

UNIVERSIDAD DE SONORA
DEPARTAMENTO DE INVESTIGACIÓN EN FÍSICA

**ESTUDIO EXPERIMENTAL DEL
ESPARCIMIENTO EN SISTEMAS
ÓPTICOS MULTICAPAS CON
INTERFACES DE PEQUEÑA
RUGOSIDAD**

TESIS QUE PARA OBTENER EL GRADO DE
MAESTRO EN CIENCIAS PRESENTA:

VICTOR MONARREZ PÉREZ
Lic. Ed. Univ. de Montemorelos

HERMOSILLO, SONORA, MÉXICO
FEBRERO de 1997

74057.

Universidad de Sonora

Repositorio Institucional UNISON



"El saber de mis hijos
hará mi grandeza"



Excepto si se señala otra cosa, la licencia del ítem se describe como openAccess

AGRADECIMIENTOS

A **Dios**: dador de la vida, sin la cual no pudiéramos aspirar a estos niveles del conocimiento.

A mi **Familia**: por su apoyo y comprensión por el tiempo que no pude dedicar a ellos.

Al **Dr. L. E. Regalado**: por su considerable ayuda y dirección a través de este trabajo.

A mis **profesores y compañeros**: por sus enseñanzas y palabras de ánimo.

74057

DEDICATORIA

En Memoria de mi **Madre**: que de estar conmigo sería ella la más satisfecha que yo, al poder ver concluido este trabajo.

ESTUDIO EXPERIMENTAL DEL ESPARCIMIENTO EN SISTEMAS ÓPTICOS MULTICAPAS CON INTERFACES DE PEQUEÑA RUGOSIDAD

TESIS DE MAESTRÍA
VÍCTOR MONÁRREZ PÉREZ

RESUMEN	1
INTRODUCCIÓN	4
1. ANTECEDENTES	7
2. TEORÍA	10
2.1 Ecuaciones de Maxwell y función dieléctrica	10
2.2 Ecuación de onda electromagnética	11
2.3 Plasmones de superficie	13
2.4 Relaciones de dispersión	17
2.5 Configuración RTA, Kretschmann	18
2.6 Efecto de esparcimiento causado por la rugosidad	22
2.7 Esparcimiento (modelos)	23
3. MONTAJE EXPERIMENTAL	35
3.1 Configuración	35
3.2 Descripción de los instrumentos y sus limitaciones	35
3.3 Prueba de la estabilidad	40
3.4 Prueba de la respuesta del prisma sin muestra	41
4. RESULTADOS	43
4.1 Esparcimiento angular y señal especular	43
4.2 Colocación de la muestra	44
4.3 Determinación de la región de trabajo	45
4.4 Mediciones de <i>RTA</i>	47
4.5 Mediciones en el cuadrante de reflexión	53
4.6 Mediciones en el hemisferio de transmisión	54
4.7 Mediciones en la zona de retro-reflexión	56
4.8 Comparación de resultados	61
5. CONCLUSIONES	65
BIBLIOGRAFÍA	68

RESUMEN

El objetivo de este trabajo es diseñar y construir un **esparcímetero**, instrumento capaz de detectar señales de muy baja intensidad provenientes de la luz esparcida por la superficie de una película delgada metálica cuya rugosidad es aleatoria y con parámetros mucho menores que la longitud de onda de la luz incidente.

La rugosidad superficial se genera al preparar la película metálica sobre una subcapa de CaF_2 previamente evaporada sobre un prisma de vidrio, a través del cual será iluminado.

Este sistema de capas presenta resonancias electromagnéticas debidas a la excitación de modos colectivos en la superficie rugosa del metal, llamados plasmones de superficies (*PS*). La configuración prisma/metal/aire se conoce como técnica de reflexión total atenuada (*RTA*). La posición angular de la excitación de los *PS* corresponde a un ángulo de incidencia mayor que el crítico θ_c , a dicho ángulo se le denomina ángulo del plasmón θ_{ps} y sólo aparecen con luz polarizada en la dirección *p*.

Con este esparcímetero se detectan las señales provenientes de la muestra hacia tres regiones: una en el hemisferio de reflexión, la segunda en la región de transmisión, y la tercera en la dirección de incidencia de la luz, llamada retro-esparcimiento.

Las señales de esparcimiento que aparecen en esas regiones para la configuración *RTA*, presentan intensificaciones, previstas por el cálculo de la respuesta con el método perturbativo. Estas son debidas a la

presencia de PS en la superficie metálica haciendo posible la intensificación de la señal en ciertas direcciones.

Este esparcímetero permite detectar por primera vez las señales intensificadas producidas en las regiones de reflexión y transmisión con muestras de baja rugosidad, aunque han sido reportadas teórica y experimentalmente en la literatura para rugosidades micrométricas.

Se concluye en este trabajo con la posibilidad de encontrar experimentalmente la intensificación de la señal esparcida en las regiones previstas para el hemisferio de reflexión. Pero los picos detectados son varios órdenes de magnitud menores que los esperados por el cálculo. La diferencia es atribuida a las variantes que imponen las condiciones de cada tipo de problema: en el modelo se generan rugosidades aleatorias matemáticas en una dimensión y el haz de luz incidente es adimensional, mientras que en el experimento se trabaja con rugosidades en dos dimensiones y con un haz luminoso de anchura finita. No se hizo una correlación entre los parámetros estadísticos escogidos para modelar la rugosidad entre el experimento y la teoría y la distribución del esparcimiento, en la región de transmisión no puede ser comparada cuantitativamente.

INTRODUCCIÓN

La caracterización de los materiales consiste en la determinación de sus propiedades físicas, cuyo conocimiento hacen posibles ciertas modificaciones tendientes a mejorar su calidad. Las propiedades ópticas se puede estudiar a través de diferentes técnicas: acústicas, eléctricas, ópticas, espectroscópicas, rayos x, etc. y han sido motivo de dedicación y estudio por varios grupos de investigación en los últimos años, tanto en el CIFUS como a nivel nacional y mundial.

Las técnicas ópticas permiten realizar el estudio de las superficies en condiciones normales de temperatura y presión, las cualidades de la luz al emplearse como sonda sustituyen en buena medida al uso de iones y electrones que requieren de muy alto vacío. Una onda electromagnética que tiene una profundidad de penetración en los metales de alrededor de 200 nm e infinita en los materiales transparentes pareciera impedir que se utilice como sonda, pero en las condiciones en que provoca resonancias electromagnéticas se pueden utilizar para un estudio *no destructivo* de superficies e interfaces de películas delgadas.

La técnica de reflexión total atenuada (*RTA*), con la cual se excitan los plasmones de superficie (*PS*), permite observar el comportamiento de la reflexión a través de la respuesta del material a la longitud de onda y al ángulo de incidencia. De esta respuesta se puede obtener información acerca de la naturaleza de las superficies y de las propiedades ópticas del metal donde se excitan los *PS* y de las capas que lo recubren o que están recubiertas por el metal.

El objetivo de este trabajo es detectar la presencia de efectos de resonancias electromagnéticas en la interfaz metal-aire, previstos por un modelo teórico, como picos intensificados en direcciones bien determinadas en los dos hemisferios de la muestra, el de reflexión y el de transmisión.

Este trabajo se organiza de la siguiente manera: En el capítulo I se tratan los antecedentes concernientes al esparcimiento y los reportes que se han hecho de trabajos al respecto.

En el capítulo II se describen los conceptos de la dispersión y absorción en materiales; se obtiene la relación de dispersión de los plasmones de superficie, utilizando la teoría de Maxwell; se describe la técnica *RTA*; se definen las condiciones para la excitación de los plasmones de superficie, su detección y análisis y se describe brevemente la metodología del cálculo para la detección de las señales aparecidas en ciertas direcciones que serán detectadas experimentalmente.

En el capítulo III se describe el montaje del esparcímetero construido para responder a la detección de las señales resonantes emitidas por la muestra de plata en la configuración *RTA* y el desarrollo experimental seguido para lograr las mediciones con la precisión y resolución que requieren estas señales de muy baja intensidad (seis órdenes de magnitud con respecto a la señal incidente). Se describe la funcionalidad del instrumento y las características de las muestras que se midieron, así como el método de adquisición de datos y la interpretación de resultados.

En el capítulo IV se analizan los resultados. Se encuentra un acuerdo razonable con la previsión teórica, con diferencias notables en los órdenes de magnitud de los picos esperados, atribuidas principalmente a que en el experimento se trabajó con muestras de rugosidades bidimensionales y con un haz finito, mientras que los cálculos teóricos suponen un modelo unidimensional y con un rayo de luz incidente sin dimensiones.

En el capítulo V se presentan la conclusión y la discusión de este trabajo, proponiendo nuevos temas que pueden estudiarse tomando en cuenta la experiencia de este trabajo y el hecho de que se tiene ya el esparcímetero construido.

Capítulo 1

ANTECEDENTES

El esparcimiento de luz producido por una superficie rugosa metálica ha sido objeto de numerosos estudios ^[31, 3, 4, 7, 22, 10, 39, 30, 16, 17], la mayoría de ellos con rugosidades micrométricas. Su interés en la ciencia básica es debido a que ocurren algunos efectos de intensificación de la señal en algunas direcciones, como el retro-esparcimiento, esto es, un esparcimiento en dirección contraria a la dirección de incidencia del haz.

En algunas configuraciones de la muestra, aparecen resonancias electromagnéticas como en el caso de excitación de plasmones de superficie en películas delgadas metálicas haciendo posible el estudio de rugosidades más débiles. Desde el punto de vista de las aplicaciones tecnológicas éstas tienen que ver con limitaciones que se imponen a los dispositivos optoelectrónicos en su carrera hacia una mejor eficiencia y miniaturización.

Minimizar el esparcimiento en multicapas, fibras ópticas, filtros, espejos para láser, es un problema importante en nuestros días debido a la fuerte demanda en muchas aplicaciones ópticas, por ejemplo en dispositivos optoelectrónicos y en espejos para láseres. Se tienen resultados que demuestran que la reducción de esparcimiento requiere del uso de sustratos superlisos y muy pulidos, en ciertos materiales la superficie rugosa no excede 0.2 nm ^[31]. Los trabajos recientes en este campo, como ya hemos mencionado, consisten en estudiar el espar-

cimiento en multicapas para poder así caracterizar los diferentes tipos de materiales y lograr optimizarlos.

Este trabajo está basado en la realización de un *montaje experimental* con el cual se pueda detectar y cuantificar la existencia de resonancias en el esparcimiento angular de la reflexión al hacer incidir luz monocromática sobre una película delgada metálica, que presenta rugosidades muy pequeñas tratando de coincidir con los resultados teóricos que predicen este comportamiento ^[31, 16] y estudios recientes que son realizados en un reporte técnico ^[26].

El esparcimiento de la luz por un sistema multicapa con interfaces rugosas ha sido estudiado por el método de perturbación ^[29, 25] a primer orden en la amplitud del campo electromagnético y a segundo orden en la intensidad del campo ^[14, 15], simulaciones numéricas y la aproximación funcional estocástica. Típicamente las magnitudes de las rugosidades reportadas en estos trabajos son del orden de micras.

El método de Rayleigh ha sido usado para estudiar el esparcimiento de la luz en superficies aleatorias periódicas, bajo el mismo criterio ^[30], esto es donde el valor de la altura de la rugosidad es mucho menor que la longitud de onda de la luz y de la longitud de la periodicidad de la superficie. Otros estudios basados en el método de Rayleigh fueron aplicados en el análisis del esparcimiento por sistemas multicapas con interfaces periódicas ^[16] estableciendo un formalismo recursivo. Este resultado fue extendido a interfaces rugosas aleatorias.

La presencia de resonancias electromagnéticas como el caso de la excitación ha permitido prever esparcimiento de la luz aún con tamaños

de rugosidad de centésimas de micras (nanométricas), tal como aparecen naturalmente en las superficies de las muestras evaporadas al vacío.

El objetivo del presente trabajo, es la puesta a punto y diseño del montaje de un instrumento para la detección de señales muy débiles en el esparcimiento de películas delgadas de plata con diferentes grados de rugosidad superficial en condiciones de resonancia al excitar los plasmones de superficie y medir el esparcimiento angular provocado por una muestra de plata depositada sobre una capa de CaF_2 a través de un prisma para determinar la influencia de la excitación de plasmones de superficie en la señal detectada.

Capítulo 2

TEORÍA

En este capítulo se presenta un breve repaso de los elementos básicos del electromagnetismo en medios materiales, así como las ecuaciones de Maxwell ^[21], para así llegar a la ecuación de onda, cuya solución nos ayuda a representar al haz de luz utilizado en este estudio.

2.1 Ecuaciones de Maxwell y función dieléctrica.

Las propiedades ópticas dependientes de la frecuencia tales como reflectancia o transmitancia pueden ser medidas experimentalmente y derivar la propiedad más directamente relacionada con la estructura electrónica de los materiales, la función dieléctrica.

Las Ecuaciones de Maxwell son útiles para interpretar las mediciones experimentales en términos de las propiedades electrónicas fundamentales de los sólidos, la naturaleza de la interacción entre campos electromagnéticos y la materia así como entender el comportamiento de la función dieléctrica.

Partiendo de las ecuaciones de Maxwell, las cuales, en ausencia de fuentes en un medio infinito están expresadas como ^[21]:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = +\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (4)$$

donde $\nabla \cdot$ es la divergencia y $\nabla \times$ es el rotacional de los campos vectoriales \mathbf{E} , \mathbf{D} , \mathbf{B} , \mathbf{H} , c es la velocidad de luz en el vacío, \mathbf{D} es el

desplazamiento eléctrico, \mathbf{H} es el campo magnético, \mathbf{E} es el campo eléctrico y \mathbf{B} es la inducción magnética.

Entre estos campos existen las *relaciones constitutivas* y son:

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (5)$$

$$\mathbf{H} = \mu \mathbf{B} \quad (6)$$

donde ϵ es la constante dieléctrica y μ es la permeabilidad magnética.

Para medios homogéneos, isotrópicos y no magnéticos ($\mu=1$) en el vacío, \mathbf{B} coincide con \mathbf{H} .

Las ecuaciones de Maxwell relacionan los campos electromagnéticos con las cargas y corrientes que los producen. Para poder aplicarlas a un problema de electromagnetismo en medios materiales, tienen que complementarse con las *ecuaciones materiales* o *ecuaciones constitutivas*.

Las relaciones entre las cargas y las corrientes se expresan mediante operadores o funciones respuesta. Las funciones respuesta son: la susceptibilidad eléctrica $\hat{\chi}_e$, la función dieléctrica ϵ y la conductividad eléctrica σ y se definen mediante las *ecuaciones materiales* siguientes:

$$\mathbf{P} = \hat{\chi}_e \mathbf{E} \quad (7)$$

$$\mathbf{D} = \hat{\epsilon} \mathbf{E} \quad (8)$$

$$\mathbf{j} = \hat{\sigma} \mathbf{E} \quad (9)$$

2.2 Ecuación de onda electromagnética.

A partir de las ecuaciones de Maxwell, podemos obtener la ecuación de onda para las ondas electromagnéticas, en el vacío ($\rho = 0$, $\sigma = 0$) y en ausencia de cargas.

Haciendo uso de la identidad vectorial

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} \quad (10)$$

y de las ecuaciones de Maxwell (ecs. 1 - 4) se obtiene para el campo eléctrico \mathbf{E} .

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (11)$$

que es una ecuación de onda para ese campo.

De la misma forma se obtiene la ecuación para la inducción magnética \mathbf{B} .

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} \quad (12)$$

Una solución de la ecuación de onda (ec. 11), para el caso del campo eléctrico, está dada por la función

$$E(\mathbf{r}, t) = E_0 e^{i(k \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad (13)$$

que representa una onda electromagnética plana monocromática, con vector de onda k y frecuencia ω . La onda representada por la ec. (13) es una onda cuyo comportamiento temporal está regido por el término $e^{-i \omega t}$ y el espacial por el factor $e^{i k \cdot x}$

Una onda plana es aquella en la cual la perturbación se propaga en una sola dirección y los puntos del espacio con una misma fase de movimiento forman un plano perpendicular a la dirección de propagación. Como la perturbación está en movimiento, la onda debe ser descrita por una función tanto de la posición r como del tiempo t .

Al sustituir esta función (13) en la ecuación de onda (11) se obtiene

$$\left[k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right] E_0 = 0 \quad (14)$$

de donde se deduce que el vector de onda k y la frecuencia ω deben obedecer la siguiente relación

$$k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} = 0 \quad (15)$$

que se le llama *relación de dispersión* $\omega(k)$ para las ondas electromagnéticas en el vacío.

2.3 Plasmones de superficie

Los PS se describen como ondas electromagnéticas que se propagan a lo largo de la superficie del metal, mientras que la amplitud de sus campos electromagnéticos decaen exponencialmente a medida que se alejan de ella dentro del espacio perpendicular a la superficie, el campo máximo está concentrado en la superficie. La profundidad de penetración en ambos medios, es del orden de la longitud de onda de la luz. A este tipo de ondas se les llama ondas evanescentes.

La materia en estado sólido, presenta diferentes excitaciones elementales: fonones, excitones, magnones, plasmones y otras. Los polaritones son la combinación de ondas electromagnéticas y ondas de una red electrónica, el acoplamiento entre un fotón y una de estas excitaciones elementales.

Los polaritones superficiales son ondas electromagnéticas superficiales, aparecen como soluciones de las ecuaciones de Maxwell en las que los efectos de retardamiento están incluidos. Una subclase importante de polaritones localizados en la superficie de los materiales, son los PS (*PS*) u ondas superficiales de plasma.

Si se somete una película delgada metálica a una radiación electromagnética bajo condiciones apropiadas (variación de ángulo o de frecuencia de la luz incidente), se realiza el acoplamiento de las oscilaciones de cargas superficiales con las oscilaciones del campo electromagnético, ocurre entonces una resonancia entre el medio y la onda de luz incidente, lo que produce las ondas superficiales **PS**.

Como éstos son no radiativos, no pueden ser excitados directamente por radiación incidente a través de la interfaz metal-aire. Otto^[37] fue el primero en demostrar que los **PS** pueden ser excitados directamente por una onda incidente a un ángulo determinado llamado ángulo del plasmón, usando un acoplamiento de un prisma en la geometría de reflexión total atenuada (**RTA**) donde la luz incide a través del vidrio sobre la muestra que se coloca lo más cercano posible a la hipotenusa de un prisma.

En la superficie del metal aparecen oscilaciones de la densidad electrónica superficial de carga con una frecuencia cuyo valor límite es la frecuencia de plasma $\omega = \omega_p / \sqrt{2}$, estas oscilaciones son los **PS**.

La existencia de excitaciones superficiales de plasma sobre la superficie de un metal fue demostrada teóricamente por Ritchie^[38]. Y fue hasta 1960 que Powell y Swan^[36], observaron experimentalmente la excitación de los PS, en la superficie de un metal, por medio de electrones rápidos.

La excitación de las ondas superficiales de plasma se logra únicamente con luz polarizada en la dirección paralela al plano de

incidencia (polarización p), con un campo electromagnético donde la componente del campo eléctrico normal a la superficie es finita.

Las *condiciones de existencia* de los **PS** son determinadas a partir de las condiciones a la frontera entre los dos medios, en este caso entre la plata y el aire.

Para polarización p , las ecuaciones de continuidad para **E**, **D** y **H** son

$$E_{0x}^+ = E_{1x}^+ \quad (16)$$

$$H_{0y}^+ = H_{1y}^+ \quad (17)$$

$$D_{0z}^+ = D_{1z}^+ \quad (18)$$

y la relación de Maxwell para ondas armónicas es

$$k \times H = \left(\frac{\omega}{c}\right)D \quad (19)$$

sustituyendo las ecuaciones de las condiciones a la frontera (ecs. 16-17) dentro de esta ecuación de Maxwell (ec. 19), encontramos la siguiente relación entre los vectores k :

$$\frac{k_{0z}}{\epsilon_0} + \frac{k_{1z}}{\epsilon_1} = 0, \quad k_{0x} = k_{1x} \quad (20)$$

Introduciendo esta ecuación en la ecuación de dispersión (ec. 15) encontramos

$$k_{0x}^2 = k_{1x}^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \frac{\epsilon_0 \epsilon_1}{\epsilon_0 + \epsilon_1} \quad (21)$$

Siguiendo el mismo procedimiento para polarización s , la relación para los vectores k son

$$k_{0z} + k_{1z} = 0, \quad k_{0x} = k_{1x} \quad (22)$$

y de la relación de dispersión se tiene

$$k_0^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_0 = k_1^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_1 \quad (23)$$

resultado que parece ser una inconsistencia, lo que comprueba que las condiciones en la frontera sólo tengan soluciones para ondas con

polarización p . Plasmones de superficie con ondas con polarización s no existen ^[33].

Para tener una onda superficial evanescente propagándose a lo largo de la zona interfacial en el plasma, k_x debe ser real, en tanto que k_z deberá ser imaginario para que dicha onda decaiga exponencialmente

$$\begin{aligned} k_{z1} &= -i |k_{z1}| \\ k_{z2} &= +i |k_{z2}| \end{aligned} \quad (24)$$

estas condiciones se cumplen cuando las constantes dieléctricas de los medios son tales que

$$\epsilon_1 > 0, \quad \epsilon_2 < 0, \quad \epsilon_1 < |\epsilon_2| \quad (25)$$

Así quedan establecidas las *condiciones de existencia* de las ondas superficiales de plasma confinados en una interfaz dieléctrico/metal.

Para una interfaz plana compuesta por un metal-aire, una onda de luz que no incida directamente sobre ella, no podrá excitar a los PS debido a que la componente paralela a la interfaz del vector de onda en el vacío

$$k_x^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_0 \sin^2 \theta_{inc} \quad (26)$$

es menor que en el medio

$$k_x^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \frac{\epsilon_0 \epsilon_1}{\epsilon_0 + \epsilon_1} \quad (27)$$

y en consecuencia, la velocidad de fase en el vacío será mayor que en el medio, no existiendo entonces acoplamiento.

Para salvar esta dificultad, es necesario aumentar la componente paralela a la interfaz del vector de onda, lo cual se hace pasando el haz de luz a través de un prisma de constante dieléctrica $\epsilon_p > \epsilon_0$, y variar el ángulo de incidencia. Este incremento de la componente paralela del vector de onda también se logra con una rejilla de difracción, donde el

vector de onda se reproduce en múltiplos de $g=2\pi/a$, donde a es el período de la rejilla.

2.4 Relaciones de dispersión

En medios materiales, se debe considerar que el material tarda cierto tiempo en reaccionar al campo incidente y que por la existencia de fenómenos como la polarización, el efecto del campo incidente en un punto del medio afectado depende de lo que suceda en otros lugares del material.

Al fenómeno anterior se le conoce como dispersión temporal y dispersión espacial. La dispersión temporal aparece como una dependencia de la frecuencia ω para la función dieléctrica. La dispersión espacial lleva una dependencia en el vector de onda k de la misma.

A las relaciones que dan la función dieléctrica en términos de su dependencia del vector de onda y de la frecuencia se le conoce como relación de dispersión del material. La relación de dispersión explica por qué la luz de un color se dispersa de manera distinta a la de otro color y por qué hay diferente reflectividad entre los metales en el espectro del visible, entre otras muchas cosas.

En la relación de dispersión $\omega(k)$, los modos de los *PS* se encuentran a la derecha de la línea de luz en el vacío ($\omega = ck$), como se muestra en la fig. 1. Esto significa que la magnitud del vector de onda k de los *PS* es mayor que el de la luz de la misma frecuencia, por lo que no es posible excitarlos directamente con luz.

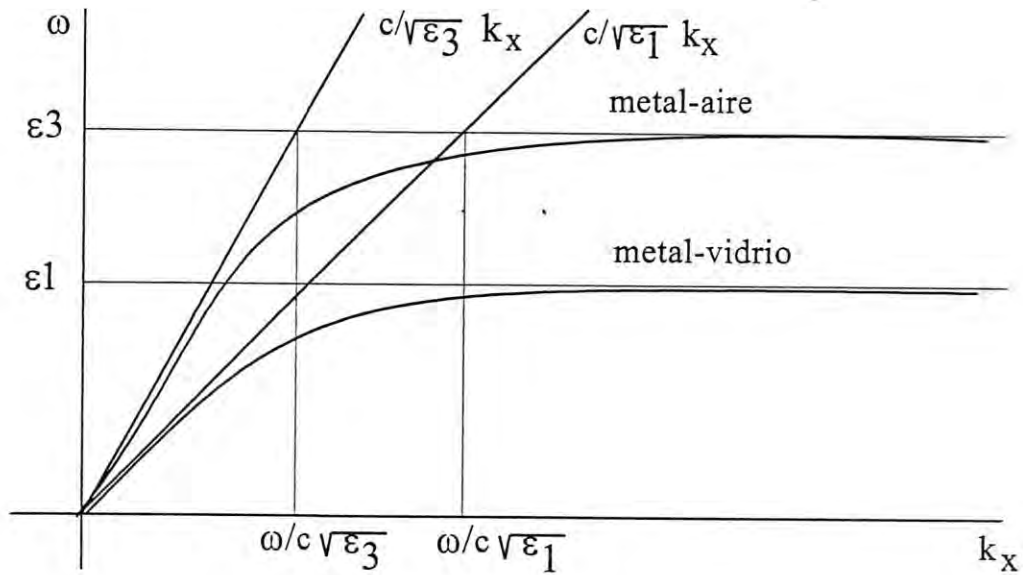


Figura 1. Relación de dispersión para dos interfaces con $\epsilon_1 > \epsilon_3$, siendo $\epsilon_3 = 1$

2.5 Configuración *RTA*, Kretschmann

En este trabajo se utiliza el arreglo óptico *RTA* con una película metálica que utiliza como sustrato al propio prisma, llamada configuración Kretschmann para excitar con luz a los *PS* en la interfaz metal-aire, el índice de refracción del vidrio mayor que el del aire, aumenta el cono de luz y hace radiativos a los *PS*.

Los *PS* se localizan en la frontera de un metal, cuyos electrones se comportan como un gas de electrones libres. Dichos plasmones pueden ser excitados mediante diferentes técnicas como son la excitación por electrones, la excitación por luz y la excitación por ondas evanescentes de luz. Como en este caso se utiliza la última, por el método de *RTA*.

Otto propuso la técnica *RTA* o método de acoplamiento por un prisma, la muestra fue sustituida por una película delgada metálica por Kretschmann ^[37]. De esta manera la luz que incide a través del prisma pasa a la película y excita a los *PS* en su superficie cercana al aire.

Las mediciones de *RTA* pueden ser tomadas en dos formas: en función de la frecuencia, $R(\omega)$ para un ángulo de incidencia dado, y en función del ángulo de incidencia, $R(\theta)$ a una frecuencia dada. Ambos procedimientos exhiben resonancia mínima para cierto valor de ω o de θ , como se muestra en las fig. 2 y 3:

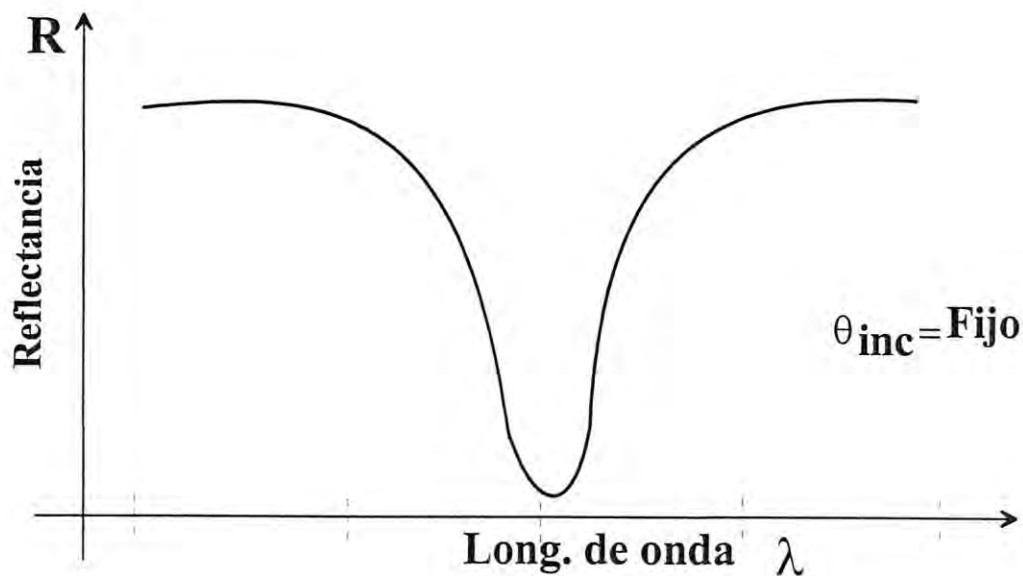


Fig. 2 Variación de la reflectividad con respecto a la longitud de onda de la luz incidente, en la configuración *RTA*, el ángulo de incidencia es fijo

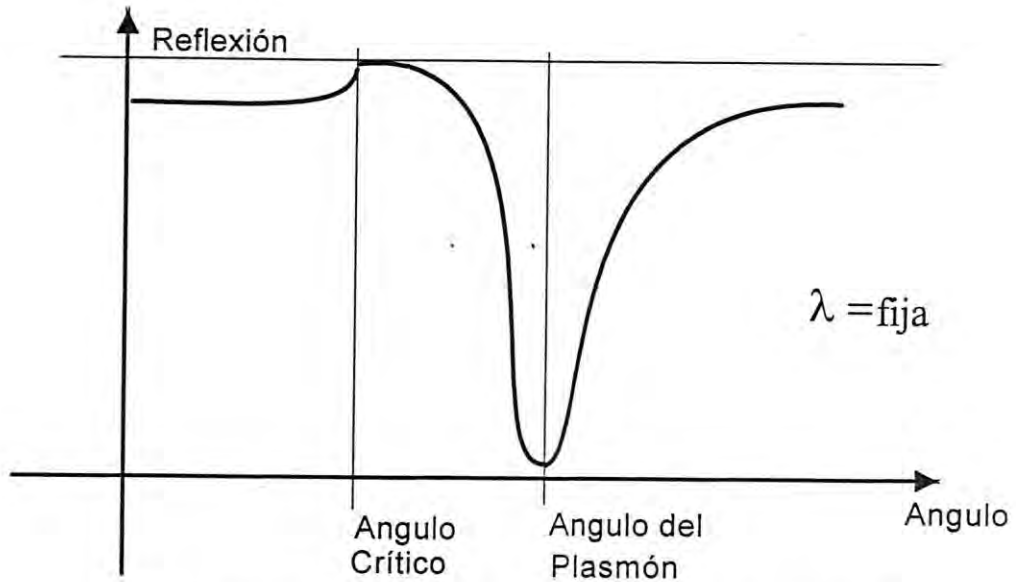


Fig. 3. Curva de reflectividad en función del ángulo de incidencia en un arreglo RTA, para una λ fija.

Cuando la reflectancia es medida como función del ángulo de incidencia a una longitud de onda fija, i.e. $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, considerando al espesor como variable, la anchura media del pico de absorción se incrementa para pequeños valores del espesor, logrando el valor menor de la reflectividad a espesores cercanos a los 50 nm ^[34], la posición del pico de resonancia se comporta de la manera como lo muestra la fig. 4.

Por otro lado, cuando la reflectancia es medida como función de la longitud de onda, para un espesor fijo, considerando a λ como variable, es conocido ^[11] que la posición del pico de absorción se desplaza hacia ángulos mayores conforme la longitud de onda decrece (siguiendo la forma de la relación de dispersión), mientras va aumentando la anchura media del pico de absorción, el comportamiento se muestra en la fig. 5.

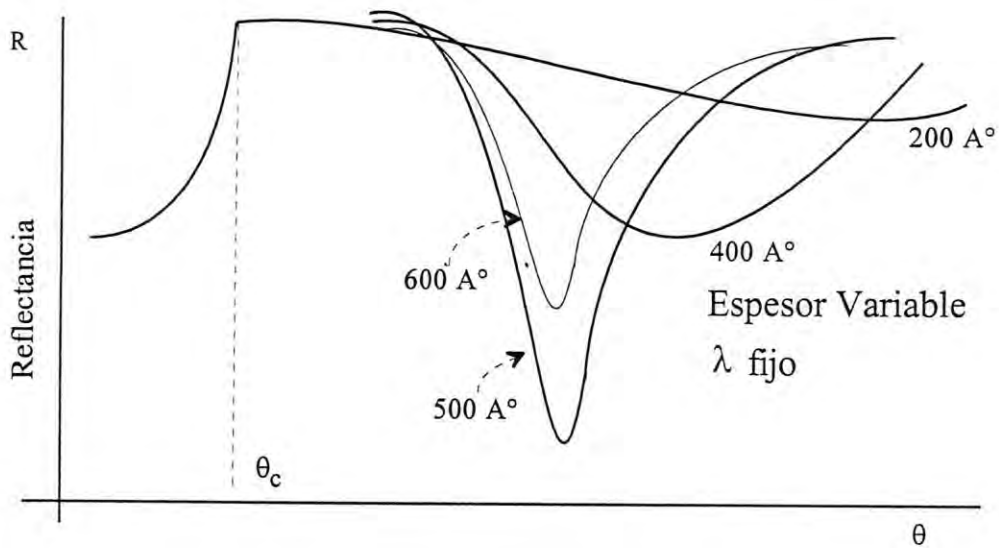


Figura 4. Reflexión de una película de Plata de diferentes espesores medido con un arreglo RTA, a una long. de onda fija.

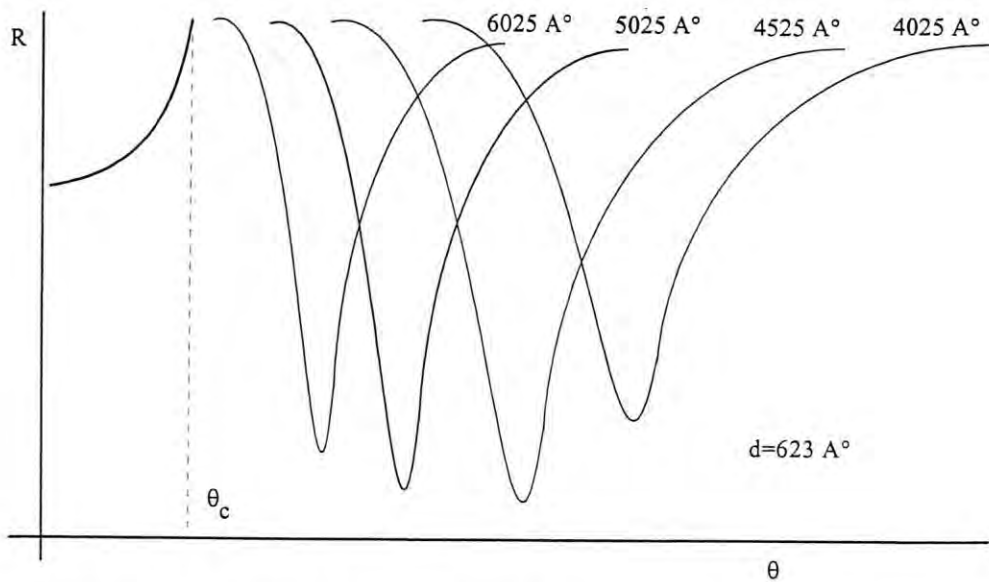


Figura 5. Reflexión de una película de Plata con respecto al cambio de la long. de onda de la luz incidente, para un espesor fijo.

La variación de la posición de los máximos de absorción, se logra también con el agregado de una capa sobre la película metálica. Esta variación ^[1] es manifestada con el corrimiento del pico de absorción hacia ángulos mayores, con el aumento del espesor de la sobrecapa.

2.6 Efecto de esparcimiento causado por la rugosidad

La presencia de una superficie rugosa en la interfaz metal-aire, produce, aparte del corrimiento que significa la rugosidad que es interpretada como una sobrecapa de material compuesto (mitad metal y mitad aire), efectos de esparcimiento, que no se explican con la teoría escalar de la óptica y cuya detección es el objeto de este trabajo, utilizando la excitación de los modos superficiales de plasma que provocan esparcimiento múltiple sobre la superficie rugosa.

La rugosidad tiene una influencia sobre las propiedades de los PS, especialmente sobre la relación de dispersión (para superficies planas)

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon+1}} .$$

Los experimentos ya reportados demuestran que el comportamiento de los *PS* es diferente cuando la superficie es lisa o rugosa. La velocidad de fase ω/c es reducida con el incremento de la rugosidad.

Existe un gran número de experimentos realizados con películas delgadas de plata de cerca de 50 nm de espesor, evaporadas sobre sustratos de vidrio plano. La rugosidad (natural) de esas películas se puede incrementar por medio del recubrimiento del vidrio con capas cristalinas de CaF_2 , antes que sea depositada la plata.

Las primeras medidas fueron hechas estudiando el comportamiento de la reflexión mínima como función de la rugosidad de las superficies de plata y oro ^[20] los resultados se representan en la fig. 6.

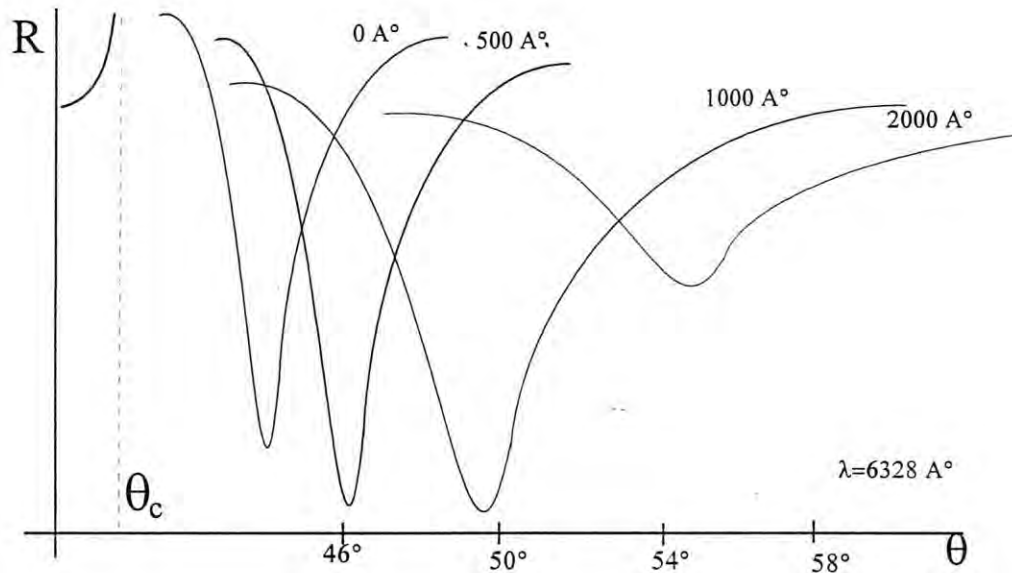


Figura 6. Desplazamiento del mínimo RTA de la Plata, con respecto al incremento de la sobrecapa

La resonancia es desplazada hacia valores mayores de ángulo de incidencia. El vector de onda está relacionado con θ_0 por $k = n \left(\frac{\omega}{c}\right) \sin \theta_0$, haciendo que la velocidad de fase del plasmón de superficie (ω/k) decrezca y el ancho de la reflexión mínima se incremente con la rugosidad de la superficie de plata ^[2].

2.7 Esparcimiento, modelos teóricos.

El esparcimiento es el proceso en el cual la energía es removida de un haz de radiación electromagnética y reemitida con un cambio de dirección, fase o longitud de onda ^[28].

Toda radiación electromagnética está sujeta a esparcimiento por el medio (gas, líquido, sólido) a través del cual éste pasa. En la región visible, el esparcimiento de la luz es la que nos produce el cielo azul, la puesta del sol de tonalidad rojiza y la nieve con su característico color blanco. A longitudes de onda mayores, el esparcimiento de ondas de radio determina sus características de cómo ellos pasan a través de la atmósfera.

Se le denomina esparcimiento ^[41] al cambio en la distribución espacial de un haz de radiación cuando esta interacciona con la superficie de un medio heterogéneo; en este proceso no cambia la λ de la radiación. Este cambio en la distribución espacial es el motivo de estudio en este trabajo, y especialmente bajo nuestra configuración *RTA*.

Para resolver el problema de la luz esparcida por superficies rugosas se han empleado algunos métodos: perturbación por pequeña rugosidad ^[23, 37], aproximación de Kirchoff ^[9], hipótesis de Rayleigh ^[30], modelo simple ^[13], método de integrales ^[12].

Para modelar matemáticamente la rugosidad en la superficie se han usado diferentes funciones: periódicas o rejillas ^[42], determinísticas, aleatorias ^[9] y fractales, todas ellas en una sola dimensión. Mientras que para estudiar el esparcimiento de luz por una superficie aleatoria con variación en dos dimensiones se han utilizado el método perturbativo a primer orden ^[23] y métodos integrales ^[27].

Para el esparcimiento angular producido por la rugosidad en las interfaces, se seguirán en este trabajo los resultados del método de aproximación de Rayleigh utilizados por R. García ^[16, 17], y simplificados

por los cálculos de C. Márquez ^[26] por el método de perturbación a primer orden, los cuales se utilizarán como referencia de los experimentos realizados.

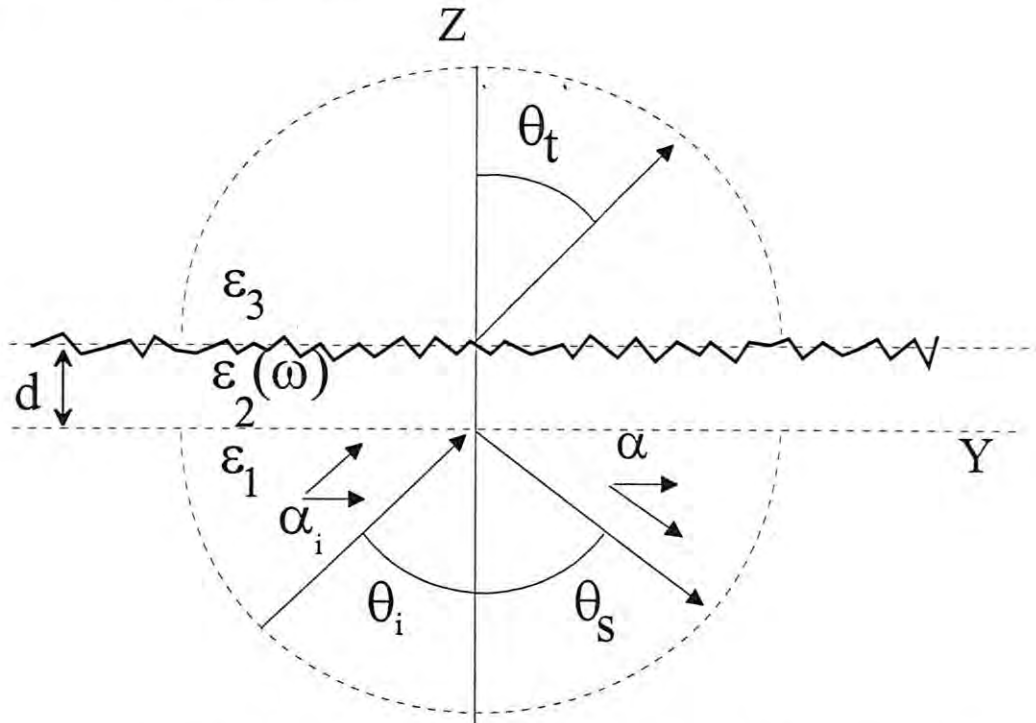


Figura 7. Configuración utilizada para el estudio del espacimiento por una superficie rugosa, donde el plano de incidencia es y-z.

Ellos utilizan en sus modelos la configuración mostrada en la fig.7 que consiste en dos medios semi-infinitos separados por una superficie rugosa, homogéneos, isotrópicos, no locales y lineales. Cada medio está caracterizado por una función dieléctrica compleja $\epsilon(\omega)$ dependiente de la frecuencia, y la superficie está representada por una función perfil $f(y)$ que da el caracter rugoso a la superficie.

Se calcula la reflexión y transmisión media diferencial para el caso de una configuración **RTA**. En este caso la polarización de onda electromagnética es tipo *p*, con el plano de incidencia y-z.

Una onda plana incide con un ángulo θ_{inc} , medido con respecto al eje z , sobre la superficie lisa a través del medio de función dieléctrica ϵ_1 , propagándose en el plano $x = 0$.

En general los campos eléctricos y magnéticos incidentes se pueden escribir como ondas planas con frecuencia ω , esto es:

$$U(r, t) = U_0 e^{[i(\alpha_{inc} y + \beta_1(\alpha_{inc}) z - \omega t)]} \quad (28)$$

donde U_0 es la magnitud del campo magnético o eléctrico, ω es la frecuencia angular del campo incidente, y

$$\begin{aligned} \alpha_{inc} &= \left(\frac{\omega}{c}\right) \sqrt{\epsilon_1} \sin \theta_{inc} \\ \beta_1(\alpha_{inc}) &= \left(\frac{\omega}{c}\right) \sqrt{\epsilon_1} \cos \theta_{inc} \end{aligned} \quad (29)$$

Entonces las ondas en los medios ϵ_1 , ϵ_2 y ϵ_3 son de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} B_1(y, z) &= e^{i(\alpha_{inc} y + \beta_1(\alpha_{inc}) z)} + \int_{-\infty}^{\infty} r(\alpha) e^{i(\alpha y - \beta_1(\alpha) z)} d\alpha \\ B_2(y, z) &= \int_{-\infty}^{\infty} \{a(\alpha) e^{i(\alpha y + \beta_2(\alpha) z)} + b(\alpha) e^{i(\alpha y - \beta_2(\alpha) z)}\} d\alpha \\ B_3(y, z) &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(\alpha y + \beta_3(\alpha) z)} t(\alpha) d\alpha \end{aligned} \quad (30)$$

donde α es la componente paralela al vector de onda, B_1 es el campo resultante de la suma de la onda incidente y la reflexión esparcida, B_2 es el campo en la película metálica y B_3 es el campo que se transmite.

Las condiciones de frontera para este sistema están dadas por:

$$\begin{aligned} B_1|_{z=0} &= B_2|_{z=0} & ; & \quad \frac{1}{\epsilon_1} \frac{\partial B_1}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{1}{\epsilon_2} \frac{\partial B_2}{\partial z} \Big|_{z=0} \\ B_2|_{z=f(y)+d} &= B_3|_{z=f(y)+d} & ; & \quad \frac{1}{\epsilon_2} \frac{\partial B_2}{\partial n} \Big|_{z=f(y)+d} = \frac{1}{\epsilon_3} \frac{\partial B_3}{\partial n} \Big|_{z=f(y)+d} \end{aligned} \quad (31)$$

éstas también deben cumplir con el criterio de Rayleigh, el cual nos relaciona los parámetros de la superficie como son la h y la σ , con la longitud de onda de la luz.

Sustituyendo la ecuación (30) en (31) y con los cálculos de rigor adecuados^[16, 26], se llega a la ecuación integral tanto para la reflexión como para la transmisión:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} G(\gamma, \alpha) r(\alpha) d\alpha &= H(\gamma, \alpha_{inc}) \\ \int_{-\infty}^{\infty} J(\gamma, \alpha) t(\alpha) d\alpha &= \frac{2\beta(\alpha_{inc})}{\epsilon_1} \delta(\alpha_{inc} - \gamma) \end{aligned} \quad (32)$$

donde $H(\gamma, \alpha_{inc})$, $G(\gamma, \alpha)$ y $J(\gamma, \alpha)$ representan los coeficientes de la ecuación y $\delta(\alpha_{inc} - \gamma)$ es una delta de Dirac.

Estas ecuaciones relacionan los coeficientes de reflexión $r(\alpha)$ y transmisión $t(\alpha)$ a la señal incidente. La solución numérica para encontrar estos coeficientes se logra por varios procedimientos: uno de ellos, con los que haremos las comparaciones de los resultados experimentales, es el método perturbativo^[26].

Este método consiste en desarrollar la ecuación (32) en términos de series de potencia tanto los coeficientes de reflexión y transmisión, así como las funciones que surgen de las ecuaciones integrales, para obtener los diferentes órdenes de dichos coeficientes.

Para calcular el esparcimiento, se tiene que caracterizar a la superficie, la función $f(y)$ que modela a la superficie se asume que es una función continua estacionaria, y se toma un proceso aleatorio definido por las propiedades que describen la rugosidad:

$$\begin{aligned} \langle f(y) \rangle &= 0 \\ \langle f(y)f(y') \rangle &= h^2 e^{-\frac{(y-y')^2}{\sigma^2}} \end{aligned} \quad (33)$$

donde h es la altura media de la rugosidad, σ es la longitud de correlación que es una medida de la distancia promedio entre los picos

consecutivos y valles consecutivos sobre la superficie ^[12]. A $\langle f(y) \rangle$ se le denomina promedio de la rugosidad. A la T.F. de la función de autocorrelación se le llama espectro de rugosidad y el promedio de la función de correlación es un espectro gaussiano.

Tanto la h como la σ deben cumplir con el *criterio de Rayleigh* para que se cumplan las condiciones de continuidad en las interfaces, que se resume en que deben relacionarse con la longitud de onda de la luz incidente de tal manera que $h \ll \lambda$ y $h < \sigma$. En los cálculos aquí presentados, se proponen los valores estadísticos de la altura promedio $h = \lambda / 100$ y la longitud de correlación $\sigma = \lambda / 5$.

El esparcimiento angular de la reflexión y transmisión se calculan con las siguientes relaciones derivadas del método:

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\partial R_s}{\partial \theta_r} \right\rangle_{incoh} &= \frac{2\pi \sqrt{\epsilon_1}}{\lambda} \frac{\cos^2 \theta_s}{\cos \theta_{inc}} \left(\langle |r(\alpha)|^2 \rangle - |\langle r(\alpha) \rangle|^2 \right) \\ \left\langle \frac{\partial T_s}{\partial \theta_t} \right\rangle_{incoh} &= \frac{2\pi \epsilon_3}{\lambda \sqrt{\epsilon_1}} \frac{\cos^2 \theta_t}{\cos \theta_{inc}} \left(\langle |t(\gamma)|^2 \rangle - |\langle t(\gamma) \rangle|^2 \right) \end{aligned} \quad (34)$$

Estas ecuaciones son simplemente la potencia reflejada del ángulo de esparcimiento entre la potencia incidente, lo que se llama reflexión y transmisión media diferencial incoherente. Entendiendo por incoherente a todos los campos que han sido modificados en sus fases, y coherente se le llama a los campos que permanecen en la misma fase.

Una simplificación de la solución de las ecuaciones (32), que hace más rápido el cálculo, se obtiene como ya se mencionó, por el método perturbativo ^[26] a primer orden. De la ecuación (34) se obtiene, utilizando las propiedades en el proceso aleatorio de la superficie como

los coeficientes diferenciales de reflexión y transmisión, la parte incoherente:

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\partial R_s}{\partial \theta_r} \right\rangle_{incoh} &= \frac{\sqrt{\epsilon_1}}{\lambda} \frac{\cos^2 \theta_s}{\cos \theta_{inc}} |M_2(\alpha, \alpha_{inc})|^2 h^2 \sigma \sqrt{\pi} e^{\left\{-\frac{(\alpha_{inc} - \alpha)^2 \sigma^2}{4}\right\}} \\ \left\langle \frac{\partial T_s}{\partial \theta_t} \right\rangle_{incoh} &= \frac{\epsilon_3 \sqrt{\epsilon_1}}{\epsilon_1 \lambda} \frac{\cos^2 \theta_t}{\cos \theta_{inc}} |M_3(\gamma, \alpha_{inc})|^2 h^2 \sigma \sqrt{\pi} e^{\left\{-\frac{(\alpha_{inc} - \gamma)^2 \sigma^2}{4}\right\}} \end{aligned} \quad (35)$$

donde

$$\begin{aligned} M_2(\alpha, \alpha_{inc}) &= \frac{O^{(1)}(\alpha, \alpha_{inc}) - Q^{(1)}(\alpha, \alpha_{inc}) r_o}{Q^{(0)}(\alpha, \alpha)} \\ M_3(\gamma, \alpha_{inc}) &= -\frac{P^{(1)}(\alpha, \alpha_{inc}) t_o}{P^{(0)}(\gamma, \gamma)} \end{aligned} \quad (36)$$

y

$$O^p(\alpha, \alpha_{inc}) = \frac{1}{\beta_2(\alpha)} \left\{ C^{(1)}(\alpha_{inc}, \alpha_{inc}) D^{(2)}(\gamma, \alpha_{inc}) [i(\beta_2(\alpha_{inc}) + \beta_3(\gamma))]^p e^{i\beta_2(\alpha_{inc})^d} + D^{(1)}(\alpha_{inc}, \alpha_{inc}) C^{(2)}(\gamma, \alpha_{inc}) [-i(\beta_2(\alpha_{inc}) + \beta_3(\gamma))]^p e^{i\beta_2(\alpha_{inc})^d} \right\}$$

$$Q^n(\alpha, \alpha_{inc}) = \frac{1}{\beta_2(\alpha)} \left\{ D^{(1)}(\alpha, \alpha) D^{(2)}(\gamma, \alpha) [i(\beta_2(\alpha) + \beta_3(\gamma))]^n e^{i\beta_2(\alpha)^d} + C^{(1)}(\gamma, \alpha) C^{(2)}(\gamma, \gamma) [-i(\beta_2(\alpha) - \beta_3(\gamma))]^n e^{-i\beta_2(\alpha)^d} \right\}$$

$$P^m(\gamma, \alpha_{inc}) = \frac{\epsilon_2 e^{i\beta_3(\alpha)^d}}{2\beta_2(\alpha)} \left\{ A^{(1)}(\gamma, \gamma) A^{(2)}(\gamma, \alpha) [i(\beta_3(\alpha) - \beta_2(\gamma))]^m e^{-i\beta_2(\gamma)^d} + B^{(1)}(\gamma, \gamma) B^{(2)}(\gamma, \alpha) [-i(\beta_3(\alpha) + \beta_2(\gamma))]^m e^{i\beta_2(\gamma)^d} \right\}$$

$$\alpha_{inc} = n \text{ Sen } \theta_{inc}$$

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_1} \text{ Sen } \theta_s$$

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_3} \text{ Sen } \theta_t$$

Por otro lado se reportan ^[16] los cálculos del esparcimiento en la dirección transmitida y reflejada en un sistema de L -películas con interfaces de pequeña rugosidad que pueden ser modeladas como periódicas, aleatorias o determinísticas a lo largo de la dirección perpendicular al plano del haz incidente. Debido a la dimensión de la

rugosidad se usó la aproximación de Rayleigh y se obtienen unas ecuaciones integrales acopladas que deberán resolverse numéricamente en una forma cuasi-recursiva con los parámetros de entrada: constante dieléctrica y grosor de todos los medios, ángulo de incidencia y longitud de onda.

El modelo teórico es capaz de analizar sistemas multicapas, con L películas delgadas, caracterizadas por su espesor y su constante dieléctrica ϵ , entre dos medios semi-infinitos con interfaces rugosas como se muestra en la fig. 8. Todos los medios son considerados isotrópicos, homogéneos, lineales y locales.

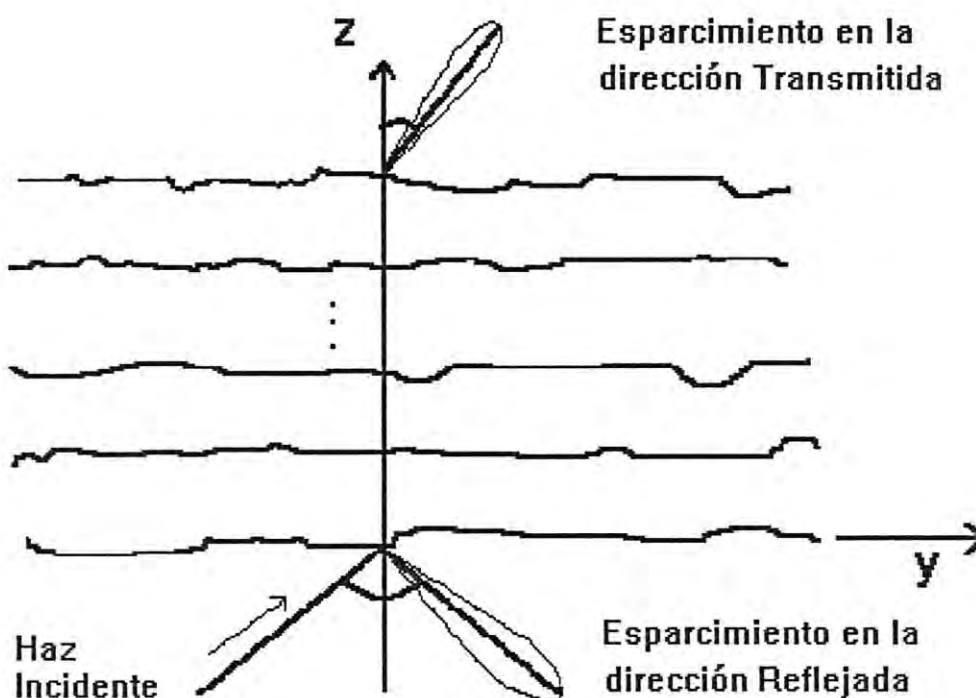


Fig. 8 Sistema multicapas crecida en dirección z , el plano $x = 0$ es el plano de incidencia.

Las interfaces que separan las películas delgadas y los medios vecinos están dadas por funciones que determinan el tipo de rugosidad. La variación de la rugosidad es unidimensional a lo largo de y en todos los casos. El eje z es perpendicular a la superficie, siendo el eje x paralelo a la rugosidad.

Se aplican las ecuaciones de Maxwell y condiciones de frontera a la componente x del haz incidente y se interpreta el haz dispersado como una superposición continua de ondas planas dependientes de la componente del vector de onda paralelo a la superficie.

La componente x del campo reflejado, del campo transmitido y las amplitudes de los campos dentro de la j -ésima película delgada, están dadas en términos de integrales de Fourier encontrando un conjunto de $2(L+1)$ ecuaciones acopladas cada capa y las correspondientes amplitudes dispersadas. Los campos dispersados en las direcciones reflejada y transmitida son obtenidos usando los cálculos desarrollados por Toigo *et al* ^[42], aplicados a una superficie rugosa y extendidos a una multicapa. Dos ecuaciones integrales son obtenidas al calcular los coeficientes $r(\theta_s)$ y $t(\theta_s)$ en términos del ángulo de esparcimiento. Los integrandos de las ecuaciones resultantes pueden ser calculados en forma recursiva.

Como el perfil de la superficie es generado como una variable aleatoria con algunas propiedades estadísticas es necesario calcular el Coeficiente Diferencial Medio (DRC) que contiene dos componentes

importantes, *coherente e incoherente* que representan las contribuciones especulares y de esparcimiento respectivamente.

Los métodos utilizados para calcular la respuesta $r(\theta)$ y $t(\theta)$ por R. García y C. Márquez coinciden en que las señales se intensifican cuando existe la resonancia debido a los **PS**. Con el segundo se muestra que los cálculos rápidos de aproximación a primer orden en el método perturbativo bastan para predecir dos de los picos esperados que serán estudiados experimentalmente en este trabajo, aunque el tercero, en la dirección de retro-esparcimiento sólo aparece en las condiciones de excitación de **PS**, y es despreciable fuera de ese ángulo de incidencia, dado que esta resonancia es un efecto de esparcimiento múltiple.

Los resultados obtenidos por el método perturbativo en el hemisferio de reflexión, considerando desde -90° hasta 90° , con incidencia denotada por ángulos negativos y usando los parámetros $\varepsilon_1 = 2.5$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_r + i \varepsilon_i = (0.04 + i4.10)^2$ con un espesor $d = 50$ nm. y $\varepsilon_3 = 1$ con una longitud de onda $\lambda = 632.8$ nm, serán tomados como referencia para la parte experimental de este trabajo.

En la fig. 9 se muestran los resultados para el esparcimiento en el hemisferio de la reflexión.

Aquí podemos notar un comportamiento muy característico de esta curva de esparcimiento en el hemisferio de reflexión, en la cual resaltan dos picos correspondientes a $\pm \theta_{ps}$ y dos pozos que corresponden también a $\pm \theta_c$. El ángulo crítico es obtenido por $\theta_c = \arcsen(1/\sqrt{\varepsilon_1})$.

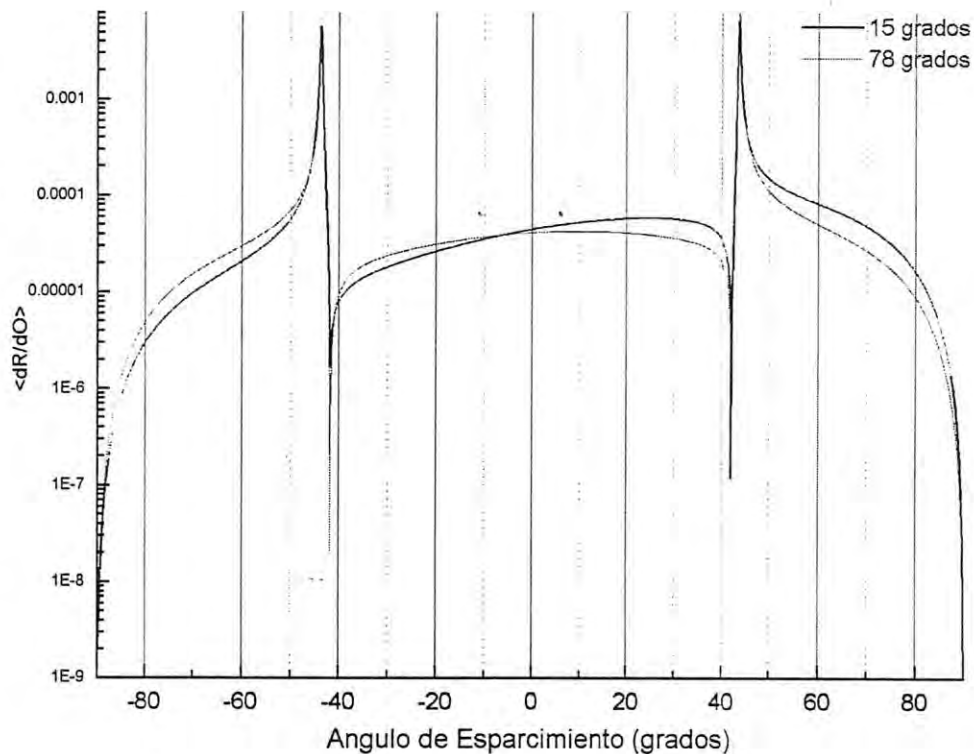


Figura 9. Distribución angular del esparsamiento sobre una película de plata con una superficie rugosa, en el área de reflexión.

Para el hemisferio de transmisión el esparsamiento debido a diferentes ángulos de incidencia es nuevamente intensificado en las condiciones de resonancia del **PS** ^[17]. En la fig. 10 la señal de transmisión aparece aunque la luz incide en la región de reflexión total, está distribuida sobre todo el hemisferio. Esta señal es el esparsamiento debido la excitación de los **PS**, pues para cualquier otro ángulo se observa una disminución notable de esa señal, indicada por un factor de 40 a las curvas correspondientes a incidencias en 42.5° y 44.5° , separadas un grado a los lados del ángulo del plasmón. En este

hemisferio no se esperan picos intensificados, la distribución de la señal depende de los parámetros δ y σ .

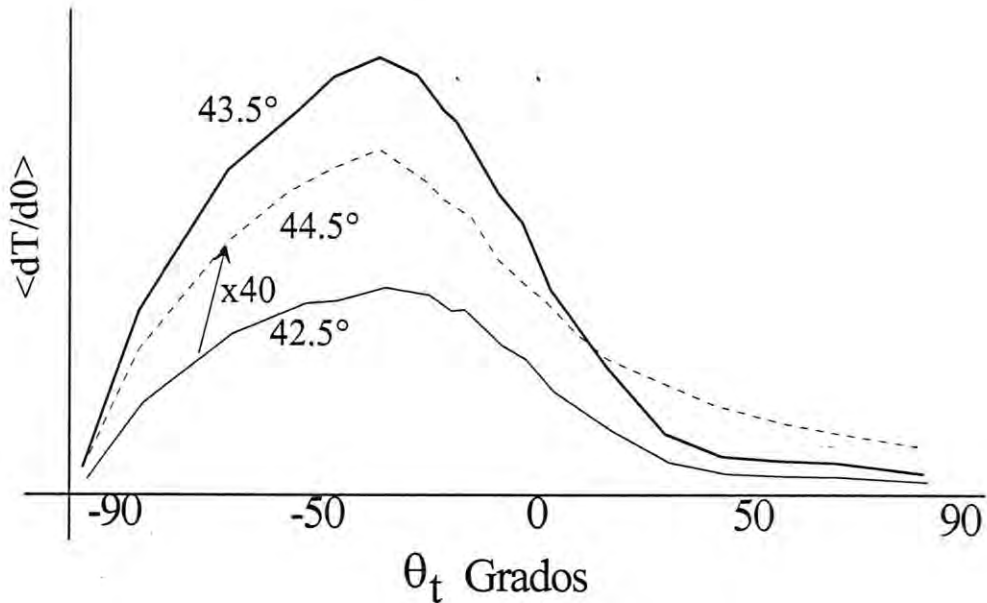


Figura 10. Distribución angular del espacimamiento transmitido sobre una película de plata con una superficie rugosa

En este capítulo se obtiene la relación de dispersión partiendo de las ecuaciones de Maxwell y se definen las condiciones de existencia de los *PS*. Se describe la técnica *RTA* para plantear las condiciones de excitación experimental de los *PS*. Y se presentan resultados teóricos de los efectos de espacimamiento que serán detectados experimentalmente, utilizando el método perturbativo a primer orden.

Capítulo 3

MONTAJE EXPERIMENTAL

Para la realización de este estudio experimental en la detección de las señales intensificadas de esparcimiento por el efecto que la rugosidad ejerce sobre el haz de luz, de acuerdo con los cálculos teóricos ^[26], se requiere de un montaje estable, sensible y reproducible para hacer mediciones del esparcimiento de luz a través de la muestra.

3.1 Configuración.

El montaje se instala sobre una mesa holográfica aislando las vibraciones del piso, consiste en un sistema de dos platinas rotatorias concéntricas, una de ellas es el portamuestras y la otra es el brazo del detector, ambas son comandadas por una tarjeta controladora de los motores de pasos conectada a una computadora; un sistema de detectores y amplificadores cuya señal llega a la PC por medio de la misma tarjeta de adquisición de datos es usado para la detección en las diferentes regiones que exige el experimento. Los otros componentes que conforman a nuestro montaje se muestran en la figura 11.

3.2 Descripción de los instrumentos y sus limitaciones.

La fuente. La fuente de luz es un láser de He-Ne de 632.8 nm, con una potencia de salida de 10 mW y con una razón de polarización de 500:1. Es necesario esperar algunos 30 minutos para que logre su estabilidad luego del encendido.

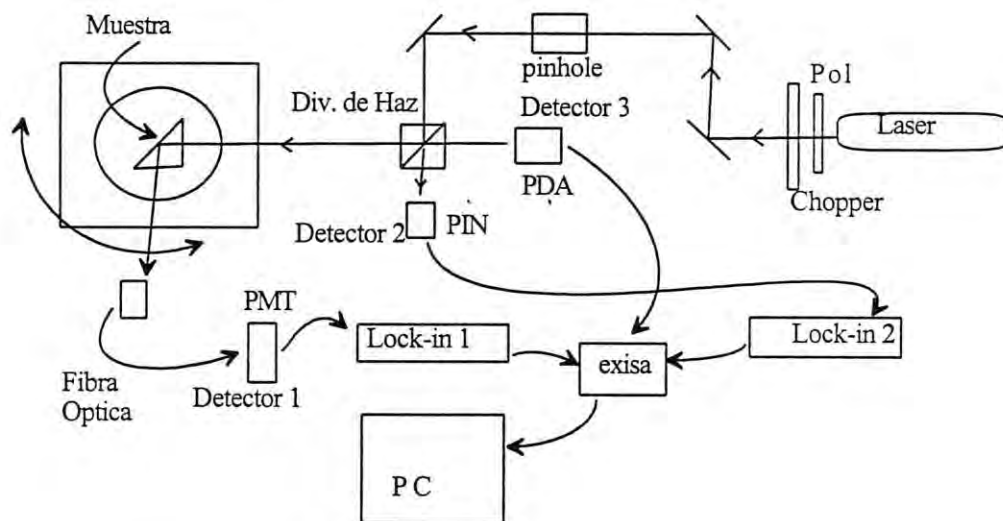


Figura 11. Montaje experimental del esparcímetro conformado para el estudio del esparcimiento generado por superficies rugosas.

El Lock-in. Amplificador de amarre de fase y frecuencia, es usado para la amplificación y depuración de la señal, que conectado al chopper o pulsador de luz, permite discriminar sólo las frecuencias deseadas.

El chopper. Cortador de luz, que es un disco rotatorio que modula la luz incidente con una frecuencia regulable, y es usado para transformar en una forma pulsada con una frecuencia determinada. Esta permite la discriminación de la señal de interés y elimina las ajenas a nuestra frecuencia, debido a la sincronía con el lock-in.

El divisor de haz. El divisor de haz, se trabajó con dos tipos, un filtro plano 50-50 y un divisor de haz en forma de cubo. Sirve para distribuir la señal en dos direcciones perpendiculares.

La platina rotatoria. Para el estudio del esparcimiento de la luz, representa el punto central, la doble platina rotatoria consiste de 2 motores de pasos que se hacen girar en forma independiente al ser controlados por dos señales provenientes de una computadora a través de una tarjeta de adquisición de datos EXISA-INAD.

Un movimiento se utiliza para posicionar a la muestra y el otro movimiento para hacer girar al detector que se encuentra colocado sobre un brazo con movimiento concéntrico con el giro de la muestra.

La platina doble rotatoria fue construida en el Instituto de Física de la UNAM-Ensenada, por el Dr. Roberto Machorro. Su barrido angular es de 360° para el portamuestras y limitada a un giro de 210° en el brazo del detector, debido a la ubicación de los motores, cuyo soporte le obstruye gran parte de su giro libre.

Los detectores. Se tienen detectores de Silicio tipo PIN y un fotodiodo de avalancha (PDA), también un tubo fotomultiplicador (PMT). Para este último, es necesario el uso de una fuente de voltaje, que después de calibrarla, puede usarse hasta un máximo de 650 V, permitiendo así cambiar la escala de sensibilidad antes de que aparezca una señal de saturación en el lock-in.

Las muestras. Las muestras son elaboradas en el Laboratorio de Películas Delgadas del DIFUS. Como primer paso se limpian muy bien los sustratos por medio del lavado con agua y jabón, posteriormente con acetona en el limpiador de ultrasonido durante algunos minutos. Dichos sustratos son portaobjetos de microscopio, de vidrio con un espesor de 1 mm.

El sustrato limpio se coloca en la cámara de vacío de la evaporadora Edwards modelo 306A, previamente preparada con los crisoles y los materiales a depositar. Cuando el vacío es cercano a una presión de 10^{-6} mbar se inicia la evaporación, pasando una corriente a través del crisol para alcanzar una alta temperatura que evapora los materiales. El espesor de cada capa es determinado por una balanza de cuarzo modelo R.D. Mathis TM100. Se prepararon muestras con 500 A° de la plata y de 0, 350, 500 A° para el CaF_2 , de manera que el CaF_2 sirva para generar las rugosidades en la plata.

Tarjeta de adquisición de datos y control. Para la comunicación entre la computadora con los motores y la recepción de las señales provenientes de los detectores, se cuenta con un par de tarjetas de adquisición de datos EXISA-INAD. Estas tarjetas permiten al mismo tiempo controlar las dos salidas de señal para los dos motores y recibir las tres señales de los detectores. Todo ello está siendo controlado por la computadora haciendo uso de un programa realizado (en TurboPascal 6) exclusivamente para esa tarjeta, sólo se han realizado adaptaciones para los requerimientos del montaje utilizado.

Debido a la existencia de reflejos de los componentes de nuestro sistema, todo nuestro montaje experimental fue aislado de la luz exterior (ver fig. 12), aparte de apagar la luz y cerrar la puerta del laboratorio que tiene las ventanas tapadas, se le construyó una cubierta de paredes oscurecidas, pintadas de color negro mate para que absorban cualquier reflejo, la entrada para el haz de luz proveniente del pin-hole de $200\ \mu\text{m}$ de abertura es la única señal dentro del montaje con movimientos.

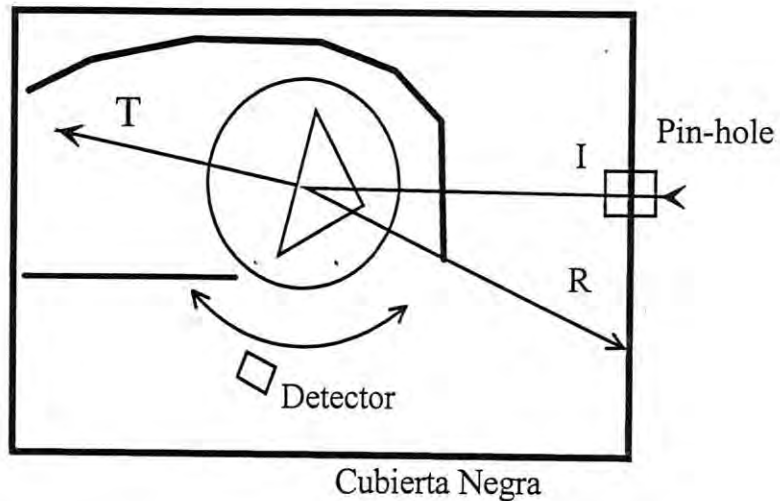


Figura 12. Cubierta de la platina, para aislarla de la luz exterior, pintada de negro mate, en sus paredes interiores.

La platina rotatoria fue protegida también en su alrededor con paredes en el interior de la cubierta, para evitar reflexiones de los rayos reflejados y transmitidos. Estos rayos fueron absorbidos por superficies rugosas opacas y negras, que fueron cambiados de acuerdo a la ubicación de los rayos reflejados y transmitidos, y dependiendo del área de observación.

La señal estudiada es muy pequeña, por lo que la medida de la intensidad es muy sensible al ruido. Es por ello que se utiliza la detección síncrona, por medio de un chopper o cortador de luz. La medida se hizo colocando entre el detector y la tarjeta de adquisición de datos un amplificador con amarre de fase y de frecuencia, Lock-in SR530 y otro SR510. Se escogió una frecuencia del chopper que no fuera múltiplo de 60Hz (alrededor de 500 Hz).

3.3 Prueba de la estabilidad

Como primer paso en la utilización de nuestro sistema, aparte de probar el funcionamiento y la buena colocación de cada elemento, se necesita probar la sensibilidad del sistema en conjunto y la repetibilidad de mediciones.

Se realizaron las medidas de un movimiento goniométrico θ - 2θ para una muestra dada. Para ver la estabilidad del sistema se realizaron las siguientes mediciones: la primera fue al momento de encenderse el sistema, después se hicieron a intervalos de 5 minutos, a los 30, 35 y 40. Se pudo observar (ver fig. 13) que la señal del detector principal nos da una disminución de la intensidad conforme pasa el tiempo, pero existe una mejor resolución y estabilidad al cabo de 30 minutos.

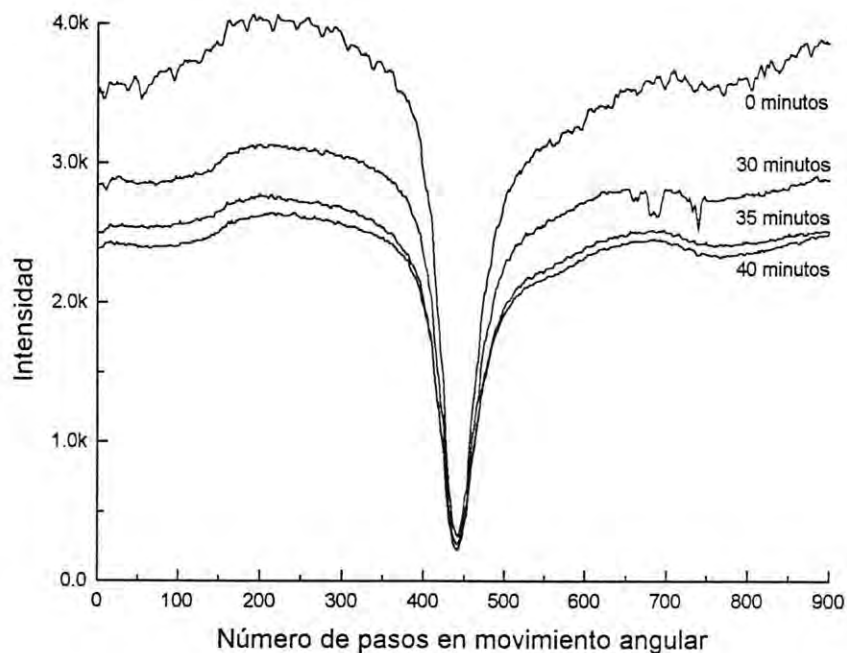


Figura 13. Medida de la sensibilidad del sistema en un movimiento angular θ - 2θ , variando con respecto al tiempo.

3.4 Prueba de la respuesta del prisma sin muestra.

Para conocer el índice de refracción del prisma, se realizó una medición con movimiento goniométrico, haciendo incidir la luz a través del prisma sin la muestra. Esta medida de la reflexión se hizo a partir de los 31° hasta 71° en RTA mostrando el ángulo crítico a los 39° de la escala de ángulos exteriores, correspondiente a 41.8° de los ángulos interiores en el prisma (fig. 14), haciendo los ajustes correspondientes debido a la refracción del haz al pasar una cara del prisma.

Este ángulo crítico determina que el índice del prisma es de 1.515, que corresponde bien a las tablas del fabricante para el BK7. La reflexión total interna se manifiesta a partir del ángulo crítico, con pequeñas ondulaciones en su valor máximo.

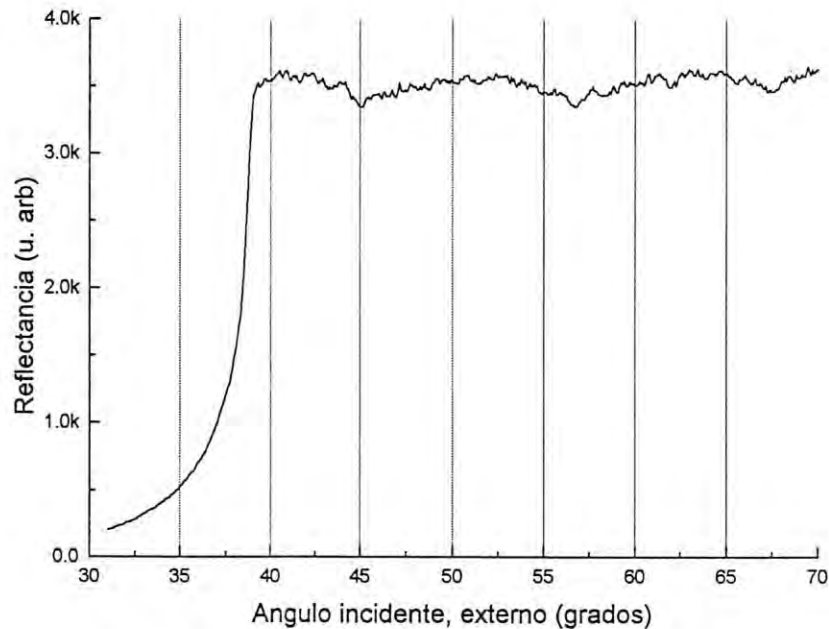


Figura 14. Medición de la reflexión del prisma sin la película, para determinar la reflexión total interna del vidrio.

En este capítulo se ha hecho la descripción del montaje con el cual se pueden detectar las señales resonantes emitidas por una muestra rugosa, en la configuración RTA. También se explican los pasos a seguir para la obtención de los datos, así como la sensibilidad que presenta el montaje experimental.

Capítulo 4

RESULTADOS

Después de haber instalado y probado el montaje experimental que se mencionará desde ahora como el *esparcímetero* angular, se procede al estudio de las muestras con diferentes rugosidades determinadas por el espesor de la subcapa de CaF_2 , las regiones de interés son donde ocurren las señales intensificadas previstas.

4.1 Esparcimiento angular y señal especular.

El esparcimiento de la luz a través de superficies rugosas de plata se midió en ciertas regiones de los hemisferios de reflexión y de transmisión. Haciendo incidir luz a través de un prisma en la configuración Kretschmann de la técnica *RTA*, fue posible a la vez, determinar la presencia de plasmones de superficie excitados a un ángulo determinado y medir efectos laterales en las condiciones de resonancia y fuera de ella. Para la detección de los *PS* se utilizó uno de los movimientos posibles de la platina: el goniométrico θ - 2θ , donde se sincronizan los dos motores para que uno gire al doble de la velocidad angular del primero, recibiendo siempre la señal reflejada por la muestra que gira. El intervalo de giro de la platina es de 10° para la muestra y 20° para el detector.

Una vez determinado el ángulo del plasmón, se fija el ángulo de incidencia en esta posición y se mantiene la muestra fija, moviendo únicamente el detector para observar el comportamiento de la señal en

los hemisferios de reflexión y de transmisión emitidos por la muestra que se encuentra en condiciones de resonancia, a través del prisma. A este esparcimiento se le denomina esparcimiento angular, ya que es el detectado a través de un recorrido del detector en forma angular en las secciones de reflexión y de transmisión. Para efectos de comparación, existe el esparcimiento integral, donde la luz emitida en todo el hemisferio se colecta por medio de un espejo parabólico y se integra la señal en la posición del detector.

4.2 Colocación de la muestra.

Usando un prisma de BK7 con índice $n = 1.515$, previamente limpio de forma convencional, se le adhiere, usando aceite de inmersión del mismo índice, un sustrato que soporta a la muestra.

El prisma con la muestra es colocado en la platina para su alineación, por medio de un sujetador de tornillo, que desliza una barra con opresor, el cual a su vez tiene una barrita saliente que detiene a la muestra sobre la platina (portaprismas). Es importante garantizar la alineación del prisma con la muestra, que debe estar en el centro de giro del montaje. Se hace con la ayuda del haz incidente cuya trayectoria lo hace incidir de manera perpendicular al eje de giro de la platina. La muestra se coloca de forma que el haz pase rasante a la película, y que al ser colocada la muestra, el haz incidiendo perpendicularmente es reflejado por el mismo camino del que proviene. Así se asegura la alineación correcta de la muestra.

4.3 Determinación de las regiones de trabajo.

Debido a las limitaciones del sistema como tal, se tiene en el paso del haz por el prisma hacia la muestra, una pequeña desviación causada por la refracción en las caras del prisma. Esta desviación permite que el área de observación posible sea desde los 12° hasta los 78° , tanto en la medida del ángulo incidente como en el movimiento del detector en el área de reflexión. En lo concerniente al área de transmisión, se permite un movimiento de 180° .

El movimiento de la platina doble es $\theta-2\theta$, y es controlado por medio de la computadora y con la tarjeta EXISA-INAD, utilizada también en la adquisición de datos analógicos provenientes de los amplificadores de los detectores o del Lock-In. Se verificó que la platina doble estuviera bien nivelada con respecto a la mesa holográfica.

Cuando la muestra está lista, colocada en la platina y alineada, se realiza la medición de la señal. El procedimiento es el siguiente: con el detector frente al haz reflejado, y el lock-in se sintoniza amarrando la frecuencia automáticamente y la fase por corrección manual, se estima la sensibilidad máxima que requiere la detección de la señal, luego se gira la muestra hasta una posición angular inicial de 38° y el detector a la posición correspondiente de recuperación de la señal especular. Se realiza un barrido de 10° en la muestra con un movimiento goniométrico con ángulo θ para la muestra y 2θ para el detector y se monitorea el valor de la reflectancia $R(\theta)$.

La resolución angular del detector es de 250 pasos del motor por cada 10° , equivalente a $1/25$ de grado por paso (0.04°).

Los datos adquiridos por medio de la tarjeta de adquisición de datos son grabados en un archivo con formato *ascii* y luego procesados con un software comercial (MicroCal Origin, versión 3.0) para hacer el tratamiento de análisis estadístico cuando se requiera o para hacer la presentación gráfica de los datos.

Las mediciones deben ser normalizadas, lo cual se logra midiendo una señal con un detector de referencia colocado enseguida del divisor de haz, cuando la luz incidente se separa para iluminar la muestra deja un registro de su magnitud y de sus posibles variaciones durante el tiempo de la medición. Esta señal de referencia registra únicamente la variación de la intensidad de la fuente con respecto al tiempo.

La normalización se realiza por cálculos posteriores de la razón R_{θ}/R_{ref} y se grafica con respecto a θ . R_{θ} representa las mediciones de la configuración **RTA** para la muestra, ya sea de la respuesta especular o del esparcimiento y R_{ref} la señal del detector de referencia.

La verificación de la medida correcta tiene que ver con la colocación de la muestra sobre la platina: la hipotenusa del prisma debe coincidir con el eje de giro del portamuestras. La alineación se hace tomando como referencia la reflexión del haz en una de las caras pequeñas del prisma, cuando se incide normalmente sobre ella (45° dentro del prisma), que debe coincidir en reflexión con el haz incidente; y cuando pasa rasante por la hipotenusa, con la muestra girada a un ángulo de incidencia de 90° .

4.4 Mediciones de *RTA*

Las medidas del *RTA* para la muestra de plata de 50 nm se hicieron en un intervalo de giro de la muestra entre 38° y 48°. Como los ángulos son medidos en la platina, al exterior del prisma, las medidas de θ tendrán que ser ajustados para transformarlos en ángulos interiores de acuerdo a la relación:

$$\theta_{int} = 45^\circ - \arcsin \left[\frac{\sqrt{2}}{3} (\cos \theta - \sin \theta) \right] \quad (37)$$

que resulta de la refracción en las caras del prisma.

El ángulo inicial de 38° se seleccionó por ser menor que el ángulo crítico, y el punto final de 48° porque es mayor que la posición del ángulo del plasmón de acuerdo a nuestra muestra. Las medidas se hicieron para los dos tipos de polarización *p* y *s*. En este intervalo, el ángulo de 45° está incluido, el cual sirve para referencia en el escalamiento angular.

Las lecturas de datos en ambas polarizaciones son representadas por la fig. 15, en la cual se observa que la respuesta para polarización *s* es lisa y no contiene el pico de absorción típico de la excitación de los *PS*, como estaba previsto; la pequeña variación con respecto a la constante es debida a que el retardador cuarto de onda usado para el giro de la polarización deja pasar una fracción de la componente de polarización perpendicular a la deseada. En polarización *p* son bien apreciadas la ubicación de los plasmones de superficie y del ángulo crítico.

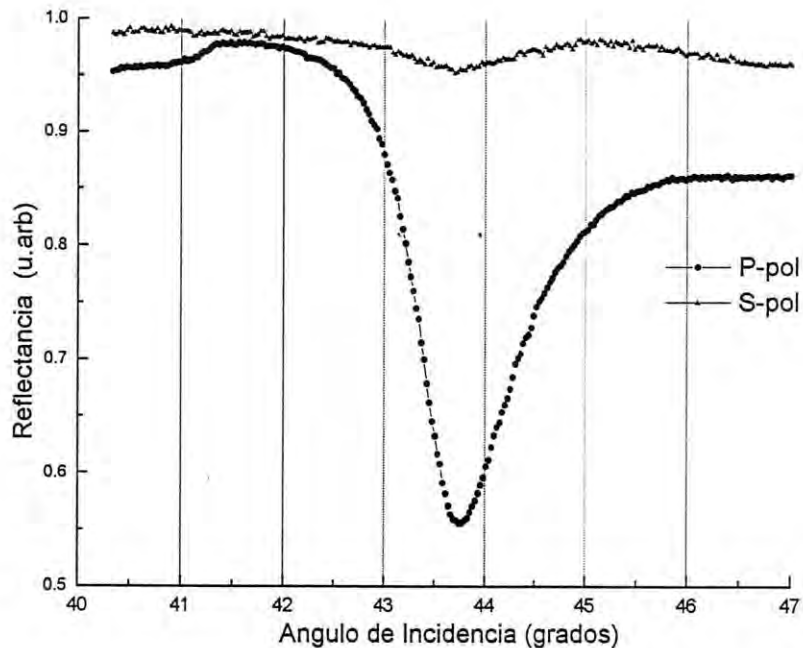


Figura 15. Medición de *RTA* para una película de plata de 50 nm, se muestra la respuesta en polarización p y en polarización s.

Es importante hacer notar la comparación de las respuestas en polarización *p*, donde los valores experimentales concuerdan con la teoría (ver fig. 16), en la comparación con una simulación del experimento.

Una vez identificado el ángulo del plasmón, se pueden hacer mediciones fijando la muestra al ángulo de incidencia que coincida con la excitación de los *PS* (mínimo del pico de reflexión θ_{ps}) o fuera de él, para probar el efecto provocado por las resonancias en el esparcimiento angular.

En ambos casos se hace un barrido con el detector para medir la señal de esparcimiento desde 30° hasta 150° ; que abarca 60° en la parte de la reflexión y otros 60° para la región de transmisión.

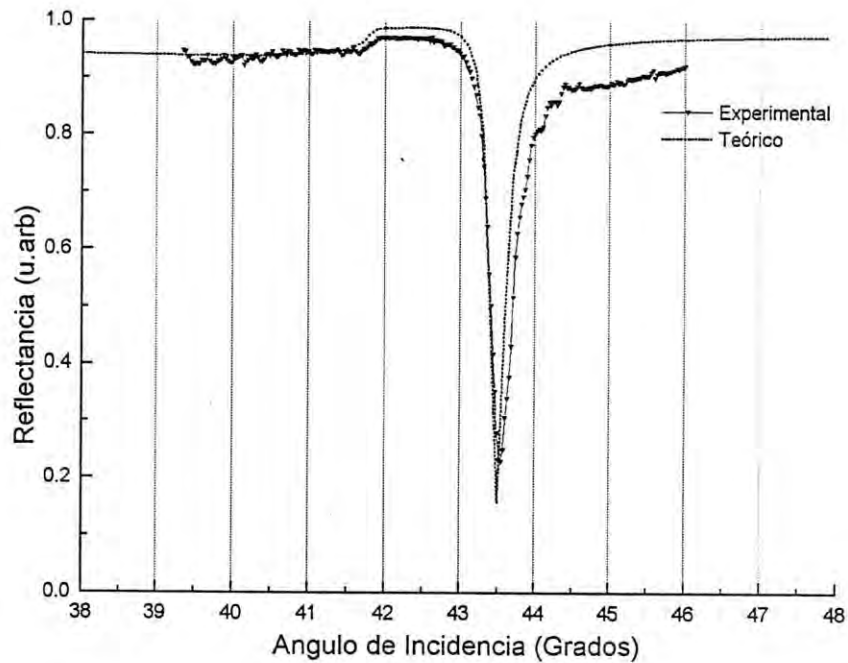


Figura 16. Medición de *RTA* para una película de plata de 50 nm, se muestra la respuesta en comparación con los resultados teóricos.

Las mediciones con barridos del detector, manteniendo la muestra fija a un ángulo de incidencia desplazados $\pm 1^\circ$ con respecto al ángulo de excitación de los plasmones de superficie, fueron hechas para comparar los resultados y determinar los efectos de la resonancia que ocurre a θ_{ps} en ambas regiones de reflexión y de transmisión. En la fig. 17 se muestra la respuesta del detector cuando éste fue obstruido con una trampa de luz colocada entre el detector y el prisma, de manera que no detectara la trayectoria del haz especular reflejado.

Hay que notar que en la sección de transmisión aparece un pico con un valor máximo sólo para el valor del ángulo de incidencia de

$\theta_{ps}=43.5^\circ$ y para los otros ángulos separados $\pm 1^\circ$ de θ_{ps} , su intensidad baja apreciablemente, como se planteó en el cálculo del Cap. 2, (fig. 10).

La colocación de una trampa de luz enfrente del haz especular es para evitar que la intensidad de ese haz saturate al detector, pues se ha aumentado la sensibilidad para detectar sólo los efectos resonantes. Hay que notar que la colocación de esta trampa de luz provoca efectos de difracción por los bordes. Posteriormente se evitará este problema midiendo secciones al hacer barridos hasta un poco antes de la detección especular o partiendo un poco después.

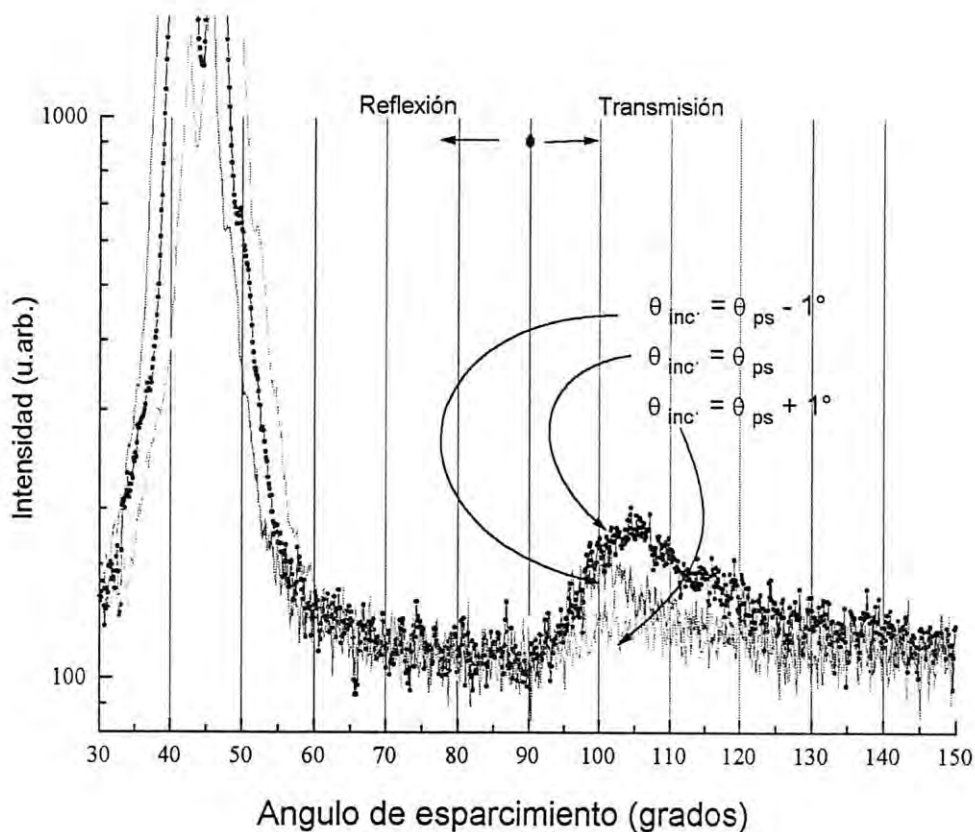


Figura 17. Medida de la señal esparcida por reflexión y transmisión, para ángulos de incidencia cercanos al ángulo del plasmón.

De acuerdo con los cálculos del Capítulo 3, la señal de esparcimiento logra su máximo en las condiciones de la excitación de los PS, sin embargo, experimentalmente no es posible detectar esta información que ocurre en ángulos internos de incidencia alrededor de los 43.5° , pues la señal buscada es opacada con el haz reflejado especularmente. Esto nos lleva a buscar sólo la posición de estos picos resonantes cuando el ángulo de incidencia está muy alejado de la condición exacta de excitación de **PS**, en detrimento de la intensidad de la señal que será menor en estas regiones. Se estudiará en qué condiciones es posible lograr lo anterior, ya que además se detectaron señales parásitas debidas a las reflexiones en las caras internas del prisma.

Por ejemplo, para un ángulo de incidencia de 26° se mide la respuesta con un barrido del detector desde los 30° hasta los 80° , y para un ángulo de incidencia de 64° se realizan barridos desde los 10° hasta cerca de los 60° . Esto se muestra en la fig. 18.

Al aumentar la sensibilidad del detector, se observan unas señales parásitas. Su posición se determina haciendo barridos entre ángulos incidentes desde 77° hasta los 22° , con saltos de 5° en 5° , con el detector moviéndose desde la misma posición inicial de 45° hasta los 117° con un recorrido de 72° . Ver fig. 19.

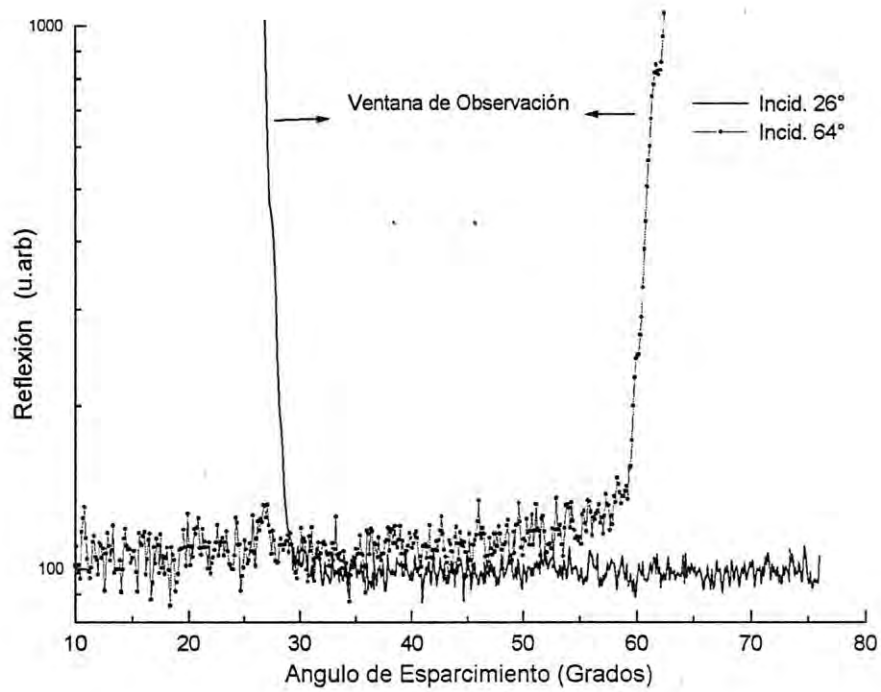


Figura 18. Medida de la reflexión, para un ángulo de incidencia de 26° y otro de 64° para una muestra de plata de 50 nm.

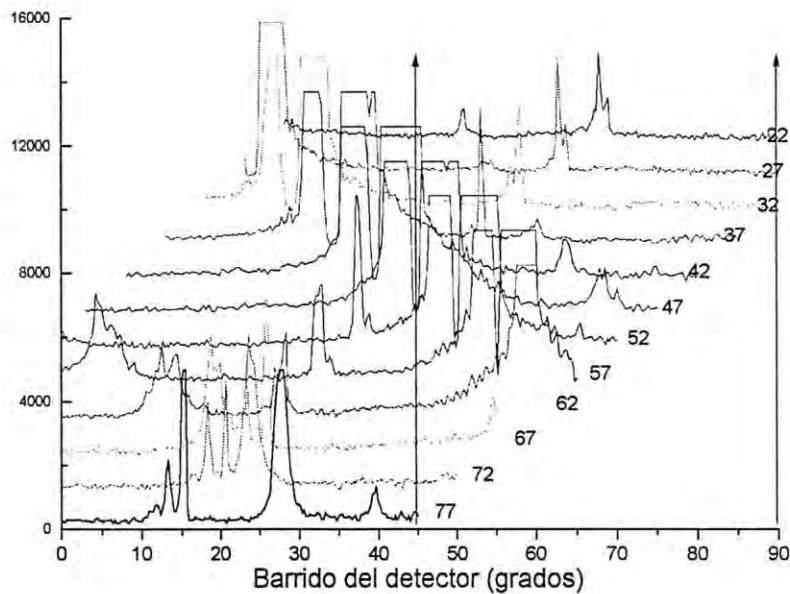


Figura 19. Mediciones múltiples de reflexión, para diferentes ángulos de incidencia, para la detección de rayos parásitos.

Se identifican estas señales como parásitas, pues en los barridos para diferentes ángulos de incidencia los picos no mantienen su posición, sino que se van desplazando de acuerdo a la posición de la reflexiones múltiples. Estas señales pueden provenir de reflexiones internas en las caras del prisma que no es posible bloquear y que son imperceptibles mientras no se incrementa la sensibilidad de los detectores.

Así, dado que el área de interés para la detección de efectos resonantes está centrada alrededor de los 43.5° , estas últimas mediciones nos ubican que es posible trabajar con ángulos incidentes entre los 60° y los 75° , y entre los 10° y los 25° , regiones libres de picos parásitos, medidos en ángulos exteriores del prisma.

4.5 Mediciones de esparcimiento en el cuadrante de reflexión

Cuando ya se determinó el área de observación, en la zona de reflexión directa, se realizan las medidas del esparcimiento para una muestra de 50 nm de plata sobrepuesta a 33 nm de CaF_2 y con un ángulo de incidencia inicial de 75° exteriores y polarización p , se hace un barrido con el detector. Después de cada barrido del detector, la muestra se cambia de posición aumentando en saltos de 1° en 1° , desde los 75° hasta los 68° .

Los resultados se grafican en la fig. 20, donde notamos la presencia de un pico sobresaliente entre los 40° y los 45° . Se presentan todos los barridos en la grafica de la , donde se observa una saliente ubicada entre los 40° y los 45° , que se identifica con la señal

intensificada en la posición de la resonancia electromagnética que aparece por la presencia de los plasmones de superficie y que había sido prevista en el cálculo.

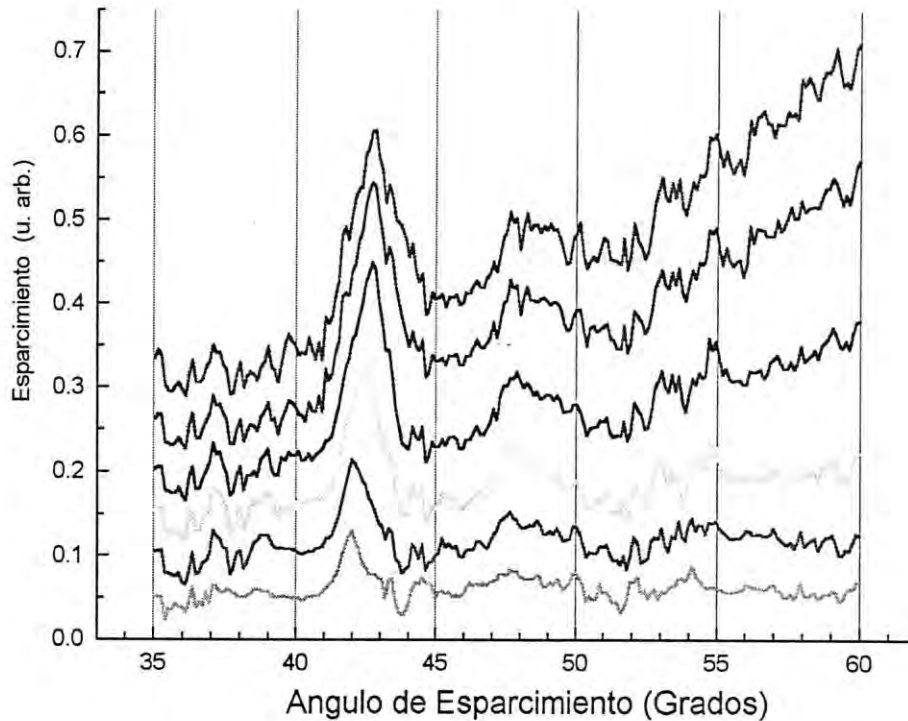


Figura 20. Medida de esparcimiento para una muestra de 50 nm de plata con 33 nm de CaF₂ con un ángulo de incidencia de 75°.

4.6 Mediciones en el hemisferio de la transmisión.

Para realizar mediciones en el hemisferio de transmisión, es necesario colocar el ángulo incidente igual al ángulo del plasmón, se sabe que en las condiciones de resonancia se obtiene un máximo de esparcimiento en la reflexión y se espera una señal de esparcimiento también en la zona de transmisión; así, debido a que la señal en este hemisferio es muy débil (reflexión total), solamente a este ángulo de

incidencia es posible sintonizar el lock-in y trabajar en detección síncrona.

Ya colocado en el ángulo del plasmón y sintonizado el lock-in, el detector realiza un recorrido de 102° (desde -90° hasta $+12^\circ$) en el hemisferio de transmisión.

Se tiene como respuesta un comportamiento de la señal que se muestra en la fig. 21, el esparcimiento presenta picos anchos que están distribuidos en una región angular bastante amplia.

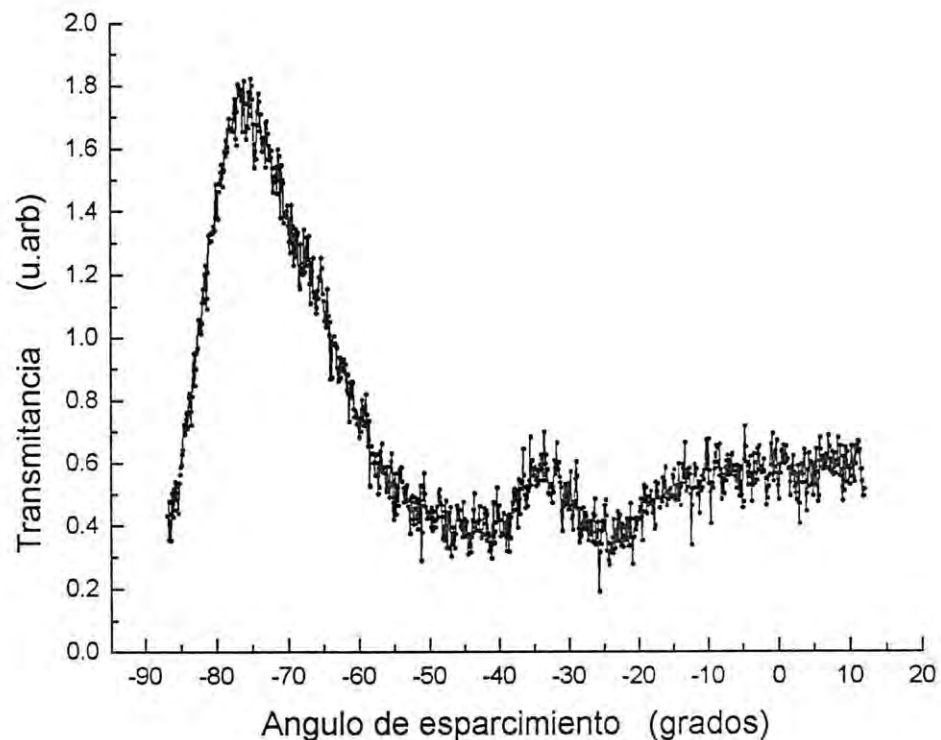


Figura 21. Medida de transmisión para una muestra de 50 nm de plata con 33 nm de CaF_2 con un ángulo de incidencia de 43.5° .

4.7 Mediciones de esparcimiento en cuadrante de retro-reflexión.

Para medir la señal en el cuadrante de retro-reflexión, también se espera que la resonancia ubicada en el ángulo del plasmón, provoque una emisión en esta dirección y por lo tanto, un aumento en la señal, en la literatura se le conoce como *backscattering*.

Para la realización de estas medidas, se configuró el sistema de manera que el haz incidente pase a través de un divisor de haz, para tener la señal de referencia y otro detector para la señal retro-esparcida, (ver fig. 22). El divisor de haz está montado sobre una platina con motor de pasos que es controlado por la computadora.

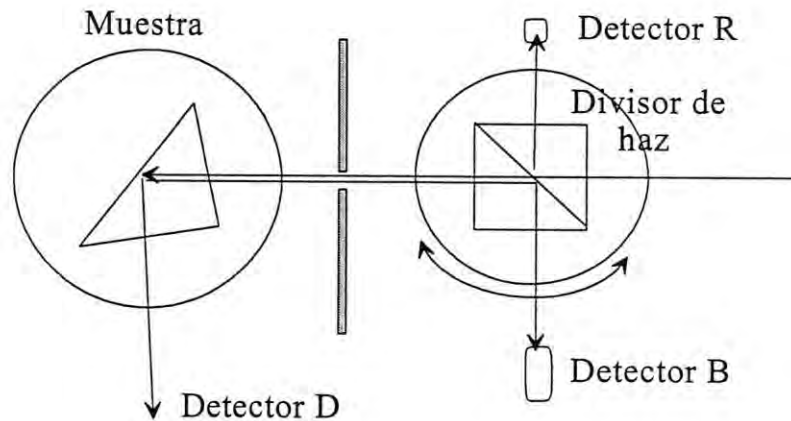


Figura 22. Configuración del divisor de haz sobre la platina para la medición del haz retro-esparcido.

El detector R, de referencia, gira al mismo tiempo que el divisor de haz; el detector B, que recogerá la señal retro-esparcida está fijo y la muestra se mantiene fija a un ángulo determinado.

Las mediciones se realizaron a partir de un ángulo de incidencia de 45° para la muestra fija, mientras el divisor de haz se gira un total de 4° para la toma de lectura de datos. Después de cada barrido la muestra se gira en intervalos de 0.5° desde los 45° hasta los 41° y se vuelve a realizar la siguiente medición.

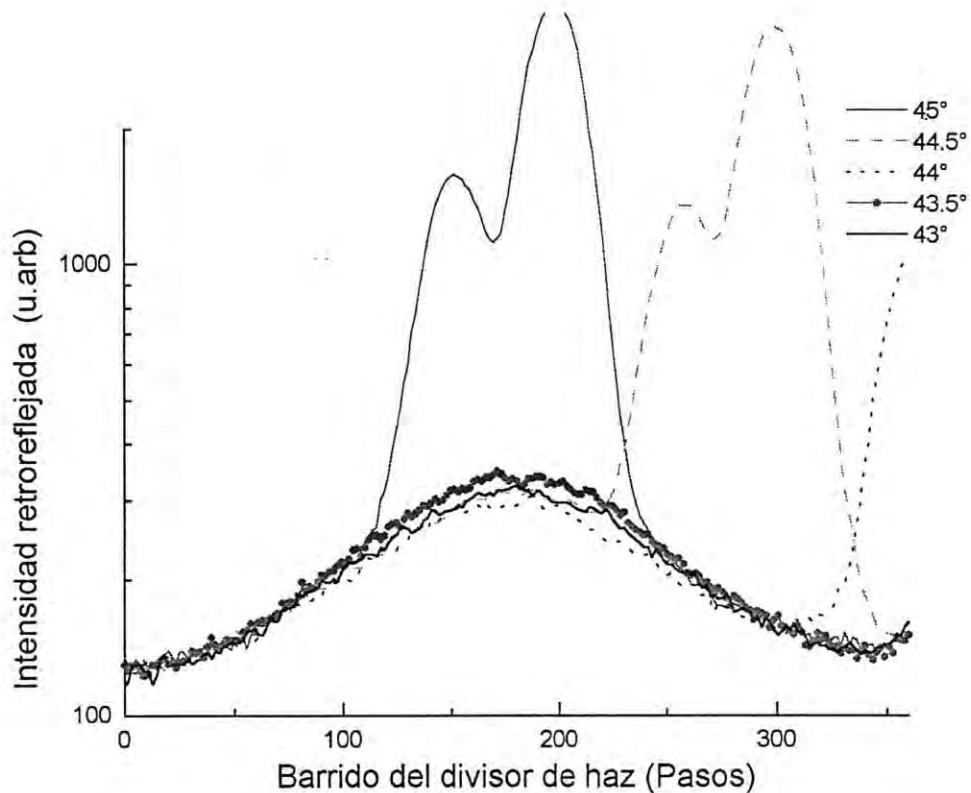


Figura 23. Señal retro-esparcida, con ángulos de incidencia de 45° hasta 41° , con saltos de 0.5° entre cada medición.

En los resultados de la fig. 23 se observa que sólo para los 45° , para los 44.5° y parte de los 44° la señal principal retro-reflejada cae dentro del detector; para los otros ángulos de incidencia únicamente se detecta la señal de fondo del sistema, sin contribución directa procedente de la muestra. Sin embargo, notamos un pequeño incremento en la señal

de fondo para el ángulo de incidencia de 43.5° , que coincide con la excitación de los *PS*.

Para confirmar los resultados aportados por esta configuración para detectar la señal retro-esparcida se realizó un cambio en la posición de los detectores y se probó que no fueran éstos los que enviaban esas señales; la nueva configuración se estableció de manera que no fuera el divisor de haz el que girara sino la muestra.

El cambio básico fue el de la trayectoria del haz incidente, que ahora ilumina a la muestra siguiendo un camino en forma de periscopio como se ilustra en el esquema de la fig. 24. El paso del detector por atrás del haz incidente asegura la detección de una posible señal proveniente de la muestra en la dirección de retro-reflexión, a la vez que permite un movimiento completo en el hemisferio de la reflexión. El detector de referencia se ubica debajo del divisor de haz.

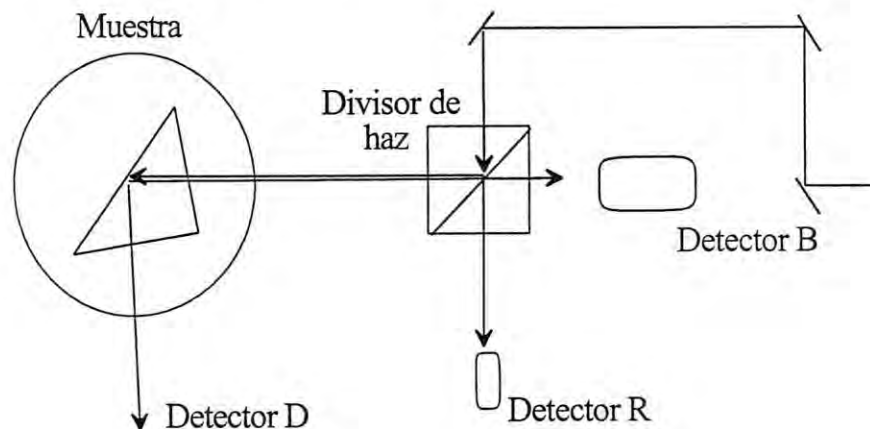


Figura 24. Se muestra la dirección del haz incidente a través de una trayectoria en forma de periscopio.

Para la detección, se mantiene el detector fijo en direcciones alrededor de la trayectoria de retro-reflexión, justo detrás del haz incidente; la muestra al girar permite la detección de esta señal. Los barridos de la muestra se realizan con ángulos de incidencia desde 37° hasta 47° obteniéndose una curva con un fondo luminoso y un máximo que corresponde a la reflexión especular en la primera cara del prisma (incidencia normal sobre el prisma o ángulo interior de 45°), pero entre las diferentes posiciones del detector atrás del periscopio se obtiene una variación, tanto del fondo como del pico, que resulta en un valor mayor cuando la incidencia coincide con la excitación de los plasmones de superficie. Este resultado muestra que el pico en la dirección de retro-esparcimiento coincide con lo esperado por las previsiones teóricas y es detectado por el esparcímetero.

La variación del umbral de fondo de la luz en la zona de retro-esparcimiento y los máximos de la reflexión especular de la primera cara del prisma se observan en la fig. 25. La variación a lo largo del eje x es el cambio del ángulo de incidencia al girar la muestra.

Aquí podemos notar la presencia de la intensificación del retro-esparcimiento cuando el ángulo de incidencia coincide con el de excitación de los PS.

Con esta misma configuración se hacen 10 barridos, con el detector fijo justo enfrente del haz incidente y girando la muestra. La amplificación de la señal por medio del lock-in requiere de una alta sensibilidad y debe evitarse el acercamiento al haz especular; el ruido de fondo es también muy alto.

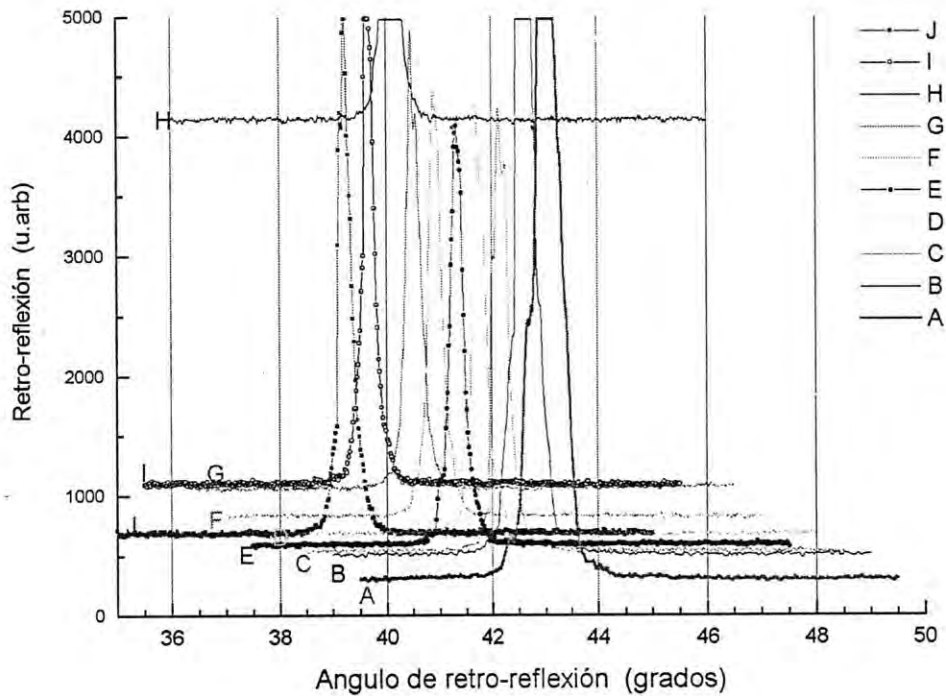


Figura 25. Muestra de la señal retro-reflejada, con variaciones en la posición del detector, con cambios de 0.5° .

El giro de la muestra fue desde 35.8° hasta 45.8° en todas las diez mediciones. Se realizaron 10 barridos con las mismas condiciones, y luego se promediaron. En la fig. 26 se muestra el promedio de la señal, donde se puede notar una protuberancia en la señal entre 43° y 43.5° , a partir de ese valor, la señal se incrementa con un gran pico debido al reflejo en la primera cara del prisma, cuando el ángulos de incidencia en la muestra es de 45° .

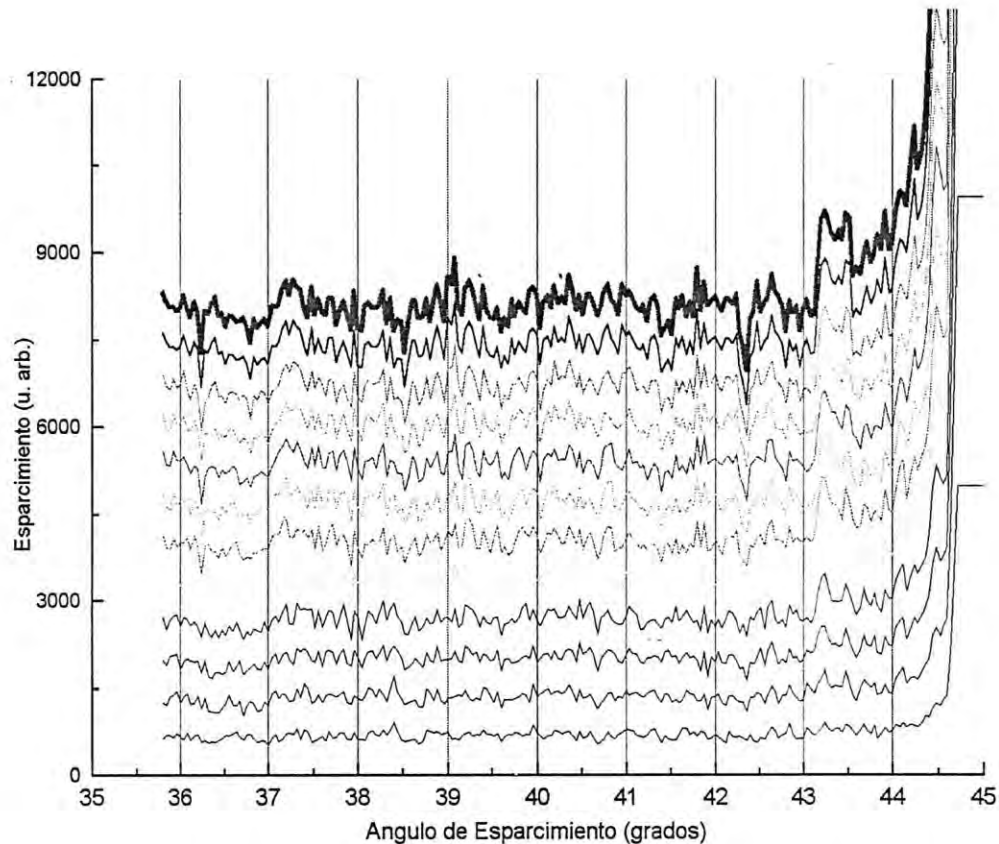


Figura 26. Promedio de 10 mediciones con giro de la muestra con el detector frente al haz incidente, para medir la señal retro-esparcida.

4.8 Comparación de resultados.

En este capítulo se han analizado los resultados obtenidos por el esparcímetero que se configuró para este propósito. Se encuentra que dada la resolución del sistema, sí es posible detectar señales de resonancias producidas por las rugosidades.

Es de notarse sin embargo, que el ancho propio del haz, nos obstruye a la vez la señal que tratamos de medir haciendo una clara diferencia en las magnitudes de las amplificaciones del esparcimiento angular, entre lo previsto por los cálculos teóricos con los modelos

utilizados y lo observado experimentalmente. Esto es comprensible, pues los modelos suponen condiciones ideales y se calculan con rugosidades unidimensionales diseñadas con ciertos parámetros estadísticos, mientras que el experimento se realiza con condiciones impuestas por la muestra, que no han sido del todo cuantificadas para correlacionarlas.

Las mediciones realizadas en cada una de las tres áreas de trabajo R, T, RR, aunque permiten concluir que son detectables dentro de los límites del esparcímetero, tienen sus limitaciones por el ruido de fondo y por las características de las muestras, que sólo dan respuestas satisfactorias en un intervalo de rugosidades superficiales de la plata, determinadas por los espesores de la subcapa de CaF_2 utilizada para cambiar sus parámetros estadísticos, y las comparaciones se realizan sin asegurar que son consistentes con los valores utilizados en los cálculos teóricos.

En la fig. 27 se muestran los resultados experimentales obtenidos con el esparcímetero diferencial en los dos hemisferios de reflexión y retro-reflexión para referencia con los valores obtenidos teóricamente, siguiendo el modelo perturbativo a primera aproximación.

El otro modelo para el cálculo de la respuesta óptica, que aporta más información por ser más preciso, en particular, el pico de retro-esparcimiento para cualquier ángulo de incidencia, no ha sido necesario para efecto de estas comparaciones, ya que esa señal, que proviene de esparcimiento múltiple, es demasiado débil, del orden del ruido de fondo y no puede detectarse con el esparcímetero angular.

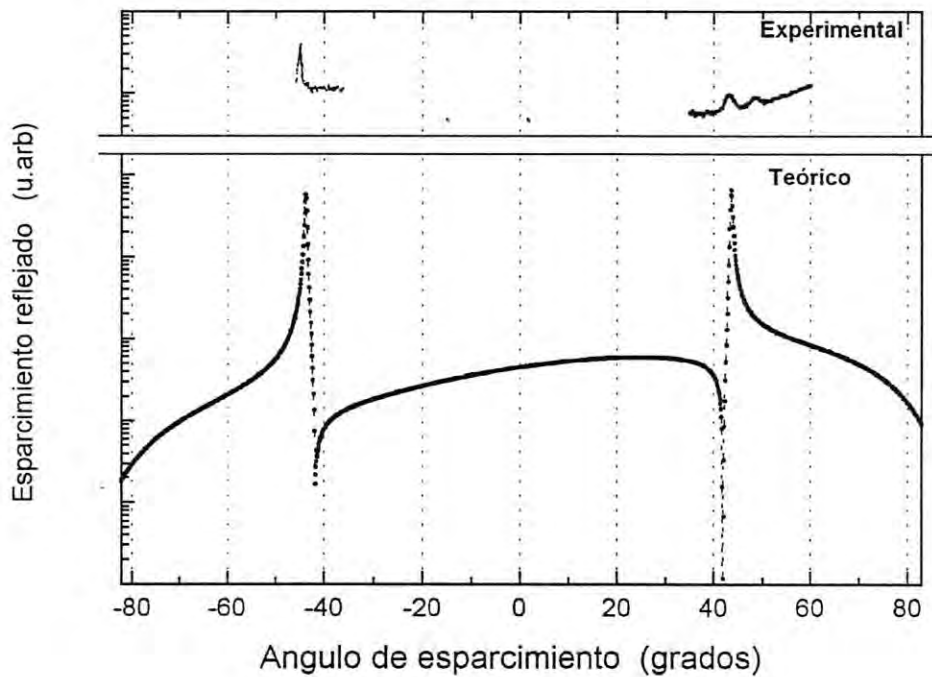


Figura 27. Resultados teóricos, comparados con los experimentales, solo se muestra el área de trabajo accesible.

Los resultados concernientes a la transmisión, si son comparados con lo previsto teóricamente, se encuentra que la intensidad máxima se encuentra para ángulos diferentes al teórico (ver fig. 10).

En la fig. 28 se muestra la comparación de la máxima intensidad que se encuentra para un ángulo de incidencia igual al del plasmón de superficie, y para ángulos menores 1° y ángulos mayores 1° del ángulo del plasmón, disminuye la intensidad.

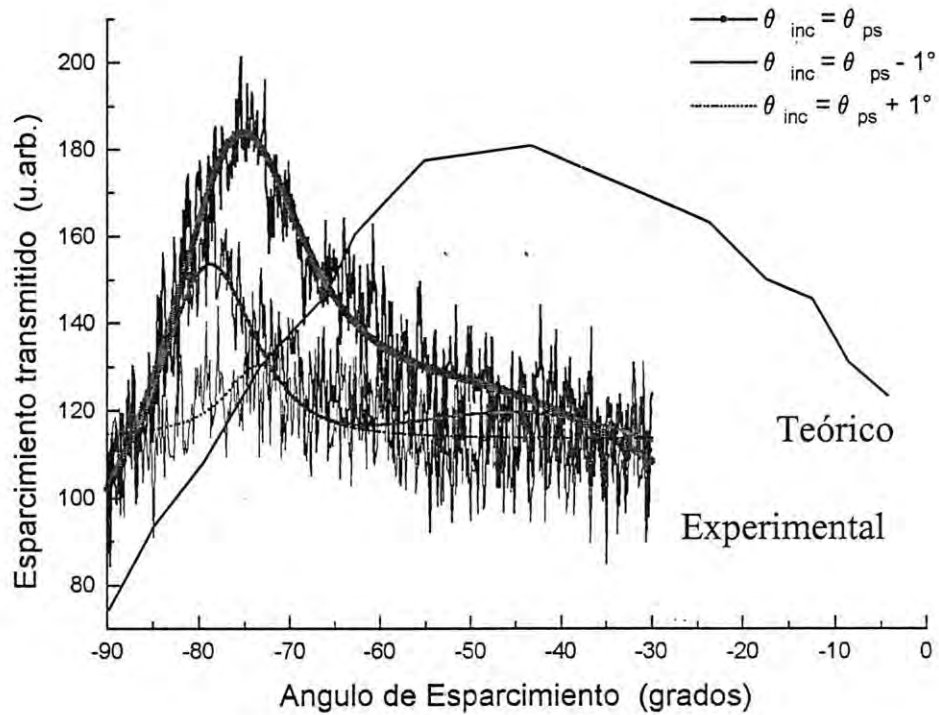


Figura 28. Esparcimiento angular por transmisión para ángulos de incidencia cercanos al ángulo del plasmón.

En la figura notamos que se ha hecho un ajuste estadístico para mostrar la tendencia de la curva, y disminuir los efectos del ruido de fondo de las mediciones. También se muestra solo de -90° hasta los -30° que es hasta donde se desplazó el detector en su movimiento angular. La curva correspondiente al cálculo teórico corresponde al ángulo de incidencia igual al del plasmón.

Capítulo V

Resultados y Conclusiones

Se ha diseñado y construido un esparcímetero angular, con características tales que permitan medir señales de baja intensidad de la luz esparcida por las superficies rugosas de películas delgadas metálicas; la rugosidad de esas superficies es del orden de nanómetros y para fines ópticos, siendo mucho menor que la longitud de onda de la luz visible es considerada como lisa. Siguiendo resultados de cálculos teóricos, se realizó un estudio de su respuesta en condiciones de resonancia al excitar plasmones de superficie.

Este montaje experimental permitió la medición del esparcimiento en una película de plata (50 nm) evaporada sobre una subcapa de CaF_2 (30 nm), preparada previamente sobre la hipotenusa de un prisma. Se observó que en las condiciones de excitación de plasmones de superficie, conllevan a un esparcimiento considerable en el hemisferio de la transmisión, donde no se espera señal alguna, por estar en la región de reflexión total; y efectos en las direcciones de reflexión y retro-reflexión.

Se han determinado tres áreas de observación; la primera es la del cuadrante de la reflexión, en la cual se observó un aumento de la señal, coincidiendo con los 43.5° cuando el haz incidente ilumina la muestra en condiciones fuera de la resonancia. La segunda área es la del cuadrante de la retro-reflexión, y ahí notamos la presencia de un pico sobresaliente en a dirección de los -43.5° que es la condición de excitación de los *PS*. Por último en la región de transmisión, que únicamente cuando el haz incidente excita los *PS* aparece una señal distribuida en la región de transmisión.

El instrumento como tal, está formado de elementos de uso común en el laboratorio de Películas Delgadas del CIFUS, tales como láser de He-Ne, divisor de haz, pin-hole, espejos, detectores, amplificadores y la

platina con sus motores y su conexión a una microcomputadora para adaptarlos a un movimiento síncrono $\theta - 2\theta$ o movimientos independientes.

El control de los movimientos se hizo con una PC 486sx, la cual fue adecuada, ya que el experimento no requiere de gran capacidad de cómputo, solo comandar los dos motores y recibir las tres señales de los detectores. En el análisis de los datos, se requiere mas rapidez y memoria en la PC, ya que se acumulan gran cantidad de datos y los programas de análisis se hacen lentos.

En lo que respecta a las mediciones, fue necesario especificar la sensibilidad de los detectores: en la medición de RTA se utilizó un tipo de detector y para las otras mediciones de R se recogió la señal por medio de una fibra óptica y un tubo fotomultiplicador o PMT.

A manera de conclusión, se muestra la evidencia de que sí es posible encontrar las intensificaciones de la señal esparcida en las regiones previstas por el cálculo. Se encuentra una diferencia considerable, con respecto a las magnitudes, cuyas diferencias se interpretan por las condiciones del diseño de la muestra para el cálculo y las del experimento mismo.

En el desarrollo de este trabajo aparecieron nuevas dudas, las que se plantean como tema de continuación de este trabajo. El hecho de tener disponible este montaje, permitirá la búsqueda de la señal intensificada en las dos regiones del hemisferio de reflexión, sintonizando el rayo incidente en la posición donde se localicen modos guiados, que se obtendrán con la presencia de una nueva capa encima de la plata con un espesor mayor que los 1000 nm.

Otras variantes de este esparcímetero son posibles, como transformarlo en un esparcímetero total integrando la señal con el uso de una semiesfera reflectora o su variante de utilizar fuentes espectrales para analizar la respuesta con respecto a la longitud de onda.

Entre las aplicaciones posibles de este montaje se ven de inmediato en la caracterización de propiedades ópticas y estructurales de películas delgadas, determinando los parámetros de rugosidad, espesor, y constantes ópticas y sus respuestas a la luz incidente.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] Abelès y López Rios. 1994. "Decoupled optical excitation of surface plasmons at the two surfaces of a thin film", *Optics Comm.*, **11** - 1,
- [2] Agranovich V.M., A.A.Maradudin. 1982. *Surface Polaritons*. North-Holland Pub. New York.
- [3] Amra, C., Grezes-Besset, P. Roche, y Emile Pelletier, 1989. "Description of a scattering apparatus: application to the problems of characterization of opaque surface". *Appl. Opt.*, **16** , 1784-1786.
- [4] Amra, C. 1994ii "Light scattering from multilayer optics. II. Application to experiment", *J. Opt. Soc. Am A* **11** (1), 211-226.
- [5] Amra, C., 1993. "From light scattering to the microstructure of thin-film multilayer". *Appl. Opt.*, **32**, 5481-5502.
- [6] Amra, C. 1993 "First-order vector theory of bulk scattering in optical multilayers", *J. Opt. Soc. Am A* **10** (2), 365-374.
- [7] Amra, C. 1994i "Light scattering from multilayer optics. I. Tools of investigation", *J. Opt. Soc. Am A* **11** (1), 197-210.
- [8] Amra, C., D. Torricini, P. Roche. 1993 "Multiwavelength (0.45-10.6 μm) angle-resolved scatterometer or how to extend the optical window". *Appl. Opt.*, **32** , 5462-5474.
- [9] Beckmann, P. y A. Spizzichino. 1987. *The scattering of electromagnetic waves from rough surface* , (1963) Artech House, Inc.
- [10] Bousquet, P., F. Flory y P. J. Roche. 1981. "Scattering from multilayer thin films: theory and experiment". *J. Opt. Soc. Am* **71** , 1115-1123.
- [11] Burstein, E., W.P. Chen, Y.J. Chen y A. Hartstein. 1974 "Surface polaritons propagating electromagnetic modes at interfaces" *J.Vac. Sci Techn.* **11** (6), 1004-1019.
- [12] Celli, V., A. A. Maradudin, A. M. Marvin y A. R. McGurn. 1985. "Some aspects of light scattering from a randomly rough metal surface". *J. Opt. Soc. Am. A*, **2** (12), 2225-2239.

- [13] Deck, R. T. y H. J. Simon. 1993. "Simple diffractive theory of enhanced backscattering." *J. Opt. Soc. Am. B*, **10** (6), 1000-1005.
- [14] Elson, J. M. 1995 "Multilayer coated optics: guide-wave coupling and scattering by means of the interfaces random roughness." *J. Opt. Soc. Am A* **12** (4), 729-742.
- [15] Fontana, E. y R. H. Pantell. 1988. "Characterization of multilayer rough surface by use of surface plasma spectroscopy." *Phys. Rev. B* **37** , 3164-3182.
- [16] García-Llamas, R. 1994. "Scattering of electromagnetic plane waves from rough periodic multilayer films". *J. Opt. Soc. Am. B*, **11** , 618-623.
- [17] García-Llamas, R. y L. E. Regalado. 1996b. "Transmitted scatted light from a thin-film with shallow random rough interfaces". *Appl. Opt*, **35** (28), 5595-5599.
- [18] García-Llamas, R. y L. E. Regalado. 1994. "Effects of rough interfaces in a multilayer stack". in *Optical Interference Coatings*, Florin Abelés, Ed. Proc. SPIE 2253 (2), 1298-1312.
- [19] García-Llamas, R. y L. E. Regalado. 1997. "Scattering of light from a multilayer system with shallow random rough interfaces". no publicado
- [20] Hornauer, D.L. "Light scattering experiments on silver films of different roughness using surface plasmon excitation". *Opt. Commun.* **16** , 76-79
- [21] Jackson, J. D. 1962. *Classical Electrodynamics* Wiley, New York.
- [22] Jordan, D. L. y F. Moreno. 1993. "Enhanced backscattering and cross depolarization multiscale surfaces." *J. Opt. Soc. Am. A*, **10**, 1131-1139.
- [23] Kretschmann, E. y E. Kröger. 1975. "Reflection and transmission of light by a rough surface, including results for surface-plasmon effects". *J. Opt. Soc. Am.* **65** (2), 150-154.
- [24] Knoll, W. "Optical characterization of organic thin films and interfaces with evanescent waves" *MRS bulletin*, july 1991, 29-39
- [25] Maradudin, A. A., A. R. McGurn y E. R. Méndez. 1995. "Surface plasmon polariton mechanism for enhanced backscattering of light from one-dimensional randomly rought metal surfaces." *J. Opt. Soc. Am. A* **12** (11), 2500-2506.
- [26] Márquez, C. 1997. " Estudio teórico del esparcimiento en películas delgadas con interfases rugosas: Método de perturbaciones" Reporte técnico, CIFUS.

[27] Maystre, D., M. Saillard y J. Inger. 1991. "Scattering by one- or two-randomly rough surfaces." *Waves Random Media* **3** , S143-S155.

[28] McGraw Hill encyclopedia of Physics. Parker, Sybil P. (editor), McGraw Hill book Company.

[29] McGurn, A. R. y A. A. Maradudin. 1989. "an analogue of enhanced backscattering in the transmission of light through a thin film with a randomly rough surface." *Opt. Commun.*, **72**, 289-285.

[30] Michel, T. R. 1994. "Resonant light scattering from weakly rough random surfaces and imperfect gratings." *J. Opt. Soc. Am. A*, **11** (6) 1874-1885.

[31] Ogura, H. y Wang, Z.L. 1996 "Surface-plasmon mode on a random rough metal surface: Enhanced backscattering and localization", *Phys. Rev. B* **53** , 10358-10370.

[32] Pak, K., L. Tsang, Ch.H.Chan y J. Johnson. 1995. "Backscattering enhancement of electromagnetic waves from two-dimensional perfectly conducting random rough surfaces based on Monte Carlo simulations", *J. Opt. Soc. Am A* **12** (11), 2491-2499.

[33] Palik, E. D., ed. 1991 *Handbook of optical constants of solids II* (Academic Press, San Diego Ca., USA).

[34] Petit, R., ed. 1980 *Electromagnetic Theory of Gratings* (Springer-Verlag, Berlin).

[35] Pockrand, I., 1975. "Coupling of Surface Plasma Oscillations in thin periodically corrugated silver films." *Opt. Commun.* **13** , 311-313.

[36] Powell, C.J., J.B. Swan. 1960: "Effect of oxidation on the characteristic loss spectra of aluminium and magnesium". *Phys. Rev.* **118**, 640-643.

[37] Raether, H., ed. 1988. *Surface Plasmons On Smooth And Rough Surfaces* , (Springer-Verlag, Berlin).

[38] Ritchie, R. H. 1957. "Plasma losses by fast electrons in thin films", *Phys. Rev.* **106**, 874-881.

[39] Rönnow, D. y Veszelej, E., 1994 "Design review of an instrument for spectroscopic total integrated light scattering measurements in the visible wavelength region". *Rev. Sci. Instrum.* **65** (2)327-334.

[40] Sánchez-Gil, J. A., A. A. Maradudin, J. Q. Lu. 1994. "Scattering of electromagnetic waves from a bounded medium with a random surface." Phys. Rev. B, **50**, 3164-3182.

[41] The optical encyclopedia & dictionary. Optical Publishing. 1979, 25th edition. Optical Spectra Magazine. TP516.067)

[42] Toigo, F., A. Marvin, V. Celli y N. R. Hill. 1977. "Optical properties of rough surfaces: General theory and the small roughness limit" Phys. Rev. B **15**, 5618.

[43] West, C. S. y K. A. O'Donnell. 1996. "Scattering by plasmon polaritons on a metal surface with a detuned roughness spectrum," Opt. Lett. **21** 1-3

[44] West, C. S. y K. A. O'Donnell. 1995. "Observations of backscattering enhancement from polaritons on a rough metal surface," J. Opt. Soc. Am. **12**, 390-397.