figura 2(a)** es representado por $E0x = 0$ y $E0y = A$ En ausencia de un componente la fase, φy se puede establecer igual a cero por conveniencia. Entonces, para la Ecuación (5), el vector de Jones correspondiente es

$$\tilde{E}0 = \begin{pmatrix} E0xe^{i\varphi x} \\ E0ye^{i\varphi y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ A \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Polarización lineal a lo largo de y

Figura 2



Representación de luz polarizada linealmente con varias orientaciones. En cada caso, la luz se propaga en la dirección z positiva.

Además, cuando sólo interesa el modo de polarización, la amplitud A puede establecerse igual a 1. El vector de Jones para luz polarizada linealmente verticalmente es esta forma simplificada, es la forma normalizada del vector. En general, un vector se expresa en forma normalizada cuando

$$|a|^2 + |b|^2 = 1$$

De manera similar, la **Figura 2(b)** representa luz polarizada horizontalmente, para la cual

$$E0y = 0, \varphi x = 0, \text{ y } E0x = A,$$

$$\vec{E}_0 = \begin{pmatrix} E_{0x}e^{i\varphi x} \\ E_{0y}e^{i\varphi y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ A \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Polarización lineal a lo largo de x

Por otro lado, la **Figura 2(c)** representa luz polarizada linealmente cuyas vibraciones ocurren a lo largo de una línea que forma un ángulo con respecto al eje x.

Así mismo deberíamos poder observar todos los componentes x e y de \vec{E} donde están presentes simultáneamente. Evidentemente, este es un caso general de luz polarizada linealmente que se reduce a luz polarizada verticalmente. Cuando $\alpha = 90^\circ$ y al modo polarizado horizontalmente cuando $\alpha = 0^\circ$. Observa que para producir la vibración resultante que se muestra en la **Figura 3(a)**, las dos vibraciones perpendiculares \vec{E}_0x y \vec{E}_0y deben estar en fase. Es decir, deben pasar a través del origen juntos, aumentan a lo largo de sus respectivos ejes positivos juntos alcanzan sus valores máximos, y luego regresan juntos a continuar el ciclo. La **figura 3(a)** aclara esta secuencia. En consecuencia desde que requerimos simplemente una fase relativa de cero establecemos $\varphi x = \varphi y = 0$. Para un resultante con amplitud A, las amplitudes de los componentes perpendiculares son $E_{0x} = A \cos \alpha$ y $E_{0y} = A \sin \alpha$ y el vector de Jones toma la forma

$$\vec{E}_0 = \begin{pmatrix} E_{0x}e^{i\varphi x} \\ E_{0y}e^{i\varphi y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A \cos \alpha \\ A \sin \alpha \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix}$$

Polarización lineal a lo largo de α

(6)

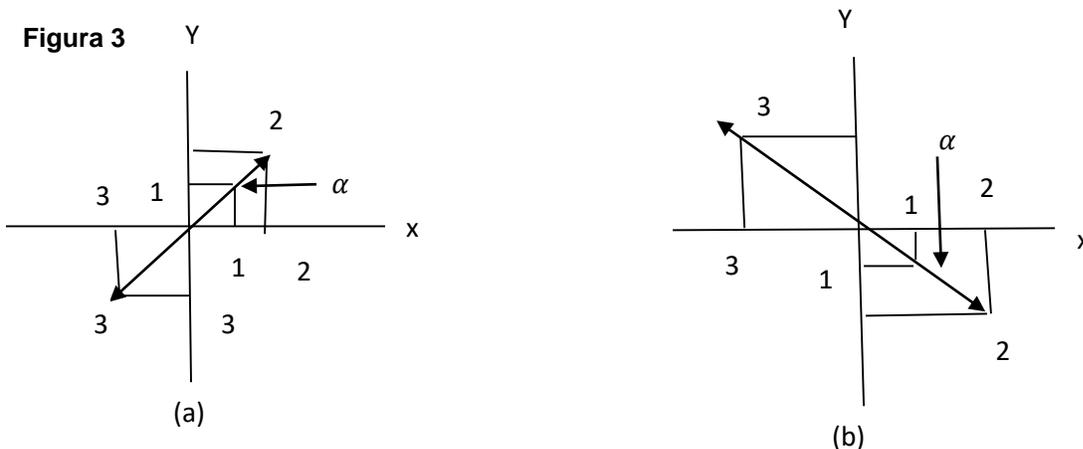


Figura 3 (a) Eléctrico polarizado linealmente vectores de campo cuyas componentes x e y están en fase se encuentran en el primer y tercer cuadrante. **(b)** Campo eléctrico polarizado linealmente vectores cuyas componentes x e y son fuera de fase se encuentran en el segundo y en el cuarto cuadrante

El caso $\alpha = 0^\circ$ y $\alpha = 90^\circ$ para otras orientaciones, por ejemplo $\alpha = 60^\circ$

$$\vec{E}_0 = \begin{pmatrix} \cos(60^\circ) \\ \sin(60^\circ) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \\ \frac{\sqrt{3}}{2} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ \sqrt{3} \end{pmatrix}$$

Alternativamente, dado un vector $\vec{E}_0 = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$ donde a y b son números reales, la inclinación de la luz polarizada linealmente correspondiente viene dada por

$$\vec{E}_0 = \tan^{-1}\left(\frac{b}{a}\right) = \tan^{-1}\left(\frac{E_{0y}}{E_{0x}}\right) \quad (7)$$

Generalizando un poco, supongamos que fuera un ángulo negativo, como en la **Figura 3(b)**. En este caso, E_{0y} es un número negativo, ya que el seno es una función impar E_{0x} mientras que sigue siendo positivo. El signo negativo asegura que las dos vibraciones son π fuera de fase, según sea necesario para producir luz polarizada linealmente \vec{E} .

En referencia a la **Figura 3(b)** de nuevo, este significa que si la vibración x aumenta desde el origen a lo largo de su dirección positiva, la vibración y debe aumentar desde el origen a lo largo de su dirección negativa. La vibración resultante tiene lugar a lo largo de una línea con pendiente negativa.

Resumiendo, un vector de Jones $\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$ con números reales a y b , no ambos cero, representa luz polarizada linealmente en ángulo de inclinación $\alpha = \tan^{-1}\left(\frac{b}{a}\right)$. Ahora puede ser evidente que al determinar la vibración resultante debido a dos componentes perpendiculares, de hecho estamos determinando la figura de Lissajous apropiada. Si la diferencia de fase entre las vibraciones es otra que 0 o π la resultante \vec{E} traza una elipse en lugar de una recta línea.

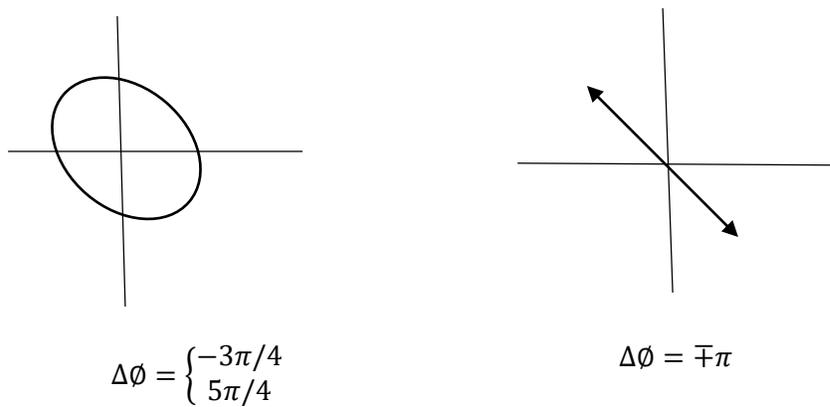
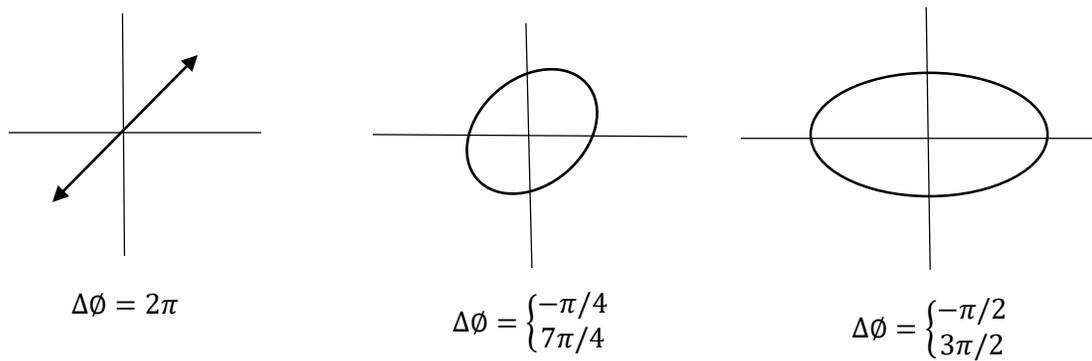
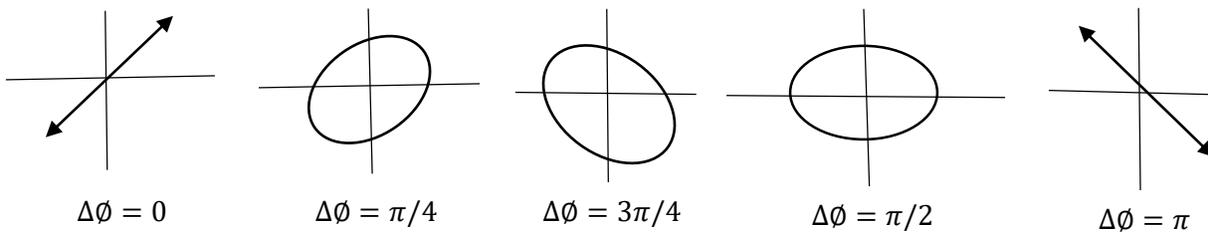
Por supuesto, la línea recta puede considerarse un caso especial de la elipse, como puede el círculo. La **figura 4** resume la secuencia de figuras de Lissajous en función de la fase relativa $\Delta\varphi = \varphi_y - \varphi_x$ para el caso general $E_{0x} \neq E_{0y}$.

Aviso el sentido de rotación de la punta \vec{E} del alrededor de las elipses que se muestran en Figura 4, que hace que el caso $\Delta\varphi = \pi/4$, por ejemplo, sea diferente del caso $\Delta\varphi = 7\pi/4$. Cuando $E_{0x} = E_{0y}$ las elipses correspondientes $\Delta\varphi = \pi/2$ o $\Delta\varphi = 3\pi/2$ reducir a círculos [1].

Figura 4

Cifras de Lissajous como una función de fase relativa para vibraciones ortogonales de amplitud desigual. Una ventaja de ángulo π mayor que también se puede representar como un desfase angular inferior a π . Para todas las figuras hemos adoptado la convención de desfase

$$\Delta\varphi = \varphi_y - \varphi_x$$



2.5.1 Matrices

Varios dispositivos pueden servir como elementos ópticos que transmiten luz pero modifican el estado de polarización. Los mecanismos físicos que subyacen a su funcionamiento. Estos polarizadores se pueden describir generalmente mediante matrices 2 x 2 de Jones

$$M = \begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix}$$

Donde los elementos de la matriz a, b, c y d determinan la manera en que los polarizadores modifican la polarización de la luz que transmiten. Se clasificarán tales polarizadores en términos de sus efectos, que son básicamente tres en número. [1]

El polarizador lineal elimina selectivamente todos o la mayoría de \vec{E} vibraciones. La dirección dada, mientras que permite que las vibraciones en la dirección perpendicular sean transmitidas. En la mayoría de los casos, la selectividad no es 100% eficiente, por lo que en la luz transmitida está parcialmente polarizada.

La **Figura 5** ilustra la operación esquemáticamente. La luz no polarizada que viaja en +z los pasos a través un polarizador lineal, cuyo eje de transmisión, o transmisión eje (TA), es vertical. La luz no polarizada está representada por dos vibraciones perpendiculares (x e y), ya que cualquier dirección de vibración presente puede descomponerse en componentes a lo largo de estas direcciones.

La luz transmitida incluye componentes solo a lo largo de la dirección TA y, por lo tanto, está polarizado linealmente en la dirección vertical, o Los componentes horizontales de la luz original. Han sido eliminados por absorción.

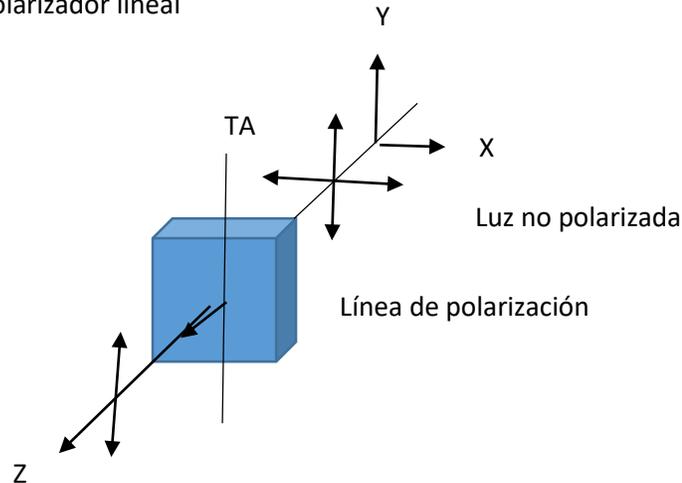
2.5.2 Retardador de fase

El retardador de fase no elimina ninguno de los componentes ortogonales de \vec{E} vibraciones pero más bien introduce una diferencia de fase entre ellos. Si la luz correspondiente a cada vibración ortogonal viaja con una velocidad diferente a través de dicha placa de retardo, habrá una diferencia de fase acumulativa $\Delta\varphi$, entre las dos olas a medida que emergen.

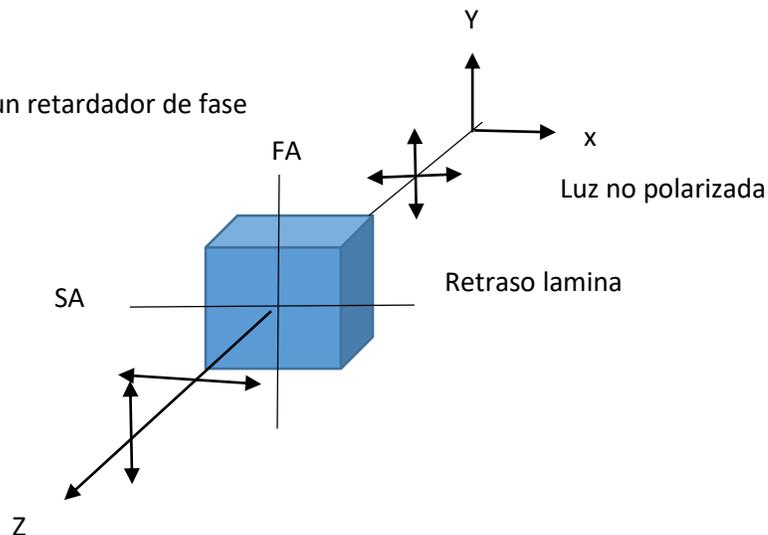
Simbólicamente, la **figura 6** muestra el efecto de una placa de retardo sobre la luz no polarizada en un caso en el que la componente vertical viaja a través de la placa. Más rápido que la componente horizontal. Esto lo sugiere la separación esquemática de los dos componentes en el eje óptico.

Figure 5

Funcionamiento de un polarizador lineal

**Figura 6**

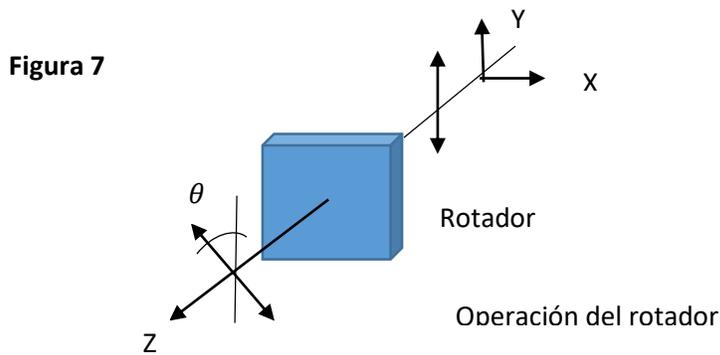
Funcionamiento de un retardador de fase



Las ondas están presentes simultáneamente en cada punto a lo largo del eje. El eje rápido También se indican las direcciones del eje (FA) y lento (SA) de la placa. Cuando la diferencia $\Delta\varphi = \pi/2$ de fase la placa de retardo se llama cuarto de onda cuando lo es π , se llama placa de media onda.

2.5.3 Rotador

El rotador tiene el efecto de girar la dirección de la luz polarizada linealmente Incidente en él por algún ángulo particular. La luz polarizada linealmente vertical se muestra incidente en un rotador en la **Figura 7**. El efecto del elemento rotador es para transmitir luz polarizada linealmente cuya dirección de vibración ha sido, en este caso, girado en sentido contrario a las agujas del reloj un ángulo.



Deseamos ahora crear un conjunto de matrices correspondientes a estos tres tipos de polarizadores de modo que al igual que el elemento óptico altera el modo de polarización del haz de luz real, una matriz de elementos que opera en un vector de Jones producir el mismo resultado matemáticamente. Adoptamos un punto de vista pragmático en la formulación de matrices apropiadas. Por ejemplo, considere un polarizador lineal con un eje de transmisión a lo largo de la vertical, como en la **Figura 5**. Sea una matriz 2×2 que representen al polarizador operan sobre luz polarizada verticalmente, y que los elementos de la matriz a determinar se representen con las letras a, b, c y d.

La luz transmitida o producto resultante en este caso debe ser de nuevo luz polarizada linealmente verticalmente. Simbólicamente,

$$\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Esta ecuación matricial, de acuerdo con las reglas de la multiplicación de matrices, es equivalente a las ecuaciones algebraicas

$$a(1) + b(0) = 0$$

$$c(1) + d(0) = 0$$

De lo cual $a = 0$ y $c = 0$ Concluimos aquí sin más pruebas, entonces, que la matriz apropiada es.

$$M = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \text{ Polarizador lineal, TA vertical}$$

Suponer luego que el polarizador lineal tiene un TA inclinado a 45° con respecto al eje x., consideramos, a su vez, la acción del polarizador en luz polarizada linealmente en la misma dirección que y perpendicular a la TA del polarizador. Luz polarizada en la misma dirección que el TA está representado por el vector de Jones $\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$ y la luz con una polarización dirección que es perpendicular a la TA está representada por el vector de Jones Luego, siguiendo el enfoque utilizado anteriormente.

$$\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Y

$$\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Equivalentemente

$$a + b = 1$$

$$c + d = 1$$

$$a - b = 0$$

$$c - d = 0$$

O $a = b = c = d = \frac{1}{2}$ Por lo tanto, la matriz correcta es

$$M = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \quad \text{Polarizador lineal, TA a } 45^\circ$$

De la misma manera, una matriz general que representa un polarizador lineal con TA en él se puede determinar el ángulo.

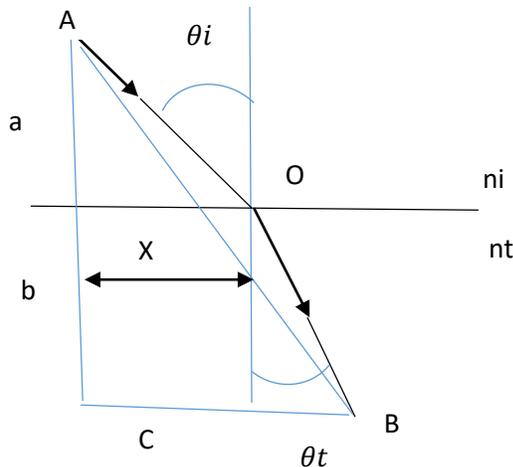
2.6 Principio de Fermat

Las leyes de la óptica geométrica también se pueden derivar, quizás de manera más elegante, de una hipótesis fundamental diferente. La idea raíz había sido introducida por el Héroe de Alejandría, que vivió en el siglo II a.C. De acuerdo al Héroe, cuando la luz se propaga entre dos puntos, toma el camino más corto. Para la propagación entre dos puntos en el mismo medio uniforme, el camino es claramente la línea recta que une los dos puntos. Cuando la luz del primer punto A, **figura 8**, alcanza el segundo punto B después de la reflexión desde una superficie plana, sin embargo, el mismo principio predice la ley de la reflexión, como sigue.

$$t = \frac{AO}{v_i} + \frac{OB}{v_t}$$

Figura 9

Construcción para demostrar la ley de refracción del principio de Fermat.



Aquí vemos que son las velocidades de la luz en el incidente y la transmisión medios, respectivamente. Empleando el teorema de Pitágoras y las distancias definidas en la **Figura 9**

Tenemos $AO = \sqrt{a^2 + x^2}$ y $OB = \sqrt{b^2 + (c-x)^2}$ eso

$$t = \frac{\sqrt{a^2 + x^2}}{v_i} + \frac{\sqrt{b^2 + (c-x)^2}}{v_t}$$

Dado que otras opciones de trayectoria cambian la posición del punto O y, por lo tanto, la distancia x, podemos minimizar el tiempo estableciendo $dt/dx = 0$:

$$\frac{dt}{dx} = \frac{x}{v_i \sqrt{a^2 + x^2}} - \frac{c-x}{v_t \sqrt{b^2 + (c-x)^2}} = 0$$

Nuevamente de la **Figura 9**, en los dos triángulos rectángulos que contienen AO y OB, respectivamente, los ángulos de incidencia y refracción pueden ser convenientemente introduciendo en la condición anterior, ya que $\sin \theta_i = \frac{x}{\sqrt{a^2 + x^2}}$ y $\sin \theta_t = \frac{c-x}{v_t \sqrt{b^2 + (c-x)^2}}$ y tiene.

$$\frac{dt}{dx} = \frac{\sin \theta_i}{v_i} - \frac{\sin \theta_t}{v_t} = 0$$

Simplificando la ecuación igualada a cero, obtenemos de una vez $v_t \sin \theta_i = v_i \sin \theta_t$

Introduciendo los índices de refracción de los medios a través de la relación llegamos a la ley de Snell:

$$n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t$$

El principio de Fermat, requirió refinamiento para lograr aplicabilidad más general. Existen situaciones en las que el camino real tomado por un rayo de luz puede representar un tiempo máximo o incluso uno de los muchos caminos posibles, todos requieren el mismo tiempo.

Como ejemplo del último caso, considere la luz que se propaga de un foco al otro dentro de un espejo elipsoidal, a lo largo de cualquiera de un número infinito de caminos posibles. Como la elipse es el lugar geométrico de todos los puntos cuyas distancias combinadas desde los dos focos es una constante, todos los caminos son de hecho de igual tiempo. Un enunciado más preciso del principio de Fermat, que requiere meramente un extremo relativo a los caminos vecinos, se puede dar como siguiente:

El camino real tomado por un rayo de luz en su propagación entre dos puntos dados en un sistema óptico es tal que hace que su camino óptico sea igual, en la primera aproximación, a otras trayectorias muy próximas a la real.

Con esta formulación, el principio de Fermat cae en la clase de problemas llamado cálculo variacional, una técnica que determina la forma de una función que minimiza una integral definida. En óptica, la integral definida es la integral del tiempo requerido para el tránsito de un rayo de luz desde que comienza hasta que termina puntos [2]

2.7 Ley de Snell

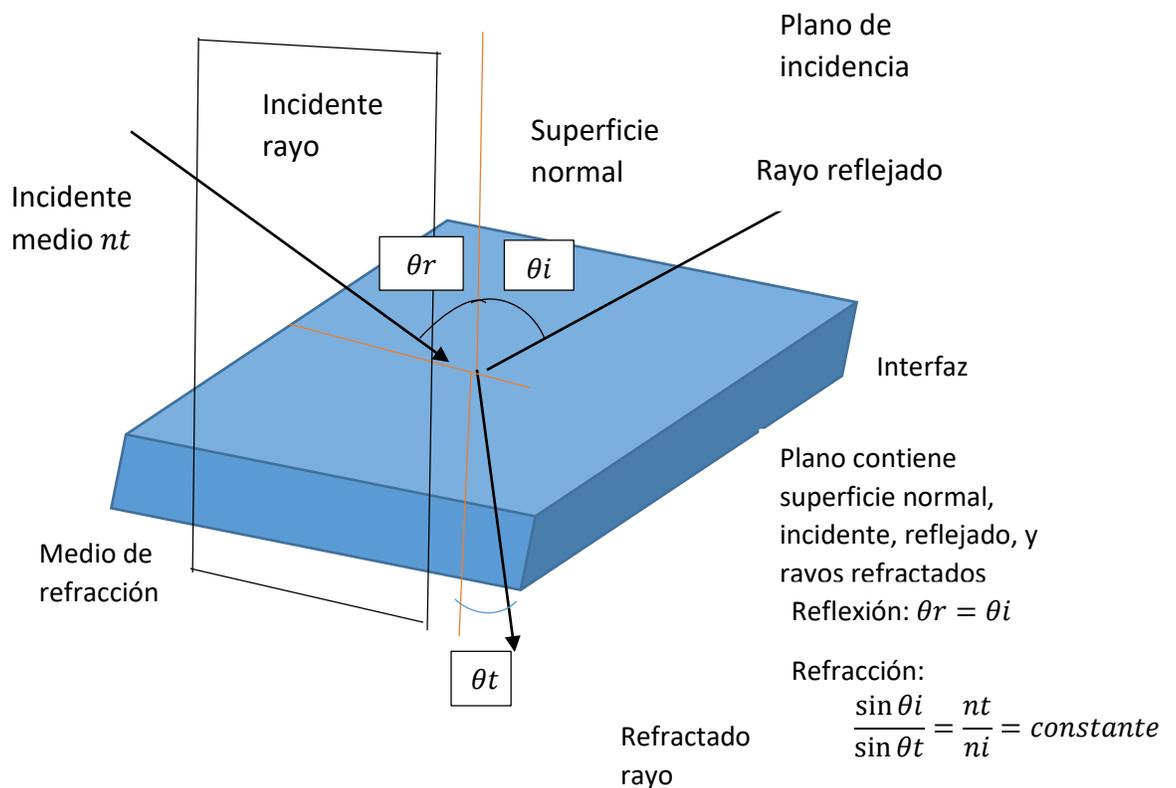
Ley de Refracción (Ley de Snell). Cuando un rayo de luz se refracta en una interfaz que divide dos medios transparentes, el rayo transmitido permanece dentro del plano de incidencia y el seno del El ángulo de refracción θ_t es directamente proporcional al seno del ángulo de incidencia θ_i . Estas dos leyes se resumen en la **Figura 10**, que representa el caso general en el que un rayo incidente se refleja parcialmente y se transmite parcialmente en una interfaz plana que separa dos medios transparentes

2.7.1 Ley de Reflexión

Cuando un rayo de luz se refleja en una interfaz que divide dos medios ópticos, el rayo reflejado permanece dentro del plano de incidencia, y el ángulo de reflexión θ_r es igual al ángulo de incidencia θ_i . El plano de incidencia es el plano que contiene el rayo incidente y la superficie normal en el punto de incidencia. [2]

Figura 10

Reflexión y refracción en un Interfaz entre dos medios ópticos. Se muestran los rayos incidentes, reflejados y refractados. En el plano de incidencia.

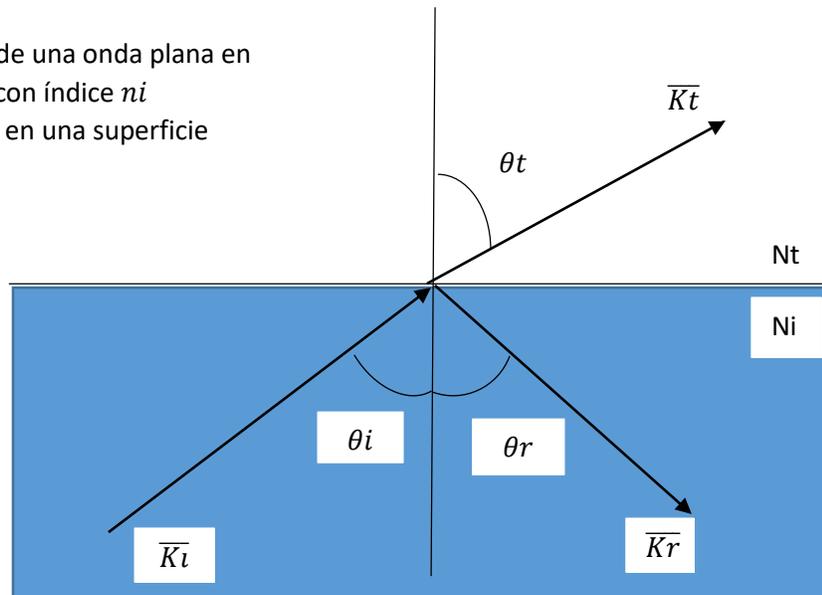


2.8 Coeficientes de Fresnel

Los coeficientes de Fresnel son los parámetros que permiten medir la relación entre los campos eléctricos transmitido y reflejado cuando una onda experimenta un cambio en las propiedades del medio por el que se propaga. Para entender los coeficientes de Fresnel se empezará hablando del comportamiento de una onda en una interfaz. Primero se supondrá que la onda de luz monocromática incidente es plana (ver **figura 11**)

Figura 11

Diagrama de una onda plana en un medio con índice n_i incidiendo en una superficie plana.



Tiene por lo tanto la forma

$$E_i = E_{oi} \exp[i(k_i \cdot r - \omega t)]$$

O expresado más sencillamente

$$E_i = E_{oi} \cos(k_i \cdot r - \omega t)$$

Donde E_{oi} es la amplitud de la onda k_i , el vector de onda o de propagación, r el vector posición ω , la frecuencia temporal angular y el tiempo t .

Se supondrá que E_{oi} es constante en el tiempo, es decir que la onda es linealmente polarizada o polarizada en un plano. Observemos que así como el origen de tiempos, $t = 0$ es arbitrario, también lo es en el origen O en el espacio, donde $r = 0$. Por lo tanto, sin hacer suposiciones acerca de sus direcciones, frecuencias, longitudes de onda, fases o amplitudes, podemos formular las ondas reflejadas y transmitidas como

$$E_r = E_{or} \cos(k_r \cdot r - \omega t + \epsilon_r)$$

Y

$$E_t = E_{ot} \cos(k_t \cdot r - \omega t + \epsilon_t)$$

Aquí E_r y E_t son constantes de fase relativas a E_i .

Las leyes de la teoría electromagnética exigen ciertos requisitos que los campos han de cumplir, a los que nos referimos como las condiciones de frontera. En concreto, uno de estos requisitos es que la componente del campo eléctrico E , que es tangente a la interfaz, debe ser continua a través de ella (lo mismo deberá aplicarse para B). Dicho de otro modo, la componente tangencial total de E en un lado de la superficie deberá ser igual a la del otro lado

Para encontrar la relación que existe entre las fases de $E_i(r, t)$, $E_r(r, t)$ y $E_t(r, t)$ en la frontera es necesario hacer uso de la ley de Snell

$$n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t$$

Donde θ_i es el ángulo incidente y θ_t es el ángulo transmitido. Ahora habiendo definido la ley de Snell usamos el coeficiente de reflexión, el cual se define como la razón entre el campo eléctrico reflejado por el incidente:

$$r = \frac{E_r}{E_i}$$

Y el coeficiente de transmisión, el cual se define como la razón entre el campo eléctrico transmitido por el incidente:

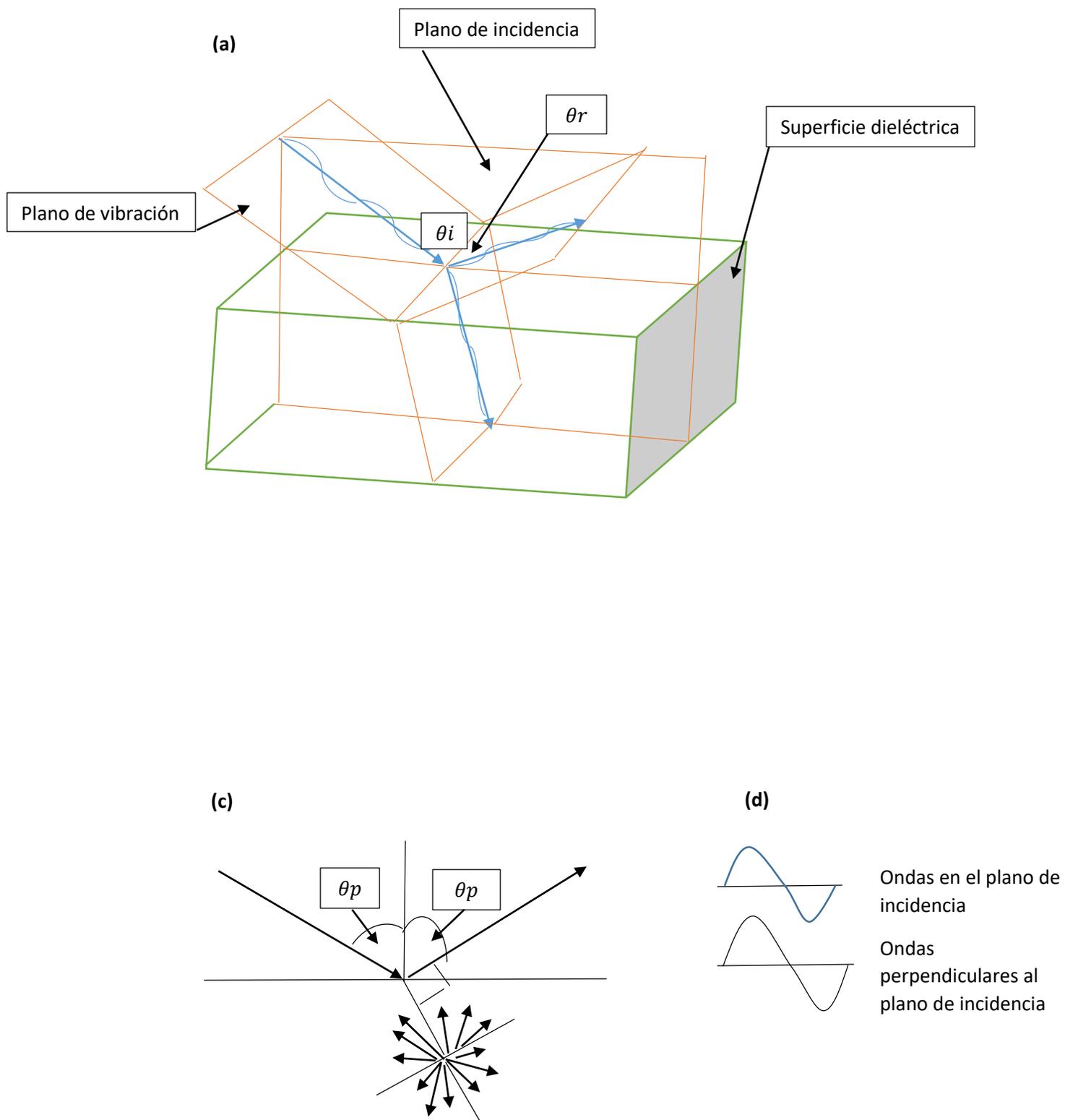
$$t = \frac{E_t}{E_i}$$

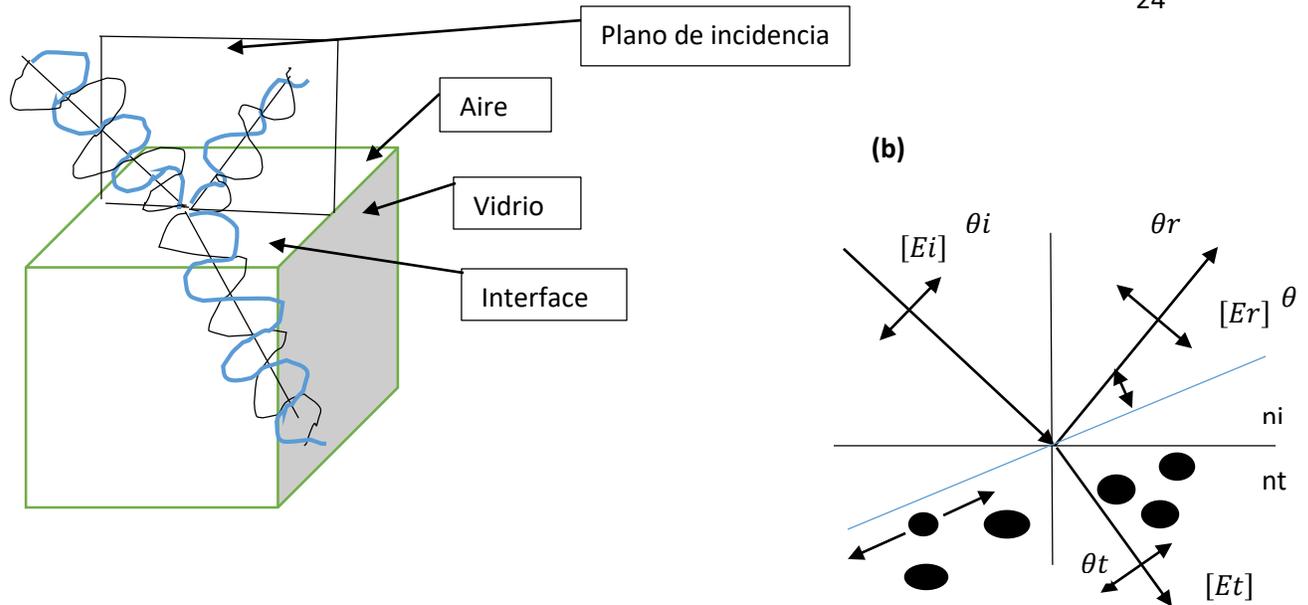
El coeficiente de reflexión describe la amplitud de una onda reflejada respecto a la onda incidente y el coeficiente de transmisión describe la amplitud de una onda transmitida respecto a la onda incidente. Lo anterior muestra que existe una interdependencia compartida por las amplitudes E_{oi} , E_{or} y E_{ot} que se pueden calcular.

A este fin, se supondrá que una onda monocromática plana incide en una superficie plana que separa dos medios isótropos. Sea cual sea la polarización de la onda, resolveremos sus campos E y B en componentes paralelas y perpendiculares al plano de incidencia y trataremos estas componentes separadamente.

2.9 Polarización por reflexión y Angulo de Brewster

Figura 12





(a) Una onda que se refleja y se refracta en una interfaz.

(b) Osciladores de electrones y la Ley de Brewster.

(c) El patrón de radiación del dipolo.

(d) La polarización de la luz que ocurre en la reflexión de un dieléctrico, como vidrio, agua o plástico. El reflejo el haz es un estado perpendicular al plano de incidencia. El haz transmitido es fuerte. En estado luz paralela al plano de incidencia y débil en estado luz perpendicular al plano de incidencia está parcialmente polarizado

Una de las fuentes más comunes de luz polarizada es el omnipresente proceso de reflexión de los medios dieléctricos. El resplandor repartidas en el cristal de una ventana, una hoja de papel o una calva cabeza, el brillo en la superficie de un teléfono, una bola de billar o una chaqueta de libro están generalmente parcialmente polarizados. El efecto fue estudiado por primera vez por Étienne Malus [9].

El La Academia de París había ofrecido un premio para una teoría matemática de doble refracción, y Malus emprendió un estudio del problema. Estaba parado en la ventana de su casa en el Rue d'Enfer una tarde, examinando un cristal de calcita. El sol se estaba poniendo, y su imagen se reflejaba hacia él desde el ventanas del Palacio de Luxemburgo no muy lejos. Él sostuvo el cristal y miró a través de él el reflejo del Sol.

A su asombrado, vio desaparecer una de las imágenes dobles mientras hizo girar la calcita. Después de que el Sol se hubo puesto, continuó verificando sus observaciones en la noche, utilizando la luz de las velas reflejada de las superficies del agua y el vidrio.

El significado de La birrefringencia y la naturaleza real de la luz polarizada fueron primero quedando claro. En ese momento no había una explicación satisfactoria de

la polarización existía dentro del contexto de la teoría ondulatoria. Durante los siguientes 13 años el trabajo de muchas personas, principalmente Thomas Young y Augustin Fresnel, finalmente condujo a la representación de la luz como una especie de vibración transversal. (Tenga en cuenta que todo esto es anterior a la teoría electromagnética de luz por aproximadamente 40 años.)

El modelo del oscilador de electrones proporciona una imagen notablemente simple de lo que sucede cuando la luz se polariza en la reflexión. Desafortunadamente, no es una descripción completa, ya que no tiene en cuenta el comportamiento de los no conductores magnéticos materiales. No obstante, considere una onda plana entrante polarizada linealmente de modo que su campo \vec{E} sea perpendicular al plano de incidencia (**Figura. 12**).

La onda se refracta en el interfaz, ingresando al medio en algún ángulo de transmisión θ_t . Su campo eléctrico impulsa los electrones enlazados, en este caso normales al plano de incidencia, y ellos a su vez vuelven a irradiar.

A parte de esa energía reemitida aparece en forma de onda reflejada. Debería quedar claro entonces a partir de la geometría y el patrón de radiación del dipolo en el que tanto las ondas reflejadas como las refractadas también deben estar en estados normales al incidente plano. Por el contrario, si el campo \vec{E} entrante está en el plano incidente, los osciladores de electrones cerca de la superficie vibran bajo la influencia de la onda refractada, como se muestra en la **Figura 12(b)**. Observe que algo bastante interesante le sucede a la onda reflejada.

Su densidad de flujo es ahora relativamente bajo porque la dirección del rayo reflejado forma un pequeño ángulo θ con el eje del dipolo. Si pudiéramos arreglar las cosas para que $\theta = 0$, equivalentemente $\theta_r + \theta_t = 90^\circ$, la onda reflejada sería desaparecer por completo. En esas circunstancias, para una entrada onda no polarizada formada por dos ondas ortogonales incoherentes estados, solo el componente polarizado normal al incidente plano y por lo tanto paralelo a la superficie se reflejará. El ángulo de incidencia particular para el cual esta situación cuando ocurre se designa con θ_p y se denomina polarización ángulo o ángulo de Brewster, con lo cual $\theta_p + \theta_t = 90^\circ$. Por eso, de la Ley de Snell

$$n_i \sin \theta_p = n_t \sin \theta_t$$

El hecho de que $\theta_t = 90^\circ - \theta_p$, se sigue que

$$n_i \sin \theta_p = n_t \cos \theta_p$$

Y

$$\tan \theta_p = n_t/n_i$$

Esto se conoce como Ley de Brewster por el hombre que la descubrió empíricamente, Sir David Brewster (1781-1868), profesor de física en la Universidad de St. Andrews y, por supuesto, inventor del caleidoscopio

Cuando el haz incidente está en el aire $n_i = 1$, y si el medio transmisor es vidrio, en cuyo caso $n_t \approx 1.5$, la polarización ángulo es $\approx 56^\circ$. De manera similar, si un haz no polarizado incide sobre el superficie de un estanque ($n_t \approx 1.33$ para H₂O) en un ángulo de 53° , la el haz reflejado estará completamente polarizado con su campo \vec{E} perpendicular al plano de incidencia o, si se prefiere, paralelo a la superficie del agua. Esto sugiere una forma bastante práctica de localizar el eje de transmisión de un polarizador sin marcar; uno solo necesita un pedazo de vidrio o un estanque.

El problema inmediatamente encontrado al utilizar este fenómeno para construir un polarizador efectivo radica en el hecho que el haz reflejado, aunque completamente polarizado, es débil, y el haz transmitido, aunque fuerte, es sólo parcialmente polarizado. Un esquema, ilustrado en la **Figura 12**, a menudo se denomina como un polarizador de pila de placas. Fue inventado por Dominique. F. J. Arago en 1812. Los dispositivos de este tipo se pueden fabricar con placas de vidrio en el visible, placas de cloruro de plata en el infrarrojo, y cuarzo o Vycor en el ultravioleta.

Es un asunto fácil de construir un arreglo tosco de este tipo con una docena o así portaobjetos de microscopio. (Los hermosos colores que pueden aparecer cuando las diapositivas están en contacto se discuten en el próximo capítulo.) El cubo divisor de haz usa la misma idea para crear dos haces ortogonales polarizados linealmente que son convenientemente separadas por 90° (**Figura. 13**).

La cara diagonal de uno de los dos prismas está recubierto con múltiples capas de diferentes películas dieléctricas transparentes. Debido a que hay poca o ninguna absorción, el dispositivo es muy adecuado para aplicaciones de rayos láser en las que querría un umbral de daño alto y transmisión baja distorsión de frente de onda [2]

Figure 14

El polarizador de pila de placas

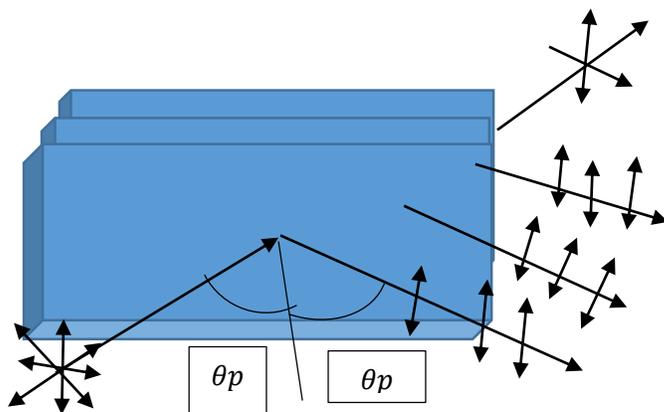
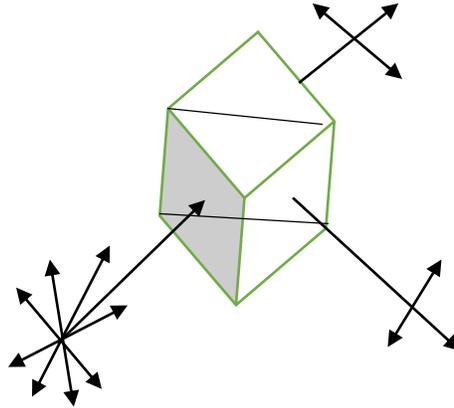


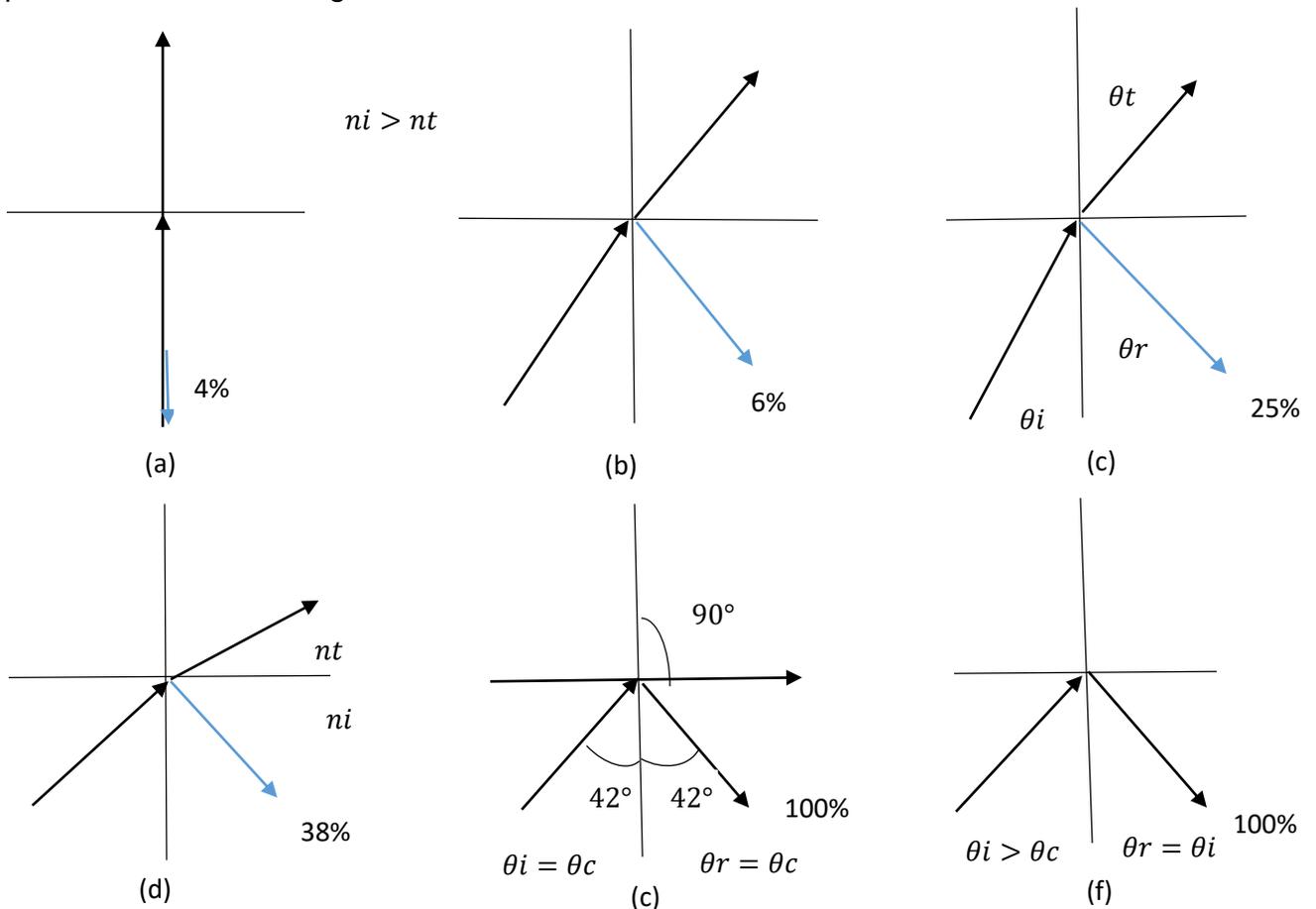
Figure 13

Un cubo polarizador contiene una película delgada dieléctrica multicapa estructura en su cara diagonal. La reflexión de esa estructura polariza la luz incidente, como lo haría una pila de platos.



3. Reflexión total interna y Angulo critico

En el apartado anterior era evidente que algo bastante interesante estaba ocurriendo en el caso de la reflexión interna. ($n_i > n_t$) Cuando θ_i era igual o mayor que θ_c , los llamados Ángulos críticos..



Supongamos que tenemos una fuente incrustada en un medio ópticamente denso. Medio, y permitimos que θ_i aumente gradualmente, Sabemos por la explicación anterior que r_i y r_t aumentan con el aumento de θ_i , y por lo tanto t_i y t_r ambos disminuyen. Además $\theta_t > \theta_i$, ya que

$$\sin \theta_i = \frac{n_t}{n_i} \sin \theta_t$$

Y $n_i > n_t$, en cuyo caso $n_t i < 1$. Así, a medida que θ_i se vuelve más grande, el El rayo transmitido se acerca gradualmente a la tangencia con el límite y, a medida que lo hace, aparece cada vez más energía disponible. En el haz reflejado. Finalmente, cuando $\theta_t = 90^\circ$, $\sin \theta_t = 1$ y

$$\sin \theta_c = n_t i$$

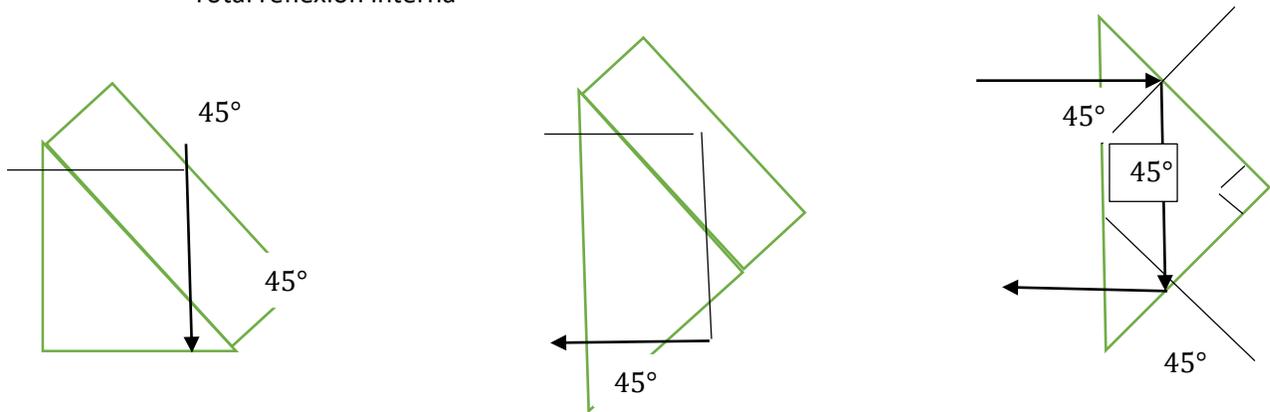
Como se indicó anteriormente, el ángulo crítico es ese valor especial de θ_i para el cual $\theta_t = 90^\circ$. Cuanto mayor es n_i , menor es $n_t i$, y el θ_c más pequeño es. Para ángulos de incidencia mayores o iguales a θ_c , toda la energía entrante se refleja de nuevo en el incidente medio en el proceso conocido como reflexión interna total.

Cabe destacar que la transición de las condiciones representado se lleva a cabo sin ninguna discontinuidades. A medida que θ_i se vuelve más grande, el haz reflejado crece más y más fuerte mientras que el haz transmitido se vuelve más débil, hasta que este último se desvanece y el primero se lleva toda la energía en $\theta_r = \theta_c$. Es fácil observar la disminución del haz transmitido como θ_i se hace más grande. Simplemente se coloca un portaobjetos en un microscopio de vidrio en una página impresa, esta vez bloqueando cualquier luz reflejada especularmente.

En $\theta_i \approx 0$, θ_t es aproximadamente cero, y visto a través del cristal es bastante brillante y claro. Pero si tu mueves la cabeza, permitiendo θ_t (el ángulo en el que se ve el interfaz) para que aumente la región de la página impresa cubierta por el vidrio aparecerá más y más oscuro, lo que indica que se ha reducido notablemente. El ángulo crítico para nuestra interfaz aire vidrio es de aproximadamente 42° .

En consecuencia, un rayo que incide normalmente en la cara izquierda de cualquiera de los prismas en la **figura 15** tendrá un $\theta_i > 42^\circ$ y por lo tanto ser reflejada internamente. Esta es una manera conveniente para reflejar casi el 100% de la luz incidente sin tener que Preocúpate por el deterioro que se puede producir con las superficies metálicas. Sabemos que el efecto neto de la presencia del medios isotrópicos homogéneos es alterar la velocidad de la luz de c a v_i y v_t , respectivamente.

Figura 15 Total reflexión interna



La superposición de estas ondículas propagándose a las velocidades apropiadas da una onda incidente como resultado, la emisión de ondículas sucesivamente desde los centros de dispersión.

Tabla 1.2 ángulos críticos

nt_i	θ_c Grados	θ_c Radianes	nt_i	θ_c Grados	θ_c Radianes
1.30	50.2849	0.8776	1.50	41.810 3	0.729 7
1.31	49.7612	0.8685	1.51	41.471 8	0.723 8
1.32	49.2509	0.8596	1.52	41.139 5	0.718 0
1.33	48.7535	0.8509	1.53	40.813 2	0.712 3
1.34	48.2682	0.8424	1.54	40.492 7	0.706 7
1.35	47.7946	0.8342	1.55	40.177 8	0.701 2
1.36	47.3321	0.8261	1.56	39.868 3	0.695 8
1.37	46.8803	0.8182	1.57	39.564 2	0.690 5
1.38	46.4387	0.8105	1.58	39.265 2	0.685 3
1.39	46.0070	0.8030	1.59	38.971 3	0.680 2
1.40	45.5847	0.7956	1.60	38.682 2	0.675 1
1.41	45.1715	0.7884	1.61	38.397 8	0.670 2
1.42	44.7670	0.7813	1.62	38.118 1	0.665 3
1.43	44.3709	0.7744	1.63	37.842 8	0.660 5
1.44	43.9830	0.7676	1.64	37.571 9	0.655 8
1.45	43.6028	0.7610	1.65	37.305 2	0.651 1
1.46	43.2302	0.7545	1.66	37.042 7	0.646 5
1.47	42.8649	0.7481	1.67	36.784 2	0.642 0
1.48	42.5066	0.7419	1.68	36.529 6	0.637 6
1.49	42.1552	0.7357	1.69	36.278 9	0.633 2

Estos se superponen para formar la onda transmitida. La onda reflejada, que regresa al medio incidente como de costumbre ($\theta_i = \theta_r$), no se muestra. En un tiempo t el incidente frente recorre una distancia $vit = \overline{CB}$, mientras que el frente transmitido.

Se mueve en una distancia $vit = \overline{AD} > \overline{CB}$. Como una onda se mueve de A o E en el mismo tiempo que el otro se mueve de C a B, y como tienen la misma frecuencia y periodo, deben cambiar de fase por la misma cantidad en el proceso. Así, la perturbación en el punto E debe estar en fase con la del punto B; ambos de estos puntos debe estar en el mismo frente de onda transmitido

3.1 Ondas envasantes

Porque la frecuencia de los rayos X es mayor que la resonancia. Frecuencias de los átomos del medio, y los experimentos confirman que el índice de refracción de los rayos X es menor que 1.0. Así, la velocidad de onda de los rayos X (es decir, la fase velocidad) en la materia supera su valor (c) en el vacío, aunque suele hacerlo en menos de 1 parte en 10 000, incluso en los sólidos más densos. Cuando los rayos X que viajan en el aire entran en un material denso como el vidrio, el haz se dobla muy ligeramente alejándose de lo normal en lugar de hacia esto.

Con la discusión anterior de la reflexión interna total en mente, debemos esperar que los rayos X sean totalmente "externamente" reflejada cuando, por ejemplo, $n_i = n_{air}$ y $n_t = n_{glass}$. Este es el forma en que a menudo se habla en la literatura, pero ese es un nombre inapropiado; ya que para rayos X $n_{air} > n_{glass}$ y por lo tanto $n_i > n_t$ (aunque el vidrio es físicamente más denso que el aire), el proceso es en realidad

Aún reflexión interna. En cualquier caso, como n_t es menor que, pero casi iguala, 1 la razón de índice $n_{ti} \approx 1$ y $\theta_c \approx 90^\circ$. En 1923 A. H. Compton razonó que aunque los rayos X Los incidentes en una muestra en ángulos ordinarios no se reflejan especularmente, deben reflejarse totalmente "externamente" a simple vista. Incidencia. Hizo brillar rayos X de 0,128 nm en una placa de vidrio y obtuvo un ángulo crítico de unos 10 minutos de arco ($0,167^\circ$) medido con respecto a la superficie.

Eso arrojó un índice de refracción para vidrio que difería de 1 por -4.2×10^{-6} Volveremos a algunas aplicaciones prácticas importantes. Tanto de la reflexión total interna como de la total "externa" más adelante. Asumimos en el caso de la reflexión interna total que hay no hay onda transmitida, se hace imposible satisfacer las condiciones de contorno usando solo el incidente y reflejadas olas: las cosas no son tan simples como podrían parecer.

(4.70)

$$r_i = \frac{\cos\theta_i - (n^2_{ti} - \sin^2\theta_i)^{1/2}}{\cos\theta_i + (n^2_{ti} - \sin^2\theta_i)^{1/2}}$$

Y

$$r_t = \frac{n^2 n t_i \cos \theta_i - (n^2 t_i - \sin^2 \theta_i)^{1/2}}{n^2 n t_i \cos \theta_i + (n^2 t_i - \sin^2 \theta_i)^{1/2}} \quad (4.71)$$

Como $\sin \theta_c = n t_i$ cuando $\theta_i > \theta_c$, $\sin \theta_i > n t_i$, y tanto r_i y r_t tienden a convertirse en cantidades complejas. A pesar de esto, $r_t r_i^* = r_i r_t^* = 1$ y $R = 1$, lo que significa que $I_r = I_i$ y $I_t = 0$. Así, aunque debe haber una onda transmitida, no puede, en la media, llevar energía a través de la frontera.

No lo haremos realizar el cálculo completo y bastante largo necesario para derivar expresiones para todos los reflejados y transmitidos campos, pero podemos obtener una apreciación de lo que está sucediendo en de la siguiente manera. La función de onda para el campo eléctrico transmitido es

$$\vec{E}_t = \vec{E}_0 t \exp i(\vec{K}_t * \vec{r} - \omega t)$$

Donde

$$\vec{K}_t * \vec{r} = k t x x + k t y y$$

No habiendo componente z de \vec{K} . Pero

$$k t x = k t \sin \theta t \quad \text{y} \quad k t y = k t \cos \theta t$$

Una vez más usando la Ley de Snell,

$$k t x \cos \theta t = \pm \left(1 - \frac{\sin^2 \theta_i}{n^2 t_i}\right)^{1/2}$$

O, ya que estamos interesados en el caso donde $\sin \theta_i > n t_i$,

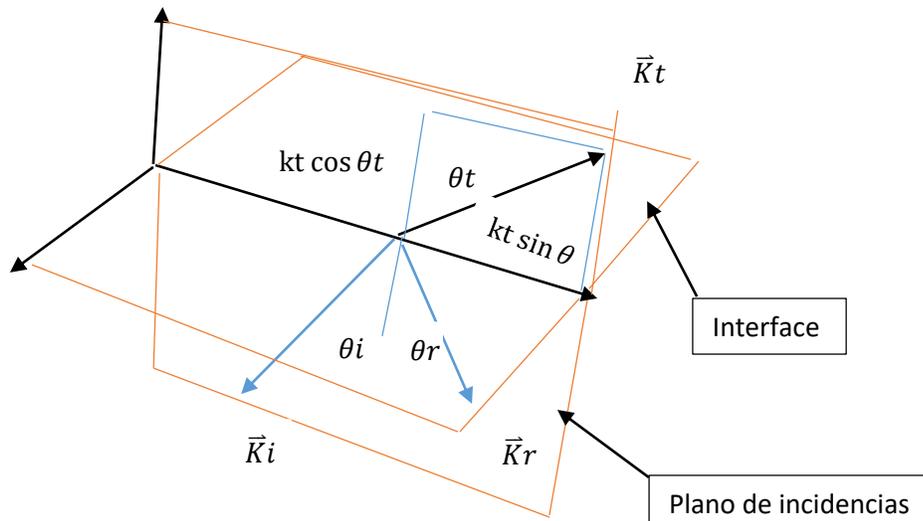
$$k t y = \pm i k t \left(\frac{\sin^2 \theta_i}{n^2 t_i} - 1\right)^{1/2} = \pm i \beta$$

Y

$$K t x = \frac{k t}{n t_i} \sin \theta_i$$

Figura 16

Vectores de propagación para reflexión interna



Por eso

$$\vec{E}_t = \vec{E}_o r e^{\pm \beta y} e^{i(k t \sin \frac{\theta_i}{n_i} - \omega t)} \quad (4.73)$$

Despreciando la exponencial positiva, que es físicamente insostenible, tenemos una onda cuya amplitud cae exponencialmente a medida que penetra en el medio menos denso. La perturbación avanza en la dirección x como una onda superficial o evanescente. Darse cuenta de los frentes de onda o superficies de fase constante (paralelas al plano yz) son perpendiculares a las superficies de amplitud constante (paralela al plano xz), y como tal la onda no es homogénea

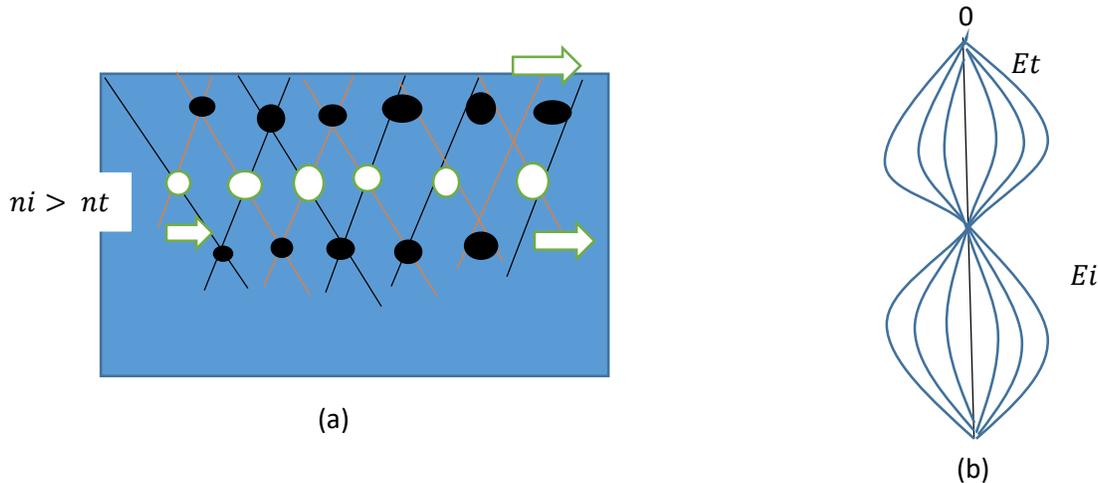
Su amplitud decae rápidamente en la dirección y , volviéndose insignificante a distancia en el segundo medio de sólo unas pocas longitudes de onda. La cantidad β en la ecuación. (4.73) es el coeficiente de atenuación dada por

$$\beta = \frac{2\pi n t}{\lambda_0} \left[\left(\frac{n_i}{n t} \right)^2 \sin^2 \theta_i - 1 \right]^{1/2}$$

La fuerza del campo E evanescente cae exponencialmente desde su valor máximo en la interfaz ($y = 0$) a $1/e$ de ese valor en una distancia en el medio ópticamente menos denso de $y = 1/\beta = \delta$, que se llama la profundidad de penetración. La Figura 17 muestra las ondas entrantes y reflejadas y es fácil ver que aunque ambos se mueven hacia la derecha a la misma velocidad (que es la velocidad de la onda evanescente), hay un componente ascendente de la onda incidente y una

componente igual hacia abajo de la onda totalmente reflejada. Donde estos se superponen hay un llamado onda estacionaria creada en el medio incidente ópticamente más denso.

Figura 17 La reflexión interna total (a) representa la entrada y la salida ondas. (b) El campo E permanente en ambos medios.



3.2 Plasmones polaritones de superficie (SPP)

Surface Plasmon Polariton (SPP) es una onda electromagnética que se propaga a lo largo de una interfaz metal dieléctrica, acoplada a oscilaciones de electrones en el metal. El acoplamiento de la luz en los SPP requiere una coincidencia de fase, donde la velocidad de fase de la onda del plasmón superficial y de la componente lateral de la luz incidente se igualan.

Al estar localizada en la interfaz, la onda SPP es extremadamente sensible a cambios diminutos en el índice de refracción del medio dieléctrico, en las proximidades de la interface. Una de las técnicas más comunes para excitar el SPP para la detección es la configuración de Kretschmann, donde la firma de la excitación SPP da como resultado una disminución en la intensidad de la luz reflejada desde la superficie del metal para un ángulo de resonancia particular o longitud de onda. Comúnmente, para lograr una alta sensibilidad, el ancho de línea de resonancia debe ser lo más estrecho posible.

Desafortunadamente, Las resonancias plasmónicas suelen ser amplias, principalmente debido a la pérdida óhmica en el metal. En este sentido, recubrir el La configuración del prisma de Kretschmann por multicapas delgadas fue recientemente reportada teóricamente y demostrada experimentalmente para permitir la ingeniería de la curva de dispersión. Se ha demostrado que las estructuras periódicas proporcionan una mejor figura de mérito para la detección a través de la ingeniería de dispersión y, en particular, a través del aumento en el índice de grupo, lo que lleva al estrechamiento del ancho de la línea de resonancia.

De hecho, la detección de sensibilidad mejorada basada en la ingeniería de dispersión utilizando rejillas metálicas aplicadas sobre un prisma revestido de metal delgado se ha informado teóricamente, pero con este fin, no se han informado resultados experimentales que demuestren la sensibilidad mejorada con el metal rejilla en configuración de prisma convencional.

Por la presente, demostramos tanto numérica como experimentalmente la uso de nanorrejillas plasmónicas para diseñar las características de dispersión de los SPP con el objetivo de obtener un ancho de línea de resonancia estrecho y, por lo tanto, mejorar las capacidades de detección. Además, como resultado de la ingeniería de dispersión, observamos un desplazamiento insignificante de la longitud de onda al cambiar el ángulo de incidencia.

En consecuencia, la propuesta del dispositivo de nanorrejilla plasmónica se puede utilizar como un sistema robusto para mantener constante la longitud de onda de resonancia para amplio rango angular (impulso) sin cambiar la frecuencia de resonancia de los medios. Ciertamente, en Las estructuras propuestas también se pueden usar para dispositivos sensores basados en plasmones acoplados en rejilla, donde la luz es directamente iluminado en las rejillas para acoplar un orden de difracción deseado al modo SPP en lugar del acoplamiento del prisma. Sin embargo, se ha demostrado que los sensores basados en plasmones acoplados en rejilla exhiben sensibilidades más bajas en comparación con sensores basados en prisma acoplado debido a la distribución de la luz incidente en múltiples órdenes de difracción. el mayor El inconveniente del sensor basado en plasmones acoplados en rejilla en aplicaciones de detección es que la luz incide a través del solución de muestra y, por lo tanto, el analito y la celda de flujo deben ser ópticamente transparentes. [5]

3.3 Condiciones de excitación de un SPP

Los SPP pueden ser excitados tanto por electrones como por fotones. La excitación por electrones se crea disparando electrones en la mayor parte de un metal. A medida que los electrones se dispersan, la energía se transfiere al plasma a granel. El componente del vector de dispersión paralelo a la superficie da como resultado la formación de un polaritón de plasmón superficial.

Para que un fotón excite un SPP, ambos deben tener la misma frecuencia y momento. Sin embargo, para una frecuencia dada, un fotón de espacio libre tiene menos cantidad de movimiento que un SPP porque los dos tienen diferentes relaciones de dispersión (ver más abajo). Este desajuste de impulso es la razón por la que un fotón del espacio libre del aire no puede acoplarse directamente a un SPP. Por la misma razón, un SPP sobre una superficie metálica lisa no puede emitir energía como un fotón de espacio libre en el dieléctrico (si el dieléctrico es uniforme). Esta incompatibilidad es análoga a la falta de transmisión que se produce durante la reflexión interna total

La excitación de PPS y PSL depende de la polarización de la luz incidente. En particular PPS puede ser excitado sólo si la luz incidente tiene la polarización TM (transversal magnética), también conocido como polarización p . La onda electromagnética con polarización p tiene el vector del campo magnético ortogonal al plano de incidencia. La onda con polarización ortogonal es conocida como la onda con polarización s u onda TE (transversal eléctrico). Por lo general, la excitación del PSL puede verse afectada por cualquier polarización de la luz. Sólo en el caso de nano partícula esférica la eficiencia de excitación no depende de la polarización. Con respecto a la GSA, su eficiencia depende también en gran medida de la polarización de la luz de bombeo. Por ejemplo, para una nano partícula con forma arbitraria se demostró que si la onda incidente del armónico fundamental tiene polarización TE o TM, la polarización de segundo armónico tiene polarización TM. Lo que significa que para la generación de ondas con polarización diferente a la polarización TM, la onda de bombeo debe tener componentes TE y TM simultáneamente.

Las propiedades universales para todo tipo de nano estructuras plasmónicas son: el aumento del campo cercano en la superficie metálica comparada con el campo en el espacio libre de la onda incidente, fuerte sensibilidad en el índice de refracción, manejo de dispersión y resonancia mediante el control de la geometría de la nano estructura y el medio dieléctrico que la rodea; la resonancia puede ser sintonizada a la longitud de onda de operación cuando la respuesta no lineal necesite ser mejorada.

3.4 Configuración de Kretschmann y Otto

La resonancia de plasmones superficiales (SPR) corresponde a una oscilación coherente de electrones que tiene lugar en la interface entre un metal y un medio dieléctrico. El acoplamiento con una onda electromagnética da lugar a una onda superficial confinada y óptica muy particular propiedades. La primera observación de una onda de plasmón de este tipo fue realizada por A Otto en 1968 y la configuración experimental fue mejorada por E Kretschmann. Desde entonces, las propiedades de Los SPR se han estudiado a fondo, dando lugar a un campo de investigación específico llamado plasmónica, y se han llevado a cabo muchos desarrollos para el diseño de aparatos comerciales para biofísica. [6].

En esta configuración, un prisma con alto índice de refracción está interconectado con una guía de onda metal dieléctrica que está formada por una película delgada de metal con constante dieléctrica, espesor d y un dieléctrico semi infinito con un índice de refracción n_d . Una condición de resonancia es que el índice de refracción del dieléctrico a medir sea menor que el índice de refracción del prisma ($n_d < n_p$)

Cuando una onda de luz propagándose en el prisma incide en la película metálica, una parte de la luz es reflejada de nuevo en el prisma, actuando la película metálica como un espejo y una parte se propaga en el metal en la forma de una onda electromagnética no homogénea.

Cuando la onda plana incide a través del prisma, en condiciones de reflexión total interna, al ir cambiando el ángulo de incidencia de ésta α_0 se encuentra cierto ángulo en el cual la reflectancia decae. La reflectancia decae debido a que los fotones de la luz con polarización p pueden interactuar con los electrones libres de la capa de metal, induciendo una oscilación en forma de onda de los electrones libres reduciendo de este modo la intensidad de la luz reflejada.

En la geometría de Otto un prisma con alto índice de refracción n_p está interconectado con una guía de onda dieléctrica-metálica que consiste de una película delgada Dieléctrica con índice de refracción n_d ($n_d < n_p$) y espesor q , y un metal semi-infinito con una constante dieléctrica.

Una onda de luz incidente en la interfaz prisma película dieléctrica a un ángulo de incidencia más grande que el ángulo crítico de incidencia para estos dos medios produce una onda evanescente propagándose a lo largo de la interfaz entre el prisma y la película dieléctrica.

Si el espesor de la capa dieléctrica es elegido correctamente normalmente de unas pocas micras, la onda evanescente y el plasmón de superficie en la interfaz dieléctrico metal puede acoplarse. Para que el acoplamiento se lleve a cabo, la constante de propagación de la onda evanescente y la del plasmón de superficie tiene que ser igual.

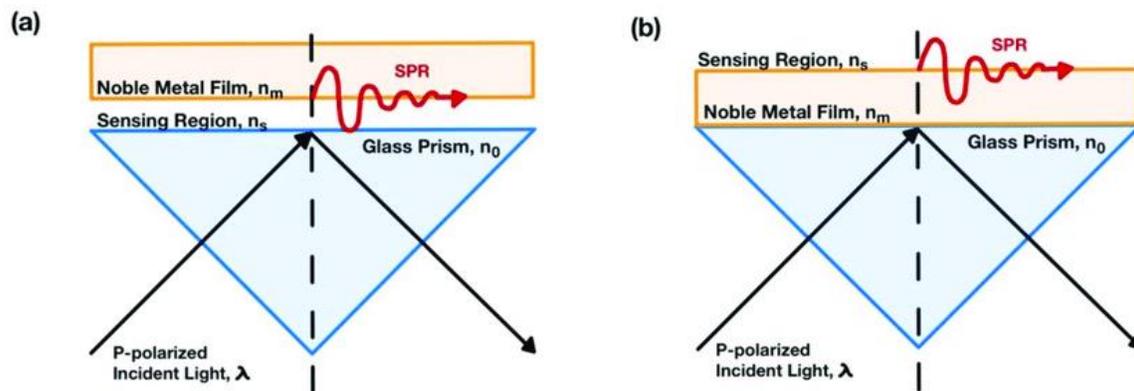


Figure 18. (a) Otto configuración; y (b) Kretschmann configuración. [8].

3.5 Curvas de dispersión: modos radiados y confinados

Curvas de dispersión: Las curvas de dispersión representan la relación entre el impulso del plasmón superficial y su energía correspondiente. Para una película de oro, la curva de dispersión normalmente muestra una pendiente negativa, lo que indica una energía decreciente con un impulso creciente.

La forma exacta de la curva de dispersión depende de factores como el espesor de la película, las propiedades dieléctricas de los medios circundantes y la longitud de onda de la luz incidente. Estas curvas son útiles para comprender las propiedades de dispersión y la relación energía momento de los plasmones superficiales.

La propagación de ondas en un medio dispersivo se caracteriza porque la velocidad de fase (también la velocidad de grupo y el número de onda) depende de la frecuencia. Por citar un ejemplo, el vidrio constituye un medio dispersivo frente a la propagación de la luz, puesto que la velocidad de la luz en el vidrio es inversamente proporcional a la frecuencia en el rango de luz visible. La representación gráfica de esta variación se denomina curva de dispersión, cuya forma más habitual consiste en una representación bidimensional de la velocidad de fase frente a la frecuencia, aunque también es frecuente representar la velocidad de grupo frente a la frecuencia, y la frecuencia frente al número de onda.

Las guías de ondas elásticas son medios dispersivos, salvo algunas excepciones como la superficie de un semi espacio homogéneo o la interface entre dos semi espacios. Dado que la propagación de energía elástica en estos medios tiene lugar en forma de multitud de modos distintos, todos ellos dispersivos, la guía de onda se caracteriza por una curva de dispersión que contiene una rama asociada a cada modo. La representación de estas ramas en el espacio tridimensional.

Las relaciones de dispersión para modos TE y TM normalizadas constituyen una regla básica en el diseño de guías de onda que permite obtener curvas que dependen solamente de la frecuencia normalizada y de la asimetría de la guía de onda. Una solución numérica a la ecuación de dispersión normalizada provee el índice de refracción normalizado, del cual se puede obtener el índice efectivo n_e . Adicionalmente, a partir de estas curvas es posible obtener el número de modos que soportara una estructura óptica.

Las curvas de la relación de dispersión normalizada TE para diferentes asimetrías en el perfil de índice de refracción y para los primeros 3 modos. Estas gráficas son universales, para cada valor de V y γ corresponderá un índice efectivo b , incluso en guías de onda planas con diferentes propiedades y longitud de onda de operación.

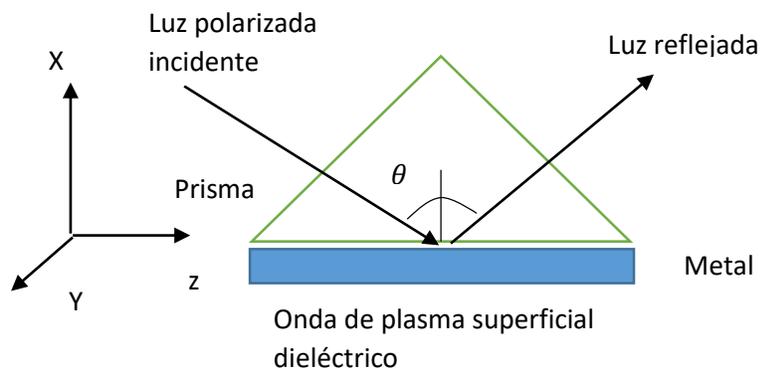
3.6 Reflexión totalmente atenuada (ATR)

La reflexión totalmente atenuada (ATR) es una técnica usada comúnmente para determinar las propiedades ópticas de muestras en forma de película delgada. La diferencia de la técnica ATR con los métodos convencionales de elipsometría y reflectometría radica en que ATR interactúa con la muestra mediante una onda evanescente en un lugar de un haz colimado de luz.

El campo electromagnético de la onda evanescente interactúa con el medio material, como por ejemplo una película delgada. Tal interacción se explota en muchas aplicaciones como la conocida espectrometría de reflexión interna.

Figura 19

Configuración de Krestchmann



Una de las configuraciones experimentales que logra el acople de luz monocromática incidente con ondas de plasmones superficiales no radiactivos es la propuesta por Krestschmann, la cual se muestra en la **figura 19**. Krestschmann demostró que las ondas de plasmones superficiales (SPW) se generan en la interfaz metal-dieléctrico a cierto ángulo de incidencia crítico cuando el vector de onda de luz incidente se acopla totalmente al vector de onda de los plasmones superficiales, la energía del haz luminoso es transferida totalmente a los electrones casi libres de condición del metal y por tanto la reflectividad es totalmente atenuada (ATR). En el ángulo crítico, el acople entre los vectores de onda de la luz incidente y del plasmon es máximo; es decir, el sistema entra en resonancia. Este fenómeno es conocido como resonancia de plasmones superficiales (SPR).

Si un material en forma de película delgada metálica es inmenso en un medio distinto al aire (o vacío), se presenta un corrimiento en el ángulo crítico. Por lo tanto, el espectro SPR se utiliza como una herramienta para medir la función dieléctrica del medio que rodea a las películas delgadas del metal.

4. Metodología

Láser supercontinuo empleado para medir la dependencia angular y espectral de la reflectancia de una película delgada de oro en la configuración de Kretschmann.

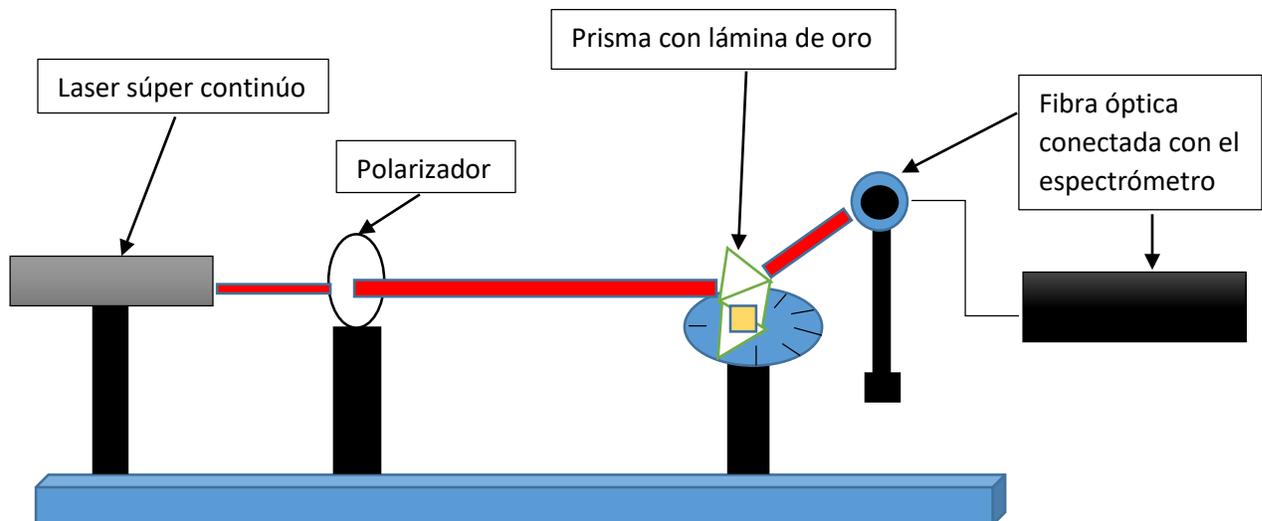
4.1 Experimento

El experimento consiste en las mediciones del espectro electromagnético de una lámina de oro adentro de un prisma en todos los ángulos que se pueda apreciar, el espectro y el índice de refracción de la lámina de oro comparado con las mismas mediciones pero en un prisma normal.

4.1.1 Material

1. Transportador con forma circular
2. Controlador del motor que gira la fibra óptica
3. Mesa de trabajo
4. Polarizador del láser y filtro del láser
5. Láser súper continuo
6. Fibra óptica de salida del laser
7. Base del prisma, prisma y fibra óptica de salida
8. Espectrómetro

4.2 Configuración óptica para medir la extinción de plasmones.



4.3 Realización del experimento



Figura 20: mesa de trabajo, arreglo experimental, laboratorio de optomecatrónica material empleado en el experimento, inicio de la medición de la dependencia angular y espectral de la reflectancia de una película delgada de oro en la configuración de Kretschmann.



Figura 21: polarizador y atenuador (filtro) del experimento que hace disminuir la potencia del láser y se polariza en horizontal la luz que incidirá en el prisma y espectrómetro utilizado en el experimento



Figura 22: fibra óptica utilizada para la salida del láser supercontinuo

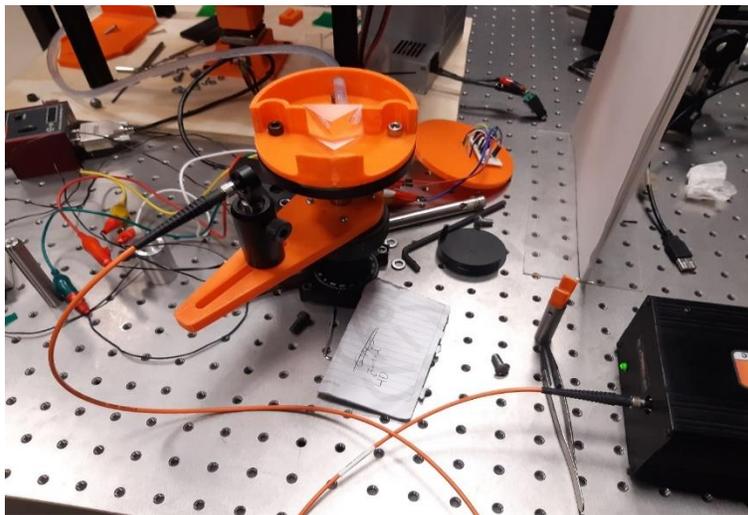


Figura 23: base del prisma, prisma con la película delgada de oro, fibra óptica conecta al espectrómetro, transportador



Figura 24: datos de salida del láser súper continuo donde podemos observar la potencia con la cual se realizó el experimento que es 3.9 Amperes de potencia con una frecuencia de 3.0 MHz

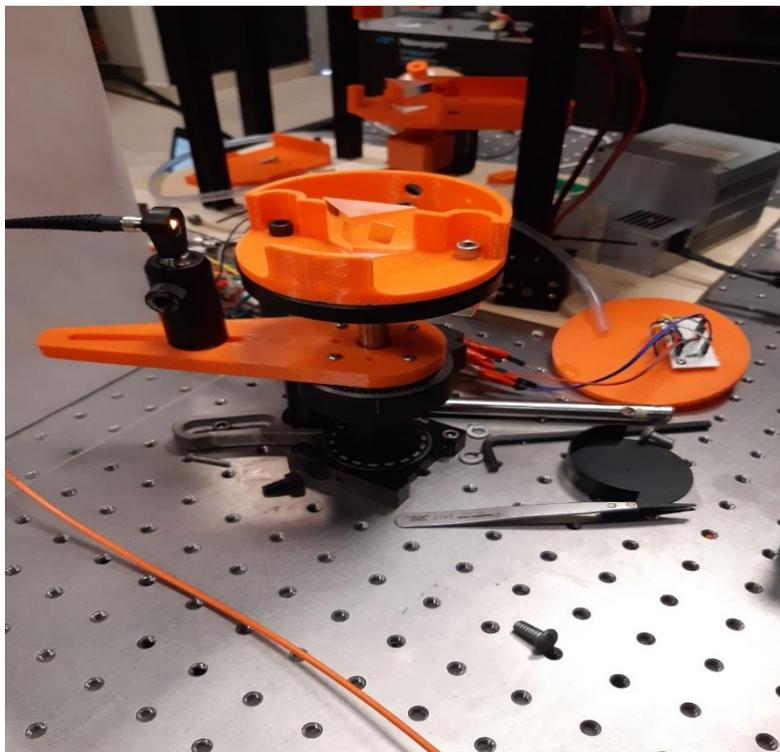


Figura 25: finalización del experimento, incidencia del láser en el borde de la película delgada de oro a partir de aquí los datos ya no son confiables

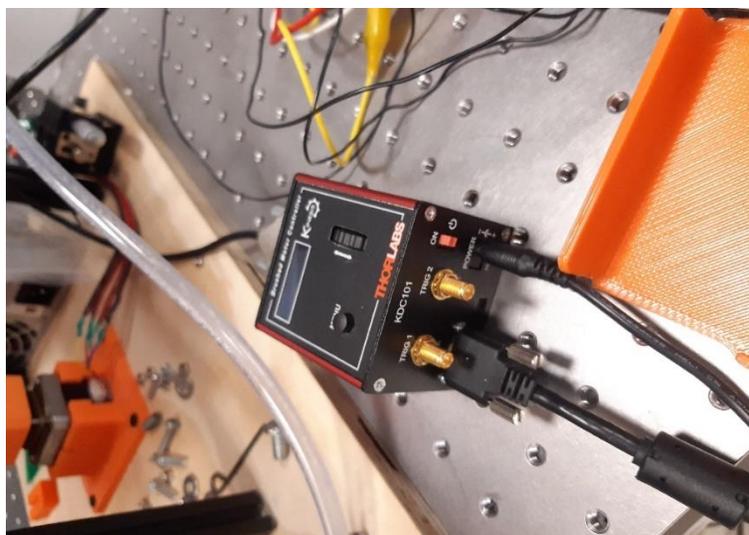


Figura 26: motor que controla la fibra óptica conectada al espectrómetro

4.4 Explicación del experimento

El láser súper continuo llega a un lente para polarizar la luz en forma horizontal que incide sobre un prisma en una configuración Kretschmann. Una película de oro se coloca en el prisma para que recoja las ondas evanescentes producidas por la reflexión total. La intensidad de la luz reflejada por el prisma se mide con la fibra óptica conectada con el espectrómetro y se produce el acoplamiento con la onda de plasmón.

El experimento consiste en una salida de un láser con una potencia de 3.9 Amperes y 3 MHz el cual a través de una fibra óptica sale el láser e incide en un atenuador (filtro) que hace disminuir la potencia del láser como podemos observar llega hasta el polarizador que hace una polarización horizontal tiene toda esa trayectoria hasta llegar a incidir en el prisma en el cual tiene la lámina de oro por su trayectoria hace refracción en la lámina de oro y su trayectoria cambia el Angulo de salida, desde la base se controla la fibra óptica donde incidirá el rayo láser de salida ya después de hacer refracción en la lámina de oro, en el cual controlado el motor y el transportador se puede medir todo el espectro electromagnético y ver el índice de refracción.

Ya que incide el láser a través del prisma con la lámina de oro los datos se van adquiriendo a través de la fibra óptica y llegan hasta el espectrómetro que se encarga de dar los valores del espectro y se ven reflejados los valores a través de un software llamado espectralwiz.

Como tal en el programa nos sirve para ver mejor la onda por lo cual tenemos un zoom para poner los parámetros la longitud de onda y su magnitud nos sirve más para visualizarla mejor, es lo importante y al momento de borrar los datos y comenzar con los datos nuevos se hace a través de los focos negro y brillante en el cual de la derecha es para borrar datos e izquierda para empezar con los nuevos datos, lo que hace el programa es guardar todo acerca de la onda que se está mostrando

En el cual podemos ver la onda y podemos saber que tan grande incide el láser en la fibra óptica y guardamos todos los datos al momento donde la onda se encuentra en el pico máximo y así es como podemos medir todo el espectro de la lámina de oro y sabremos en que parte se encuentra el índice de refracción y hacemos lo mismo pero con un prisma que no contenga la lámina y comparamos los resultados ya obtenidos con respecto a la lámina, así veremos la comparación representada en una gráfica del espectro electromagnético.

Se muestra todos los resultados a través de matlab donde se comparas todos los vectores en una matriz y se grafica esa matriz dando como resultado las gráficas mostradas en los resultados, código de matlab **Anexo 1**.

5. Resultados

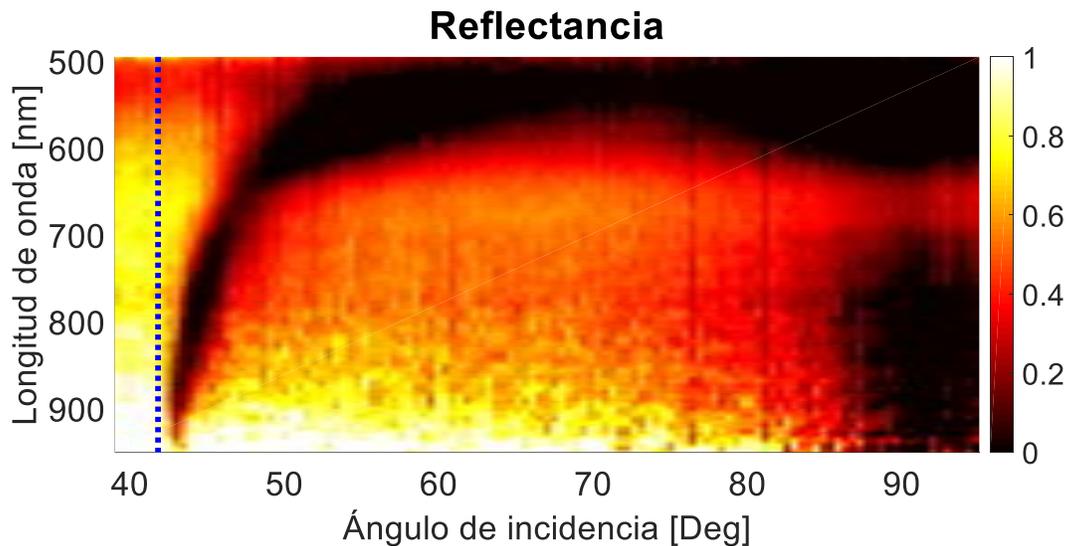


Figura 27: Excitación de plasmones superficiales para una película de oro en una configuración kirtschmann, espectro electromagnético con un láser súper continuo con error experimental

La grafica presenta los resultados obtenidos con esta configuración kirtschmann. La intensidad reflejada medida con el espectrómetro se ha registrado manualmente en función del ángulo externo. Estos datos procesados se guardan y se ven reflejados en esta gráfica. Pero los datos relevantes para graficar la evolución de la intensidad reflejada a través de todo el espectro electromagnético

Cuando la onda de luz propagándose en el prisma incide en la película de oro, una parte de la luz es reflejada de nuevo en el prisma, actuando la película metálica como un espejo y una parte se propaga en el metal en la forma de una onda electromagnética.

Donde podemos observar la reflectancia total de lo que es el experimento muestra que la película delgada de oro genera ondas evanescentes llamadas plasmón polaritón de superficie se observa que la resonancia plasmonica se encuentra entre la región de los 50° grados a los 80° grados, en base a la ley de Shell podemos saber cuál es el Angulo crítico (42°) que esta puntuado con una **línea azul** la ecuación del ángulo critico se muestra en el **Anexo 2**. Se medie la dependencia angular y espectral de la reflectancia de una película delgada de oro en la configuración de Kretschmann.

La limitación del arreglo experimental hace que haya un error experimental donde los datos arrojados a partir de los 80° grados en adelante por parte de la gráfica ya no son confiables donde los ángulos no fueron del todo estables al finalizar.

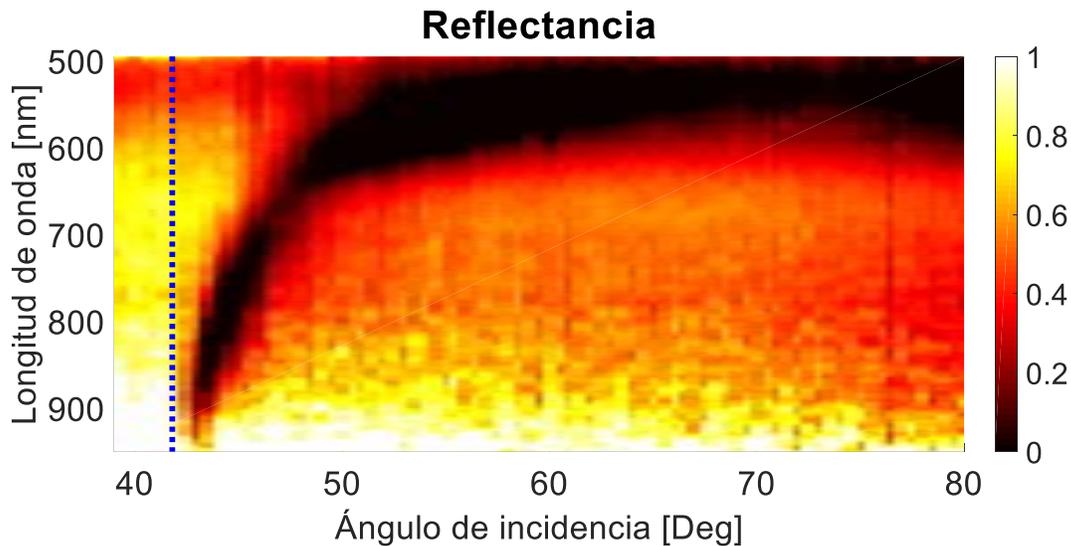


Figura 28: Excitación de plasmones superficiales para una película de oro en una configuración kirtschmann, espectro electromagnético con un láser súper continuo sin el error experimental.

Aquí ya se muestra la gráfica sin el error experimental. Cuando el láser incide a través del prisma, en condiciones de reflexión total interna, al ir cambiando el ángulo de incidencia de éste se encuentra en el ángulo en el cual la reflectancia decae. La reflectancia decae debido a que los fotones de la luz con polarización pueden interactuar con los electrones libres del oro, induciendo una oscilación en forma de onda de los electrones libres reduciendo de este modo la intensidad de la luz reflejada.

La excitación de plasmones superficiales en esta película de oro ocurre cuando la luz interactúa con la superficie del metal e induce oscilaciones colectivas de electrones conocidas como plasmones superficiales. Y podemos observar a través de la gráfica las curvas de dispersión o espectros de reflectancia.

El espectro de reflectancia ilustra la reflectividad de la luz en función de su longitud de onda. En el contexto de la excitación de plasmones superficiales en una película de oro de este experimento, el espectro de reflectancia a menudo muestra caídas o picos distintivos en ciertas longitudes de onda en este caso se muestra la caída en 600 nm. Estas características corresponden a la excitación resonante de los plasmones de superficie en la película de oro. La posición y la intensidad de esta caída y picos de intensidad brindan información sobre las propiedades del sistema plasmónico, como la longitud de onda de resonancia del plasmón, la eficiencia de acoplamiento

Tanto las curvas de dispersión como los espectros de reflectancia son herramientas valiosas que brinda mi grafica para poder estudiar la excitación de plasmones superficiales en una película de oro. Permite a los investigadores comprender las propiedades fundamentales de los sistemas plasmónicos, diseñar dispositivos para aplicaciones como detección y guía de ondas, y adaptar la respuesta plasmónica para fines específicos.

Destacando que el fenómeno SPP podría usarse para la realización de sensores precisos el ángulo y la longitud de onda en los que se produce la resonancia dependen en gran medida del entorno externo en contacto con la película de oro. Aprovechando el fenómeno SPR, podemos construir sensores extremadamente sensibles, por ejemplo, para la detección de moléculas biológicas u orgánicas

También este experimento tiene varias aplicaciones prácticas. Se utiliza en fibras ópticas para la transmisión eficiente de señales de luz a largas distancias sin pérdidas significativas. También se utiliza en dispositivos como prismas, binoculares y cámaras para redirigir la luz y crear efectos ópticos específicos.

5.1 Conclusión

Comprobé la veracidad de mi hipótesis planteada, Los resultados obtenidos muestran que para una película delgada de oro, se observa que la resonancia plasmónica se encuentra en la región entre "50" y "80" grados, en este experimento se ayuda a comprender las propiedades fundamentales de la resonancia de plasmones superficiales en el experimento la excitación del plasmón resonancia con un láser supercontinuo en la configuración de Kretschmann donde la lámina activa de oro se coloca sobre un prisma de vidrio.

La posición angular de la extinción del plasmón es exactamente medida la configuración es fácil de ajustar y manejar y proporciona una buena ilustración de los principios electromagnéticos se muestra que el acoplamiento del plasmón superficial con las transiciones entre el prisma sin oro y el prisma con la lámina de oro conduce a una fuerte amortiguación de la resonancia cuando la longitud de onda esta en 600 nm absorbe toda la luz. Esta actividad experimental nos permitió explorar y tocar muchos conceptos físicos avanzados, como la onda evanescente, la resonancia de plasmones superficiales.

Sí, es posible usar un láser supercontinuo para medir la dependencia angular y espectral de la reflectancia de una película delgada de oro. Las mediciones de reflectancia angular se realizaron con un transportador como en este experimento, que permite rotar la muestra y medir la reflectancia en diferentes ángulos. Al medir la reflectancia en diferentes ángulos, se puede determinar la dependencia angular de la reflectancia. Al medir la reflectancia a diferentes longitudes de onda, se puede

determinar la dependencia espectral de la reflectancia. Combinando estas técnicas, obtuvimos una caracterización completa de las propiedades de reflectancia de la película delgada de oro. El láser supercontinuo proporciona la iluminación de banda ancha necesaria para las mediciones angulares y espectrales, mientras que el espectrómetro permite el control y la medición y la reflectancia de la muestra, respectivamente.

El experimento tiene diferentes aplicaciones como son las Guía de ondas plasmónicas y nanofotónica los plasmones de superficie pueden propagarse a lo largo de la interfaz metal dieléctrico, limitando la luz a dimensiones de nano escala. Esta propiedad se puede utilizar para guiar y manipular la luz a nano escala, lo que permite el desarrollo de guías de ondas plasmónicas, láseres a nano escala y otros dispositivos nanofotónicos.

Los plasmones de superficie en una película de oro permiten a los investigadores controlar y explotar estas propiedades de guía de ondas para la comunicación e integración óptica en un chip, también este experimento ayuda en el campo de los Meta materiales al modelar la película de oro en nano estructuras o matrices periódicas, conocidas como meta materiales plasmónicos, se pueden diseñar las propiedades ópticas de la película.

Los plasmones de superficie en tal meta materiales pueden exhibir una refracción negativa, lo que permite fenómenos inusuales como superlente. Los plasmones de superficie en estas estructuras de meta materiales abren posibilidades para diseñar nuevos dispositivos ópticos con propiedades no convencionales.

Estos son solo algunos ejemplos de las aplicaciones y propósitos del experimento que consiste excitar plasmones superficiales en una película de oro. El campo de la plasmónica continúa avanzando y los investigadores están explorando nuevas formas de aprovechar y manipular estos fenómenos plasmónicos para diversos avances tecnológicos.

Competencias desarrolladas

Habilidades de investigación: los centros de investigación brindan un entorno para que las personas desarrollen y mejoren sus habilidades de investigación. Esto incluye habilidades como formular preguntas de investigación, diseñar estudios, recopilar y analizar datos, interpretar resultados y sacar conclusiones.

Experiencia en la materia: los centros de investigación a menudo se especializan en áreas específicas de estudio, lo que permite a las personas desarrollar experiencia en esos dominios. A través de la participación continua en proyectos de investigación, las personas obtienen un conocimiento profundo, comprensión y dominio del tema.

Pensamiento crítico: los centros de investigación fomentan el pensamiento crítico al desafiar a las personas a evaluar y analizar problemas complejos, revisar la literatura existente, identificar brechas de conocimiento y proponer soluciones innovadoras. Desarrollan la capacidad de pensar críticamente y aplicar habilidades analíticas para abordar preguntas de investigación de manera efectiva.

Colaboración y trabajo en equipo: la investigación colaborativa es común en los centros de investigación. Las personas aprenden a trabajar como parte de equipos interdisciplinarios, colaborando con investigadores, científicos y otros profesionales. Desarrollan habilidades de comunicación, cooperación, negociación y resolución de problemas dentro de un entorno de equipo.

Gestión de proyectos: los centros de investigación a menudo participan en proyectos a gran escala con múltiples componentes. Los participantes aprenden habilidades de gestión de proyectos, incluida la planificación, organización, elaboración de presupuestos y gestión del tiempo. También adquieren experiencia en la coordinación de actividades de investigación, la gestión de recursos y el cumplimiento de los plazos de los proyectos.

Comunicación y difusión: la comunicación eficaz de los resultados de la investigación es crucial. Los centros de investigación brindan oportunidades para que las personas mejoren sus habilidades de comunicación, tanto en forma escrita como oral. Aprenden a presentar su trabajo a diversas audiencias, publicar trabajos de investigación y contribuir a conferencias científicas.

Conducta ética: Los centros de investigación enfatizan la conducta ética en la investigación. Las personas aprenden sobre la ética de la investigación, incluidas las cuestiones relacionadas con la confidencialidad, el consentimiento informado, la integridad de los datos y la realización responsable de la investigación. Desarrollan una comprensión de las implicaciones éticas de su trabajo y se adhieren a las normas profesionales.

Innovación y creatividad: los centros de investigación alientan a las personas a explorar nuevas ideas, pensar fuera de la caja y desarrollar enfoques innovadores para la resolución de problemas. Fomentan un entorno que fomenta la creatividad, lo que permite a las personas generar nuevas hipótesis, metodologías y soluciones de investigación.

Adaptabilidad y aprendizaje continuo: los centros de investigación operan en campos dinámicos y en evolución. Las personas desarrollan habilidades de adaptabilidad, incluida la capacidad de aceptar el cambio, aprender nuevas tecnologías y metodologías y mantenerse actualizados con los últimos avances en su campo. Cultivan una mentalidad de aprendizaje continuo y desarrollo profesional.

Liderazgo y tutoría: los centros de investigación a menudo cuentan con investigadores experimentados que brindan tutoría y orientación a los miembros más jóvenes. A través de oportunidades de tutoría, las personas pueden desarrollar habilidades de liderazgo, incluida la tutoría de otros, la gestión de equipos de investigación y la adopción de roles de liderazgo en proyectos o iniciativas.

Diagrama Gantt Nuestra estancia en CICESE

Actividades	Tiempo de realización											
	Enero		febrero		marzo		abril		mayo			
	1 y 2	3 y 4	1 y 2	3 y 4	1 y 2	3 y 4	1 y 2	3 y 4	1 y 2	3 y 4		
Programar juntas de revisión de avance de tesis	■	■										
Realización de experimento de tesis			■	■								
Exposición de seminarios					■	■						
Juntas de trabajo								■	■			
Firma de documentos para la finalización de tesis										■	■	

Azul: completado

Café: proceso

6. Referencias

- [1] Hecht, E. (2017). Optics. eng. *Book Title: Optics Edition, 5*.
- [2] Pedrotti, F. L., Pedrotti, L. M., & Pedrotti, L. S. (2017). *Introduction to optics*. Cambridge University Press.
- [3] Saleh, B. E., & Teich, M. C. (2019). *Fundamentals of photonics*. John Wiley & Sons.
- [4] Hewitt, P. G. (2006). *Conceptual Physics Tenth Edition*.
- [5] Arora, P., Talker, E., Mazurski, N., & Levy, U. (2018). Dispersion engineering with plasmonic nano structures for enhanced surface plasmon resonance sensing. *Scientific reports*, 8(1), 9060.
- [6] Pluchery, O., Vayron, R., & Van, K. M. (2011). Laboratory experiments for exploring the surface plasmon resonance. *European journal of physics*, 32(2), 585.
- [7] Tang, Y., Zeng, X., & Liang, J. (2010). Surface plasmon resonance: an introduction to a surface spectroscopy technique. *Journal of chemical education*, 87(7), 742-746.
- [8] Analysis of Effects of Surface Roughness on Sensing Performance of Surface Plasmon Resonance Detection for Refractive Index Sensing Application - Scientific Figure on ResearchGate. Available from: https://www.researchgate.net/figure/a-The-Otto-configuration-and-b-the-Kretschmann-configuration_fig1_354611851 [accessed 14 Mar, 2023]
- [9] Chappert, A. (1977). *Etienne-louis Malus 1775-1812 Et La Theorie Corpusculaire De La Lumiere: Tentative D'explication Dynamique De La Reflexion Et De La Refraction*. Vrin.

6.1 Anexos

6.1.1 Código de matlab

```

% *****
% Script to read files from SPR systema using data from OSA
% RTL. January 2023
% *****

clear all
close all
clc

% folder = './Romario';      % folder with results
%
% v1=[351:0.5:360,0.5:0.5:50];    % angles
%
% delimiterIn = ' ';          % headers are text
% headerlinesIn = 2;         % nnumber of lines with text
% for i=1:numel(v1)
%     fle1 = (['./02032023(oro)/' num2str(v1(i)) '.ssm']);
%     A=importdata(fle1,delimiterIn,headerlinesIn);
%     Rf_Au(:,i)=A.data(:,2);      % data from Au reflection
%     fle2 = (['./02032023(prisma)/' num2str(v1(i)) '.ssm']);
%     B=importdata(fle2,delimiterIn,headerlinesIn);
%     Rf_Prism(:,i)=B.data(:,2);   % data from Prism reflection
% end
% lam=A.data(:,1);            % wavelength data
% ang=v1;
% save(['./Rf_data.mat'],'Rf_Au','Rf_Prism','lam','ang')

load(['./Rf_data.mat'])

for i=1:numel(ang)
    AuNorm(:,i)=Rf_Au(:,i)./Rf_Prism(:,i);    % Normalized Au data
    HumNorm(:,i)=Rf_Hum(:,i)./Rf_Prism(:,i);  % Normalized Humidity
data
end

ang_c=linspace(41.8,41.8,100);
vec2=linspace(lam(1),lam(end),100);

ang2=[38:0.5:97];

Clim=([0 1]);

figure(1)
axes('FontSize',30)
hold on
imagesc(ang2,lam,AuNorm,Clim)
plot(ang_c,vec2,':b','Linewidth',5)
hold off
set(gca,'YDir','reverse')
xlim([39 95])
ylim([495 950])
title('Reflectancia','FontSize',35)
xlabel('Ángulo de incidencia [Deg]','FontSize',30)

```

```

ylabel('Longitud de onda [nm]','FontSize',30)
colormap hot
colorbar

% figure(2)
% axes('FontSize',30)
% imagesc(v1,lam,HumNorm,Clim)
% ylim([490 1000])
%
% Nang=17;
% figure(3)
% axes('FontSize',30)
% hold all
% plot(lam,AuNorm(:,Nang))
% plot(lam,HumNorm(:,Nang))
% xlim([490 1000])
%
% Nlam=1150;
% figure(4)
% axes('FontSize',30)
% hold all
% plot(v1,AuNorm(Nlam,:))
% plot(v1,HumNorm(Nlam,:))
% xlim([2500 2900])

```

6.1.2 Ecuaciones del Angulo crítico

Na= aire =1 (índice de refracción)

Nt= vidrio=1.5 (índice de refracción)

Ley de Shell

$$n_a \operatorname{sen} \theta = n_t \operatorname{sen} \theta \operatorname{arcsen} \left(\frac{n_a}{n_t} \right)$$

$$\operatorname{arc} \operatorname{sen} \left(\frac{1.0}{1.5} \right) \theta_c \cong 42^\circ$$