

**UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE BAJA CALIFORNIA**

**INSTITUTO DE INGENIERÍA**

**MAESTRÍA Y DOCTORADO EN CIENCIAS E INGENIERÍA**



**TITULO DE PROYECTO**

**“Análisis comparativo de tres interfaces metal-dieléctrico para efecto SPR,  
a tres longitudes de onda distintas por interfaz.”**

**TESIS QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:  
DOCTOR EN CIENCIAS**

**PRESENTA:**

**ANTONIO ADOLFO RUIZ RAMIREZ**

**DIRECTORES:**

**Dr. Carlos Villa Angulo**

**Dr. Iván Olaf Hernández Fuentes**

**Mexicali, B. C.**

**Agosto de 2020**

## ***AGRADECIMIENTOS***

Primeramente, a Dios que me permitió emprender esta experiencia académica tan interesante y suplió lo necesario tanto para mi ingreso como para mi permanencia en esta gran institución de la cual obtuve también el grado de licenciatura.

A mi esposa Gracia Natalia Sáenz Castro, que ha sido de gran apoyo en esos breves momentos que he sentido deseos de declinar y cuando he tenido pequeños logros que a su vez han sido grandes en esencia, sin contar el hecho de que me ha mostrado su amor a través de sus palabras y acciones.

A mis Padres Adolfo Ruiz Castro y Carmen Guadalupe Ramírez López, quienes me han enseñado valores éticos, morales y buenos hábitos de estudio, además que han sido también de gran apoyo espiritual, moral e incluso económico en ocasiones.

Al Dr. Carlos Villa Angulo por guiarme y apoyarme durante todo el proceso del doctorado y de quien aprendí muchas cosas tanto en lo académico como en lo humano.

Al Dr. Iván Olaf Hernández Fuentes por contribuir al desarrollo de este trabajo de tesis con sus acertadas observaciones.

A todos los académicos y compañeros que aportaron enseñanzas significativas a mi crecimiento académico, a lo largo de 6 años de posgrado.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por ser un medio a través del cual se suplieron los gastos generados en el estudio de este posgrado.

## ***DEDICATORIA***

A Dios quien me da la fuerza y la sabiduría para vivir de la mejor manera cada día y por consecuencia dar lo mejor de mí en todo lo que hago.

A mi esposa quien ha estado a mi lado apoyándome en cada paso de mí caminar, y en cada decisión que tomé, aportando y nutriendo las mismas.

A mis padres que siempre han estado ahí para mí y por su arduo trabajo invertido en mi educación y cultura integrales.

A el Dr. Carlos Villa Angulo por invertir tiempo y esfuerzo en mi desarrollo académico y profesional y por siempre estar dispuesto a ayudarme.

## *RESUMEN*

---

Las ondas electromagnéticas influyen la materia cuando impactan en ella, de maneras cuantificables y medibles. En términos generales, suceden tres procesos casi simultáneos después de dicho impacto:

- Parte de la onda es absorbida por la materia que fue impactada.
- Parte es reflejada hacia la dirección contraria de su propagación original, con un cierto ángulo respecto a la misma.
- Parte es refractada, continuando con una dirección de propagación similar a la original pero desviada con cierto ángulo respecto a dicha propagación.

En ambos ángulos, el de reflexión y el de refracción, dependen de los parámetros constitutivos de la materia que impacte la onda electromagnética, entre los cuales se puede nombrar su densidad, permitividad eléctrica, permeabilidad magnética, entre otros.

Tenemos también que un concepto ligado estrechamente a la interacción de las ondas electromagnéticas con la materia, y que varían en función de algunos parámetros característicos de la misma, es el índice de refracción el cual se define como "***La razón de la velocidad de la luz en el espacio libre respecto a la velocidad de la luz a través del material***". Este índice está caracterizado para un gran número de materiales y una variedad de longitudes de onda, así mismo arrojan información útil para distintos propósitos en diferentes áreas del conocimiento.

Consideremos el trasiego de la luz al pasar a través de la superficie limítrofe entre dos medios con densidades diferentes (ya sea de menor o mayor densidad), su índice de refracción varia. La relación de cambio del índice de refracción de un medio entrando a otro se puede encontrar usando la ley de Snell, cuya expresión matemática es la siguiente:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$$

Donde:

$n_1$  es el índice de refracción del medio 1,

$n_2$  es el índice de refracción del medio 2,

$\theta_1$  es el ángulo de incidencia de la luz en el primer medio,

$\theta_2$  es el ángulo de incidencia de la luz en el segundo medio.

Se ha encontrado que las ondas electromagnéticas que pasan a través de la unión de dos o más materiales distintos generan efectos interesantes, particularmente la unión de un metal-dieléctrico tiene efectos altamente utilizados en el área biológica-electrónica, como biosensores para caracterizar moléculas o secuencias de ADN, este efecto se denomina "**Resonancia de plasmón superficial**" o "**SPR**" por sus iniciales en inglés.

La resonancia de plasmón superficial (SPR) es una oscilación de densidad de carga que ocurre cuando un rayo de luz monocromática con polarización tipo p, impacta en una interfaz dieléctrico-metálica, con un ángulo mayor que el ángulo crítico. Las ondas de plasmón superficial generadas se propagan con alta atenuación en los espectros visible e infrarrojo

cercano en muchas de las interfaces dieléctrico-metálicas, lo anterior debido a las altas pérdidas relacionadas con los metales.

Los metales más comúnmente usados en la interfaz metal-dieléctrico son la plata (Ag) y el Oro (Au). Una alternativa para reducir las pérdidas antes mencionadas, es usar películas transparentes de óxido de indio y estaño. En el presente documento se comparan cálculos teóricos y mediciones experimentales del ángulo "**SPR**" en las interfaces de borosilicato e ITO, Bp y plata y Bp y oro. Tres distintas longitudes de onda (405, 532 y 650 nm) fueron utilizadas para medir el ángulo SPR, dichas longitudes de onda cubren casi todo el espectro visible.

## *ABSTRACT*

---

Electromagnetic waves influence matter in a quantifiable and measurable manner when impinges on it. In general terms, there are three almost simultaneous processes after the impact:

- Part of the wave is absorbed by the impinged matter.
- Part of the wave is reflected back toward the opposite way of wave's propagation, with a certain angle.
- Part of the wave is refracted through the same way of wave's propagation with a certain deviation angle.

Both the reflection angle and the refraction angle, depend on matter's constitutive parameters, among others we can name its density, electric permittivity, magnetic permeability, etc.

There is a concept tightly linked to electromagnetic wave's interaction with matter and it varies depending on some characteristic's parameters of such matter, the refractive index which is defined as the ratio of speed of light in free space with respect to the speed of light through the matter. This refractive index is characterized for many materials and several wave lengths, likewise, it shows relevant information for different proposes in different knowledge areas.

We consider that when light passes from one media to another (denser or less dense) its refractive index changes. The refractive index changes ratio of light going from one media to another can be expressed by Snell's law, which equation is shown below:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$$

Where:

$n_1$  is the refractive index of medium 1.

$n_2$  is the refractive index of medium 2.

$\theta_1$  is the light's incident angle of medium 1 and

$\theta_2$  is the light's incident angle of medium 2.

It has found out that electromagnetic waves passing through the interfaz between two or more different mediums, generate interesting effects, particularly metal-dielectric interfaces have highly utilized effects on biological-electronic areas such as biosensors for characterization of molecules, nanoparticles or DNA sequences, the previously mentioned effect is called surface plasmon resonance (SPR).

Surface plasmon resonance "**SPR**" is a charge-density oscillation that occurs when a beam of p-polarized monochromatic light impinges with a greater angle than the critical angle, in a dielectric-metal interface. Because of the high losses related to metals. The generated surface plasmon waves propagate with high attenuation in the visible and near-infrared spectral regions in most of the dielectric-metal interfaces.

The most frequently used metals used are silver (Ag) and gold (Au). An alternative to reduce such losses is to use a transparent indium tin oxide (ITO) film. In this paper, we compared theoretical calculations and experimental measurements of the "**SPR**" angle on the interfaces of borosilicate prism (Bp) and ITO, Bp-Ag, and Bp-Au. Three different wavelengths (405, 532, and 650 nm) were used to measure SPR angle that covered almost all the visual range spectrum.

## ***LISTADO DE TABLAS Y FIGURAS***

### **Tablas**

Tabla 4.1 - Índice de refracción complejo.

Tabla 4.2 - Ángulos  $\theta_{SPR}$  medidos y calculados.

### **Figuras**

Figura 1.1 - Representación gráfica de la distribución fasorial de las componentes eléctrica y magnética de las ondas electromagnéticas.

Figura 1.2 - Espectro electromagnético.

Figura 1.3 - Espectro electromagnético de radiación solar.

Figura 1.4 - Permeabilidades para material ferromagnéticos, paramagnéticos y diamagnéticos.

Figura 1.5 - combinaciones de permitividad y permeabilidad.

Figura 1.6 - imagen de reflexión de "**LSPR**".

Figura 1.7 - Descripción grafica de la propagación de las ondas de "**SPR**".

Figura 1.8 - propagación de OPS de efecto "SPR" contra la del efecto "**LSPR**".

Figura 2.1 - diagrama conceptual de la ley de Snell.

Figura 2.2 – ilustración del concepto de colisión de electrones (puntos azules) con iones positivos (puntos rojos).

Figura 2.3 – representación conceptual del modelo de bandas de energía.

Figura 3.1 – Reflexión y transmisión de una OEM con incidencia normal en una interfaz plana.

Figura 3.2 – incidencia oblicua de una onda uniforme plana con polarización perpendicular en una interfaz.

Figura 3.3 – incidencia oblicua de una onda uniforme plana con polarización paralela en una interfaz.

Figura 3.4 – Configuración de Otto.

Figura 3.5 – Configuración de Kretchmann.

Figura 4.1 - Elementos del primer experimento.

Figura 4.2. Arreglo distribucional para el experimento de generación “**SPR**” de acuerdo a la configuración Kretchmann.

Figura 4.3 - (a) Distribución física del experimento, (b) interfaz de adquisición de datos para medición de potencia óptica.

Figura 4.4. Manifestación visual de “bifurcación” del efecto SPR.

Figura 4.5 - Arduino Mega 2560.

Figura 4.6 - (a) interfaz visual del usuario, (b) diagrama a bloques o ventana de programación.

Figura 4.7 - Manifestación visual de “bifurcación” del efecto SPR.

Figura 4.8 - (a) Aerosol para deposición de plata sobre el portaobjetos, (b) portaobjetos con plata de 200 nm de espesor aproximadamente.

Figura 4.9 - Portaobjetos con Au.

Figura 4.10 - Longitud de onda de 405 nm, curvas normalizadas, generadas por mediciones de reflectividad en Ag (curva discontinua), Au (curva punteada) e ITO (curva solida).

Figura 4.11 - Longitud de onda de 532 nm, curvas normalizadas, generadas por mediciones de reflectividad en Ag (curva discontinua), Au (curva punteada) e ITO (curva solida).

Figura 4.12 - Longitud de onda de 650 nm, curvas normalizadas, generadas por mediciones de reflectividad en Ag (curva discontinua), Au (curva punteada) e ITO (curva solida).

Figura 4.13 - Grafica de los ángulos SPR ( $\theta_{SPR}$ ) medidos vs. Longitud de onda ( $\lambda$ ) en las tres interfaces prisma metal (Bp-Ag, Bp-Au y Bp-ITO).

Figura 4.14 - Relación de dispersión en las tres interfaces prisma metal (Bp-Ag, Bp-Au y Bp-ITO).

Figura 4.15 - Diagrama esquemático del sistema conformado por prisma-metal-aire para generar y medir el efecto SPR.

Figura 5.1 - imagen del experimento térmico vs tiempo.

Figura 5.2 - Gráfica de temperatura (con y sin  $\theta_{SPR}$ ) vs tiempo (1 hora.) .

Figura 5.3 - Gráfica de temperatura (con y sin  $\theta_{SPR}$ ) vs tiempo (2 horas).

## ***NOMENCLATURA Y LISTA DE ACRÓNIMOS***

- Å Armstrong ( $1 \times 10^{-10}$ )
- Ag Plata.
- Au Oro.
- Bp Prisma de borosilicato.
- ITO Oxido de indio y estaño.
- FWHM Ancho completo a media altura ("Full width half medium" en inglés).
- OEM Onda electromagnética
- OPS Onda de plasmon superficial ("Surface plasmon wave" en inglés).
- SPR Resonancia de plasmon superficial ("Surface plasmon Resonance" en inglés).
- TCO Oxido conductivo transparente ("transparent conductive oxide" en inglés).
- TE Transversal eléctrico.
- TEM Transversal electromagnético.
- TM Transversal magnético.
- TIR Reflexión total interna ("Total internal reflexión" en inglés).
- $\epsilon_d$  Constante dieléctrica del material dieléctrico.
- $\epsilon_m$  Constante dieléctrica del metal.
- $\epsilon_p$  Constante dieléctrica del material prismático.
- $\Gamma$  Coeficiente de reflexión.
- T Coeficiente de transmisión.
- $\theta_B$  Ángulo de Brewster.

- $\theta_c$             Ángulo crítico.
- $\theta_i$             Ángulo incidente.
- $\theta_{SPR}$         Ángulo "**SPR**".
- $\theta_t$             Ángulo de transmisión.
- $\delta_{SPP}$         Propagación de la Onda "**SPR**" hacia la interfaz.
- $\delta_{diel}$         Propagación de la Onda "**SPR**" hacia el dieléctrico.
- $\delta_{metal}$        Propagación de la Onda "**SPR**" hacia el metal.
- nm            nanómetros ( $1 \times 10^{-9}$ ) metros.
- VO            Vector de onda.
- VP            Vector Poynting.
- Medio lineal = medio en el que se mantiene la proporcionalidad causa efecto entre dos magnitudes relacionadas por una característica física.
- Medio Isotrópico = Medio cuyas propiedades no dependen de la dirección de incidencia de un flujo determinado.
- Medio Homogéneo = medio cuyas características físicas no varían en toda su superficie.

# ÍNDICE

## TABLA DE CONTENIDOS

## PAGINA

---

I. AGRADECIMIENTOS .....	I
II. DEDICATORIA .....	II
III. RESUMEN .....	III
IV. ABSTRACT .....	IV
V. LISTA DE TABLAS Y FIGURAS .....	V
VI. NOMENCLATURA Y LISTA DE ACRÓNIMOS .....	VI

### **CAPÍTULO 1 INTRODUCCIÓN**

1.1 INTRODUCCIÓN .....	1
1.2 JUSTIFICACIÓN .....	3
1.3 ANTECEDENTES .....	3
1.3.1 ONDAS Y ESPECTRO ELECTROMAGNÉTICO .....	3
1.3.2 METAMATERIALES .....	7
1.3.3 HISTORIA Y EVOLUCIÓN DEL EFECTO "SPR" .....	12
1.3.3.1 HISTORIA DEL EFECTO SPR .....	12
1.3.3.2 "SPR" Y "LSPR" .....	14
1.3.3.3 EVOLUCIÓN DEL EFECTO "SPR" .....	16
1.4 HIPÓTESIS .....	19
1.5 OBJETIVOS .....	20
1.5.1 OBJETIVO GENERAL .....	20
1.5.2 OBJETIVOS ESPECÍFICOS .....	20
1.6 DISTRIBUCIÓN DE LA TESIS .....	21

## **CAPITULO 2 SUSTENTO TEÓRICO**

2.1 LEY DE SNELL .....	23
2.2 ECUACIONES DE MAXWELL .....	24
2.2.1 MODOS TRANSVERSALES ELÉCTRICO (TE) Y MAGNÉTICO .....	26
2.3 MODELO DE DRUDE.....	28
2.4 NIVELES DE ENERGÍA .....	30

## **CAPÍTULO 3 DESARROLLO**

3.1 INCIDENCIA NORMAL .....	34
3.2 INCIDENCIA OBLICUA .....	34
3.3 ÁNGULO DE BREWSTER (DE TRANSMISIÓN TOTAL).....	36
3.3.1 POLARIZACIÓN PERPENDICULAR (TIPO "S") .....	36
3.3.2 POLARIZACIÓN PARALELA (TIPO "P") .....	37
3.4 ÁNGULO CRÍTICO.....	39
3.4.1 POLARIZACIÓN PERPENDICULAR.....	39
3.5 CONFIGURACIONES DE KRETCHMANN Y OTTO.....	40
3.6 CÁLCULO DEL ÁNGULO "SPR" .....	42

## **CAPÍTULO 4 PRUEBAS REALIZADAS Y RESULTADOS**

4.1 PRUEBAS REALIZADAS.....	45
4.1.1 CÁLCULOS DE LOS ÁNGULOS DEL EXPERIMENTO .....	47
4.2 RESULTADOS.....	52

## **CAPÍTULO 5 CONCLUSIONES Y TRABAJOS FUTUROS**

5.1 CONCLUSIONES.....	60
5.2 TRABAJOS FUTUROS.....	61
REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	65
ANEXOS.....	70

ANEXO 1 - PROGRAMAS DE MATLAB PARA CALCULO DE ANGULOS .....	70
ANEXO 2 – PROGRAMA DE MATLAB PARA CONVERSIÓN CON LEY DE SNELL Y GRAFICA DE RESULTADOS .....	73
ANEXO 3 - PROGRAMAS DE MATLAB PARA GRAFICAS .....	75
ANEXO 4 PROGRAMAS DE MATLAB GRÁFICAS TÉRMICAS .....	77
ANEXO 5 ARTÍCULO “WAVELENGTH SENSITIVITY OF INDIUM TIN OXIDE ON PLASMON RESONANCE ANGLES” EN LA REVISTA TURCA “TURKISH JOURNAL OF ELECTRICAL ENGINEERING & COMPUTER SCIENCES” .....	78

En este capítulo se describirán los conceptos generales y la información de trasfondo, así como la justificación de la aportación de este documento y la hipótesis a comprobar. Además de la información adicional que se considere relevante para explicar de forma global y sobre todo clara, el contenido de este documento de tesis.

## 1.1. INTRODUCCIÓN.

El efecto "**SPR**" es una oscilación de densidad de carga que puede existir si un rayo de luz monocromática con polarización tipo p impacta con un ángulo mayor que el ángulo crítico en una interfaz metal-dieléctrico. La onda de densidad de carga generada está asociada a la onda electromagnética de origen, el vector de campo de dicha onda electromagnética alcanza su máximo en la interfaz y decae exponencialmente en los dos medios.

Esta onda es conocida como onda de plasma superficial (OPS) y es, así mismo, una onda polarizada de transversal magnético [1-2]. Gran cantidad del campo electromagnético en una OPS está concentrada en el material dieléctrico y es distribuido de una forma altamente asimétrica, a través de los dos materiales de la interfaz.

La propagación de OPS puede ser fortalecida por estructuras donde la constante dieléctrica  $\epsilon_m$  es menor a la raíz cuadrada del índice de refracción del dieléctrico  $\epsilon_d^2$  [1,3]. Esta condición se cumple para varias interfaces metal-dieléctrico, los metales más comúnmente usados para dichas superficies son el oro y la plata [1,4].

En múltiples ocasiones ha sido reportado que la propagación de OPS a través de la interfaz plata-dieléctrico se atenúa menos y presenta una mayor concentración del campo

electromagnético en el dieléctrico, que una OPS propagándose por una interfaz oro-dieléctrico [1, 5-6].

Una alta pérdida ocurre en los metales como resultado de la propagación de OPS con alta atenuación en el rango visible de espectro electromagnético en muchas de las interfaces metal-dieléctrico [1,7-8].

Debido a la actual demanda de producción masiva de dispositivos de efecto "SPR" y a económicas fuentes de iluminación en los espectros visible e infrarrojo cercano, se requiere materiales alternativos para la generación de OPS [1, 9-11].

Uno de dichos materiales alternativos son las películas delgadas de óxidos conductivos transparente OCT. Estos tipos de materiales son usados, debido a su buena conducción eléctrica y propiedades ópticas de transparencia, en diferentes tecnologías como sensores, pantallas y dispositivos fotovoltaicos [1, 12]. Los OCT son fabricados regularmente con tecnología de películas delgadas y utilizados en aplicaciones optoelectrónicas como electrodos transparentes en paneles táctiles y pantallas planas, además de estas aplicaciones [1, 13].

El OCT más comúnmente usado es el óxido de indio dopado con estaño  $\text{In}_2\text{O}_3:\text{Sn}$  ( $\text{In}_2\text{O}_3\text{eSnO}_2$ ) mejor conocido como óxido de indio y estaño (ITO) [1, 14]. La baja absorción de luz del ITO puede ser usada para mejorar la generación y detección del "SPR".

En este documento se comparan cálculos teóricos y medidas experimentales del ángulo SPR en tres interfaces:

- ITO-borosilicato.

- Au-borosilicato.
- Ag-borosilicato

Se usó para cada interfaz tres distintas longitudes de onda: 405, 532 y 650 nm, las cuales prácticamente cubren todo el rango del espectro visible.

## 1.2. JUSTIFICACIÓN

Conocemos que el efecto de la luz sobre las interfaces metal-dieléctrico está siendo aplicado ampliamente en el área biológico-electrónica, y debido a eso los metales como el oro y la plata (metales que no son muy abundantes en la tierra y por consecuencia son caros para procesarlos e implementarlos en dispositivos) son los que han sido mayormente estudiados.

Al conocer esto desarrollamos una propuesta como alternativa más económica y versátil en la elección del metal a usar en las interfaces metal-dieléctrico para generar "**SPR**", los cuales son el óxido de indio y estaño (**ITO**).

## 1.3. ANTECEDENTES

### 1.3.1. ONDAS Y ESPECTRO ELECTROMAGNÉTICO

Sabemos que las ondas electromagnéticas (OEM) son ondas producidas por cargas eléctricas en movimiento a la velocidad de la luz ( $300,000 \frac{km}{seg}$ ), que no necesitan un medio físico para propagarse, y como su nombre lo indica están compuestas de una parte eléctrica y otra magnética, llamadas también ondas transversales, sus trayectorias de propagación están desfasadas a  $90^\circ$  una respecto a la otra, como se ilustra en la figura 1.1.

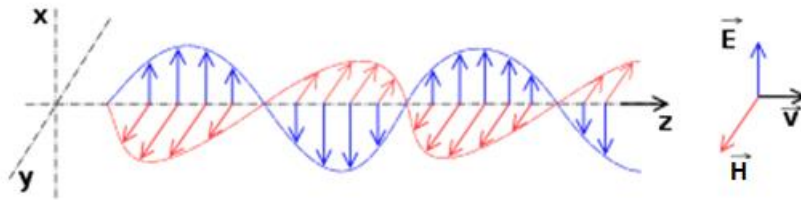


Figura 1.1 - Representación gráfica de la distribución fasorial de las componentes eléctrica y magnética de las ondas electromagnéticas.

Las OEM son flujos de energía los cuales se analizan como cualquier otro fluido con campos vectoriales, debido a que un vector es un ente matemático que tiene magnitud, dirección y sentido, se asemeja mucho al comportamiento de los fluidos. Hay dos tipos particulares de vectores que son de gran relevancia para el trabajo de esta tesis descrito en el documento:

- El vector de onda (VO).
- El vector de Poynting (VP).

Los cuales se describirán a continuación.

El VO describe la dirección de propagación de una OEM determinada, a su magnitud se le llama número de onda, su expresión matemática es la siguiente:

$$k(x) = \frac{2\pi}{\lambda} x \quad (1)$$

Donde  $\vec{x}$  es la dirección de propagación de la onda

El VP que está asociado a las ondas electromagnéticas y su módulo que es el valor absoluto, describe la intensidad, en un tiempo determinado, de energía electromagnética por

unidad de área, esta área es perpendicular a la dirección de propagación de la onda electromagnética, y cuyo sentido es el de propagación.

Por definición, el VP es igual al producto vectorial entre el campo eléctrico y el campo magnético, representado así:

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \quad (2)$$

Donde:

$\vec{S}$  es el vector "Poynting"

$\vec{E}$  es el campo eléctrico y

$\vec{H}$  es el campo magnético.

Una vez realizado lo anterior podemos afirmar que la transmisión de energía y cantidad de movimiento, así como las cargas y corrientes atribuidas a las OEM son descritas por los vectores VO, VP y las ecuaciones de Maxwell. Por lo tanto, una OEM es la manera en la que la radiación electromagnética se propaga a través de un medio o del vacío, dicha radiación está caracterizada y establecida, se llama espectro electromagnético.

Podemos definir el espectro electromagnético como el rango de distribución energética de las ondas electromagnéticas conocidas por el hombre, cuyo rango de longitudes de onda se muestra en la figura 1.2.

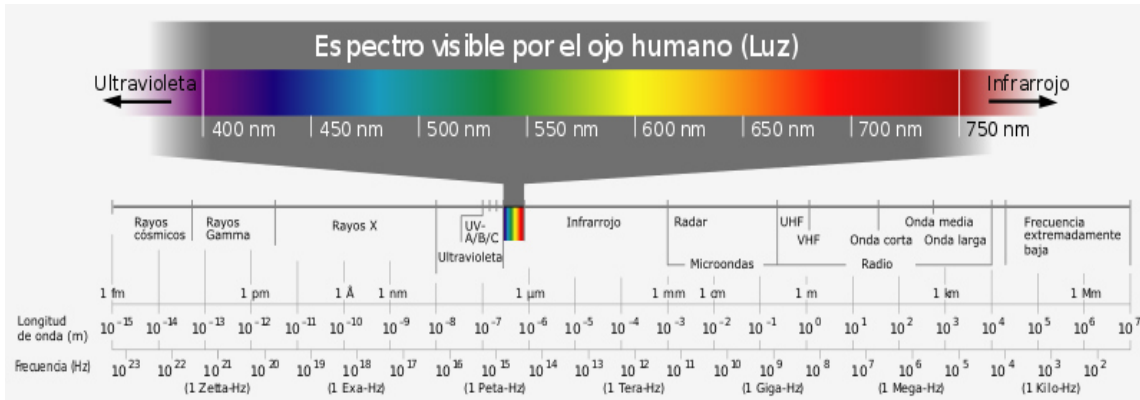


Figura 1.2 - Espectro electromagnético.

Como sabemos el rango de longitudes de onda que puede percibir el ojo humano está entre los 400 y 700 nm aproximadamente, en el cual se encuentra la mayor potencia incidente por unidad de superficie (irradiancia) que provee el sol. El sol emite ondas electromagnéticas en el espectro ultravioleta, visible e infrarrojo como la muestra la figura 1.3.

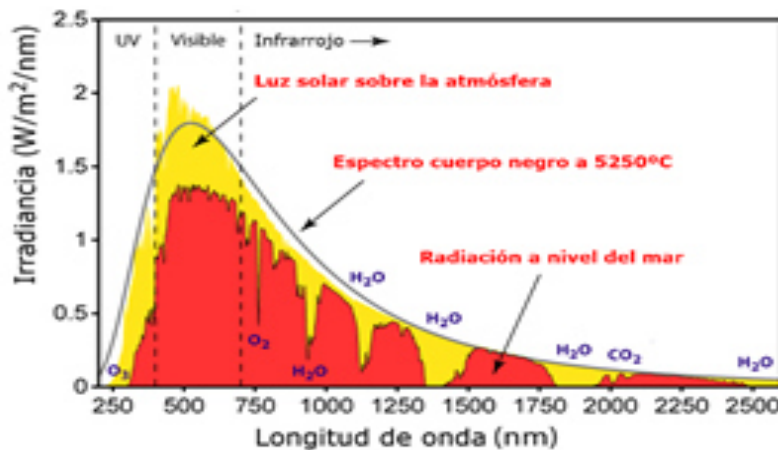


Figura 1.3 - Espectro electromagnético de radiación solar.

Como es bien sabido el sol es una fuente abundante y sustentable de ondas electromagnéticas, que ha sido y seguirá siendo usadas para diversas áreas de la tecnología y la ciencia, por lo cual el análisis presentado en este documento se basa en gran parte del

espectro de emisión solar, con el fin de una posible migración al mismo como fuente de excitación para el efecto **"SPR"**.

Podemos observar que tras décadas de estudio y pruebas del efecto de la incidencia de las ondas electromagnéticas (particularmente las que emite el sol) en diversos materiales y combinaciones de ellos, se ha encontrado que la unión de metal y dieléctrico tiene mucho potencial para aplicaciones en distintas áreas tanto de la ciencia como de la tecnología. Una de las primeras combinaciones metal-dieléctrico son los llamados metamateriales.

### 1.3.2. METAMATERIALES

Empezaremos recordando que la esencia misma del concepto de los metamateriales se creó entre la década de 1940 y 1950 con los llamados dieléctricos artificiales. Éstos fueron desarrollados, cuando se descubrió que tenían atributos deseables para aplicaciones militares. A partir de la terminación de la segunda guerra mundial los podemos ver en la manipulación y procesamiento de microondas y radiofrecuencia, dicha tecnología cambió la forma en la cual se comunicaba la humanidad, así como la forma de realizar actividades cotidianas en la vida de las comunidades urbanas.

En realidad, no hay una definición absoluta y completamente aceptada de metamateriales, sin embargo, en términos generales se podrían definir de la siguiente manera: ***"Son estructuras, regularmente metálicas, artificialmente construidas sobre un material dieléctrico."***

Podemos agregar que dichas estructuras deben ser más pequeñas que la longitud de onda de la OEM que incide sobre ella (casi del tamaño de un átomo) para que el sistema se considere homogéneo, es decir sus características físicas no varían en toda su superficie [15].

Debemos considerar que dos de los parámetros constitutivos fundamentales de la materia, la permitividad eléctrica y la permeabilidad magnética son ampliamente utilizados para caracterizar la respuesta de los materiales cuando estos son impactados por la luz, además están íntimamente vinculados con los metamateriales, a continuación, se explicará el concepto de permitividad y permeabilidad, así como su relación con el índice de refracción y su importancia en el diseño de los metamateriales.

#### Permitividad eléctrica

La permitividad eléctrica es una constante física que describe cómo un campo eléctrico afecta y es afectado por un medio en específico y se define como la relación de la densidad de campo eléctrico (D) entre la intensidad de campo eléctrico (E).

$$\varepsilon = \frac{D}{E} \quad (3)$$

La permitividad eléctrica en el vacío es un constante de valor  $\varepsilon_0 = 8.8541878176 \times 10^{-12} \frac{C^2}{N \cdot m^2}$ , este valor es referencia para el cálculo de la permitividad relativa de cada material.

## Permeabilidad magnética

La permeabilidad magnética es la capacidad de un medio de permitir el flujo de campos magnéticos a través de él, y se define como la relación entre la densidad de flujo magnético (B) y la intensidad de campo magnético (H).

$$\mu = \frac{B}{H} \quad (4)$$

En base a lo anterior tenemos que la materia puede ser clasificada en función de su permeabilidad magnética como:

- Ferromagnética.
- Paramagnética.
- Diamagnética.

Se ha determinado que la permeabilidad magnética en el vacío (el cual es un medio lineal, isotrópico y homogéneo) es una constante de valor:  $\mu = 4\pi \times 10^{-7} \frac{T \cdot m}{A}$ , este valor es referencia para el cálculo de la permeabilidad relativa de cada material. La figura 1.4 muestra una gráfica comparativa de la permeabilidad magnética de las clasificaciones antes mencionadas.

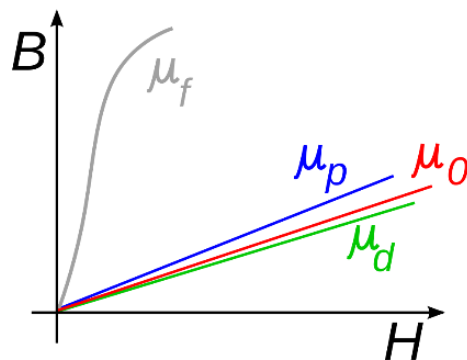


Figura 1.4 - Permeabilidades para material ferromagnéticos, paramagnéticos y diamagnéticos.

Un material ferromagnético es aquel que genera por sí mismo magnetismo, el paramagnético presenta las propiedades del material ferromagnético solo en presencia de un campo magnético externo y el diamagnético es el que repele los campos magnéticos por lo tanto no es afectado por ellos.

Como es bien sabido, cuando la luz impacta la materia, parte de ella es absorbida por la misma, parte es reflejada y parte la atraviesa con un ángulo determinado respecto a la normal de superficie incidida inicialmente.

En cierta medida y teniendo en cuenta sus definiciones, la permitividad y permeabilidad pueden ser consideradas como medidas de almacenaje de energía eléctrica y magnética respectivamente [15], ya que están ligadas al proceso de absorción de los materiales.

Un parámetro que determina también la absorción de la luz de cada material es el índice de refracción  $n$  que es la razón de la velocidad de la luz en el espacio libre respecto a la velocidad de la luz a través del material. Las ecuaciones de Maxwell lo describen en función de la permitividad eléctrica ( $\epsilon$ ) y la permeabilidad magnética ( $\mu$ ) de la siguiente manera:

$$n = \sqrt{\mu\epsilon} \quad (5)$$

De la ecuación 5 podemos observar que si la permitividad eléctrica o la permeabilidad magnética son negativas (pero no ambas) el índice de refracción será un número complejo, pero si las dos son positivas o las dos negativas, el índice de refracción será puramente real. En vista de lo anterior conocemos cuatro clases distintas de combinaciones que los materiales pueden presentar, la figura 1.5 los muestra.

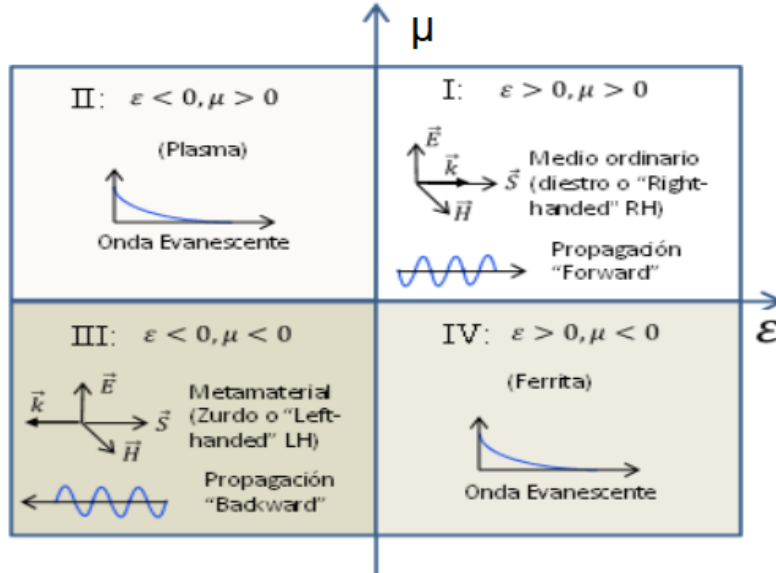


Figura 1.5 - combinaciones de permitividad y permeabilidad.

Los metamateriales se construyen artificialmente de tal manera que sus permitividades y permeabilidades pueden ser positivas o negativas.

El principio físico de los metamateriales consiste en "sustituir" átomos por nanoestructuras que presentan actividad electromagnética, por lo tanto, tienen una función dieléctrica " $\epsilon$ " y una magnética " $\mu$ ".

El tamaño de las nanoestructuras tiene que ser menor a la longitud de onda incidente (se recomienda  $\frac{1}{4}$  de ella) para que la propagación de la OEM incidente no se difracte, lo cual

ocasionaría que las condiciones de propagación se asemejen mucho a un material homogéneo [15].

De las múltiples publicaciones sobre el tema, sabemos que los metamateriales son llamados “medios zurdos” (figura 1.5), es decir la energía de la OEM incidente se propaga a la dirección contraria a su vector de onda, lo cual abre una amplia gama de posibles aplicaciones para él. Como la “invisibilidad” de algunos materiales fabricados con características metamateriales a través de los cuales la luz se refracta de tal forma que pareciera que el material es completamente transparente.

### 1.3.3. HISTORIA Y EVOLUCIÓN DEL EFECTO “SPR”

Como se mencionó antes, la combinación metal-dieléctrico presenta propiedades muy interesantes como las que se presentan en la interfaz de las nanoestructuras metálicas sobre material dieléctrico, llamadas metamateriales. Sin embargo, no es necesario crear microestructuras metálicas para que se produzcan efecto “SPR” cuando se incide luz sobre este tipo de interfaces, con simples materiales metálicos burdos unidos a dieléctricos (del orden de los 200 nm o menores) se crea un efecto llamado “**SPR**”.

#### 1.3.3.1. HISTORIA DEL EFECTO SPR

El efecto “**SPR**” fue descubierto aproximadamente en la década de los 1950’s por R.H.Ritchie su artículo relacionado al tema fue publicado el 1 de junio de 1957 llamado “Plasma Losses by fast electrons in Thin films”.

En este artículo, R.H.Ritchie explica la distribución de una pérdida rápida de energía de los electrones fluyendo en la interfaz de una lámina delgada metálica, asumiendo que dichos electrones en el metal se comportan como si el metal fuera un gas “Fermi-Dirac”.

Básicamente postulo que, bajo ciertas condiciones de incidencia de luz sobre una fina capa de metal, se comportaría como si su composición física fuera de densidad menor que la que realmente tiene, es decir una especie de líquido denso.

En vista de lo anterior se usaron las ecuaciones de hidrodinámica de Bloch [16].

Por consiguiente, al abordar el tema de los plasmones superficiales desde esta perspectiva, se abrió una creciente gama de oportunidades de explorarlos más a profundidad. Luego, en 1968, R.H.Ritchie publicó el artículo científico “Surface plasmon resonance effect in grating diffraction” en el que mostraba la importancia de la polarización tipo p en el efecto y uso rejillas de difracción para explicarlo, en el estudio utilizó aluminio y oro como elementos metálicos [17]. Inferimos que muchos de los avances actuales en el efecto SPR se debe en gran medida al trabajo de R.H. Ritchie.

Podemos decir que hoy en día, de manera general, se conocen dos tipos de efectos de resonancia de plasmon superficial:

- El que se produce en la superficie de metal-dieléctrico siendo estos materiales homogéneos en su geometría (“**SPR**”).
- El que se crea en nano-cavidades hechas en el elemento metálico del sistema llamados “**LSPR**”.

### 1.3.3.2. “SPR” Y “LSPR”

El “LSPR” es un conjunto de ondas “SPR” causadas por el confinamiento de la luz en varias nano-rejillas y cuya propagación es de menor alcance que las de un “SPR” regular, pero se usan para detección de mayor precisión (figura 1.6).

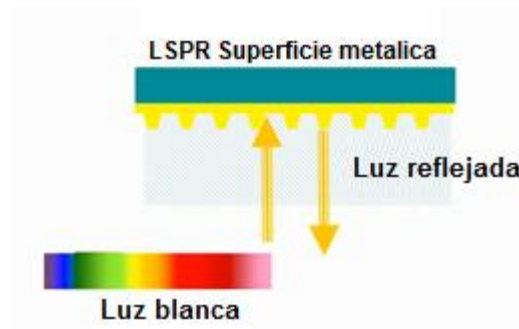


Figura 1.6 - imagen de reflexión de “LSPR”.

Las ondas de plasmón superficial (OPS) son ondas evanescentes que se propagan en mayor medida a través de la interfaz metal-dieléctrico, sin embargo, parte de esa onda se propaga hacia el metal y hacia el dieléctrico también.

Se ha encontrado en la práctica que para una longitud de onda de incidencia de 500 nm la OPS se propaga a aproximadamente en un rango de 2 a 20  $\mu\text{m}$  ( $\delta_{SPP}$ ), la propagación hacia el dieléctrico ( $\delta_{diel}$ ) de aproximadamente 0.25 a 1  $\mu\text{m}$  y la propagación hacia el metal ( $\delta_{metal}$ ) de aproximadamente 5 nm (figura 1.7). El hecho de que una mayor cantidad de la onda evanescente se propague hacia el dieléctrico que hacia el metal, muestra que es en este medio donde se realizan las mediciones y detecciones para aplicación de caracterización de partículas en los campos de la biología y la química.

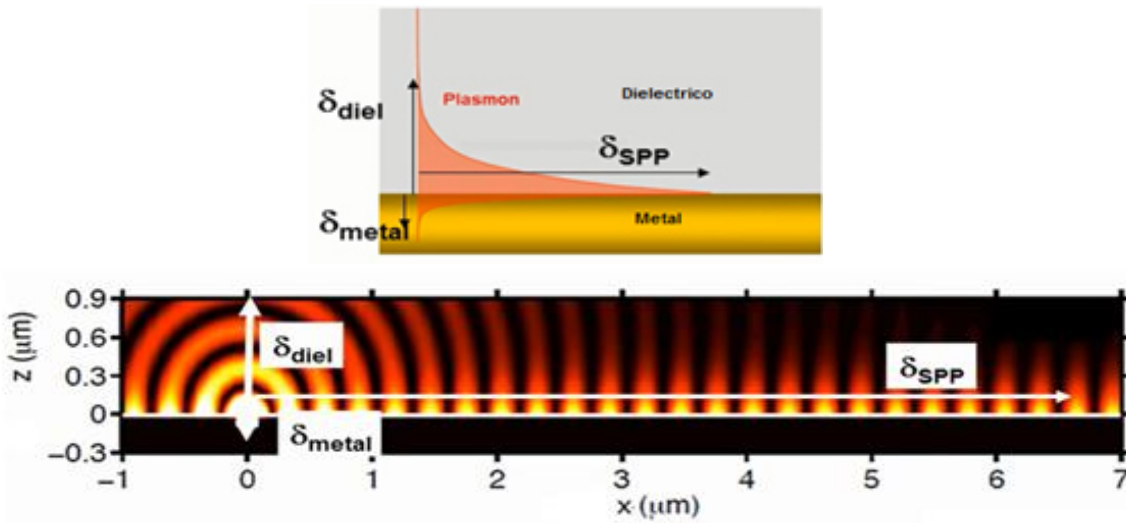


Figura 1.7 - Descripción grafica de la propagación de las ondas de SPR

Las diferencias básicas entre “**SPR**” y “**LSPR**” son que este último no es tan susceptible como el primero a impurezas en la superficie del metal lo que lo hace más preciso en el proceso de caracterización biológico o químico, también el “**LSPR**” es más fácil de dirigir y controlar por sus múltiples cavidades de confinamiento de la luz, aunque su propagación es considerablemente menor que la del “**SPR**” como lo muestra la figura 1.8.

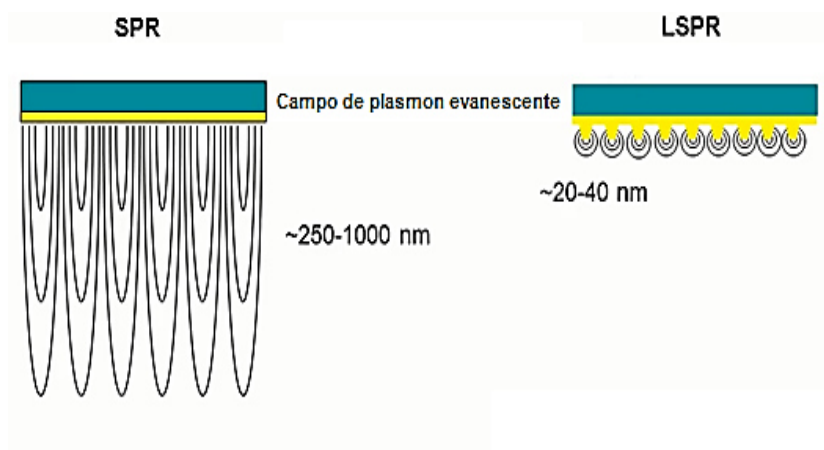


Figura 1.8 - propagación de OPS de efecto “**SPR**” contra la del efecto “**LSPR**”.

### 1.3.3.3. EVOLUCIÓN DEL EFECTO “*SPR*”.

Uno de los retos para realizar experimentos con “*SPR*” era que la capa metálica debe ser muy fina, es decir, del orden de un par de cientos de nanómetros como máximo.

A través de la historia se han desarrollado diversas técnicas de deposición de capas finas de metales como la evaporación en capsula de vacío.

Esta técnica (deposición evaporación en capsula de vacío), fue la que se utilizó en el trabajo publicado en 1975 llamado “Surface plasmons in silver – a novel undergraduate experiment”, misma que se aprovechó para el análisis de la variación en la amplitud de campo interno al variar el ancho de la fina capa metálica desde un par de Armstrongs hasta aproximadamente 1000 Armstrongs, esto bajo la premisa de que el ancho de la capa metálica influye directamente en la difusión del plasma a través de la interfaz metal dieléctrico.

Después fijaron un espesor específico (350 Å) de la capa metálica y variaron la constante de absorción el ángulo de efecto “*SPR*” permaneció igual, pero la absorbancia varió, con la variación del índice de absorción [18].

Para la década de los 1980's, específicamente en 1989 se publicó el artículo “Spatial light modulation using surface plasmon resonance”, en este artículo se mencionó que se necesitaba el modo transversal magnético para que se propagaran los plasmones superficiales, también se escribió acerca de los acoplamientos ópticos prismáticos utilizados los cuales fueron las configuraciones de Otto y Kretschmann.

Se descubrió que la intensidad de campo del elemento conductor (metal) puede ser como 100 veces mayor que la del rayo de luz coherente incidente en la interfaz y que el efecto es altamente sensible a las propiedades ópticas del metal.

La medición del efecto SPR se efectuó de manera visual con microscopio después de haber creado un modelo analítico para la generación de plasmones en estructuras no uniformes. Se utilizó cristal líquido como modulador espacial de luz para difractar a voluntad el SPR para que no se propagara la onda evanescente en el medio activo [19].

El artículo “Properties and sensing characteristics of surface plasmon resonance in infrared light” de 2003 explica el uso del espectro infrarrojo cercano mediante un láser de bombeo de rango de longitud de onda de 800 a 2300 nm con una configuración de acoplamiento óptica de Kretschmann–Raether, se usaron dos tipos distintos de cristal como prismas (BK7 y SF11) además de un prisma de silicio, usaron aire y agua como material dieléctrico, luego mantuvieron fija la longitud de onda para variar el ancho de la fina capa metálica. Está enfocado básicamente al uso del SPR como sensor de procesos biológicos [20].

También existe una publicación del año 2010 el artículo “Surface Plasmon Resonance: An Introduction to a Surface Spectroscopy Technique”.

Continuando con las aplicaciones biológicas, presentan una opción económica para usar un dispositivo de efecto “SPR” como sensor biológico para estudios universitarios, ya que los instrumentos comerciales son bastante costosos y están limitados en los tipos de partículas que detectan ya que están diseñados para usos particulares. Básicamente la finalidad de este artículo era presentar una opción económica y fácil de usar de producción de efecto “SPR”, a estudiantes universitarios, para poder observar la interacción de las proteínas con los ligandos. Para el dispositivo “SPR” usaron una única longitud de onda de 650 nm y variaron el elemento dieléctrico usando aire, agua, acetona, etanol y diclorometano [21].

Hace dos años, en 2018, el artículo publicado por la sociedad japonesa de física aplicada “Eléctricamente detectable surface plasmon resonance sensor by combining a gold grating and a silicon photodiode”, explicaba una manera muy eficiente de medir el efecto “**SPR**” usando un fotodiodo de barrera Schotky integrado a una capa de rejillas de oro sobre la que se usó aire y agua como elementos dieléctricos y sobre ellos una capa de cristal.

El láser utilizado tenía una longitud de onda de 675 nm y una potencia de 250  $\mu$ W, en este artículo se contrastaron los resultados de efecto “**SPR**” usando agua y aire, además de graficas de reflectancia contra el ángulo de incidencia, con y sin elemento polarizador de la luz incidente y también graficas de voltaje de circuito abierto (Voc) contra el ángulo de incidencia [22].

Con esto podemos ver que, desde los inicios de las primeras investigaciones, en la década de los 1950 cuando la humanidad estaba viviendo en un contexto de coyuntura por el término de la segunda guerra mundial e inicio de la guerra fría y hasta el día de hoy, el efecto “**SPR**” ha sido utilizado para muchas aplicaciones como en las áreas de la fotónica, biológica, química entre otras.

Ha pasado de aplicaciones militares, a especializados instrumentos de caracterización de moléculas; de dispositivos didácticos universitarios hasta desalinización del agua del mar. En definitiva, el efecto “**SPR**” tiene aún mucho potencial de aplicaciones prácticas.

#### 1.4. HIPÓTESIS

Como se ha mencionado previamente, los sistemas de generación de efecto **“SPR”** dependen en gran medida del tipo de materiales de la interfaz metal-dieléctrico y del ángulo de incidencia de la fuente de luz luminosa, actualmente existe varios estudios que pretenden obtener sistemas ajustables en su ángulo de incidencia, para la lo cual varían el tipo de dieléctrico, la longitud de onda o ambos, y algunos de ellos incluyen ITO como una capa acopladora en sistemas basados en semiconductores y **“LSPR”** y la gran mayoría para aplicaciones biológicas o químicas, pero no hay muy pocos que lo usan como elemento metálico central de la interfaz metal-dieléctrico y para aplicaciones generales.

El óxido de indio y estaño (ITO) podría ser incluso una mejor opción que el oro y la plata (que son los metales más usados) para la interfaz metal-dieléctrico en el efecto **“SPR”**. Para aplicaciones didácticas o aplicaciones distintas a los biológico-químicas. De tal manera que su longitud de onda de incidencia, pueda ser variada sin cambios significativos en su ángulo de incidencia, lo cual abriría una nueva gama de posibilidades de diseño de dispositivos **“SPR”**.

Por ejemplo, se podría usar la luz del sol con filtros para longitudes de onda específicas, para diseñar e implementar un dispositivo de efecto **“SPR”**, capaz de adaptarse a los cambios de longitud de onda de incidencia con correcciones relativamente pequeñas del ángulo de incidencia necesario para **“SPR”**.

## 1.5. OBJETIVOS

### 1.5.1. OBJETIVO GENERAL

Proponer y analizar una interfaz metal-dieléctrico para una más barata y versátil manera de generar el efecto **"SPR"**, debido a la excitación de luz en el rango de longitudes de onda de emisión del sol.

### 1.5.2. OBJETIVOS ESPECÍFICOS

1. Estudiar y analizar el óxido de indio y estaño (ITO) como elemento metálico en una interfaz metal-dieléctrico para generación del efecto **"SPR"** y contrastarlo con Ag y Au.
2. Desarrollar un experimento para comparar la relación de variación de longitud de onda respecto al ángulo de generación **"SPR"** que corresponde a tres láseres de longitudes de onda distintas entre sí (405, 532 y 650 nm) para el ITO.
3. Desarrollar un experimento para comparar la relación de variación de longitud de onda respecto al ángulo de generación **"SPR"** que corresponde a tres láseres de longitudes de onda distintas entre sí (405, 532 y 650 nm) para el Oro (Au).
4. Desarrollar un experimento para comparar la relación de variación de longitud de onda respecto al ángulo de generación **"SPR"** que corresponde a tres láseres de longitudes de onda distintas entre sí (405, 532 y 650 nm) para la plata (Ag).
5. Analizar y comparar los resultados de los experimentos.
6. Publicar los resultados obtenidos.

## **1.6 DISTRIBUCIÓN DE LA TESIS**

### **Capítulo 1.**

En este capítulo se describirán los conceptos generales y la información de trasfondo, así como la justificación de la aportación de este documento y la hipótesis a comprobar. Además de la información adicional que se considere relevante para explicar de forma global y sobre todo clara, el contenido de este documento de tesis.

### **Capítulo 2.**

Se presentará y explicará la pauta teórica la cual consiste en las ecuaciones y modelos que se realizaron, mismos que reforzarán y explicarán todo lo referente al marco teórico de esta tesis.

### **Capítulo 3.**

En este espacio se desarrollará la aplicación del marco teórico para la resolución del cálculo del ángulo de incidencia sobre las interfaces prisma-metal-dieléctrico para los tres tipos de metales y las tres longitudes de onda utilizadas en este trabajo de tesis.

### **Capítulo 4.**

Capítulo referente al desarrollo de los experimentos realizados con las tres interfaces metal-dieléctrico usando tres distintas longitudes de onda para cada interfaz, así como la comparación y análisis de resultados de los mismos, los cuales fueron publicados en el artículo “wavelength sensitivity of indium tin oxide on surface plasmons resonance angles” [1].

## **Capítulo 5.**

Se hará referencia a la explicación de la conclusión a la que se llegó después de realizar todo el trabajo de la investigación, así como la realización de los experimentos para este trabajo de tesis, también se desarrolla las propuestas futuras que se pueden derivar del mismo.

## Capítulo 2 **SUSTENTO TEÓRICO**

---

Se presentará y explicará la pauta teórica la cual consiste en las ecuaciones y modelos que se realizaron, mismos que reforzarán y explicarán todo lo referente al marco teórico de esta tesis.

### 2.1 LEY DE SNELL

La ley de Snell fue descubierta en el siglo XVII por el astrónomo Danés Willebrord Snell, él se dio cuenta que la razón de cambio de la velocidad de la luz al pasar de un medio más denso a uno menos denso o viceversa, se puede calcular conociendo el ángulo de incidencia  $\theta_1$  de la luz en la interfaz de la unión de los dos medios sus índices de refracción ( $n_1$  y  $n_2$ ) como se muestra en la figura 2.1.

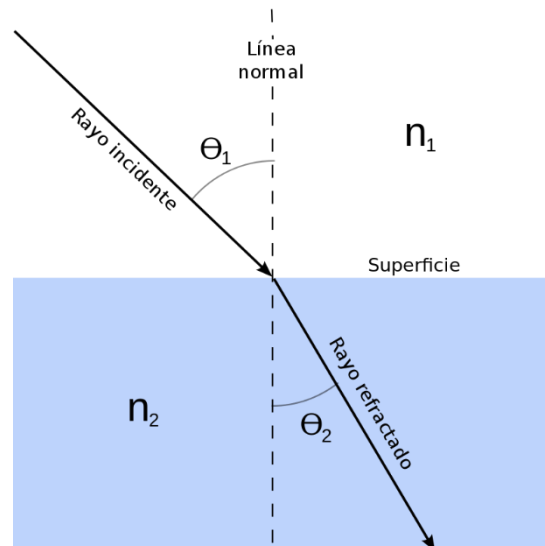


Figura 2.1 - diagrama conceptual de la ley de Snell.

La luz incidente que viene del medio 1 se refracta dentro del medio 2, en base a lo anterior la ley de Snell se puede expresar matemáticamente de la siguiente manera:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (6)$$

Como vimos antes el índice de refracción  $n$  se puede expresar en base a la permeabilidad y la permitividad, pero por definición también se puede expresar como la relación de la velocidad de la luz ( $c$ ) entre la velocidad del medio en particular ( $v$ ), es decir:

$$n = \frac{c}{v} \quad (7)$$

Sustituyendo 7 en 6 resulta la siguiente ecuación:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} \quad (8)$$

## 2.2 ECUACIONES DE MAXWELL

Las ecuaciones de Maxwell son una recopilación de cuatro ecuaciones, obtenidas por experimentos realizados por Coulomb, Gauss, Ampere, Faraday y otros, que explican fenómenos electromagnéticos y que introducen conceptos como densidades de flujo magnético y eléctrico, permeabilidad magnética, permitividad eléctrica, coeficiente de fase, etc. Las ecuaciones de Maxwell parten de la premisa de que el medio o medios sobre los que inciden las ondas electromagnéticas, son lineales, homogéneos e isotrópicos, es decir un medio dulce.

Las ecuaciones de Maxwell definen el campo magnético como la relación de la rotacional del campo eléctrico con signo negativo entre la parte compleja de la frecuencia radial multiplicada por la permeabilidad magnética.

$$H = -\frac{\nabla \times E}{j\omega\mu} \quad (9)$$

Si la propagación del campo eléctrico óptico es lineal debido a que el medio es homogéneo y las interfaces puramente paralelas, entonces se utilizara el método de la matriz de transferencia óptica, dado que este puede modelar procesos con estas características.

Considerando el campo eléctrico como una suma de dos componentes, una componente viajando en sentido de propagación del campo incidente y otra en dirección opuesta:

$$E = E^+ + E^- \quad (10)$$

Asumiendo "z" como la dirección de propagación, entonces

$$E_{(z)} = E_{(z)}^+ + E_{(z)}^- \quad (11)$$

Utilizando la notación ordinaria cosenoidal-fasorial

$$E = \hat{a}_x E_o e^{-j\beta z} + \hat{a}_x E_o e^{j\beta z} \quad (12)$$

" $\hat{a}_x$ " es un vector unitario (igual a la unidad) por lo tanto la ecuación 12 queda:

$$E_x(Z) = E_o^+ e^{-j\beta z} + E_o^- e^{-j\beta z} \quad (13)$$

$$E_x(Z) = E_x^+ + E_x^- \quad (14)$$

$$E_x^+(Z) = E_o^+ e^{-j\beta z} \quad (15)$$

$$E_x^-(Z) = E_o^- e^{j\beta z} \quad (16)$$

Sustituyendo la ecuación 15 en 10 tenemos que el campo magnético en función del campo eléctrico se expresa de la siguiente manera:

$$H = \frac{1}{\sqrt{\mu}} \hat{a}_y \{E_o^- e^{j\beta z} - E_o^+ e^{-j\beta z}\} \quad (17)$$

### 2.2.1 MODOS TRANSVERSAL ELÉCTRICO (TE) Y MAGNÉTICO (TM)

La propagación de las ondas electromagnéticas depende en gran medida de la geometría de dicho medio de propagación, la interfaz metal-dieléctrico de un sistema de efecto “SPR” podría considerarse como una muy “pequeña” guía de onda rectangular de dimensiones “**a**” por “**b**”, la suma de los modos (configuraciones de los campos que satisfacen simultáneamente las ecuaciones de Maxwell y las condiciones de frontera) de orden “**m**” del campo electromagnético en dirección perpendicular a dicha guía de onda (dirección de propagación) se le llama transversal electromagnético (TEM) y está estrechamente ligado a las condiciones de frontera antes mencionadas.

El modo transversal eléctrico (TE) se define análogamente a TEM solo que refiriéndose solo a la parte eléctrica de dicha onda. En este modo el campo eléctrico en la dirección de propagación es casi nulo debido a la relación fasorial de las componentes eléctrica y magnética de una OEM.

Asumiendo que la dirección de propagación de la OEM es “**z**” y que el vector  $\hat{\mathbf{a}}_x$  es unitario, el paquete de ecuaciones de Maxwell que describe el modo TE (ejes **x**, **y**, **z**) se muestra a continuación:

$$E_x = -\frac{1}{\varepsilon} * \frac{\partial F_z}{\partial y} \quad (18)$$

$$E_y = \frac{1}{\varepsilon} * \frac{\partial F_z}{\partial x} \quad (19)$$

$$E_z = 0 \quad (20)$$

$$H_x = -j \frac{1}{\omega \mu \varepsilon} * \frac{\partial^2 F_z}{\partial x \partial y} \quad (21)$$

$$H_x = -j \frac{1}{\omega \mu \epsilon} * \frac{\partial^2 F_z}{\partial z \partial y} \quad (22)$$

$$H_x = -j \frac{1}{\omega \mu \epsilon} * \left[ \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \beta^2 \right) (F_z) \right] \quad (23)$$

El modo transversal magnético (TM) se define análogamente a TEM solo que refiriéndose solo a la parte magnética de dicha onda. En este modo el campo eléctrico en la dirección de propagación es casi nulo debido a la relación fasorial de las componentes eléctrica y magnética de una OEM.

Asumiendo que la dirección de propagación de la OEM es "z" y que el vector " $\hat{a}_x$ " es unitario, el paquete de ecuaciones de Maxwell que describe el modo TM (ejes **x, y, z**) se muestra a continuación:

$$E_x = -j \frac{1}{\omega \mu \epsilon} * \frac{\partial^2 A_z}{\partial x \partial z} \quad (24)$$

$$E_y = -j \frac{1}{\omega \mu \epsilon} * \frac{\partial^2 A_z}{\partial y \partial z} \quad (25)$$

$$E_z = -j \frac{1}{\omega \mu \epsilon} * \left[ \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \beta^2 \right) (A_z) \right] \quad (26)$$

$$H_x = \frac{1}{\mu} * \frac{\partial A_z}{\partial y} \quad (27)$$

$$H_y = -\frac{1}{\mu} * \frac{\partial A_z}{\partial x} \quad (28)$$

$$H_z = 0 \quad (29)$$

Donde " $E_n$ " es el campo eléctrico en el eje "n", " $H_n$ " es el campo magnético en el eje "n", " $A_z$ " es el vector potencial A en la dirección de propagación y " $F_z$ " es el vector potencial F en la

dirección de propagación, cuyas definiciones y ecuaciones descriptivas se muestran respectivamente a continuación:

### **El vector potencial A**

En un medio en el que no hay cargas externas a la OEM incidente en dicho medio, se define como la densidad de flujo magnético igualada a cero.

$$H_A = -\frac{1}{\mu} \nabla X A \quad (30)$$

$$E_A = -\nabla \phi_e - j\omega A \quad (31)$$

### **El vector potencial F**

En un medio en el que no hay cargas externas a la OEM incidente en dicho medio, se define como la densidad de flujo eléctrico igualada a cero.

$$E_F = -\frac{1}{\varepsilon} \nabla X F \quad (32)$$

$$H_F = -\nabla \phi_m - j\omega F \quad (33)$$

Al haber definido matemáticamente el campo electromagnético incidente a través de una guía de onda rectangular y asemejándola con una interfaz metal-dieléctrico, podemos inferir en cierta medida, el comportamiento de la OPS incidiendo sobre dicha interfaz, además de que sabemos que se necesita transmitir en modo TM para lograr el efecto "SPR".

## **2.3 MODELO DE DRUDE**

Otro aspecto a considerar en la propagación de la OEM a través de la interfaz metal-dieléctrico es que ambos son medios bastante densos ya que son sólidos y no fluidos.

Este modelo, concebido en los inicios del siglo XVIII por Paul Drude, describe el transporte de electrones en los materiales, especialmente metálicos los cuales son buenos conductores de la electricidad, en base a lo anterior la teoría cinética es aplicada a los electrones en el metal. Bajo la premisa que el conductor está formado por una red cristalina con electrones ligados a ella y con electrones libres que pueden moverse en ella, además de tener iones positivos inmóviles de densidad “ $n$ ” y el movimiento de cada uno está “amortiguado” por fricción (fuerza de resistencia) generada por la colisión de electrones con los iones positivos como se muestra gráficamente en la figura 2.2.

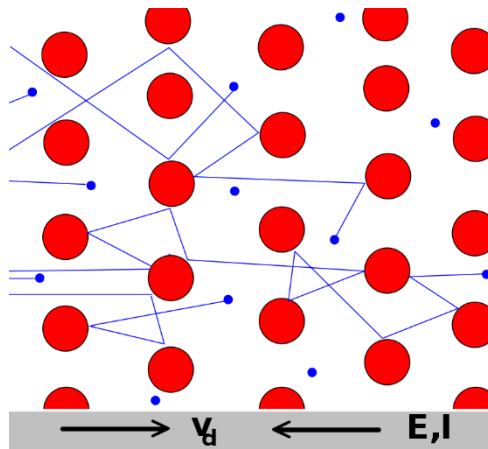


Figura 2.2 – ilustración del concepto de colisión de electrones (puntos azules) con iones positivos (puntos rojos).

En términos matemáticos y análogamente a la física clásica, el modelo de Drude se puede describir en su forma más simple de la siguiente manera:

$$m \frac{d}{dt} \langle \vec{v} \rangle = q \vec{E} - \gamma \langle \vec{v} \rangle \quad (34)$$

Donde “ $\gamma$ ” es la fuerza de resistencia al movimiento de los electrones, “ $E$ ” es el campo eléctrico externo aplicado al metal,  $\langle \vec{v} \rangle$  es la velocidad promedio de los electrones,  $m$  es la masa efectiva y “ $q$ ” es la carga eléctrica del portador.

También es muy importante recalcar que uno de los requisitos para la creación del efecto **"SPR"** es el acoplamiento de momentos entre la frecuencia angular ( $\omega$ ) de la luz incidente y su vector de onda ( $\mathbf{k}$ ) análogamente a sistemas de acoplamiento de momentos descritos por la física clásica.

## 2.4 NIVELES DE ENERGÍA

Aunque el modelo de Drude explica muy bien el comportamiento de los electrones a través de un material denso como los metales, tiene algunas deficiencias en materiales densos no conductivos como los dieléctricos o aislantes, sobre todo en la relativa incongruencia entre los procesos térmicos de un metal comparados con los de los aislantes, entre otras cosas.

Sin embargo, existe un modelo más acertado y que ha probado ser muy eficiente en explicar el movimiento de electrones a través de un sólido, el modelo de niveles de energía.

Este modelo explica que las moléculas tienen bastantes átomos y están muy juntos el uno con el otro (en el caso de materiales sólidos). Dichos átomos se empalman generando un número discreto de orbitales moleculares.

Cada material sólido tiene su estructura característica de bandas de energía, la variación en ella causa un extenso rango de características eléctricas. El modelo de bandas de energía está compuesto esencialmente por la banda de conducción, banda de valencia y la banda prohibida.

La banda de conducción es el espacio entre moléculas del material en la que se encuentran los electrones que se desprendieron de los átomos y se mueve con relativa libertad. La banda de valencia es el espacio donde se encuentran los electrones de valencia, es decir, los electrones que están en el último orbital de los átomos, los cuales forman enlaces y por consecuencia no participan en el flujo de electrones del material cuando se le aplica una fuente de energía externa.

Por último, tenemos la banda prohibida o “band gap” que es el espacio entre las bandas de conducción y valencia, en este espacio no hay electrones y se considera como una barrera energética que tienen que cruzar los electrones para ir de la banda de conducción a la de valencia o viceversa, regularmente se expresa en electrón-volts (**eV**) y esta caracterizada para muchos materiales conocidos,

La figura 2.3 muestra esquemáticamente los niveles energéticos en un sólido.

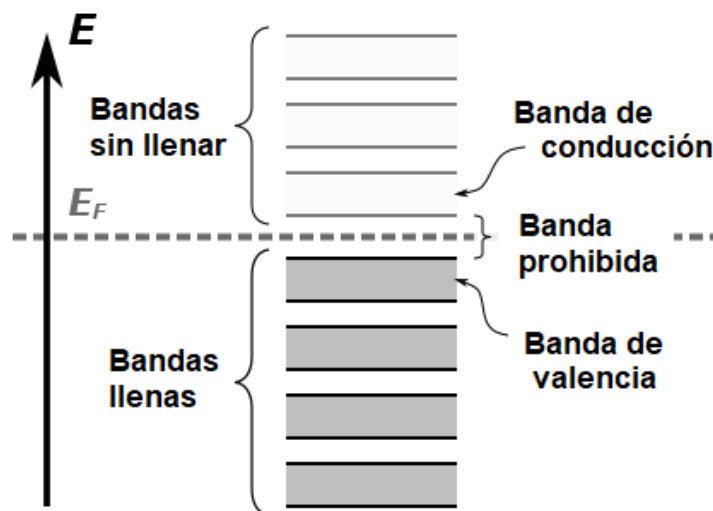


Figura 2.3 – representación conceptual del modelo de bandas de energía.

En este espacio se desarrollará la aplicación del marco teórico para la resolución del cálculo del ángulo de incidencia sobre las interfaces prisma-metal-dieléctrico para los tres tipos de metales y las tres longitudes de onda utilizadas en este trabajo de tesis.

Un concepto que es necesario definir, es el de "Polarización de una OEM", el cual de acuerdo al estándar de definiciones para antenas del "Institute of Electrical and Electronics Engineers", "IEEE" por sus siglas en inglés, se define como ***"La propiedad de la radiación de las ondas electromagnéticas describiendo la dirección variante en el tiempo y la magnitud relativa del vector del campo eléctrico; específicamente, la figura trazada como una función de tiempo tomando como referencia el extremo del vector en un tiempo fijo en el espacio."***

La polarización de una OEM se clasifica en tres categorías: lineal, circular y elíptica, si el vector que describe el campo eléctrico en un punto en el espacio como función del tiempo es siempre dirigido a través de una línea normal a la dirección de propagación de dicha onda, el campo es llamado linealmente polarizado.

En general, sin embargo, la figura imaginaria que dibuja el campo eléctrico es una elipse y es llamado elípticamente polarizado.

Las polarizaciones de tipo lineal y circular son casos particulares de la elíptica y se obtienen cuando la elipse se convierte en una línea recta o circular, respectivamente [23].

A partir de este punto cuando se mencione polarización se referirá a la polarización lineal de una onda electromagnética (OEM).

Como se expresó anteriormente, el efecto "**SPR**" depende de que los momentos de " $\omega$ " y " $k$ " de la onda incidente se acoplen y que se transmita en modo TM. Sin embargo, gran parte de la teoría detrás del efecto "**SPR**" se basa en las ecuaciones de Fresnell y la ley de Snell, los cuales expresan matemáticamente las intensidades de las ondas reflejadas, refractadas y absorbidas de una onda incidente sobre algún material dado, Es aquí donde se introduce los conceptos de transmisión y reflexión con sus respectivos coeficientes.

El coeficiente de transmisión (T) es la relación de la intensidad de la onda transmitida entre la de la onda incidente, mientras que el coeficiente de reflexión ( $\Gamma$ ) es la relación de la intensidad de la onda reflejada entre la de la onda incidente. Generalmente los coeficientes de transmisión y reflexión son números complejos, sus amplitudes (intensidades) y fases pueden variar controlando la dirección del ángulo de incidencia [23].

Se considera que la luz incidiendo sobre una superficie puede hacerlo de manera normal, cuyo ángulo es de  $90^\circ$  respecto a la superficie; o de manera oblicua, es decir, cualquier ángulo mayor de  $0^\circ$  y menor a  $180^\circ$  distinto a  $90^\circ$ , en las figuras 3.1, 3.2 y 3.3 respectivamente se muestra la incidencia normal, oblicua con polarizaciones perpendicular y oblicua con polarización paralela.

### 3.1 INCIDENCIA NORMAL

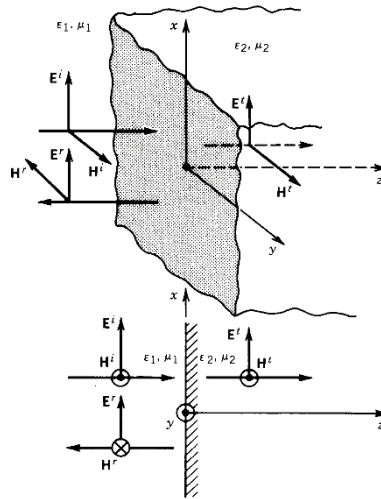


Figura 3.1 – Reflexión y transmisión de una OEM con incidencia normal en una interfaz plana.

Los coeficientes de recepción y transmisión para una incidencia normal se representan respectivamente como sigue:

$$\Gamma^b = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \quad (35)$$

$$\tau^b = \frac{2n_2}{n_2 + n_1} = 1 + \Gamma^b \quad (36)$$

### 3.2 INCIDENCIA OBLICUA

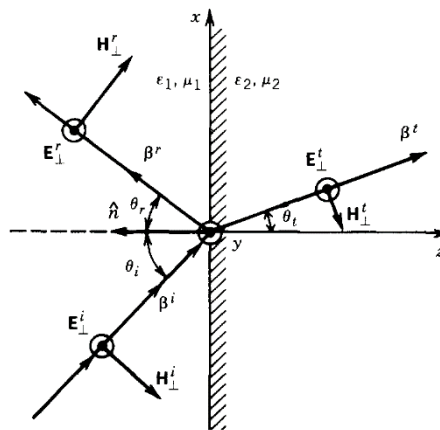


Figura 3.2 – incidencia oblicua de una onda uniforme plana con polarización perpendicular en una interfaz.

Los coeficientes de recepción y transmisión para una incidencia oblicua con polarización perpendicular, se representan respectivamente como sigue:

$$\Gamma_{\perp}^b = \frac{n_2 \cos \theta_i - n_1 \cos \theta_t}{n_2 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_t} = \frac{\sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} \cos \theta_i - \sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}} \cos \theta_t}{\sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} \cos \theta_i + \sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}} \cos \theta_t} \quad (37)$$

$$\tau_{\perp}^b = \frac{2n_2 \cos \theta_i}{n_2 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_t} = \frac{2\sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} \cos \theta_i}{\sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} \cos \theta_i + \sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}} \cos \theta_t} \quad (38)$$

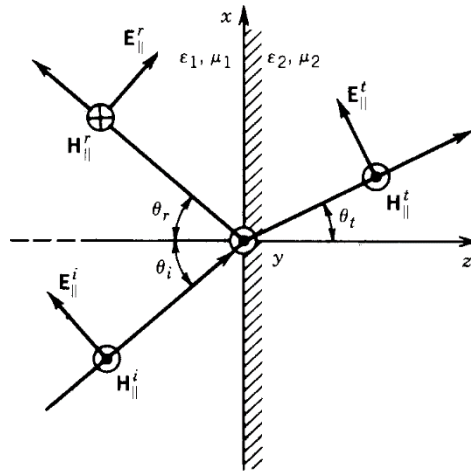


Figura 3.3 – incidencia oblicua de una onda uniforme plana con polarización paralela en una interfaz.

Los coeficientes de recepción y transmisión para una incidencia oblicua con polarización paralela, se representan respectivamente como sigue:

$$\Gamma_{\parallel}^b = \frac{-n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} = \frac{-\sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}} \cos \theta_i + \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} \cos \theta_t}{\sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}} \cos \theta_i + \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} \cos \theta_t} \quad (39)$$

$$\tau_{\parallel}^b = \frac{2n_2 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} = \frac{2\sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} \cos \theta_i}{\sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}} \cos \theta_i + \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} \cos \theta_t} \quad (40)$$

Cuando interactúa la luz con la materia se dan dos casos extremos, el primero es cuando a un ángulo dado toda la luz que incide se transmite (se absorbe por el material) o toda se refleja (ángulo crítico) y estos dos procesos están directamente ligados con dos parámetros constitutivos de la materia que son la permeabilidad magnética ( $\mu$ ) y la permitividad eléctrica ( $\epsilon$ ).

### 3.3 ÁNGULO DE BREWSTER (DE TRANSMISION TOTAL).

Los coeficientes de reflexión y transmisión de las polarizaciones perpendicular y paralela son funciones de los parámetros constitutivos ( $\mu$  y  $\epsilon$ ) de dos medios formando una interfaz, el ángulo de incidencia y el ángulo de reflexión que está relacionado al de incidencia por la ley de Snell de refracción. Existe un ángulo de incidencia que no permite reflexión ( $\Gamma = 0$ ), para un conjunto de parámetros constitutivos de una interfaz formada por dos medios, tomando las expresiones de los coeficientes de reflexión para las polarizaciones horizontal y vertical tenemos:

#### 3.3.1 POLARIZACIÓN PERPENDICULAR (TIPO "S")

Para llegar a la expresión matemática que describe el desvanecimiento del coeficiente de reflexión en polarización perpendicular, se debe igualar a cero la ecuación de reflexión de incidencia perpendicular como sigue:

$$\Gamma_{\perp}^b = \frac{\sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon_2}} \cos(\theta_i) - \sqrt{\frac{\mu_1}{\epsilon_1}} \cos(\theta_t)}{\sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon_2}} \cos(\theta_i) + \sqrt{\frac{\mu_1}{\epsilon_1}} \cos(\theta_t)} = 0 \quad (41)$$

Ley de Snell

$$\cos(\theta_i) = \sqrt{\left(\frac{\mu_1}{\mu_2}\right)\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)} \cos(\theta_t) \quad (42)$$

Sustituyendo 42 en 41 y aplicando una propiedad trigonométrica tenemos:

$$[1 - \sin^2(\theta_i)] = \left(\frac{\mu_1}{\mu_2}\right)\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right) [1 - \sin^2(\theta_t)] \quad (43)$$

$$[1 - \sin^2(\theta_i)] = \left(\frac{\mu_1}{\mu_2}\right)\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right) \left[1 - \left(\frac{\mu_1}{\mu_2}\right)\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right) \sin^2(\theta_i)\right] \quad (44)$$

$$\sin \theta_i = \sqrt{\frac{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \frac{\mu_2}{\mu_1}}{\frac{\mu_1}{\mu_2} \frac{\mu_2}{\mu_1}}} \quad (45)$$

Como la función seno no puede exceder la unidad existe solo si  $\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} - \frac{\mu_2}{\mu_1} \leq \frac{\mu_1}{\mu_2} - \frac{\mu_2}{\mu_1}$  o  $\frac{\mu_1}{\mu_2} \geq \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$

Si  $\mu_1 \approx \mu_2$ , indica que  $\sin \theta_i |_{\mu_1 = \mu_2} = \infty$

Por lo tanto, no existe ningún ángulo real " $\theta_i$ " bajo esta condición que reduzca el coeficiente de reflexión a cero. Como la permeabilidad magnética para muchos materiales dieléctricos (distintos a los ferromagnéticos) es casi igual y equivalente a la permeabilidad magnética en el vacío ( $\mu_1 \approx \mu_2 \approx \mu_0$ ) entonces para estos materiales no existe ningún ángulo real que reduzca el coeficiente de reflexión a cero [23].

### 3.3.2 POLARIZACIÓN PARALELA (TIPO "P")

Para llegar a la expresión matemática que describe el desvanecimiento del coeficiente de reflexión en polarización paralela, se debe igualar a cero la ecuación de reflexión de incidencia paralela como sigue:

$$\Gamma_{\parallel}^b = \frac{-\sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}}\cos(\theta_i) + \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}}\cos(\theta_t)}{\sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}}\cos(\theta_i) + \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}}\cos(\theta_t)} = 0 \quad (46)$$

Ley de Snell

$$\cos(\theta_i) = \sqrt{\left(\frac{\mu_2}{\mu_1}\right)\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)}\cos(\theta_t) \quad (47)$$

Sustituyendo 47 en 46 y aplicando una propiedad trigonométrica tenemos:

$$[1 - \sin^2(\theta_i)] = \left(\frac{\mu_2}{\mu_1}\right)\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)[1 - \sin^2(\theta_t)] \quad (48)$$

$$[1 - \sin^2(\theta_i)] = \left(\frac{\mu_2}{\mu_1}\right)\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)\left[1 - \left(\frac{\mu_2}{\mu_1}\right)\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)\sin^2(\theta_i)\right] \quad (49)$$

$$\sin \theta_i = \sqrt{\frac{\frac{\varepsilon_2 - \mu_2}{\varepsilon_1 - \mu_1}}{\frac{\varepsilon_2 - \mu_2}{\varepsilon_1 - \mu_1}}} \quad (50)$$

Como la función seno no puede exceder la unidad existe solo si  $\frac{\varepsilon_2 - \mu_2}{\varepsilon_1 - \mu_1} \leq \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}$  o  $\frac{\mu_2}{\mu_1} \geq \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}$

Si  $\mu_1 \approx \mu_2$ , la ecuación 50 se reduce a:

$$\theta_i = \theta_B = \sin^{-1}\left(\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}\right) \quad (51)$$

El ángulo de incidencia " $\theta_i$ ", se expresa en la ecuación 50 y 51, las cuales reducen el coeficiente de reflexión a cero para la polarización paralela (polarización tipo p) en estas condiciones el ángulo de incidencia es llamado ángulo de Brewster " $\theta_B$ ". Cuando  $\mu_1 \approx \mu_2$  entonces  $\theta_i = \theta_B$ , la ecuación 51 puede ser expresada en función de coseno y tangente [23].

$$\theta_i = \theta_B = \cos^{-1}\left(\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}\right) \quad (52)$$

$$\theta_i = \theta_B = \text{tg}^{-1} \left( \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} \right) \quad (53)$$

### 3.4 ÁNGULO CRÍTICO (DE REFLEXION TOTAL)

Cuando las permeabilidades de dos medios formando una interfaz son las mismas ( $\mu_1 \approx \mu_2$ ), solo los campos de polarización paralela pose un ángulo de incidencia que permite la transmisión total ( $\Gamma = 1$ ).

#### 3.4.1 Polarización perpendicular (horizontal)

Para llegar a la expresión matemática que describe el desvanecimiento del coeficiente de reflexión en polarización perpendicular, se debe igualar a uno la ecuación de reflexión de incidencia perpendicular como sigue:

$$\left| \frac{\sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} \cos(\theta_i) - \sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}} \cos(\theta_t)}{\sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} \cos(\theta_i) + \sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}} \cos(\theta_t)} \right| = 1 \quad (54)$$

Esta ecuación solo se satisface si los segundos términos del numerador y denominador son imaginarios. Usando la ley de refracción de Snell los segundos términos del numerador y denominador, pueden ser imaginarios si:

$$\cos \theta_t = \sqrt{1 - \sin^2 \theta_t} = \sqrt{1 - \frac{\mu_1 \varepsilon_1}{\mu_2 \varepsilon_2} \sin^2 \theta_i} = -j \sqrt{\frac{\mu_1 \varepsilon_1}{\mu_2 \varepsilon_2} \sin^2 \theta_i - 1} \quad (55)$$

Para que la ecuación 55 permanezca imaginaria se debe cumplir:

$$\frac{\mu_1 \varepsilon_1}{\mu_2 \varepsilon_2} \sin^2 \theta_i \geq 1 \quad (56)$$

Por lo tanto, el ángulo que permite reflexión total (ángulo critico) se expresa como sigue:

$$\theta_i \geq \theta_c = \sin^{-1} \left( \sqrt{\frac{\mu_2 \varepsilon_2}{\mu_1 \varepsilon_1}} \right) \quad (57)$$

Como se mencionó antes el ángulo crítico solo se logra cuando existe una polarización paralela [23].

### 3.5 CONFIGURACIONES DE KRETCHMANN Y OTTO.

El efecto SPR se basa en gran medida en el acoplamiento óptico entre el rayo incidente de una OEM y su paso a través de varios medios en función de la reflexión interna total (TIR) de dichos medios generada por el ángulo crítico. Usualmente los medios usados son un prisma, un material metálico y uno material dieléctrico; este material dieléctrico es usualmente donde se hace la medición cuando se usa el efecto SPR como sensor.

Existen dos configuraciones fundamentales de acoplamiento óptico prismático, las cuales son muy similares entre sí y básicamente discrepan en el orden en que se presentan sus elementos, dichas configuraciones se conocen como: la configuración de Otto y la configuración de Kretchmann.

En la configuración de Otto la distribución de los elementos es el prisma, después una capa nanométrica de material dieléctrico (generalmente es espacio libre) y finalmente el elemento metálico. La figura 3.4 muestra la distribución física de esta configuración [24].

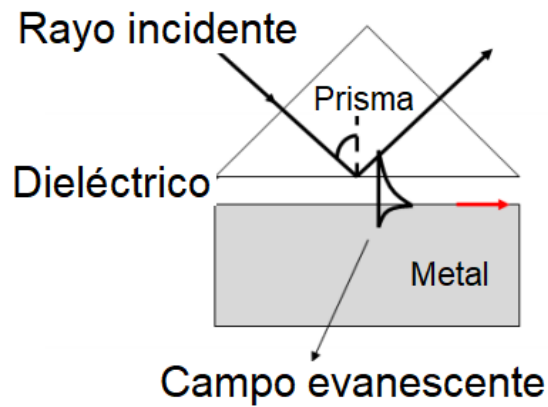


Figura 3.4 – Configuración de Otto.

En la configuración de Kretschmann (figura 3.5) la distribución física es la siguiente: el prisma, el material metálico en ocasiones unido al prisma con algún tipo de aceite o solución con un índice de refracción similar al del prisma o depositado sobre el prisma con alguna de las técnicas de deposición de materiales, y por último tenemos el material dieléctrico, el cual va desde aire, hasta dieléctricos más densos como etanol, agua, etc.

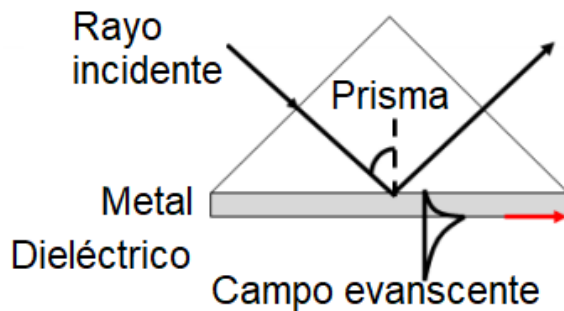


Figura 3.5 – Configuración de Kretschmann.

La configuración más utilizada, tanto en artículos como en experimentos a través de los años ha sido la Kretschmann, debido a que la de Otto ha probado ser un poco más difícil de

implementar ya que no es sencillo controlar el pequeño espacio de aire entre el prisma y el metal, sin embargo, la configuración Otto es mejor en aplicaciones donde se desea que el metal no tenga contacto alguno con el material dieléctrico [25].

### 3.6 CÁLCULO DE ÁNGULO SPR

Se encontró en diversas publicaciones, que el ángulo “**SPR**” ( $\theta_{SPR}$ ) tiene por lo menos tres ecuaciones similares entre sí, pero con distintos elementos que las conforman, variando entre usar como sus elementos conformantes:

- Constantes dieléctricas.
- Índices de refracción.
- Constante dieléctricas e índices de refracción.

De entre todas las fórmulas revisadas, se escogieron tres formulas preliminares para elegir entre ellas la que se acercara más a los resultados obtenidos de manera práctica con los índices de refracción y constantes dieléctricas elegidas.

A través de un programa de Matlab (anexo 1) se evaluó el resultado de calcular “ $\theta_{SPR}$ ” para cada uno de los tres metales y las tres longitudes de onda usadas para cada metal; utilizando las tres fórmulas para cada combinación de elementos (9 combinaciones). Las fórmulas utilizadas son las siguientes:

$$\theta_p = \left(\frac{1}{n}\right) * \sin^{-1} \sqrt{\left[\frac{\epsilon}{(\epsilon+1)}\right]} \quad (58)$$

Donde " $\theta_p$ " es el ángulo "**SPR**"; " $n$ " es el índice de refracción del prisma y " $\epsilon$ " constante dieléctrica del metal (plata) [18].

$$- \theta_{SP} = \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{(\epsilon_m + \epsilon_d) * \epsilon_p}} \quad (59)$$

Donde " $\theta_{sp}$ " es el ángulo "**SPR**"; " $\epsilon_m$ " es la constante dieléctrica del metal, " $\epsilon_d$ " es la constante dieléctrica del dieléctrico y " $\epsilon_p$ " es la constante dieléctrica del prisma [28].

$$- \theta_{SPR} = \sin^{-1} \left( \frac{1}{n_1} * \sqrt{\frac{n_2^2 n_g^2}{n_2^2 + n_g^2}} \right) \quad (60)$$

Donde " $\theta_p$ " es el ángulo "**SPR**"; " $n_1$ " es el índice de refracción del dieléctrico, " $n_2$ " es el índice de refracción del metal y " $n_g$ " es el índice de refracción del prisma [21].

Al analizar los resultados arrojados por el programa de Matlab se decidió usar la ecuación 60, de entre las tres opciones preliminares.

Los índices de refracción y las constantes dieléctricas del prisma de Bp, de Ag, Ag, ITO fueron obtenidos de la base de datos de los valores de estos a rangos de longitudes de onda específicos; contenida en la página web [www.refractiveindex.info](http://www.refractiveindex.info) y particularmente de las publicaciones de Werner, Glantschnig y Ambroschi [26]; y Babar y Weaver [27], cuya información está contenida en dicha página web y expresa en la tabla 1; ordenada por longitud de onda (405, 532 y 650 nm) y por elemento conformante del experimento (Ag, Au, ITO y prisma Bp).

Longitud de onda ( $\lambda$ )	Índices complejos de refracción ( $\tilde{n}$ )			
	Ag	Au	ITO	Prisma
405 nm	0.052478+2.1966i	0.46447+4.7022i	2.1066+0.042872i	1.5334 + 6.5853 <sup>-7</sup> i
532 nm	0.051781+3.4215i	1.51280+2.3083i	1.9327+0.046741i	1.5225 + 5.4382 <sup>-7</sup> i
650 nm	0.049517+4.414i	1.35050+2.0324i	1.8478+0.046741i	1.5174 + 2.69 <sup>-7</sup> i

Tabla 4.1 - Índices de refracción complejos por longitud de onda y elemento.

Renombrando los elementos de la ecuación 60, para adaptarla a las necesidades del proyecto tenemos que:

- " $n_1$ " es el índice complejo del aire y se renombró " $n_a$ ", asimismo su valor es una constante igual a 1.
- " $n_2$ " es el índice de refracción del prisma de borosilicato (Bp) y se renombró " $n_p$ ".
- " $n_g$ " es el índice de refracción del metal y se renombró " $n_m$ ".

$$\theta_{SPR} = \sin^{-1} \left( \frac{1}{n_a} * \sqrt{\frac{n_m^2 n_p^2}{n_m^2 + n_p^2}} \right) \quad (61)$$

## Capítulo 4 PRUEBAS REALIZADAS Y RESULTADOS

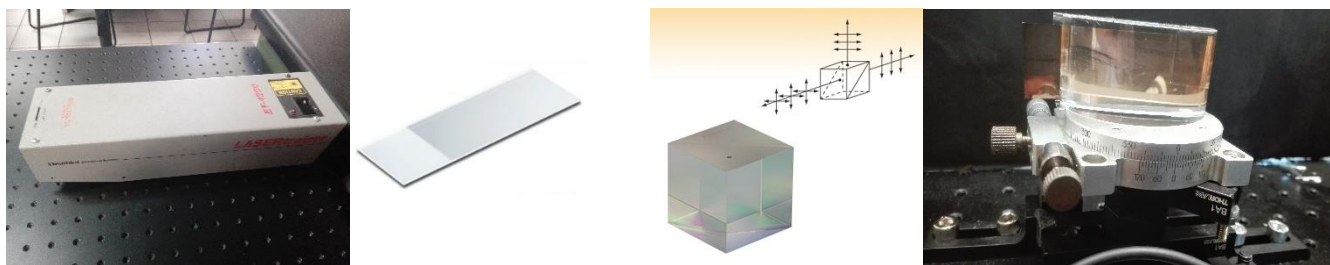
---

Capítulo referente al desarrollo de los experimentos realizados con las tres interfaces metal-dieléctrico usando tres distintas longitudes de onda para cada interfaz, así como la comparación y análisis de resultados de los mismos, los cuales fueron publicados en el artículo “wavelength sensitivity of indium tin oxide on surface plasmons resonance angles” [1].

### 4.1 PRUEBAS REALIZADAS.

El primer experimento que se hizo fue en mayor medida exploratorio y el único propósito era provocar el efecto “**SPR**” de la manera más simple posible, para lo cual se usó la configuración de acoplamiento óptico prismático llamada configuración de Kretschmann, con un prisma de medio círculo de Borosilicato (Bp) sobre un rotador manual con graduación de 360 grados en la parte inferior (figura 4.1d).

Para la interfaz metal-dieléctrico se utilizó un portaobjetos con ITO de 200 nm de espesor aproximadamente, como elemento metálico (figura 4.1b) y aire como elemento dieléctrico. Como fuente de luz incidente se empleó un láser de HeNe (figura 4.1a) de longitud de onda de 632 nm, es decir rojo visible y para adecuar dicha fuente luminosa a los requerimientos para producir SPR (Transversal magnético), se usó un polarizador cúbico para polarizar tipo “**p**” (figura 4.1c) para polarizar la luz proveniente del láser para, de esa manera, incidir luz polarizada tipo “**p**” (polarización paralela) en la interfaz ITO-aire a través del prisma Bp.



a) Laser de HeNe      b) Portaobjetos con ITO      c) polarizador tipo p      d) Prisma de borosilicato sobre un rotador manual

Figura 4.1 - Elementos del primer experimento.

La distribución física del experimento se muestra en la figura 4.2a y se expresa a continuación: el Laser se colocó a 30 cm aproximadamente del polarizador tipo "p" y este a su vez a 20 cm aproximadamente del prisma Bp. Para medir la variación de la onda reflejada al variar el ángulo de incidencia, se usó el medidor de potencia óptica modelo PM-100usb de la marca Thorlabs (figura 4.2b), el cual, a través de un software propio, recopiló la potencia óptica al incrementar un grado a la vez, el ángulo de incidencia que se varió manualmente usando el rotador mecánico graduado (figura 4.4). La variación del ángulo inició desde un grado hasta el ángulo en el que la potencia óptica reflejada bajo casi a cero (aproximadamente  $37^\circ$ ). Dicha caída fue completamente consistente con el efecto visual característico del efecto SPR en el que el haz de luz parece partirse en dos como se muestra en la figura 4.3.

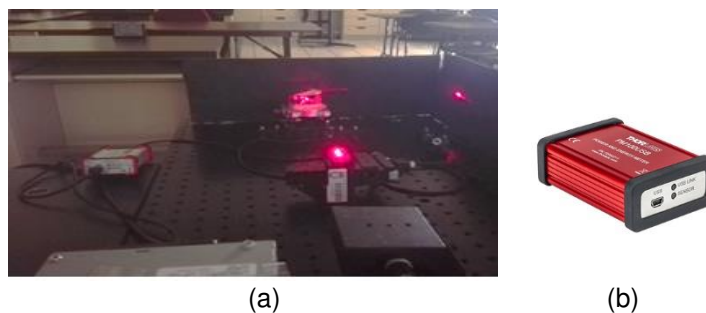


Figura 4.2 - (a) Distribución física del experimento, (b) interfaz de adquisición de datos para medición de potencia óptica.

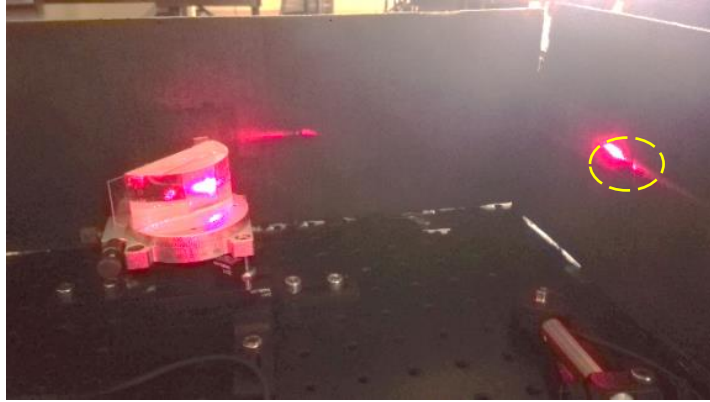


Figura 4.3 - Manifestación visual de "bifurcación" del efecto SPR.

#### 4.1.1 Cálculo de los ángulos del experimento.

Como se mencionó anteriormente, se utilizó un rotador mecánico graduado (figura 4.4) para mover el prisma que tenía adherido el portaobjetos con los tres distintos metales. Se alineo el láser de tal manera que coincidiera con la marca de cero grados y la mitad del prisma semicircular de Bp, esto es la base de la medición del ángulo de incidencia en la interfaz metal-aire.

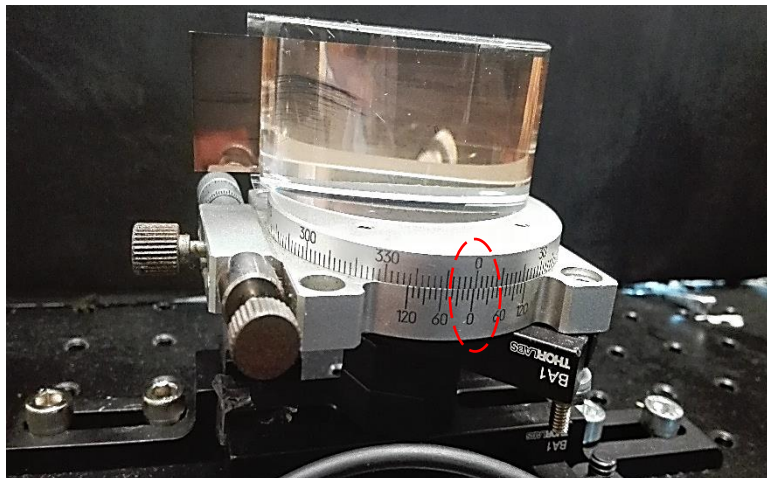


Figura 4.4 - Rotador mecánico graduado.

En el capítulo anterior se explicó cómo se calculó el ángulo SPR de manera teórica, para explicar cómo se obtuvieron los valores Teóricos de los distintos ángulos "SPR".

A continuación, se muestra un diagrama distribucional del experimento (figura 4.5). El ángulo  $\theta_1$  es el ángulo que se forma entre la incidencia del láser polarizado y la referencia de cero en el rotador graduado, el ángulo " $\theta_2$ " también llamado ángulo SPR (" $\theta_{SPR}$ ") es el ángulo que se forma al pasar la luz de un medio poco denso a uno bastante denso (Bp). Después de incidir la interfaz, una parte de ella se refleja fuera del Bp y su potencia óptica fue medida y monitoreada por el medidor de potencia y su software asociado.

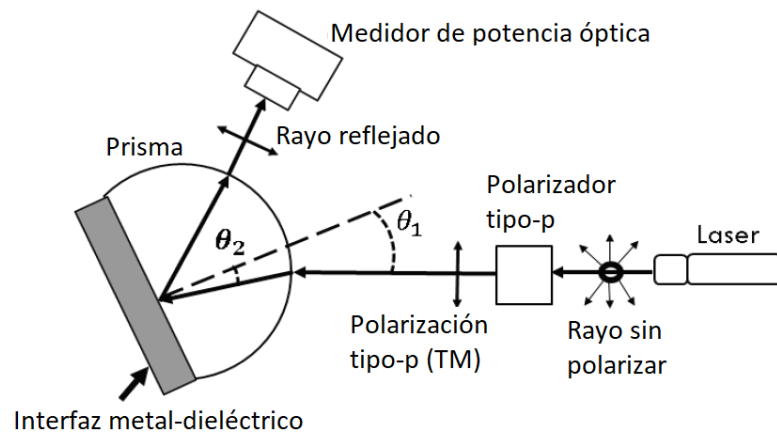


Figura 4.5 - Arreglo distribucional para el experimento de generación "SPR" de acuerdo a la configuración Kretschmann.

Para obtener el ángulo " $\theta_1$ " simplemente se registró lo que indicaba la graduación del rotador mecánico, este ángulo es necesario para obtener el ángulo " $\theta_2$ ", para tal efecto se usó la ecuación de la ley de Snell  $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$  (ecuación 6). Como podemos observar esta ecuación se expresa en términos de dos medios: el medio 1, que en este caso es el aire y el medio 2 que es el prisma de Bp.

Despejando " $\theta_2$ " de la ecuación 6 obtenemos:

$$\theta_2 = \sin^{-1}\left[\left(\frac{n_1}{n_2}\right) * \sin \theta_1\right] = \theta_{SPR} \quad (58)$$

Para elegir un rango de grados significativo para análisis del ángulo  $\theta_1$  respecto al ángulo “**SPR**” y observando lo casi insignificante de las variaciones de la medición fuera de dicho rango, se eligió cinco grados antes y cinco grados después de donde se registró el efecto visual característico de “**SPR**”, para cada una de las nueve combinaciones, por lo que se registraron once valores de potencia óptica medidos y se alimentó con ellos un programa de Matlab (anexo 2) que convirtió estos valores de “ $\theta_1$ ” a sus respectivos valores de “ $\theta_2$ ” (ángulo “**SPR**”) para cada combinación en la práctica y también trazó el gráfico correspondiente para posteriormente compararlos con los cálculos teóricos.

Se repitió el procedimiento antes expuesto sustituyendo el láser de HeNe de 632 nm por un láser, clase IIB de color verde de longitud de onda de 532 y potencia de 5000 mW (Figura 4.6), bajo la hipótesis de que tanto el efecto visual como el contraste de los datos adquiridos sería más eficaz, y aunque si lo fue, no fue demasiado significativa la diferencia.

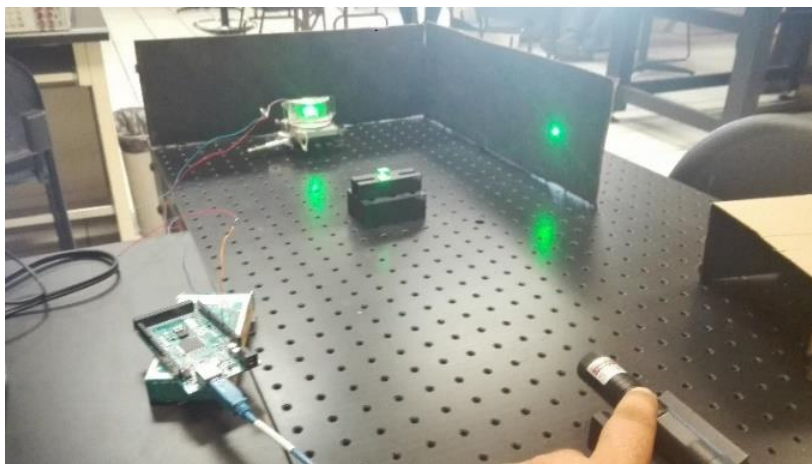


Figura 4.6 - Manifestación visual de “bifurcación” del efecto SPR.

Para la adquisición de datos se sustituyó el medidor de potencia óptica de Thorlabs y su software asociado, por Arduino mega 2560 (figura 4.7) y un programa para adquisición y visualización de datos en LabVIEW (figura 4.8). El programa básicamente genera una comunicación USB de Arduino y el programa, luego procesa la señal adquirida y la presenta de manera visual, además de que envía los datos adquiridos a un archivo de Excel. Asimismo, se usó una fotocelda sencilla de silicio, como elemento detector.



Figura 4.7 - Arduino Mega 2560.

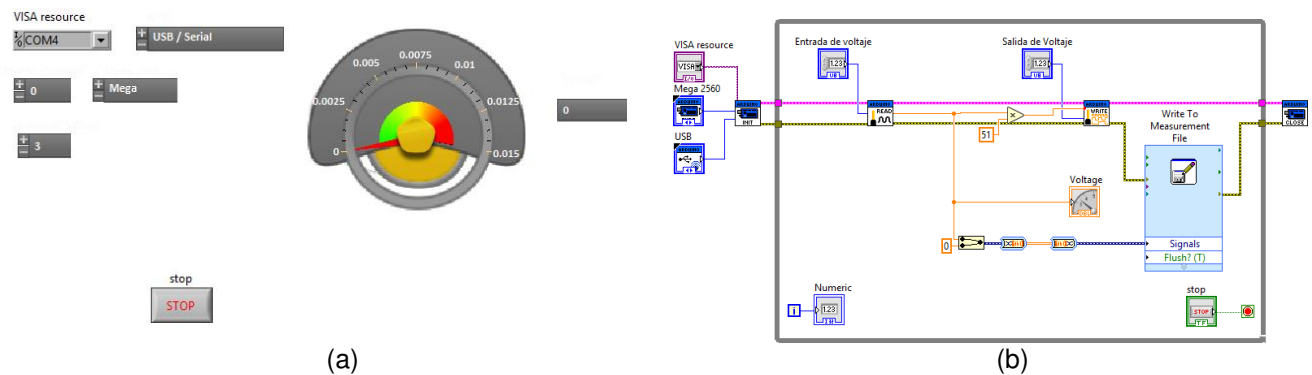


Figura 4.8 - (a) interfaz visual del usuario, (b) diagrama a bloques o ventana de programación.

Al utilizar una fotocelda se consideró que la mejor opción era medir el voltaje de circuito abierto ( $V_{oc}$ ) de la misma, en lugar de la potencia óptica, el resultado del ángulo  $\theta_{SPR}$  medido, fue muy cercano al obtenido de manera teórica.

Después se sustituyó el láser, clase IIB verde de longitud de onda 532 y 5 W de potencia por otro laser clase IIB rojo de longitud de onda de 650 nm. Posteriormente se empleó un tercer láser, clase IIB violeta de longitud de onda de 405 nm y en ambos casos, en el rojo y en el violeta se observaron valores de ángulo " $\theta_{SPR}$ " medido. Muy cercanos a los calculados en función de sus longitudes de onda respectivas.

Una vez corroborados los valores medidos con los calculados, en tres longitudes de onda (405, 532 y 650 nm) con el portaobjetos con ITO, se usó plata líquida depositada en un portaobjeto con la técnica de deposición por aerosol (ver figura 4.9).

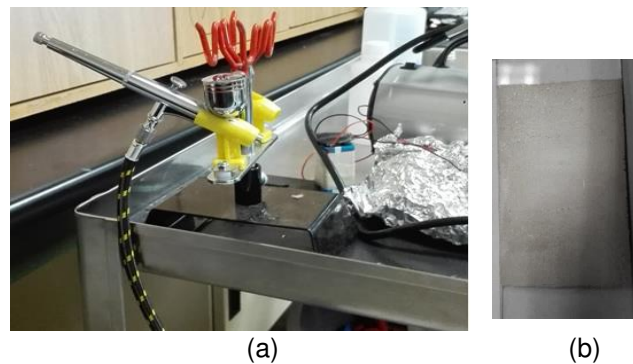


Figura 4.9 - (a) Aerosol para deposición de plata sobre el portaobjetos, (b) portaobjetos con plata de 200 nm de espesor aproximadamente.

Por último, se utilizó un portaobjeto con oro de 200 nm de espesor (figura 4.10) como elemento metálico en la interfaz metal-dieléctrico y se usó las tres longitudes de onda anteriores (405, 532 y 650 nm).

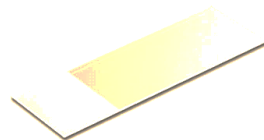


Figura 4.10 - Portaobjetos con Au.

Cada una de las tres interfaces metal-dieléctrico, fueron sujetas a tres láseres incidentes: rojo, verde y violeta; monitoreados y medidos (para mayor reproducibilidad) con un medidor óptico de Thorlabs, un Arduino mega 2560 y un adquisidor de datos modelo usb-6009 de National Instruments, los resultados arrojados fueron muy similares entre sí.

#### 4.2 RESULTADOS.

Los datos de los cálculos y el experimento revelan que el efecto SPR fue producido en cada una de las tres interfaces metal-dieléctrico (Bp-Au, Bp-Ag y Bp-ITO) estudiadas bajo las tres longitudes de onda (405, 532 y 650 nm) para cada interfaz [1].

Los ángulos " $\theta_{SPR}$ ", obtenidos de manera teórica y práctica, por longitud de onda y tipo de capa metálica, se muestran en la tabla 4.2.

Metal	Ag			Au			ITO		
Longitud de onda ( $\lambda$ )	405 nm	532 nm	650 nm	405 nm	532 nm	650 nm	405 nm	532 nm	650 nm
$\theta_{SPR}$ Calculado	33.81 °	30.23 °	29.23 °	32.12 °	31.18 °	31.87 °	21.79 °	20.25 °	19.38 °
$\theta_{SPR}$ Medido	32.95 °	31.02 °	30.13 °	29.93 °	28.57 °	28.57 °	21.23 °	19.46 °	18.33 °

Tabla 4.2 - Mediciones del ángulo  $\theta_{SPR}$ , calculados y medidos

Podemos observar de la tabla 4.2, la cercanía de los valores medidos respecto a los calculados para cada una de las longitudes de onda y para cada metal.

Una vez obtenidos los ángulos "SPR" medidos y calculados se alimentó con ellos un programa de Matlab (anexo 3) para graficarlos y comparar el comportamiento de unos con respecto a los otros. La primer grafica obtenida es la que se observa en la figura 4.10 y compara el ángulo SPR del ITO, Au y Ag usando la longitud de onda de 405 nm contra la reflectividad normalizada del sistema.

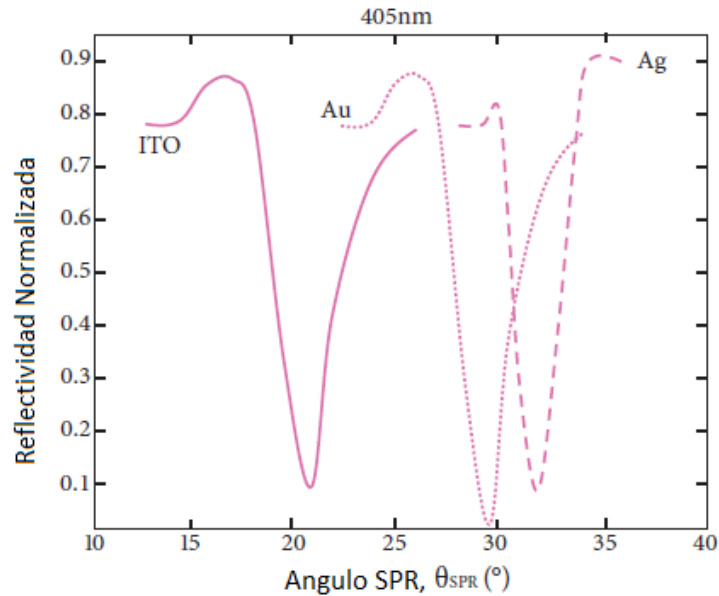


Figura 4.10 - Longitud de onda de 405 nm, curvas normalizadas, generadas por mediciones de reflectividad en Ag (curva discontinua), Au (curva punteada) e ITO (curva solida).

De la figura 4.10 se observa que el efecto SPR se logra en ángulos " $\theta_{SPR}$ ", distintos para cada una de las interfaces metal-dieléctrico. Este comportamiento puede ser atribuido a la baja sensibilidad de excitación óptica de las longitudes de onda que se acercan a la región del espectro ultravioleta, en las interfaces Bp-metal. Por lo tanto, la tendencia principal de la predicción teórica fue confirmada por datos relevantes del experimento y por los cálculos teóricos. Como se esperaba, las posiciones de mínima reflectividad de los cálculos y las mediciones fueron casi idénticas para las tres interfaces metal-dieléctrico, lo cual confirmó la

validez del modelo de plasmón aplicado en los cálculos y confirma también la precisión de la información obtenida de las mediciones” [1].

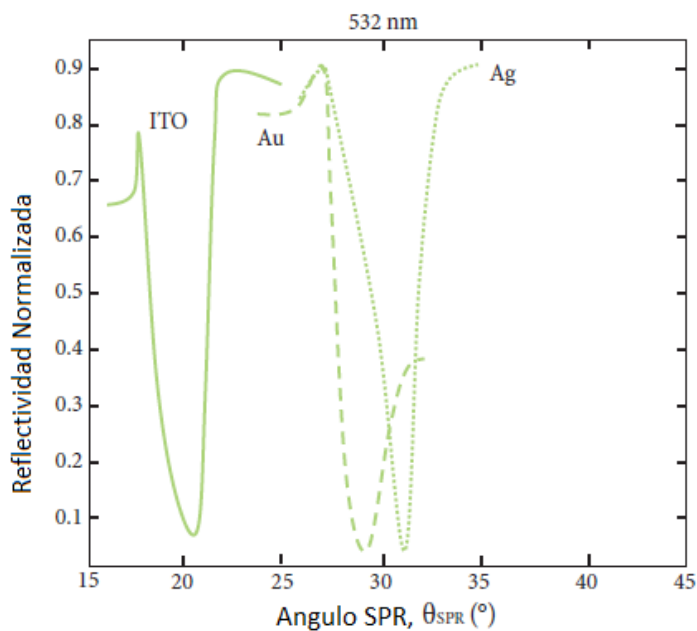


Figura 4.11 - Longitud de onda de 532 nm, curvas normalizadas, generadas por mediciones de reflectividad en Ag (curva discontinua), Au (curva punteada) e ITO (curva solida).

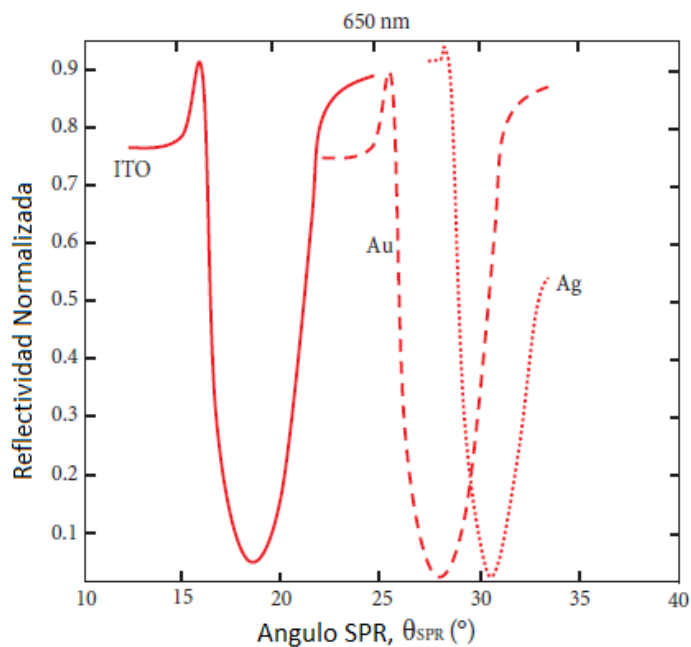


Figura 4.12 - Longitud de onda de 650 nm, curvas normalizadas, generadas por mediciones de reflectividad en Ag (curva discontinua), Au (curva punteada) e ITO (curva solida).

“Similar a la longitud de onda de 405 nm, las tendencias principales de la predicción teórica para las longitudes de onda de 532 y 650 nm, fueron confirmadas por las mediciones del experimento. De las gráficas representadas en las figuras 4.11 y 4.12 y de los cálculos de la tabla 2 se observa que tanto los ángulos “ $\theta_{SPR}$ ” calculados como los medidos, decrecen con el incremento en la longitud de onda incidente de la luz.

Para continuar analizando los resultados arrojados en las gráficas de las figuras 4.10 a 4.12, es necesario definir los siguientes conceptos:

- Ancho completo a media altura (“**FWHM**” en inglés)  
Usado regularmente para cálculo de ancho de un pulso electrónico o el ancho espectral de alguna fuente luminosa, se puede definir como la diferencia entre los dos valores extremos de la variable independiente de una función particular, en los que dicha variable es igual a la mitad de su valor máximo en una distribución normal [29]. Aplicando la definición anterior al contexto de este documento de tesis, se podría decir que el FWHM es el rango de valores de cada longitud de onda donde se llevó a cabo el efecto SPR para cada interfaz metal dieléctrico.
- Dispersión de mínima reflectividad que es la variación evanescente causada por la onda viajando a través de la interfaz que causa que la fracción reflejada de la onda incidente sea lo menor posible cuando se genera el efecto “**SPR**”.

Continuando con las gráficas de las figuras 4.10 - 4.12 podemos ver que el ancho completo a media altura (FWHM) a 405 nm para Ag, Au e ITO es  $2.51^\circ$ ,  $2.60^\circ$  y  $2.62^\circ$ ,

respectivamente; el FWHM a 532 nm para Ag, Au e ITO es 2.40 °, 2.85 ° y 2.91 °, respectivamente y el FWHM a 650 nm para Ag, Au e ITO es 3.9 °, 4.43 ° y 4.98 °, respectivamente. El FWHM más pequeño es obtenido para Ag a 405 nm, mientras que el más largo es para ITO a 650 nm. El valor más pequeño es aparentemente atribuido a la relativa baja parte real del índice de refracción de Ag, mientras que el valor más largo es atribuido a la relativa baja parte real del índice de refracción de ITO" [1].

El decremento del comportamiento de " $\theta_{SPR}$ " es similar al comportamiento de la parte real del índice de refracción, el cual también decrece. Por ejemplo, considerando las longitudes de onda de 405 hasta 650 nm los ángulos " $\theta_{SPR}$ " medidos decrecen de 32.9504 ° a 30.1256 ° en el caso de Ag, mientras que la parte real del índice de refracción decrece de 0.052478 a 0.049517. Para Au, los ángulos " $\theta_{SPR}$ " decrecen de 29.9289 ° a 28.5647 °, mientras que la parte real del índice de refracción decrece de 1.5652 a 0.11114. Finalmente, para el ITO, los ángulos  $\theta_{SPR}$  decrecen de 21.2290 ° a 18.3332 °, mientras que la parte real del índice de refracción decrece de 2.1066 a 1.8478" [1]. Hay una gran similitud en el comportamiento de los ángulos calculados con el ejemplo anterior.

En vista de que el comportamiento de los valores medidos y los calculados es muy semejante podemos elegir cualquiera de los dos para representar los distintos valores de ángulo SPR en Ag, Au y el ITO en el rango de longitudes de onda que comprenden desde poco más de 400 nm a menos de 700 nm, para tener una idea más visual de los anterior y de los datos para la posición mínima de SPR, obtenidos por las curvas de reflectividad angular y espectral

se generó la gráfica mostrada en la figura 4.13; la cual describe las condiciones de resonancia para variaciones simultáneas en  $\lambda$  y  $\theta$  [1].

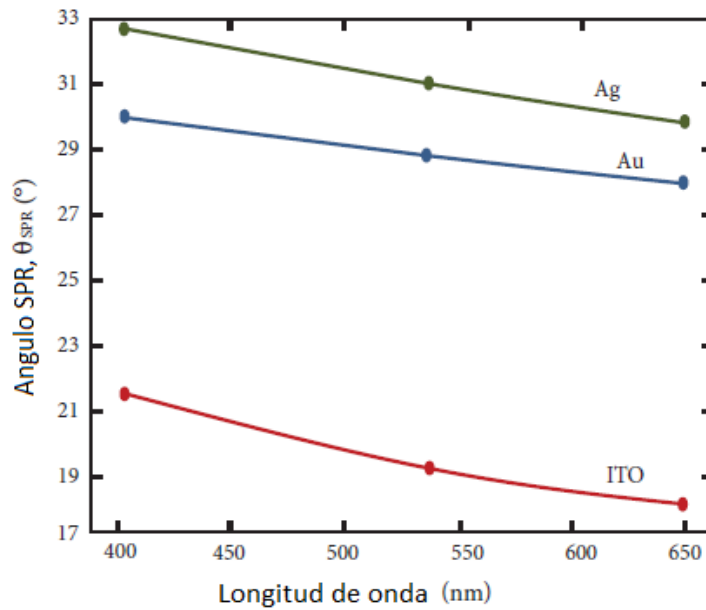


Figura 4.13 - Gráfica de los ángulos SPR ( $\theta_{SPR}$ ) medidos vs. Longitud de onda ( $\lambda$ ) en las tres interfaces prisma metal (Bp-Ag, Bp-Au y Bp-ITO).

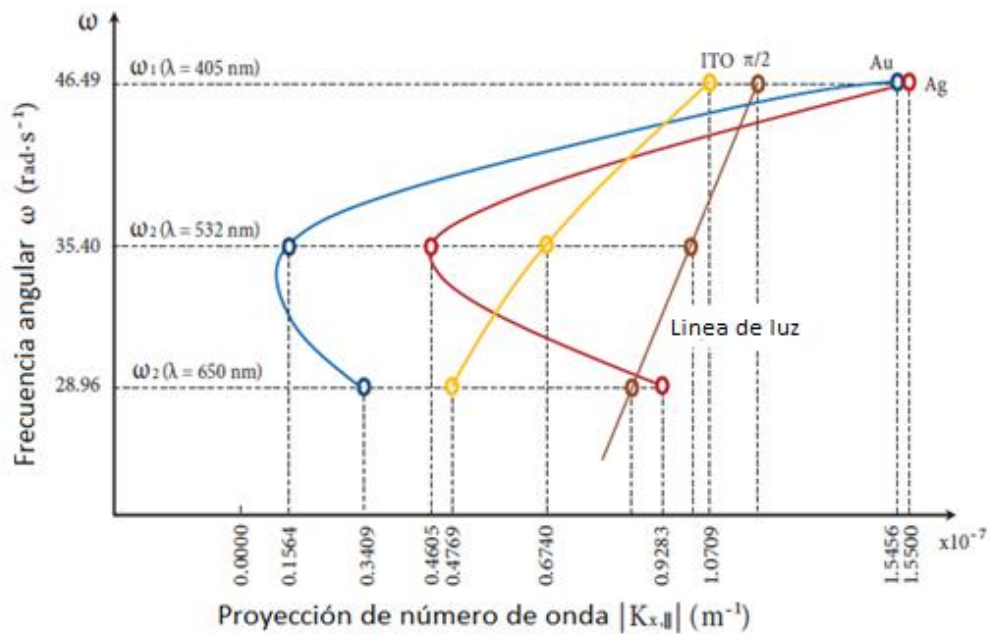


Figura 4.14 - Relación de dispersión en las tres interfaces prisma metal (Bp-Ag, Bp-Au y Bp-ITO).

En la figura 4.14 se muestra el comportamiento cualitativo de las relaciones de dispersión de la OPS en las interfaces Bp-Ag, Bp-Au y Bp-ITO. Para interpretar dicha figura es importante considerar un tercer medio llamado medio 3 (ver figura 4.15), el cual es el aire.

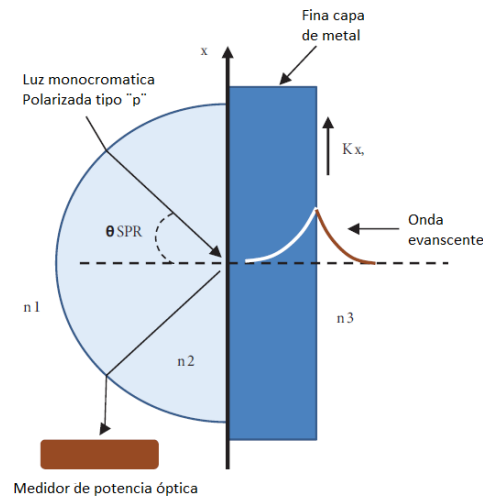


Figura 4.15 - Diagrama esquemático del sistema conformado por prisma-metal-aire para generar y medir el efecto SPR.

“El componente del vector de onda paralelo a la interfaz  $k_{x,\parallel} = k_x$  puede ser obtenido con la relación de dispersión  $\omega = \frac{k_x \cdot c}{\sin \theta}$ . En el caso de  $\theta = \frac{\pi}{2}$ , es representado por la línea de luz de la figura 4.14, se puede observar también que la interfaz Bp-ITO es la única en la que la dispersión de plasmón superficial ocurre a un ángulo SPR menor a  $\frac{\pi}{2}$ .

Lo anterior significa que el valor absoluto de la proyección del número de onda  $|k_{x,\parallel}|$  (magnitud del vector de onda) ocurre en el lado izquierdo de la línea de luz para las tres longitudes de onda descritas en la gráfica, sin embargo, para las interfaces Bp-Ag y Bp-Au a 405 nm y la interfaz Bp-Ag a 650 nm, los valores absolutos de sus respectivas proyección de números de onda  $|k_{x,\parallel}|$  ocurren en el lado derecho de la línea de luz.

Por lo tanto, podemos inferir que la gráfica demuestra que en la interfaz Bp-ITO, la excitación con ángulos "**SPR**" menores a  $\frac{\pi}{2}$  siempre conducirán a valores de " $k_x$ " cuyo momento se acoplará con la onda de plasmón superficial" [1].

## Capítulo 5 CONCLUSIÓN Y TRABAJOS FUTUROS

---

Se hará referencia a la explicación de la conclusión a la que se llegó después de realizar todo el trabajo de la investigación, así como la realización de los experimentos para este trabajo de tesis, también se desarrolla las propuestas futuras que se pueden derivar del mismo.

### 5.1 CONCLUSIÓN.

Toda la información recopilada en este trabajo de tesis arroja resultados muy favorables para asegurar que el ITO es una más versátil y económica opción para generar el efecto de plasmón superficial que Ag y Au.

Un sustento de lo anterior es el hecho de que el índice de refracción de los metales influencia fuertemente la generación del efecto "**SPR**", en otras palabras, si la longitud de onda de la luz incidente decrece, el ángulo "**SPR**" también decrece; este comportamiento decreciente del ángulo "**SPR**" es similar al comportamiento de la parte real del índice de refracción. Adicionalmente, el ancho de dispersión de reflectividad mínima decrece mientras que la longitud de onda incrementa, asimismo decrece mientras que el índice de refracción aumenta.

Los comportamientos cualitativos de las relaciones de dispersión de la OPS de las tres interfaces estudiadas, demuestran que la excitación de la luz con ángulos menores a  $\frac{\pi}{2}$  (figura 4.14) siempre conducen a que los valores de " $k_x$ " logren un acoplamiento de momento con la OPS.

Asimismo, se demostró que el ángulo de incidencia para generar el efecto "**SPR**" de la interfaz Bp-ITO e ITO-aire, no varía mucho a través del rango visible del espectro

electromagnético, por lo que no sería difícil cambiar el láser como fuente incidente de luz del sistema, por el sol y un filtro para una longitud de onda o un rango pequeño de longitudes de onda para la generación de "**SPR**" usando ITO como elemento metálico, lo que causaría mayor estabilidad ante los cambios de fuentes de excitación luminosa del sistema.

## 5.2 TRABAJOS FUTUROS.

El efecto SPR es básicamente una forma "nanométrica" de dirigir energía electromagnética a través de una guía de onda (interfaz metal-dieléctrica), por lo que también bajo ciertas condiciones podría ser un dispositivo de almacenamiento o concentración de luz, la cual es totalmente medible pero también en teoría podría ser amplificada para diversos propósitos; y debido a su propiedad resonante y flujo de electrones, tiene características térmicas que se pueden explotar para resolver distintos problemas de los dispositivos ópticos y electrónicos de hoy en día.

Uno de los trabajos futuros que propongo es la amplificación del efecto SPR sin que sus características varíen por dicha amplificación, además de la posibilidad de usar solo la parte magnética de dicha onda electromagnética amplificada.

El otro trabajo que someto a su consideración, y que comencé, es el estudio del comportamiento térmico de los sistemas de efecto "**SPR**", bajo la hipótesis que la interfaz metal-dieléctrico disminuirá o aumentará significativamente su temperatura en función del tiempo hasta llegar a un estado de equilibrio térmico.

El experimento preliminar (figura 5.1) realizado fue en primera instancia, medir cada 5 minutos durante una hora, la temperatura de la interfaz ITO-aire a un ángulo menor a 90 grados y distinto al ángulo SPR; la temperatura se registró con una cámara de ultra alta resolución térmica. Después se realizó el experimento con el mismo intervalo de tiempo y la misma interfaz metal-dieléctrico, pero en el ángulo "**SPR**", los resultados de las mediciones se vertieron en un programa de Matlab cuyos resultados se muestran en la gráfica de la figura 5.2.

El siguiente experimento realizado consistió en medir cada 5 minutos durante dos horas, la temperatura de la interfaz ITO-aire a un ángulo menor a 90 grados y distinto al ángulo SPR; la temperatura se registró de nuevo con la misma cámara de ultra alta resolución térmica usada anteriormente. Después se realizó el experimento con el mismo intervalo de tiempo y la misma interfaz metal-dieléctrico, pero en el ángulo "**SPR**", los resultados de las mediciones también se vertieron en un programa de Matlab (anexo 4) y muestran en la gráfica de la figura 5.3.



Figura 5.1 - Imagen del experimento térmico vs tiempo.

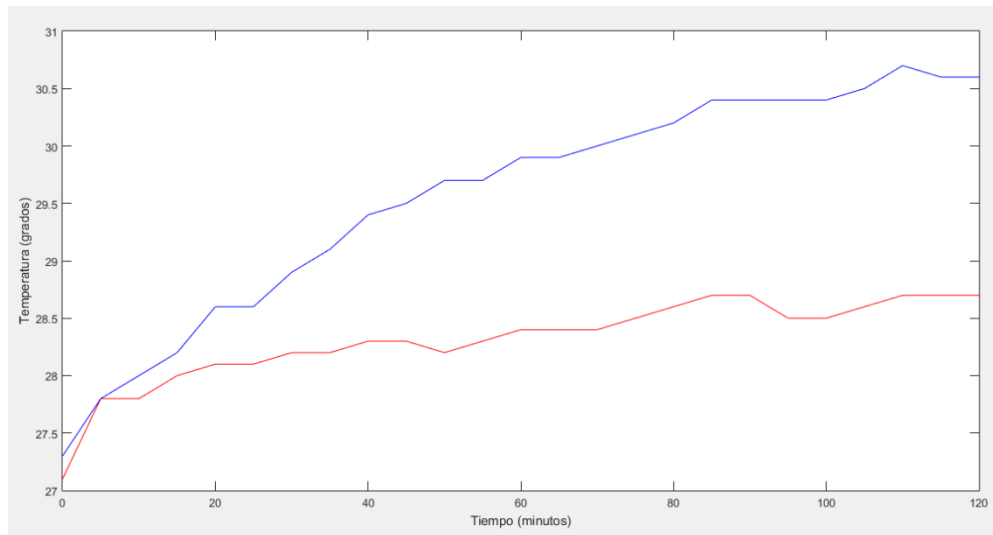


Figura 5.2 - Gráfica de temperatura con  $\theta_{SPR}$  (línea roja) y sin  $\theta_{SPR}$  (línea azul) vs tiempo (1 hora).

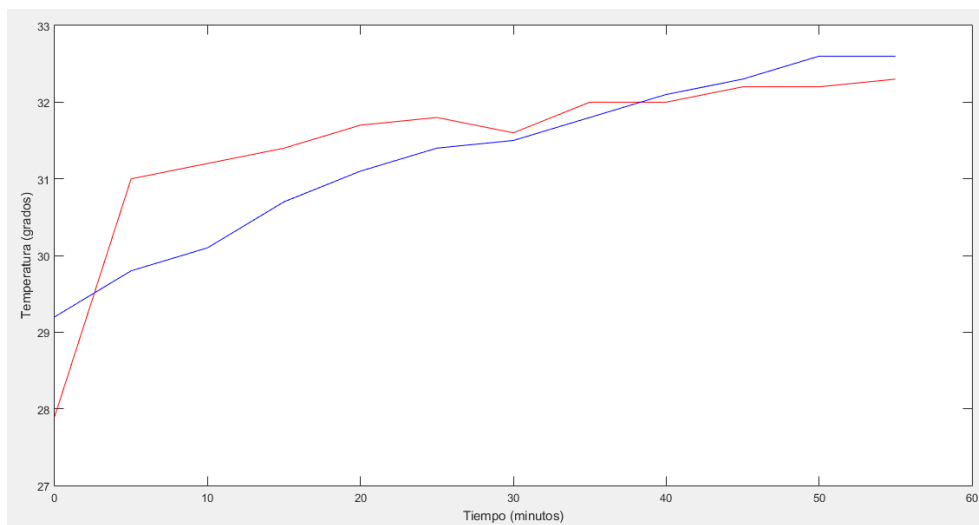


Figura 5.3 - Gráfica de temperatura con  $\theta_{SPR}$  (línea roja) y sin  $\theta_{SPR}$  (línea azul) vs tiempo (2 horas).

Los resultados arrojados por los experimentos preliminares no fueron lo suficientemente concluyentes para determinar la variabilidad de la temperatura cuando se presenta o no el

efecto SPR en una interfaz metal-dieléctrico. El paso siguiente sería variar el tiempo de exposición, elegir días y horas con condiciones similares de temperatura para realizar los experimentos y usar las tres longitudes de onda incidiendo sobre las tres interfaces metal-dieléctrico descritos en este documento de tesis; para posteriormente, comparar los resultados de los mismos.

## REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS

- [1] Antonio A. Ruiz Ramírez, Carlos Villa Angulo, Iván O. Hernández Fuentes. Wavelength sensitivity of indium tin oxide on surface plasmon resonance angles. *Turkish Journal of Electrical Engineering & Computer Sciences* 2020; doi:10.3906/elk-1909-44.
- [2] Tang Y, Zeng X, Liang J. Surface plasmon resonance: an introduction to a surface spectroscopy technique. *Journal of Chemical Education* 2010; 87 (7): 742–746. doi: 10.1021/ed100186y.
- [3] Homola J, Yee SS, Gauglitz G. Surface plasmon resonance sensors: review. *Sensors and Actuators B: Chemical* 1999; 54: 3–15. doi: 10.1016/S0925-4005(98)00321-9.
- [4] Raether H. *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*. Berlin, Germany: Springer-Verlag, 1988. doi: 10.1007/BFb0048317.
- [5] Ordal MA, Long LL, Bell RJ, Bell SE, Berll RR et al. Optical properties of metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared. *Applied Optics* 1983; 22 (7): 1099-1119. doi: 10.1364/AO.22.001099.
- [6] Rizal C, Pisana S, Hrvoic I, Fullerton EE. Microstructure and magneto-optical surface plasmon resonance of Co/Au multilayers. *Journal of Physics Communications* 2018; 2018: 2055010. doi: 10.1088/0143-0807/32/2/028.

- [7] Ferreiro-Vila E, Bendana XM, Gonzalez-Diaz JB, Garcia-Martin A, Cebollada A et al. Surface plasmon resonance effects in the magneto-optical activity of Ag/Co/Ag trilayers. *IEEE Transactions on Magnetics* 2008; 44 (11): 3303–3306. doi: 10.1109/TMAG.2008.2002381.
- [8] Patskovsky S, Kabashin AV, Meunier M, Luong JHT. Properties and sensing characteristics of surface plasmon resonance in infrared light. *Journal of the Optical Society of America A* 2003; 20 (8): 1644-1650. doi:10.1364/JOSAA.20.001644.
- [9] Hendry E, Carpy T, Johnston J, Popland M, Mikhaylovskiy RV et al. Ultrasensitive detection and characterization of biomolecules using superchiral fields. *Nature Nanotechnology* 2010; 5 (11): 783-787. doi: 10.1038/nnano.2010.209.
- [10] Sipova H, Piliarik M, Vala M, Chadt K, Adam P et al. Portable surface plasmon resonance biosensor for detection of nucleic acids. *Procedia Engineering* 2011; 25: 148-151. doi: 10.1016/j.proeng.2011.12.037.
- [11] Pluchery O, Vayron R, Van KM. Laboratory experiments for exploring the surface plasmon resonance. *European Journal of Physics* 2011; 32 (2): 585-599. doi: 10.1088/0143-0807/32/2/028.
- [12] Lewis BG, Paine DC. Applications and processing of transparent conducting oxide. *MRS Bulletin* 2000; 25 (8): 22-27. doi: 10.1557/mrs2000.147.

- [13] Hossain-Kham MZ, Harkin-Jones E. Effect of ITO surface properties on SAM modification: a review toward biosensors applications. *Cogent Engineering* 2016; 3 (1): 1170097. doi: 10.1080/23311916.2016. 1170097.
- [14] Aydin EB, Sezginturk MK, Indium tin oxide (ITO): a promising material in biosensing technology. *Trends in Analytical Chemistry* 2017; 97: 309-315. doi: 10.1016/j.trac.2017.09.021.
- [15] Luis M. Castellanos, Francisco López, Erick Reyes-Vera. *Metamateriales: principales características y aplicaciones* 2016. doi.org/10.18257/raccefyn.345.
- [16] R.H. Ritchie. *Plasma Losses by Fast Electrons in Thin Films* 1957. doi.org/10.1103/PhysRev.106.874.
- [17] Ritchie, R. H. Arakawa, E. T.; Cowan, J. J.; Hamm, R. N. *Surface-Plasmon Resonance Effect in Grating Diffraction* 1968. doi.org/10.1103/PhysRevLett.21.1530
- [18] H. J. Simon, D. E. Mitchell, and J. G. Watson. *Surface plasmons in silver films—a novel undergraduate experiment* 1975. doi.org/10.1119/1.9764.
- [19] Eric M. Yeatman and Martin E. Caldwell. *Spatial light modulation using surface plasmon resonance* 1989. doi.org/10.1063/1.101826.

- [20] Sergiy Patskovsky, Andrei V. Kabashin, Michel Meunier, and John H. T. Luong. Properties and sensing characteristics of surface plasmon resonance in infrared light 2003. doi.org/10.1364/JOSAA.20.001644.
- [21] Surface Plasmon Resonance: An Introduction to a Surface Spectroscopy Technique, Yijun Tang, Xiangqun Zeng and Jennifer Liang, 2010. doi.org/10.1021/ed100186y.
- [22] Yoshiharu Ajiki, Tetsuo Kan, Kiyoshi Matsumoto and Isao Shimoyama. Electrically detectable surface plasmon resonance sensor by combining a gold grating and a silicon photodiode 2018. doi.org/10.7567/APEX.11.022001.
- [23] Constantine A. Balanis, Arizon University. Advanced engineering electromagnetics 1989.
- [24] Andreas Otto, La Rivista del Nuovo Cimento. Excitations of Surface Plasmon Polaritons by Attenuated Total Reflection, Revisited, Dominique Barchiesi 2013, doi: 10.1393/ncr/i2013-10088-9.
- [25] E. K. Akowuah, T. Gorman, and S. Haxha. Design and optimization of a novel surface plasmon resonance biosensor based on Otto configuration, Broadband and Wireless Communication group, Department of Electronics, University of Kent, Canterbury, OSA, 2009. doi.org/10.1364/OE.17.023511.

[26] Werner, Glantsching, Ambrosch-Draxl. Optical Constants and Inelastic Electron-Scattering Data for 17 Elemental Metals, Journal of Physical and Chemical Reference Data 2009. doi:10.1063/1.3258041.

[27] Babar S, Weaver JH. Optical constants of Cu, Ag, and Au revisited. Applied Optics 2015; 54 (3): 477-481. doi:10.1364/AO.54.000477.

[28] Fernando D. Stefani. Técnicas basadas en la resonancia de plasmones superficiales. Detección y estudio de reacciones de hibridación de ADN en superficies. Universidad nacional de general san martín, comisión nacional de energía atómica Instituto de tecnología 2001.

[29] Weisstein, Eric W. "Gaussian Function." From MathWorld--A Wolfram Web Resource. <https://mathworld.wolfram.com/GaussianFunction.html>

# ANEXOS

## ANEXO 1 - PROGRAMAS DE MATLAB PARA CALCULO DE ANGULOS.

```
clc
clear
na=1+0i; % Indice de refraccion compleja del aire
ea=1+0i; % permitividad electrica compleja del aire
npR=1.5174+(2.698*10^-8)*1i % Indice de refraccion complejo del prisma
(corona de borosilicato) @ 650 nm
npV=1.5225+(5.4382*10^-8)*1i % Indice de refraccion complejo del prisma
(corona de borosilicato) @ 532nm
npVi=1.5334+(6.5853*10^-7)*1i % Indice de refraccion complejo del prisma
(corona de borosilicato) @ 405nm
nAuR=1.3505+2.0324i % Indice de refraccion complejo (Au) @ 650 nm --
1.3505+2.0324i-- Werner et al 2009: n,k 0.01759 - 2.480 um
nAuV=1.5128+2.3083i % Indice de refraccion complejo del oro (Au) @ 532nm --
1.5128+2.3083i -- Werner et al 2009: DFT calculations
nAuVi= 0.46447+4.7022i % Indice de refraccion complejo del oro (Au) @ 405nm --
0.46447+4.7022i-- Werner et al 2009: n,k 0.01759 - 2.480 um
nAgR=0.049517+4.4114i % Indice de refraccion complejo de la plata (Ag) @ 650
nm ---- Babar and Weaver 2015: n,k 0.2066-12.40 um
nAgV=0.051781+3.4215i % Indice de refraccion complejo de la plata (Ag) @ 532
nm ---- Babar and Weaver 2015: n,k 0.2066-12.40 um
nAgVi=0.052478+2.1966i % Indice de refraccion complejo de la plata (Ag) @ 405nm
---- Babar and Weaver 2015: n,k 0.2066-12.40 um
nITOR=1.8478+0.046741i % Indice de refraccion complejo de la ITO (Oxido de
Indio y estaño) @ 650 nm ---- Babar and Weaver 2015: n,k 0.2066-12.40 um
nITOV=1.9327+0.046741i % Indice de refraccion complejo de la ITO (Oxido de
Indio y estaño) @ 532nm ---- Babar and Weaver 2015: n,k 0.2066-12.40 um
nITOVVi=2.1066+0.042872i % Indice de refraccion complejo de la ITO (Oxido de
Indio y estaño) @ 405nm ---- Babar and Weaver 2015: n,k 0.2066-12.40 um
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
epR=2.3026+(8.1882*10^-8)*1i % permitividad electrica compleja del prisma
(corona de borosilicato) @ 650 nm
epV=2.3179+(1.6559*10^-7)*1i % permitividad electrica compleja del prisma
(corona de borosilicato) @ 532nm
epVi=2.3513+(2.0196*10^-6)*1i % Parte real del indice de refraccion del prisma
(corona de borosilicato) @ 405nm
eAuR=-19.458+0.43688i % permitividad electrica compleja del oro (Au) @ 650 nm
---- Babar and Weaver 2015: n,k 0.2066-12.40 um
eAuV=-4.3644+1.6295i % permitividad electrica compleja del oro (Au) @ 532nm -
--- Babar and Weaver 2015: n,k 0.2066-12.40 um
eAuVi=-0.91252+5.7401i % permitividad electrica compleja del oro (Au) @ 405nm -
--- Babar and Weaver 2015: n,k 0.2066-12.40 um
eAgR=-19.458+0.43688i % permitividad electrica compleja de la plata (Ag) @ 650
nm ---- Babar and Weaver 2015: n,k 0.2066-12.40 um
eAgV=-11.704+0.35433i % permitividad electrica compleja de la plata (Ag) @ 532
nm ---- Babar and Weaver 2015: n,k 0.2066-12.40 um
eAgVi=-4.8224+0.230551i % permitividad electrica compleja de la plata (Ag) @
405nm ---- Babar and Weaver 2015: n,k 0.2066-12.40 um
```

```

eITOR=4.1875-0.0001i      % permitividad electrica compleja del ITO @ 650 nm
(obtenido extrapolando del articulo Diseño y caracterización de calentadores
basados en óxido de indio y estaño para circuitos en fotónica de silicio)
eITOV=4.335-0.0003i      % permitividad electrica compleja del ITO @ 532 nm
(obtenido extrapolando del articulo Diseño y caracterización de calentadores
basados en óxido de indio y estaño para circuitos en fotónica de silicio)
eITOV=4.4938-0.0013i     % permitividad electrica compleja del ITO @ 405nm
(obtenido extrapolando del articulo Diseño y caracterización de calentadores
basados en óxido de indio y estaño para circuitos en fotónica de silicio)
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Plata (Ag)
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Rojo (650nm) %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Teta1= asind((1/npR)*(sqrt((eAgR)/(1+eAgR)))); %formula del articulo de 1975
%TetaSPR_AgR1=rad2deg(angle(Teta1));
%Teta2=asind(sqrt((ea*eAgR)/((epR)*(ea+eAgR)))); %formula del articulo de Stefani
2001
%TetaSPR_AgR2=rad2deg(angle(Teta2));
Teta3=asind((1/na)*(sqrt((npR^2*nAgR^2)/(npR^2+nAgR^2)))); %formula del articulo de
2010
%TetaSPR_AgR3=rad2deg(angle(Teta3));
%T_Interno_AgR3=asind((na/npR)*(sind(TetaSPR_AgR3)));
Re3=abs(Teta3);
Im3=imag(Teta3);
TetaSPR_AgR3=atand(Im3/Re3)
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Verde (532nm) %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Teta4= asind((1/npV)*(sqrt((ea*eAgV)/(ea+eAgV)))); %formula del articulo de 1975
%TetaSPR_AgV1=rad2deg(angle(Teta4));
%Teta5=asind(sqrt((ea*eAgV)/((epV)*(ea+eAgV)))); %formula del articulo de Stefani
2001
%TetaSPR_AgV2=rad2deg(angle(Teta5));
Teta6=asind((1/na)*(sqrt((npV^2*nAgV^2)/(npV^2+nAgV^2)))); %formula del articulo de
2010
Re4=abs(Teta6);
Im4=imag(Teta6);
TetaSPR_AgV3=atand(Im4/Re4);
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Violeta (405 nm) %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Teta7= asind((1/npVi)*(sqrt((ea*eAgVi)/(ea+eAgVi)))); %formula del articulo de
1975
%TetaSPR_AgVi1=rad2deg(angle(Teta7));
%Teta8=asind(sqrt((ea*eAgVi)/((epVi)*(ea+eAgVi)))); %formula del articulo de
Stefani 2001
%TetaSPR_AgVi2=rad2deg(angle(Teta8));
Teta9=asind((1/na)*(sqrt((npVi^2*nAgVi^2)/(npVi^2+nAgVi^2)))); %formula del
articulo de 2010
Re5=abs(Teta9);
Im5=imag(Teta9);
TetaSPR_AgVi3=atand(Im5/Re5);
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Oro (Au)
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Rojo (650nm) %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Teta10= asind((1/npR)*(sqrt((ea*eAuR)/(ea+eAuR)))); %formula del articulo de 1975
%TetaSPR_AuR1=rad2deg(angle(Teta10));
%Teta11=asind(sqrt((ea*eAuR)/((epR)*(ea+eAuR)))); %formula del articulo de Stefani
2001
%TetaSPR_AuR2=rad2deg(angle(Teta11));

```

```

Teta12=asind((1/na)*(sqrt((npR^2*nAuR^2)/(npR^2+nAuR^2)))); %formula del articulo
de 2010
Re6=abs(Teta12);
Im6=imag(Teta12);
TetaSPR_AuR3=atand(Im6/Re6);
%%%%%%%%%%%% Verde (532nm) %%%%%%%%%%%%%%
%Teta13= asind((1/npV)*(sqrt((ea*eAuV)/(ea+eAuV)))); %formula del articulo de 1975
%TetaSPR_AuV1=rad2deg(angle(Teta13));
%Teta14=asind(sqrt((ea*eAuV)/((epV)*(ea+eAuV)))); %formula del articulo de Stefani
2001
%TetaSPR_AuV2=rad2deg(angle(Teta14));
Teta15=asind((1/na)*(sqrt((npV^2*nAuV^2)/(npV^2+nAuV^2)))); %formula del articulo
de 2010
Re7=abs(Teta15);
Im7=imag(Teta15);
TetaSPR_AuV3=atand(Im7/Re7);
%%%%%%%%%%%% Violeta (405 nm) %%%%%%%%%%%%%%
%Teta16= asind((1/npVi)*(sqrt((ea*eAuVi)/(ea+eAuVi)))); %formula del articulo de
1975
%TetaSPR_AuVi1=rad2deg(angle(Teta16));
%Teta17=asind(sqrt((ea*eAuVi)/((epVi)*(ea+eAuVi)))); %formula del articulo de
Stefani 2001
%TetaSPR_AuVi2=rad2deg(angle(Teta17));
Teta18=asind((1/na)*(sqrt((npVi^2*nAuVi^2)/(npVi^2+nAuVi^2)))); %formula del
articulo de 2010
Re8=abs(Teta18);
Im8=imag(Teta18);
TetaSPR_AuVi3=atand(Im8/Re8);
%%%%%%%%%%%% Oxido de Indio y estaño (ITO)
%%%%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%% Rojo (650nm) %%%%%%%%%%%%%%
%Teta99= asind((1/npR)*(sqrt((ea*eITOR)/(ea+eITOR)))); %formula del articulo de
1975
%TetaSPR_ITOR1=rad2deg(angle(Teta99));
%Teta222=asind(sqrt((ea*eITOR)/((epR)*(ea+eITOR)))); %formula del articulo de
Stefani 2001
%TetaSPR_ITOR2=rad2deg(angle(Teta222));
Teta19=asind((1/na)*(sqrt((npR^2*nITOR^2)/(npR^2+nITOR^2)))); %formula del
articulo de 2010
Re9=abs(Teta19);
Im9=imag(Teta19);
TetaSPR_ITOR3=atand(Im9/Re9);
%%%%%%%%%%%% Verde (532nm) %%%%%%%%%%%%%%
%Teta88= asind((1/npR)*(sqrt((ea*eITOV)/(ea+eITOV)))); %formula del articulo de
1975
%TetaSPR_ITOV1=rad2deg(angle(Teta88));
%Teta333=asind(sqrt((ea*eITOV)/((epR)*(ea+eITOV)))); %formula del articulo de
Stefani 2001
%TetaSPR_ITOV2=rad2deg(angle(Teta333));
Teta20=asind((1/na)*(sqrt((npV^2*nITOV^2)/(npV^2+nITOV^2)))); %formula del articulo
de 2010
Re10=abs(Teta20);
Im10=imag(Teta20);
TetaSPR_ITOV3=atand(Im10/Re10);
%%%%%%%%%%%% Violeta (405 nm) %%%%%%%%%%%%%%

```

```

%Teta77= asind((1/npR)*(sqrt((ea*eITOVl)/(ea+eITOVl)))); %formula del articulo de
1975
%TetaSPR_ITOVl1=rad2deg(angle(Teta77));
%Teta444=asind(sqrt((ea*eITOVl)/((epR)*(ea+eITOVl)))); %formula del articulo de
Stefani 2001
%TetaSPR_ITOVl2=rad2deg(angle(Teta444));
Teta21=asind((1/na)*(sqrt((npVi^2*nITOVl^2)/(npVi^2+nITOVl^2)))); %formula del
articulo de 2010
Re11=abs(Teta21);
Im11=imag(Teta21);
TetaSPR_ITOVl3=atand(Im11/Re11);

```

## ANEXO 2 – PROGRAMA DE MATLAB PARA CONVERSION CON LEY DE SNELL Y GRAFICA DE RESULTADOS

```

clc
clear
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Valores de potencia optica medidos
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
AgRojo=[4.275 7.582 17.562 15.287 5.43 2.321 1.452 0.05245 0.60557 2.18 4.594];
AgVerde=[51.43 70.38 96.15 109.57 113.94 89.64 71.47 49.62 5.436 86.64 110.34];
AgVioleta=[1.54632 2.74569 5.4563 8.2654 15.3256 22.1789 32.9654 13.2543 4.3651
17.7412 36.1543];
AuRojo=[1.02345 2.71345 2.9456 3.03645 0.64235 0.11753 0.45213 0.79865 2.31465
2.3987 3.0123];
AuVerde=[665.985 704.9654 724.65 1012.3 1357.8 1678.9 325.64 102.33 457.564 705.324
710.3254];
AuVioleta=[24.3125 35.954 42.7532 70.3254 63.2542 73.9 29.2134 3.4658 1.7569
15.4658 32.5647];
ITORojo=[3.945 5.293 7.4932 10.245 14.725 2.4567 0.68794 0.9517 1.9547 4.5631
13.21456];
ITOverde=[145.71 259.46 321.75 462.35 501.97 856.12 238.67 95.94 48.35 983.17
701.34];
ITOVioleta=[3.2136 7.9452 13.7854 25.8523 31.0258 42.3216 39.7845 20.3215 15.9456
6.94563 27.9654];
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% indices de refraccion complejo (parte real)
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
n1=1 % Parte real del indice de refraccion del aire
n2=1.5145%+1.2451*10^-8i % Parte real del indice de refraccion del prisma
(corona de borosilicato) @ 650 nm
n3=1.5195%+7.760*10^-8i % Parte real del indice de refraccion del prisma
(corona de borosilicato) @ 532nm
n4=1.5302%+9.0558*10^-9i % Parte real del indice de refraccion del prisma
(corona de borosilicato) @ 405nm
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Rango de grados de incidencia en el prisma
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
x1=44:1:54; % Ag a 650 nm
TetaAgR=asind((sind(x1))*(n1/n2));
x2=38:1:48; % Ag a 532 nm
TetaAgV=asind((sind(x2))*(n1/n3));
x3=46:1:56; % Ag a 405 nm
TetaAgVio=asind((sind(x3))*(n1/n4));

```

```

x4=44:1:54;          % Au a 650 nm
TetaAuR=asind((sind(x4))*(n1/n2));
x5=39:1:49;          % Au a 532 nm
TetaAuV=asind((sind(x5))*(n1/n3));
x6=46:1:56;          % Au a 405 nm
TetaAuVio=asind((sind(x6))*(n1/n4));
x7=36:1:46;          % ITO a 650 nm
TetaITOR=asind((sind(x7))*(n1/n2));
x8=36:1:46;          % ITO a 532 nm
TetaITOV=asind((sind(x8))*(n1/n3));
x9=46:1:56;          % ITO a 405 nm
TetaITOVio=asind((sind(x9))*(n1/n4));
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Angulos de decaimiento experimental (interfaz aire/prisma)
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
Teta1=46;             % Ag a 650 nm
Teta2=42;             % Ag a 532 nm
Teta3=52;             % Ag a 405 nm
Teta4=47;             % Au a 650 nm
Teta5=44;             % Au a 532 nm
Teta6=51.5;          % Au a 405 nm
Teta7=40;             % ITO a 650 nm
Teta8=41;             % ITO a 532 nm
Teta9=51;             % ITO a 405 nm
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% conversion de angulos de interfaz aire/prisma a prisma/metal (ley de
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% snell)%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
TetaPrism1=asind((sind(Teta1))*(n1/n2)); % Ag a 650 nm
TetaPrism2=asind((sind(Teta2))*(n1/n3)); % Ag a 532 nm
TetaPrism3=asind((sind(Teta3))*(n1/n4)); % Ag a 405 nm
TetaPrism4=asind((sind(Teta4))*(n1/n2)); % Au a 650 nm
TetaPrism5=asind((sind(Teta5))*(n1/n3)); % Au a 532 nm
TetaPrism6=asind((sind(Teta6))*(n1/n4)); % Au a 405 nm
TetaPrism7=asind((sind(Teta7))*(n1/n2)); % ITO a 650 nm
TetaPrism8=asind((sind(Teta8))*(n1/n3)); % ITO a 532 nm
TetaPrism9=asind((sind(Teta9))*(n1/n4)); % ITO a 405 nm
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Graficas (interfaz
aire/prisma)%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
subplot(3,3,1),plot(x1,AgRojo), ylabel ('Potencia Optica (microW)'),title ('Ag a
650 nm')
subplot(3,3,2),plot(x2,AgVerde),ylabel ('Potencia Optica (microW)'),title ('Ag a
532 nm')
subplot(3,3,3),plot(x3,AgVioleta),xlabel ('Grados'),ylabel ('Potencia Optica
(microW)'),title ('Ag a 405 nm')
subplot(3,3,4),plot(x4,AuRojo),ylabel ('Potencia Optica (microW)'),title ('Au a 650
nm')
subplot(3,3,5),plot(x5,AuVerde),ylabel ('Potencia Optica (microW)'),title ('Au a
532 nm')
subplot(3,3,6),plot(x6,AuVioleta),xlabel ('Grados'),ylabel ('Potencia Optica
(microW)'),title ('Au a 405 nm')
subplot(3,3,7),plot(x7,ITORojo),xlabel ('Grados'),ylabel ('Potencia Optica
(microW)'),title ('ITO a 650nm')
subplot(3,3,8),plot(x8,ITOverde),xlabel ('Grados'),ylabel ('Potencia Optica
(microW)'),title ('ITO a 532nm')
subplot(3,3,9),plot(x9,ITOVioleta),xlabel ('Grados'),ylabel ('Potencia Optica
(microW)'),title ('ITO a 405nm')

```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Graficas (interfaz
prisma/metal)%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%subplot(3,3,1),plot(TetaAgR,AgRojo), ylabel ('Potencia Optica (microW)'),title
('Ag a 650 nm')
%subplot(3,3,2),plot(TetaAgV,AgVerde),ylabel ('Potencia Optica (microW)'),title
('Ag a 532 nm')
%subplot(3,3,3),plot(TetaAgVio,AgVioleta),ylabel ('Potencia Optica (microW)'),title
('Ag a 405 nm')
%subplot(3,3,4),plot(TetaAuR,AuRojo),ylabel ('Potencia Optica (microW)'),title ('Au
a 650 nm')
%subplot(3,3,5),plot(TetaAuV,AuVerde),ylabel ('Potencia Optica (microW)'),title
('Au a 532 nm')
%subplot(3,3,6),plot(TetaAuVio,AuVioleta),ylabel ('Potencia Optica (microW)'),title
('Au a 405 nm')
%subplot(3,3,7),plot(TetaITOR,ITORojo),xlabel ('Grados'),ylabel ('Potencia Optica
(microW)'),title ('ITO a 650nm')
%subplot(3,3,8),plot(TetaITOV,ITOverde),xlabel ('Grados'),ylabel ('Potencia Optica
(microW)'),title ('ITO a 532nm')
%subplot(3,3,9),plot(TetaITOVio,ITOVioleta),xlabel ('Grados'),ylabel ('Potencia
Optica (microW)'),title ('ITO a 532nm')
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%

```

## ANEXO 3 - PROGRAMAS DE MATLAB PARA GRAFICAS.

```

clc
clear
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% Valores de potencia optica medidos %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
AgRojo=[4.275 7.582 17.562 15.287 5.43 2.321 1.452 0.05245 0.60557 2.18 4.594];
AgVerde=[51.43 70.38 96.15 109.57 113.94 89.64 71.47 49.62 5.436 86.64 110.34];
AgVioleta=[1.54632 2.74569 5.4563 8.2654 15.3256 22.1789 32.9654 13.2543 4.3651
17.7412 36.1543];
AuRojo=[1.02345 2.71345 2.9456 3.03645 0.64235 0.11753 0.45213 0.79865 2.31465
2.3987 3.0123];
AuVerde=[665.985 704.9654 724.65 1012.3 1357.8 1678.9 325.64 102.33 457.564 705.324
710.3254];
AuVioleta=[24.3125 35.954 42.7532 70.3254 63.2542 73.9 29.2134 3.4658 1.7569
15.4658 32.5647];
ITORojo=[3.945 5.293 7.4932 10.245 14.725 2.4567 0.68794 0.9517 1.9547 4.5631
13.21456];
ITOverde=[145.71 259.46 321.75 462.35 501.97 856.12 238.67 95.94 48.35 983.17
701.34];
ITOVioleta=[3.2136 7.9452 13.7854 25.8523 31.0258 42.3216 39.7845 20.3215 15.9456
6.94563 27.9654];
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% indices de refraccion complejo (parte real)%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
n1=1 % Parte real del indice de refraccion del aire
n2=1.5145+1.2451^-8i % Parte real del indice de refraccion del prisma (corona
de borosilicato) @ 650 nm
n3=1.5195+7.760^-8i % Parte real del indice de refraccion del prisma (corona
de borosilicato) @ 532nm
n4=1.5302+9.0558^-9i % Parte real del indice de refraccion del prisma (corona
de borosilicato) @ 405nm

```

```

%%%%%%%%%%%%% Angulos de decaimiento experimental (interfaz aire/prisma)%%%%%%%%%%%%%
x1=44:1:54;      % Ag a 650 nm
x2=44:1:54;      % Au a 650 nm
x3=36:1:46;      % ITO a 650 nm
x4=38:1:48;      % Ag a 532 nm
x5=39:1:49;      % Au a 532 nm
x6=36:1:46;      % ITO a 532 nm
x7=46:1:56;      % Ag a 405 nm
x8=46:1:56;      % Au a 405 nm
x9=46:1:56;      % ITO a 405 nm
%% conversion de angulos de interfaz aire/prisma a prisma/metal (ley de snell)%%
T1=asind((sind(x1))*(n1/n2)); % Ag a 650 nm
  T11=rad2deg(angle(T1));
T2=asind((sind(x2))*(n1/n3)); % Ag a 532 nm
%T22=rad2deg(angle(T2));
T3=asind((sind(x3))*(n1/n4)); % Ag a 405 nm
%T33=rad2deg(angle(T3));
T4=asind((sind(x4))*(n1/n2)); % Au a 650 nm
%T44=rad2deg(angle(T4));
T5=asind((sind(x5))*(n1/n3)); % Au a 532 nm
%T55=rad2deg(angle(T5));
T6=asind((sind(x6))*(n1/n4)); % Au a 405 nm
%T66=rad2deg(angle(T6));
T7=asind((sind(x7))*(n1/n2)); % ITO a 650 nm
%T77=rad2deg(angle(T7));
T8=asind((sind(x8))*(n1/n3)); % ITO a 532 nm
%T88=rad2deg(angle(T8));
T9=asind((sind(x9))*(n1/n4)); % ITO a 405 nm
%T99=rad2deg(angle(T9));
%%%%%%%%%%%%% Normalización de los tres metales a 650 nm (Rojo)%%%%%%%%%%%%%
Min_AgRojo= min(AgRojo);
Pos_AgRojo=AgRojo-Min_AgRojo;
Max_AgRojo=max(AgRojo);
Norm_AgRojo=Pos_AgRojo/Max_AgRojo;
Min_AuRojo= min(AuRojo);
Pos_AuRojo=AuRojo-Min_AuRojo;
Max_AuRojo=max(AuRojo);
Norm_AuRojo=Pos_AuRojo/Max_AuRojo;
Min_ITORojo= min(ITORojo);
Pos_ITORojo=ITORojo-Min_ITORojo;
Max_ITORojo=max(ITORojo);
Norm_ITORojo=Pos_ITORojo/Max_ITORojo;
%%%%%%%%%%%%% Normalización de los tres metales a 532 nm (Verde) %%%%%%%%%%%%%%
Min_AgVerde= min(AgVerde);
Pos_AgVerde=AgVerde-Min_AgVerde;
Max_AgVerde=max(AgVerde);
Norm_AgVerde=Pos_AgVerde/Max_AgVerde;
Min_AuVerde= min(AuVerde);
Pos_AuVerde=AuVerde-Min_AuVerde;
Max_AuVerde=max(AuVerde);
Norm_AuVerde=Pos_AuVerde/Max_AuVerde;
Min_ITOVerde= min(ITOVerde);
Pos_ITOVerde=ITOVerde-Min_ITOVerde;
Max_ITOVerde=max(ITOVerde);
Norm_ITOVerde=Pos_ITOVerde/Max_ITOVerde;

```

```

%%%%%%%%%%%%%% Normalización de los tres metales a 405 nm (Violeta) %%%%%%%%%%%%%%%
Min_AgVioleta= min(AgVioleta);
Pos_AgVioleta=AgVioleta-Min_AgVioleta;
Max_AgVioleta=max(AgVioleta);
Norm_AgVioleta=Pos_AgVioleta/Max_AgVioleta;
Min_AuVioleta= min(AuVioleta);
Pos_AuVioleta=AuVioleta-Min_AuVioleta;
Max_AuVioleta=max(AuVioleta);
Norm_AuVioleta=Pos_AuVioleta/Max_AuVioleta;
Min_ITOVioleta= min(ITOVioleta);
Pos_ITOVioleta=ITOVioleta-Min_ITOVioleta;
Max_ITOVioleta=max(ITOVioleta);
Norm_ITOVioleta=Pos_ITOVioleta/Max_ITOVioleta;
%%%%%%%%%%%%%% Graficas normalizadas %%%%%%%%%%%%%%%
subplot(2,3,1),plot(x1, Norm_AgRojo, 'c', x2, Norm_AuRojo, 'y', x3, Norm_ITORojo, 'm'),
xlabel ('Angulo externo interfaz aire/prisma'), ylabel ('Reflectividad
Normalizada'), title ('Rojo (650 nm)')
subplot(2,3,2),plot(x4, Norm_AgVerde, 'c', x5, Norm_AuVerde, 'y', x6, Norm_ITOVerde, 'm'),
xlabel ('Angulo externo interfaz aire/prisma'), ylabel ('Reflectividad
Normalizada'), title ('Verde (532 nm)')
subplot(2,3,3),plot(x7, Norm_AgVioleta, 'c', x8, Norm_AuVioleta, 'y', x9, Norm_ITOVioleta,
'm'), xlabel ('Angulo externo interfaz aire/prisma'), ylabel ('Reflectividad
Normalizada'), title ('Violeta (405 nm)')
subplot(2,3,4),plot(T1, Norm_AgRojo, 'c', T2, Norm_AuRojo, 'y', T3, Norm_ITORojo, 'm'),
xlabel ('Angulo interno interfaz prisma/metal'), ylabel ('Reflectividad
Normalizada'), title ('Rojo (650 nm)')
subplot(2,3,5),plot(T4, Norm_AgVerde, 'c', T5, Norm_AuVerde, 'y', T6, Norm_ITOVerde, 'm'),
xlabel ('Angulo interno interfaz prisma/metal'), ylabel ('Reflectividad
Normalizada'), title ('Verde (532 nm)')
subplot(2,3,6),plot(T7, Norm_AgVioleta, 'c', T8, Norm_AuVioleta, 'y', T9, Norm_ITOVioleta,
'm'), xlabel ('Angulo interno interfaz prisma/metal'), ylabel ('Reflectividad
Normalizada'), title ('Violeta (405 nm)')

```

## ANEXO 4 PROGRAMAS DE MATLAB GRAFICAS TERMICAS.

```

clc
clear
%%%%%%%%%%%%%% 28 de febrero de 2020 %%%%%%%%%%%%%%%
ITO_V_temp_sin_SPR1=[29.2 29.8 30.1 30.7 31.1 31.4 31.5 31.8 32.1 32.3 32.6 32.6];
ITO_V_temp_con_SPR1=[27.9 31.0 31.2 31.4 31.7 31.8 31.6 32.0 32.0 32.2 32.2 32.3];
%%%%%%%%%%%%%% 6 de marzo de 2020 %%%%%%%%%%%%%%%
ITO_V_temp_sin_SPR2=[27.3 27.8 28.0 28.2 28.6 28.6 28.9 29.1 29.4 29.5 29.7 29.7
29.9 29.9 30.0 30.1 30.2 30.4 30.4 30.4 30.4 30.5 30.7 30.6 30.6];
ITO_V_temp_con_SPR2=[27.1 27.8 27.8 28.0 28.1 28.1 28.2 28.2 28.3 28.3 28.3 28.3
28.4 28.4 28.4 28.5 28.6 28.7 28.7 28.5 28.5 28.6 28.7 28.7];
%%%%%%%%%%%%%% %%%%%%%%%%%%%%%
tiempo1=[0 5 10 15 20 25 30 35 40 45 50 55];
tiempo2=[0 5 10 15 20 25 30 35 40 45 50 55 60 65 70 75 80 85 90 95 100 105 110 115
120];
%%%%%%%%%%%%%% Normalizcion %%%%%%%%%%%%%%%
%Min_temp_sin_SPR_ITO_V= min(ITO_V_temp_sin_SPR2);
%Max_temp_sin_SPR_ITO_V=max(ITO_V_temp_sin_SPR2);

```

```

%Norm_temp_sin_SPR_ITO_V=ITO_V_temp_sin_SPR2/Max_temp_sin_SPR_ITO_V;
%Min_temp_con_SPR_ITO_V= min(ITO_V_temp_con_SPR2);
%Max_temp_con_SPR_ITO_V=max(ITO_V_temp_con_SPR2);
%Norm_temp_con_SPR_ITO_V=ITO_V_temp_con_SPR2/Max_temp_con_SPR_ITO_V;
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% normalizada %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
plot(tiempo1,ITO_V_temp_con_SPR1, 'r'), xlabel('Tiempo
(minutos)'),ylabel('Temperatura (grados)'),title('Gráfica de temperatura vs
tiempo')
hold on
plot(tiempo1,ITO_V_temp_sin_SPR1, 'b'), xlabel('Tiempo
(minutos)'),ylabel('Temperatura (grados)')
hold off
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% sin normalizar %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%plot(tiempo2,ITO_V_temp_con_SPR2, 'r'), xlabel('Tiempo
(minutos)'),ylabel('Temperatura (grados)'),title('Gráfica de temperatura vs
tiempo')
%hold on
%plot(tiempo2,ITO_V_temp_sin_SPR2, 'b'), xlabel('Tiempo
(minutos)'),ylabel('Temperatura (grados)')
%hold off

```

**ANEXO 5 ARTICULO “WAVELENGTH SENSITIVITY OF INDIUM TIN OXIDE ON PLASMON RESONANCE ANGLES” EN LA REVISTA TURCA “TURKISH JOURNAL OF ELECTRICAL ENGINEERING & COMPUTER SCIENCES”**

## Wavelength sensitivity of indium tin oxide on surface plasmon resonance angles

Antonio A. RUIZ-RAMIREZ\*, Carlos VILLA-ANGULO,  
Ivan O. HERNANDEZ-FUENTES

Institute of Engineering, Autonomous University of Baja California, Mexicali, Mexico

Received: 07.09.2019

Accepted/Published Online: 08.01.2020

Final Version: ..202

**Abstract:** Surface plasmon resonance (SPR) is a charge-density oscillation that occurs when a beam of p-polarized monochromatic light impinges with a greater angle than the critical angle in a dielectric-metal interface. Because of the high losses related to metals, the generated surface plasmon waves propagate with high attenuation in the visible and near-infrared spectral regions in most of the dielectric-metal interfaces. An alternative to reduce such losses is to use a transparent indium tin oxide (ITO) film. In this paper, we compared theoretical calculations and experimental measurements of the SPR angle  $\theta_{SPR}$  on the interfaces of a borosilicate prism (Bp) and ITO, Bp-Ag, and Bp-Au. Three different wavelengths (405, 532, and 650 nm) were used to measure  $\theta_{SPR}$  that covered almost all of the visual range spectrum. Both calculations and experimental data showed that SPR characteristics are strongly influenced by the metal's optical properties. The measured  $\theta_{SPR}$  in the Bp-ITO interface is much smaller than the  $\theta_{SPR}$  measured in the other two interfaces. Hence, ITO can be used in a similar way as Au and Ag in prism-metal interfaces, providing a cheaper and more versatile option to generate the SPR effect.

**Key words:** Surface plasmon resonance, borosilicate prism, indium tin oxide, silver, gold

### 1. Introduction

Over the last three decades, scientific communities in the areas of gas detection, characterization of thin films, monitoring processes at metal interfaces, and biosensing have increased their attention in the development of surface plasmon resonance (SPR) [1–5], due to the possibility that SPR offers real-time measurement of physical, chemical, and biological quantities [6]. Characteristics such as field observations and analysis of biomolecular interaction without the use of labeled molecules provide certain advantages to SPR compared with a variety of optical methods used for chemical and biochemical sensing and characterization. These methods include ellipsometry, interferometry, and spectroscopy of guided modes in optical waveguide structures [7–10].

SPR is a charge-density oscillation that may exist if a beam of p-polarized monochromatic light impinges with a greater angle than the critical angle in a dielectric-metal interface. The generated charge density wave is associated with an electromagnetic wave. The field vector of this electromagnetic wave reaches its maximum at the interface and decays exponentially into both media. This wave is known as a surface plasma wave (SPW) and it is also a TM-polarized wave [11]. Most of the electromagnetic field of a SPW is concentrated in the dielectric material and is distributed in a highly asymmetrical fashion along the two interface materials. The SPW propagation may be supported by structures where the dielectric constant of the metal,  $\epsilon_m$ , is less than the square of the negative refractive index of the dielectric,  $\epsilon_d^2$  [12]. This condition is fulfilled by several

\*Correspondence: antonio.adolfo.ruiz.ramirez@uabc.edu.mx

dielectric-metal interfaces where the most commonly used metals are gold (Au) and silver (Ag) [13]. It has been reported several times that SPW propagating along the surface of a dielectric-Ag interface is less attenuated and exhibits higher localization of the electromagnetic field in a dielectric than SPW propagating in a dielectric-Au interface [14, 15]. High loss occurs in metals resulting in the propagation of a SPW with high attenuation in the visible and near-infrared spectral regions in most of the studied dielectric-metal interfaces [16, 17].

Due to the current demand for massive production of SPR effect devices as well as economic illumination sources in the visible and near-infrared spectral ranges, alternative materials that support the generation of SPWs are required [18–20]. An alternative for metals is the use of transparent conductive oxide (TCO) thin films. These types of materials are used in different technologies such as biosensors, flat panels, and photovoltaics because of their good electrical conductivity and optical transparency properties [21]. TCOs have good electrical conductivity and low absorbability of light; they are often fabricated with thin-film technologies and utilized in optoelectronic applications, such as transparent electrodes in touch panels and flat-panel displays. Besides these applications, TCO thin films are used as electrode materials in biosensor and sensor technologies [22]. The most commonly used TCO is tin-doped indium oxide,  $\text{In}_2\text{O}_3:\text{Sn}$  ( $\text{In}_2\text{O}_3\text{eSnO}_2$ ), known as indium tin oxide (ITO) [23]. ITO is not a transition metal but it is an oxide made of two posttransition metals. Therefore, its optical characteristics are slightly different from those of a transition metal. Its low absorbability can be used to improve SPR generation and detection.

In this paper we compared theoretical calculations and experimental measurements of  $\theta_{SPR}$  on an interface made of Bp-ITO, Bp-Ag, and Bp-Au. Three different wavelengths (405, 532, and 650 nm) were used to measure the SPR angle through the edges and middle wavelength of the visual range spectrum. Both calculations and experimental data showed that SPR characteristics for the three studied interfaces were strongly influenced by the metal properties. Moreover, quite different regularities of plasmon excitation and sensing response were observed for the three different wavelengths in each interface. Specifically, the measured  $\theta_{SPR}$  in the ITO interface showed much smaller values than  $\theta_{SPR}$  measured in the interfaces with Ag and Au. This can be attributed to ITO's low absorption of light in the visual range spectrum, which makes ITO useful when monochromatic light from a laser source is replaced by a white light source with an interferential filter and a polarizer.

## 2. Theoretical formulation

SPR is generated under two general conditions: a beam of p-polarized monochromatic light hitting a dielectric-metal interface, and the total internal reflection (TIR) taking place in such an interface. TIR occurs if the refractive index of the dielectric ( $n_1$ ) is higher than the refractive index of the metal ( $n_2$ ) and also if the angle of the incident beam,  $\theta$ , is greater than the critical angle, given by  $\theta_c = \sin^{-1}(n_2/n_1)$ . Hence, the electromagnetic evanescent waves are guided along the boundary (interface) of two media, as shown in Figure 1. The field of these evanescent waves penetrates into the adjacent media, decaying exponentially until it vanishes at a given distance from the interface. The magnitude of the parallel wave vector of the evanescent wave,  $k_{x,||}$ , is expressed in Equation (1) [24] as follows:

$$k_{x,||} = n \frac{\omega}{c} \sin(\theta), \quad (1)$$

where  $n$  is the refractive index of the evanescent wave traveling media,  $c$  is the speed of light,  $\omega = 2\pi/\lambda$ ,  $\omega$  is the angular frequency, and  $\lambda$  is the wavelength of the incident light.

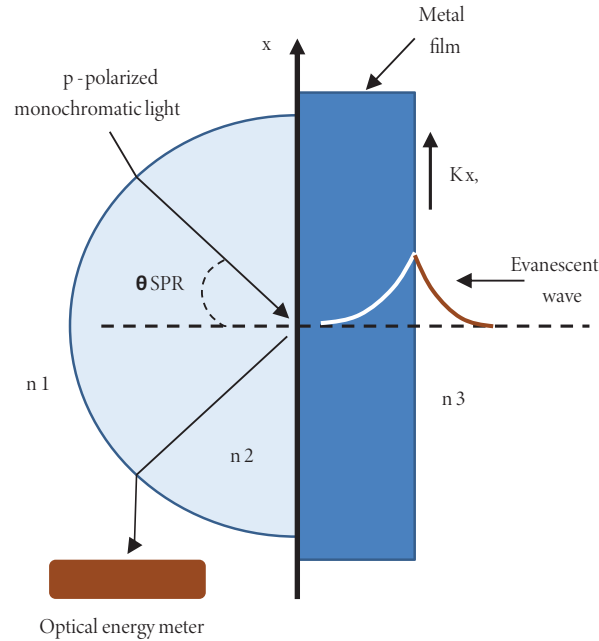
Additionally, the dielectric constants of both the dielectric and the metal film are related to the magnitude of the wave vector,  $k_{SP}$ , of the evanescent waves, which penetrates into the adjacent media of the interface according to Equation (2) [11, 25]. This is applicable in nonabsorbing media where the dielectric constant equals the square of the refractive index:

$$k_{SP} = \frac{2n}{\lambda c} \sqrt{\frac{n_3^2 n_2^2}{n_3^2 + n_2^2}}, \quad (2)$$

where the refractive index of the dielectric, metal, and air are represented as  $n_1$ ,  $n_2$ , and  $n_3$ , respectively.

The SPR is generated by the excitation of the surface plasmon from the evanescent waves at the dielectric-metal interface. Once TIR is reached by tuning the angle of the monochromatic incident beam,  $\theta$ , the intensity of the reflected waves decreases sharply, and evanescent waves penetrate into the adjacent media, decaying exponentially until they reach a given distance from the interface. Hence, SPR requires that  $k_{SP}$  equals  $k_{evan,||}$  [26]. Furthermore, the SPR angle,  $\theta_{SPR}$ , is obtained using Equation (1) and Equation (2) to give Equation (3):

$$\theta_{SPR} = \sin^{-1} \left( \frac{1}{n_1} \sqrt{\frac{n_3^2 n_2^2}{n_3^2 + n_2^2}} \right). \quad (3)$$

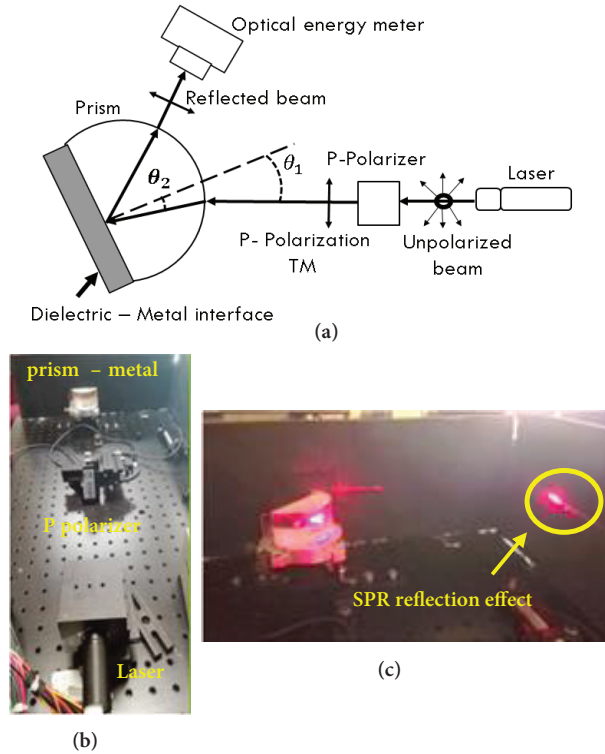


**Figure 1.** Schematic diagram of the prism-metal-air system used to generate the SPR.

### 3. Practical implementations

The experimental setup constructed to demonstrate excitation and measurement of SPR at multiple wavelengths and multiple angles is shown in Figure 2. SPR occurs on the interface of three sets of dielectric-metal interfaces: a Bp prism and a 200-nm Ag layer, a Bp prism and a 200-nm Au layer, and a Bp prism and an ITO layer. As shown in Figure 2a, monochromatic light from a 5-W class IIB laser is focused towards a polarizer lens

that p-polarizes it. Furthermore, the p-polarized light impinges the Bp prism, creating the prism's incident angle,  $\theta_1$ . Likewise, the prism's inner angle  $\theta_2$  (obtained by Snell's law) deflects the light and makes it hit the prism-metal interface. A small amount of light is deflected and the rest is reflected out of the prism. Finally, the reflected light is sensed by an optical power meter. Figure 2b shows a picture of the alignment of the physical component of the SPR setup system. The separation distance between the laser source and the p-polarized lens is 30 cm, while 20 cm is the distance between the p-polarizer and the prism-metal interface. Figure 2c shows a picture of the SPR effect given at the reflected plane of the prism-metal interface. The prism-metal interface is mounted on a circular rotator that is turned to obtain the SPR effect in the reflected plane.



**Figure 2.** Experimental setup of the system used to obtain the SPR. (a) Schematic diagram of the SPR setup experiment. (b) Picture of the alignment of physical component of the SPR setup. (c) Picture of the SPR effect given at the reflected plane of the prism-metal interface.

#### 4. Calculations and measurement results

The calculations and experimental data revealed that the SPR effect was produced by the three interfaces (Bp-ITO, Bp-Ag, and Bp-Au) studied under three different wavelengths (405, 532, and 650 nm) used to illuminate the interfaces. Additionally, the SPR angle,  $\theta_{SPR}$ , was theoretically calculated using Equation (3) and the complex refractive index,  $\tilde{n}$ , as shown in Table 1. The complex refractive index for air was considered to be 1. Figure 3 shows, for 405-nm illumination wavelength, the measured angular reflectivity curves for Ag (dashed curve), Au (dotted curve), and ITO (solid curve). Also,  $\theta_{SPR}$  obtained from practical measurements and  $\theta_{SPR}$  obtained from theoretical calculations are shown in Table 2. From Figure 3 it is observed that the SPR effect was achieved at quite different  $\theta_{SPR}$  angles for each of the three prism-metal interfaces. This behavior can be attributed to the practical low sensitivity of the Bp-metal interface to optical excitation wavelengths

approaching the ultraviolet spectrum. Therefore, the main trend of theoretical prediction was confirmed by relevant experimental data and theoretical calculations. As expected, the calculated and measured positions of minimum reflectivity were almost identical for the three prism-metal interfaces, which confirms the validity of the applied plasmon model used in the calculations and the relative precision of the data obtained from measurements. Table 1 shows the experimental values for the refractive indices of Ag, Au, and ITO at 405 nm, 532 nm, and 650 nm for each material [27–30].

**Table 1.** Complex index of refraction.

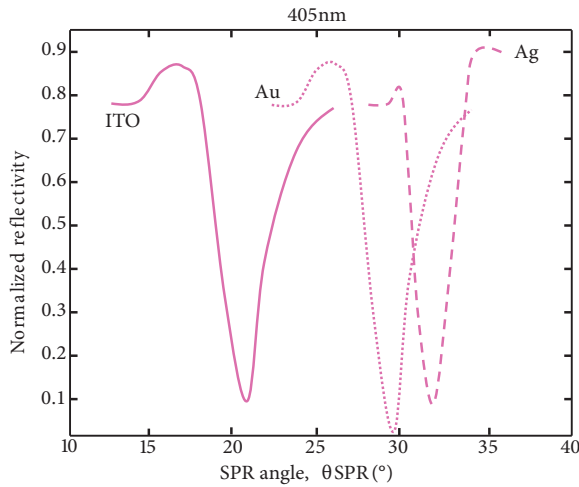
Wavelength ( $\lambda$ )	Complex index of refraction ( $\tilde{n}$ )			
	Ag	Au	ITO	Prism
405 nm	$0.052478 + 2.1966i$	$0.46447 + 4.7022i$	$2.1066 + 0.042872i$	$1.5334 + 6.5853^{-7}i$
532 nm	$0.051781 + 3.4215i$	$1.51280 + 2.3083i$	$1.9327 + 0.046741i$	$1.5225 + 5.4382^{-8}i$
650 nm	$0.049517 + 4.414i$	$1.35050 + 2.0324i$	$1.8478 + 0.046741i$	$1.5174 + 2.6^{-8}i$

**Table 2.**  $\theta_{SPR}$ , measurements, and theoretical calculations.

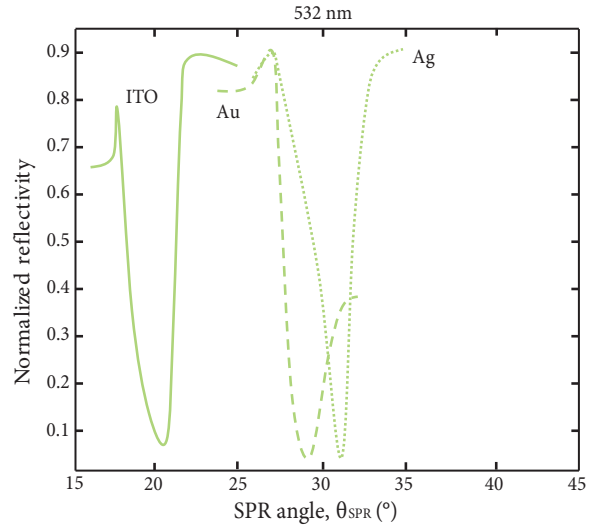
Metal	Ag			Au			ITO			
	Wavelength ( $\lambda$ )	405 nm	532 nm	650 nm	405 nm	532 nm	650 nm	405 nm	532 nm	650 nm
$\theta_{SPR}$ calculated		33.8125°	30.2326°	29.2362°	32.1219°	31.1838°	30.3981°	21.7848°	20.2532°	19.3796°
$\theta_{SPR}$ measured		32.9504°	31.0154°	30.1256°	29.9289°	28.5672°	28.5647°	21.2290°	19.4569°	18.3332°

Figures 4 and 5 show, for 532-nm and 650-nm illumination wavelengths, respectively, the measured angular reflectivity curves for Ag (dashed curve), Au (dotted curve), and ITO (solid curve). The calculated and measured  $\theta_{SPR}$  are also shown in Table 2. Similar to the 405-nm wavelength, the main trends of theoretical predictions for 532 nm and 650 nm were confirmed by experimental measurements. From plots depicted in Figures 4 and 5 and calculations shown in Table 2, it is observed that  $\theta_{SPR}$  decreases with the increase in the wavelength of incident light. This decrease in  $\theta_{SPR}$ 's behavior is similar to the behavior of the real part of the refractive index, which also decreases. For example, considering the wavelengths from 405 to 650 nm,  $\theta_{SPR}$  angles decrease from 32.9504° to 30.1256° in the case of Ag, while the real part of the refractive index decreases from 0.052478 to 0.049517. For Au,  $\theta_{SPR}$  angles decrease from 29.9289° to 28.5647° while the real part of the refractive index decreases from 1.5652 to 0.11114. Finally, for ITO,  $\theta_{SPR}$  angles decrease from 21.2290° to 18.3332° while the real part of the refractive index decreases from 2.1066 to 1.8478. Because the refractive index describes how fast light propagates through the material, the  $\theta_{SPR}$  angle is directly proportional to the speed of light propagating on the prism-metal interfaces. Also, from Figures 3–5, it is observed that the dispersion width of the minimum reflectivity increases as the wavelength increases and decreases as the index of refraction increases. For example, the full width at half maximum (FWHM) at 405 nm for Ag, Au, and ITO is 2.51°, 2.60°, and 2.62°, respectively; the FWHM at 532 nm for Ag, Au, and ITO are 2.40°, 2.85°, and 2.91°; and the FWHM at 650 nm for Ag, Au, and ITO are 3.9°, 4.43°, and 4.98°, respectively. The smallest FWHM is obtained for Ag at 405 nm, while the largest is for ITO at 650 nm. The smallest value is apparently attributed to the relatively low real part of the refractive index of Ag, while the largest is attributed to the relatively high real part of the refractive index of ITO.

The data for the SPR minimum position collected from the angular and spectral reflectivity curves are summarized in Figure 6, which describes the resonant conditions for simultaneous variation in  $\lambda$  and  $\theta$ . As

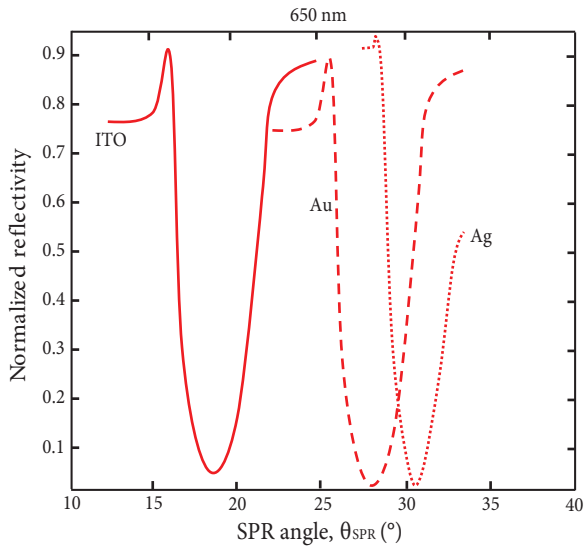


**Figure 3.** At 405-nm illumination wavelength, measured angular reflectivity curves at Ag (dashed curves), Au (dotted curve), and ITO (solid curve).

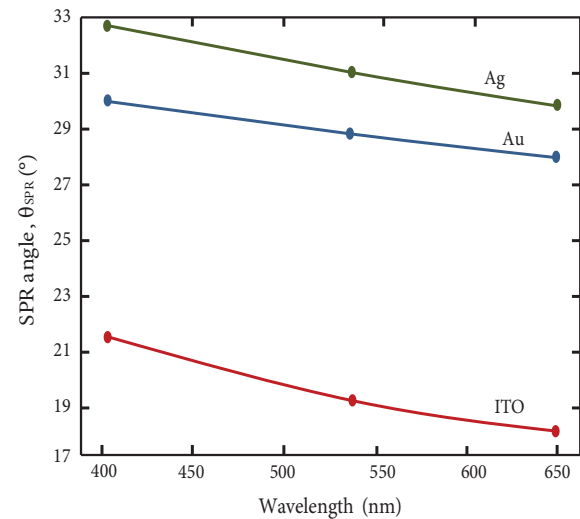


**Figure 4.** At 532-nm illumination wavelength, measured angular reflectivity curves at Ag (dashed curves), Au (dotted curve), and ITO (solid curve).

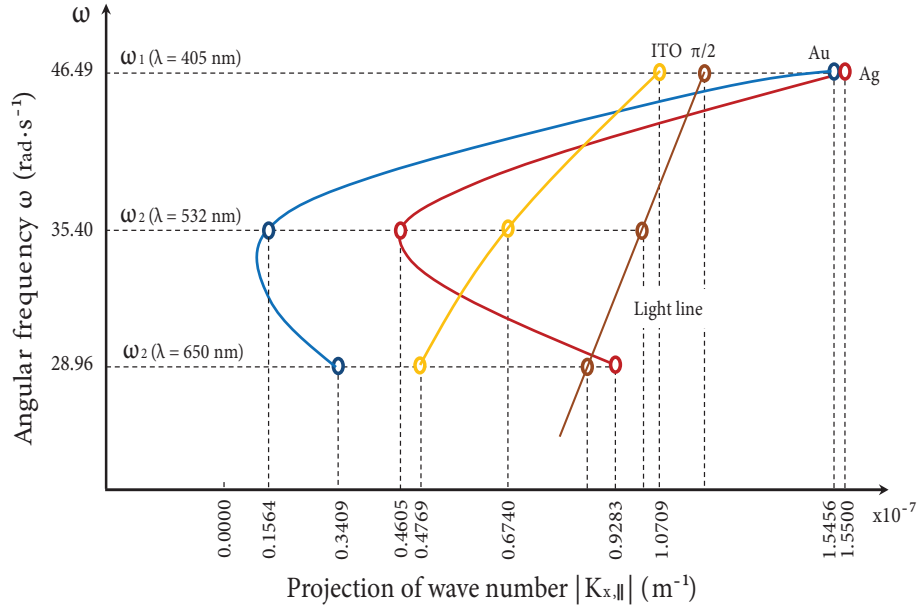
illustrated in this figure, the three SPR dispersion curves show similar behavior, which means that the SPR angle decreases with increases in wavelength. It is important to note that, in the Bp-ITO interface, the measured  $\theta_{SPR}$  ranges from  $21.2290^\circ$  to  $18.3332^\circ$ , which is much smaller than  $\theta_{SPR}$  measured in the other two interfaces. There are more than eight degrees and more than seven degrees of difference comparing the Bp-ITO interface with the Bp-Au and Bp-Ag interfaces, respectively. The smaller  $\theta_{SPR}$  for the Bp-ITO interface could be explained by considering conditions of wavenumber matching in terms of the dispersion  $\omega(k_x)$  as described in Figure 7.



**Figure 5.** At 650-nm illumination wavelength, measured angular reflectivity curves at Ag (dashed curves), Au (dotted curve), and ITO (solid curve).



**Figure 6.** Plots of the measured SPR angle ( $\theta_{SPR}$ ) vs. wavelength ( $\lambda$ ) of the incident light for the three prism-metal interfaces (Bp-Ag, Bp-Au, Bp-ITO).



**Figure 7.** Dispersion relation of the surface plasmon waves at the Bp-Ag, Bp-Au, and Bp-ITO interfaces.

Qualitative behavior of the dispersion relations of the surface plasmon wave at the Bp-Ag, Bp-Au, and Bp-ITO interfaces are shown in Figure 7. To interpret this plot, it is important to consider an external wave propagating in medium 3 (Figure 1 with a wave vector  $k_{x,||}$ ) impinging on the metallic surface with an incident angle  $\theta$ . The component of the wave vector parallel to the interface  $k_{x,||} = k_x$  can be obtained by the dispersion relation  $\omega = (k_x c) / (\sin\theta)$ , which, in the case of  $\theta = \pi/2$ , is represented by the light line in Figure 7. As observed in this figure, for the studied incident wavelengths, Bp-ITO is the only prism-metal interface in which surface plasmon dispersion occurs at  $\theta_{SPR}$  smaller than  $\pi/2$ . This means that for the Bp-ITO interface the absolute value of the wavenumber projection  $|k_{x,||}|$  occurs on the left side of the light line of  $\pi/2$ . However, for the interface of Bp-ITO and Bp-Au, the wavenumber projection  $|k_{x,||}|$  occurs at a wavelength of 405 nm and 650 nm, and 405 nm at the right side of the light line of  $\pi/2$ , respectively. Therefore, the plots show that for the Bp-ITO interface, light excitation with  $\theta_{SPR}$  angles smaller than  $\pi/2$  always yields  $k_x$  values to couple with the SPW.

## 5. Conclusions

This paper deals with the study of using transparent ITO film as an alternative metal in a prism-metal interface for SPR generation. The theoretical calculations and experimental measurements of the SPR angle given in an interface of Bp-ITO, Bp-Ag, and Bp-Au were compared. For wavelengths of 405, 532, and 650 nm, the curves obtained from experimental data fit well with the theoretical prediction obtained from calculations. Specifically, the SPR angle in the Bp-ITO interface shows less wavelength sensitivity than Bp-Ag and Bp-Au interfaces. For the case of 405-nm excitation wavelength, the SPR effect is achieved at quite different  $\theta_{SPR}$  angles for each of the three prism-metal interfaces. This behavior can be attributed to the practical low sensitivity of the Bp-metal interface to optical excitation wavelengths approaching the ultraviolet spectrum. As the optical excitation wavelengths increase, the dispersion of  $\theta_{SPR}$  angles decrease, demonstrating the high sensitivity of the Bp-metal interface to optical excitation wavelengths approaching the infrared spectrum.

The refraction index of metals strongly influences the SPR generation. As the wavelength of incident light increases,  $\theta_{SPR}$  decreases. This decrease in  $\theta_{SPR}$  behavior is similar to the behavior of the real part of the refractive index, which also decreases. Additionally, the dispersion width of the minimum reflectivity increases as the wavelength increases and decreases as the index of refraction increases. Qualitative behaviors of the dispersion relations of the surface plasmon wave at the three studied interfaces demonstrate that light excitation with  $\theta_{SPR}$  angles smaller than  $\pi/2$  always yields  $k_x$  values to couple with the SPW. Hence, ITO, which is an economical and very popular compound material, can be used as an alternative to Au and Ag in prism-metal interfaces to generate SPR effects.

### Acknowledgment

The authors are grateful to the National Council for Science and Technology of Mexico (CONACYT) for supporting a scholarship for doctoral studies for Adolfo A. Ruiz-Ramirez.

### References

- [1] Rizal C, Pisana S, Hrvoic I. Improved magneto-optic surface plasmon resonance biosensors. *Photonics* 2018; 5 (15): 1-16. doi: 10.3390/photonics5030015
- [2] Ajiki Y, Kan T, Matsumoto K, Shimoyama I. Electrically detectable surface plasmon resonance sensor by combining a gold grating and a silicon photodiode. *Applied Physics Express* 2018; 11: 022001. doi: 10.7567/APEX.11.022001
- [3] Pockrand I, Swalen JD, Gordon JD 2nd, Philpott MR. Surface plasmon spectroscopy of organic monolayer assemblies. *Surface Science* 1978; 74: 273-244. doi: 10.1016/0039-6028(78)90283-2
- [4] Gordon JD 2nd, Erns S. Surface plasmons as a probe of the electrochemical interface. *Surface Science* 1980; 101: 499-506. doi: 10.1016/0039-6028(80)90644-5
- [5] Liedberg B, Nilander C, Lundstrom I. Biosensing with surface plasmon resonance—how it all started. *Biosensors and Bioelectronics* 1995; 10: i-ix. doi: 10.1016/0956-5663(95)96965-2
- [6] Armelles G, Cebollada A, Garcia-Martin A, González MU. Magnetoplasmonics: combining magnetic and plasmonic functionalities. *Advanced Optical Materials* 2013; 1: 2-21. doi: 10.1002/adom.201200011
- [7] Wolfbeis OS. Fiber-optic chemical sensors and biosensors. *Analytical Chemistry* 2016; 78 (12): 3859-3874. doi: 10.1021/ac060490z
- [8] Brecht A, Gauglitz G. Optical probes and transducers. *Biosensors and Bioelectronics* 1995; 10: 923-936. doi: 10.1016/0956-5663(95)99230-1
- [9] Gauglitz G. Opto-chemical and opto-immuno sensors. *Sensors Update* 1996; 1 (1): 1-48. doi: 10.1002/1616-8984(199607)1
- [10] Peterson AW, Halter M, Plant LA, Elliot J. Surface plasmon resonance microscopy: achieving a quantitative optical response. *Review of Scientific Instruments* 2016; 87 (9): 093703. doi: 10.1063/1.4962034
- [11] Tang Y, Zeng X, Liang J. Surface plasmon resonance: an introduction to a surface spectroscopy technique. *Journal of Chemical Education* 2010; 87 (7): 742-746. doi: 10.1021/ed100186y
- [12] Homola J, Yee SS, Gauglitz G. Surface plasmon resonance sensors: review. *Sensors and Actuators B: Chemical* 1999; 54: 3-15. doi: 10.1016/S0925-4005(98)00321-9
- [13] Raether H. *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*. Berlin, Germany: Springer-Verlag, 1988. doi: 10.1007/BFb0048317

- [14] Ordal MA, Long LL, Bell RJ, Bell SE, Berl RR et al. Optical properties of metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared. *Applied Optics* 1983; 22 (7): 1099-1119. doi: 10.1364/AO.22.001099
- [15] Rizal C, Pisana S, Hrvoic I, Fullerton EE. Microstructure and magneto-optical surface plasmon resonance of Co/Au multilayers. *Journal of Physics Communications* 2018; 2018: 2055010. doi: 10.1088/0143-0807/32/2/028
- [16] Ferreiro-Vila E, Bendana XM, Gonzalez-Diaz JB, Garcia-Martin A, Cebollada A et al. Surface plasmon resonance effects in the magneto-optical activity of Ag/Co/Ag trilayers. *IEEE Transactions on Magnetics* 2008; 44 (11): 3303–3306. doi: 10.1109/TMAG.2008.2002381
- [17] Patskovsky S, Kabashin AV, Meunier M, Luong JHT. Properties and sensing characteristics of surface plasmon resonance in infrared light. *Journal of the Optical Society of America A* 2003; 20 (8): 1644-1650. doi: 10.1364/JOSAA.20.001644
- [18] Hendry E, Carpy T, Johnston J, Popland M, Mikhaylovskiy RV et al. Ultrasensitive detection and characterization of biomolecules using superchiral fields. *Nature Nanotechnology* 2010; 5 (11): 783-787. doi: 10.1038/nnano.2010.209
- [19] Sipova H, Piliarik M, Vala M, Chadt K, Adam P et al. Portable surface plasmon resonance biosensor for detection of nucleic acids. *Procedia Engineering* 2011; 25: 148-151. doi: 10.1016/j.proeng.2011.12.037
- [20] Pluchery O, Vayron R, Van KM. Laboratory experiments for exploring the surface plasmon resonance. *European Journal of Physics* 2011; 32 (2): 585-599. doi: 10.1088/0143-0807/32/2/028
- [21] Lewis BG, Paine DC. Applications and processing of transparent conducting oxide. *MRS Bulletin* 2000; 25 (8): 22-27. doi: 10.1557/mrs2000.147
- [22] Hossain-Kham MZ, Harkin-Jones E. Effect of ITO surface properties on SAM modification: a review toward biosensors applications. *Cogent Engineering* 2016; 3 (1): 1170097. doi: 10.1080/23311916.2016.1170097
- [23] Aydin EB, Sezginturk MK, Indium tin oxide (ITO): a promising material in biosensing technology. *Trends in Analytical Chemistry* 2017; 97: 309-315. doi: 10.1016/j.trac.2017.09.021
- [24] Fan X, White IM, Shopova SI, Zhu H, Suter JD et al. Sensitive optical biosensors for unlabeled targets: a review. *Analytica Chimica Acta* 2008; 620 (1-2): 8-26. doi: /10.1016/j.aca.2008.05.02210
- [25] Simon HJ, Mitchell DE, Watson JG. Surface plasmons in silver films – a novel undergraduate experiment. *American Journal of Physics* 1975; 43 (7): 630-636. doi: 10.1119/1.9764
- [26] Caloz C, Itoh T. *Electromagnetic Metamaterials: Transmission Line Theory and Microwave Applications*. Hoboken, NJ, USA: John Wiley and Sons, 2006. doi: 10.1002/cphc.200600693
- [27] Babar S, Weaver JH. Optical constants of Cu, Ag, and Au revisited. *Applied Optics* 2015; 54 (3): 477-481. doi: 10.1364/AO.54.000477
- [28] Werner JG, Knut DP. Refractive Index Profiling Technique. US patent US20100245805A1, 2009.
- [29] Whitman PK, Hahn DE, Soules TE, Norton MA, Dixit SN et al. Performance of thin borosilicate glass sheets at 351 nm. In: *Boulder Damage Symposium XXXVI*; Boulder, CO, USA; 2004.
- [30] Fahland M, Vogt T, Schoenberger W, Schiller N. Optical properties of metal based transparent electrodes on polymer films. *Thin Solid Films* 2008; 516 (17): 5777-5780. doi: 10.1016/j.tsf.2007.10.03222