



INAOE

Análisis estructural de campos plasmónicos curvos y analogías con ondas evanescentes

Por:

MAYRA VARGAS MORALES

Tesis sometida como requisito parcial para
obtener el grado de

**DOCTORADO EN CIENCIAS EN LA
ESPECIALIDAD DE ÓPTICA**

en el

**Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y
Electrónica**

Diciembre 2019

Tonantzintla. Puebla

Supervisada por:

Dr. Gabriel Martínez Niconoff, INAOE

©INAOE 2019

Derechos Reservados

El autor otorga al INAOE el permiso de
reproducir y distribuir copias de esta tesis en su
totalidad o en partes mencionando la fuente.



Resumen

Se realiza un análisis de las propiedades estructurales de un plasmón superficial y se implementa un estudio de sus propiedades físicas a través del modelo Drude. Asimismo, se desarrolla una descripción de la estructura campo electromagnético a través de los parámetros plasmónicos de Stokes y se establece una analogía con ondas evanescentes.

Se presentan dos modelos de rejillas aleatorias para el acoplamiento plasmónico. Dicho tratamiento se extiende a la física de plasmones curvos de largo recorrido propagándose en un arreglo en tándem. Este último resultado, se relaciona con efectos de localización óptica.

Agradecimientos

- A CONACYT por el apoyo económico, el cual me permitió realizar mis estudios de doctorado
- A mi Director de tesis el Dr. Gabriel Martínez Niconoff por aportarme sus conocimientos, apoyo, ayuda y paciencia en el desarrollo de la investigación. Gracias por aceptar ser mi director y siempre estar en la mejor disposición para asesorarme y dirigir mi investigación. Agradezco también al Dr. Saúl Isaías de los Santos García y al Dr. Marco Antonio Torres Rodríguez por los valiosos comentarios y el apoyo para la preparación de mis exámenes doctorales.
- Quiero agradecer a Rogelio por contar con su apoyo incondicional en los mejores y en los peores momentos. Gracias por estar a mi lado y por aceptarme como soy. A mis padres Patita y Mamayanis, a mis hermanos Javier, Alma y Kevin por todo el amor y cariño que siempre me dan, los amo a los tres. A mi familia, amigos y compañeros por el cariño y apoyo de diversas ocasiones. Pero sobretodo te doy gracias a ti Leo por tu paciencia y porque eres lo más hermoso en mi vida, me llenas de felicidad y ternura en cada momento. Eres mi razón de lucha día con día.

- *Dedico esta tesis doctoral a todas las mujeres muertas y desaparecidas en mi país JUSTICIA PARA TODAS ELLAS.*

Índice General

Introducción	1
<i>Objetivo general.</i>	5
Capítulo 2.	7
Fundamentos de plasmones	7
2. FRECUENCIA DE PLASMA	7
2.1 CONDICIONES DE FRONTERA	8
2.2 PLASMONES DE SUPERFICIE.....	13
2.3 LONGITUD DE PROPAGACIÓN Y PROFUNDIDAD DE PENETRACIÓN.	17
2.4 ACOPLAMIENTO DE PLASMONES.	19
2.5 ACOPLAMIENTO POR REJILLA.	20
Capítulo 3.	22
Física de ondas evanescentes.....	22
3.1 REFLEXIÓN TOTAL INTERNA	22
3.2 TRAYECTORIA DE UNA ONDA INHOMOGÉNEA.	24
3.3 POLARIZACIÓN DE ONDAS PLASMÓNICAS Y ONDAS EVANESCENTES.	25
Capítulo 4.	31
Resonancia y plasmones superficiales en nanopartículas.	31
4.1 ANTECEDENTES	31
4.2 ECUACION DE MOVIMIENTO Y FRECUENCIA DE RESONANCIA DEL DE UN CUMULO DE NANOPARTICULAS.	33
4.3 DESCRIPCIÓN DEL INDICE DE REFRACCIÓN A TRAVÉS DEL MODELO DE DRUDE	35
Capítulo 5.	54
Efectos de localización en campos plasmónicos.	54
5.1 ANTECEDENTES DE LOCALIZACIÓN	54
5.2 DESCRIPCIÓN DEL RUIDO MULTIPLICATIVO COMO UN PROCESO TIPO CADENA DE MARKOV	57
5.2 DIFRACCION EMERGIENDO CON RUIDO MULTIPLICATIVO	59

Capítulo 6	66
Conclusiones.....	66
REFERENCIAS	68

Lista de figuras

Figura 1.1 Mural Maya del siglo IV d. C que exhibe pigmentos a base de nano partículas metálicas.....	2
Figura 1.2 Copa Lycurgus siglo IV d. C.....	3
Figura 1.3 Vidrieras a) catedral de Colonia, Alemania y b) Catedral de Chartres, Francia siglo XV	4
Figura 2.1 Red de iones atómicos inmersa en una nano partícula metálica.....	10
Figura 2.2 Redistribución de carga debidas a un campo eléctrico externo E.....	11
Figura 2.3 Polarización transversal magnética TM.....	13
Figura 2.4. Excitación de la densidad de carga electrónica en la superficie metálica (plasmón superficial), generada por una onda electromagnética y el campo eléctrico asociado que se propagan a lo largo de la interfase metal-dieléctrico.....	14
Figura 2.5 Curvas de relación de dispersión para luz en aire, luz en cualquier dieléctrico y SP en la interfaz entre un medio dieléctrico (ϵ_1) y un medio metálico (ϵ_2). Es importante notar que la curva SP no se cruza con la de la luz en aire. Por lo tanto, los SP no pueden ser excitados directamente por la luz que se propaga del aire a un medio metálico.....	17
Figura 2.6. Profundidad de penetración del campo evanescente en los medios dieléctricos y metálicos. Figura adaptada de Barnes et al.....	19
Figura 2.7 Configuración experimental para el acoplamiento de plasmones superficiales de a) Otto y de b) Kretschmann, L: láser y D: detector.....	20
Figura 2.8 Los SP pueden excitarse usando una rejilla de poca profundidad de ranuras o agujeros con una constante de red o periodo b , como muestra la Figura.....	21
Figura 3.1 Esquema de la onda refractada a medida que aumenta el ángulo de incidencia.....	22
Figura 3.2 Vector de propagación para reflexión total interna.....	23
Figura 3.3 Diferencia del campo eléctrico, debido a densidad superficial de carga.....	25
Figura 3.4 Vectores de propagación de dos campos plasmónicos a un ángulo θ y $-\theta$	26
Figura 3.5 Zona de traslape de dos plasmones superficiales.....	27
Figura 3.6 plano y-z.....	28

Figura 3.7 plano x-y.....	29
Figura 3.8 plano z-x.....	30
Figura 4.1 Modelo mecánico de un resorte sin masa.....	33
Figura 4.2 Analogía mecánica para la envolvente de un conjunto de partículas.....	34
Figura 4.3. Polarización de un cumulo de partículas aplicando un campo Eléctrico.....	36
Figura 4.4. Película metálica delgada depositada en un medio dieléctrico, con una matriz de agujeros aleatorios, se ilumina con un haz colimado.....	37
Figura 4.5. a) Campo eléctrico localizado para un plasmón partícula. b) Interacción entre dos plasmón partícula. c) esquema para describir la generación de un campo plasmónico en una matriz de nanopartículas.....	42
Figura 4.6.a) función de correlación entre dos conjuntos gaussianos de puntos donde una máscara fue rotada por un ángulo pequeño, (b) trayectorias de flujo de probabilidad entre dos puntos gaussianos de máscaras. Uno de ellos está escalado en aproximadamente un 95%, sin rotación, (d) igual que en (c), pero con una rotación de aproximadamente 5.....	45
Figura 4.7 Configuración experimental para generar trayectorias de correlación.....	46
Figura 4.8. Patrón Speckle generado con una superficie rugosidad iluminada con una onda plana.....	47
Figura 4.9 Superficie de metal enmascarada, la longitud de onda típica es IR.....	49
Figura 4.10. Arreglo en tándem para propagar el campo plasmónico, el ancho del metal es de 20-40 nm y la película dieléctrica es de 20-40 nm.....	50
Figura 5.1. A) Rejilla lineal con período d , b) tira inicial para generar el proceso, con $p=d/s$ donde s es un número entero, c) probabilidades de transición y d) muestra con un período con ruido.....	58
Figura 5.2. (a) Rejilla lineal con un proceso aleatorio y (b) rejilla lineal con proceso aleatorio doble.....	59
Figura 5.3. Difracción de Fraunhofer que emerge de una rejilla lineal con ruido multiplicativo, generando conectividad entre órdenes deterministas.....	60
<hr/>	
Figura 5.4. Producto entre dos rejillas aleatorias con la misma transmitancia para hacer evidente el pico de correlación. Este pico de correlación evoluciona hacia la transformada de Fourier tomando el valor promedio para un conjunto de transmitancias aleatorias....	62

Fig. 5.5. En la columna derecha mostramos el campo de difracción para tres planos de propagación diferentes, en la columna izquierda mostramos el producto entre el campo de difracción haciendo evidente el pico de correlación.....64

Introducción

La fotónica es la ciencia y a su vez la tecnología para generar, controlar y detectar fotones, los cuales son partículas de luz. Este término fue acuñado por el físico francés Pierre Aigrain en 1967 [1]. Dentro del marco de fenómenos de la fotónica, se encuentra la Plasmónica, que es el estudio de la interacción de la luz en interfaces metal-dieléctrico a escala nanométrica y se caracteriza por el confinamiento de campos electromagnéticos en volúmenes inferiores a la longitud de onda [2].

En la actualidad pareciera que este campo de estudio es algo que se ha descubierto recientemente por el número de exponencial de publicaciones que se tiene [3-4], pero en realidad el hombre lleva utilizando desde hace muchísimo tiempo. Ejemplo de ello lo tenemos en nuestro país, en el siglo IV DC los mayas utilizaban pinturas en las que el color se debía a la presencia de nano partículas metálicas con diferentes componentes como por ejemplo la paligorskita y el índigo [5] Fig. (1.1).



Figura 1.1 Mural Maya del siglo IV d. C que exhibe pigmentos a base de nanopartículas metálicas

Otro famoso ejemplo se exhibe en el Museo Británico de Londres Fig. (1.2) la copa de Lycurgus (que data del mismo siglo IV DC) [6].

Si esta copa es iluminada desde afuera con una fuente de luz blanca, las partículas de oro más grandes incrustadas en la misma, dispersan predominantemente el verde haciéndola ver de ese mismo color. Sin embargo, cuando se ilumina desde adentro las partículas más pequeñas absorben el verde y el azul, logrando de esta manera observarla de color rojo.



Figura 1.2 Copa Lycurgus siglo IV d. C

Sin embargo fue entre los siglos XIII y XV cuando hubo un auge en el uso de partículas metálicas para dar coloración a los vitrales en las catedrales europeas Fig. (1.3). Todo este trabajo era empírico y artesanal [7], ya que fue hasta 1904 cuando Maxwell Garnett describió utilizando la teoría de Paul Drude [8] colores brillantes observados en vidrios dopados con sales de metales [9]. Poco después en 1908 Gustav Mie [10] resuelve de manera exacta las ecuaciones de Maxwell para partículas esféricas homogéneas de tamaño arbitrario, lo que le permitió desarrollar su teoría de dispersión de luz que hoy en día se sigue utilizando en el campo de la nanotecnología.



Figura 1.3 Vidrieras a) catedral de Colonia, Alemania y b) Catedral de Chartres, Francia siglo XV.

En 1957, Rufus Ritchie propone por primera vez el concepto de *Plasmones de Superficie SP* en el contexto de las pérdidas de energía de electrones en películas delgadas [11], lo que demuestra que modos de oscilación pueden existir cerca de la superficie de los metales. Sin embargo, el mayor avance en el estudio de los SP y su verificación experimental se realizó en 1968 cuando Andreas Otto [12], Erich Kretschmann y Heinz Raether [13], presentaron una metodología sencilla para la excitación óptica de los SP en películas metálicas. Permitiendo obtener una relación de dispersión que describe perfectamente el comportamiento de estas oscilaciones. Todos estos estudios se realizaron con polarización Transversal Magnética TM o también denominada polarización P, esto es debido a que la componente del campo eléctrico perpendicular a la interfaz de interacción, genera un empuje sobre los electrones de la superficie, donde se considera que el metal tiene una respuesta dieléctrica tipo Drude [8].

Los plasmones se pueden presentar en el volumen del material nombrados *Plasmones de Volumen BP* (por sus siglas en inglés Bulk Plasmons) o en la superficie llamados plasmones polaritones de superficie SPP, nombre heredado del tipo de excitación que es la luz, teniendo como característica principal el confinamiento de

su perfil, es decir la oscilación debe decaer exponencialmente con el aumento de la distancia. El estudio sobre SPs ha llevado al desarrollo de diversas aplicaciones como la microscopia de efecto túnel [14], los circuitos plasmónicos [15], transmisión extraordinaria de la luz [16], Metamateriales y Cristales fotónicos[17], crecimiento de nanopartículas [18], sensores moleculares [19-20], mejoras en la eficiencia fotovoltaica etc. [21].

Otras formas de acoplamiento que no requieren la configuración de Otto, Kretschmann, se basan en la rugosidad de la superficie metálica. Donde el acoplamiento depende de los parámetros de rugosidad de la superficie [22-23] y la aleatoriedad de su construcción (propiedades estadísticas), que precisamente es el caso de estudio de este trabajo de tesis.

Objetivo general.

El objetivo de la tesis es el diseño y la descripción teórica de rejillas con diferentes geometrías para acoplamiento de plasmones de superficie, mostrando que diferentes efectos pueden hacerse evidentes a través de la implementación de dichas rejillas tales como trayectorias de correlación constante, efectos de localización en estructuras tándem.

Hasta donde sabemos, no existe referencia alguna que estudie metódicamente la manera en que la geometría y aleatoriedad de una rejilla impacta en la excitación de un campo plasmónico. En este trabajo se plantea averiguar la influencia de ruido multiplicativo en dichas estructuras aprovechando el carácter evanescente de los plasmones de superficie en una escala nanométrica. Además de lograr una contribución y ampliación significativa en la determinación de los parámetros

ópticos más relevantes como por ejemplo el índice de refracción del sistema o la transferencia de energía.

La organización de esta tesis se conforma de la siguiente manera: Introducción al estado del arte de los plasmones de superficie. En el capítulo II se presentan los fundamentos teóricos de plasmones que tiene que ver con las propiedades básicas para su estudio. En el capítulo III se describe el análisis estructural de campos plasmónicos y se establece una analogía con ondas evanescentes, para el capítulo IV se presentan características de la resonancia en nanopartículas así como un análisis para la generación del plasmón partícula, en el capítulo V se proporciona un estudio de los campos ópticos correlacionados y su difracción en las regiones de Fresnel y Fraunhofer finalmente en el capítulo VI se enuncian las conclusiones y el trabajo a futuro derivado de esta investigación.

Capítulo 2.

Fundamentos de plasmones

2. FRECUENCIA DE PLASMA

La interacción de materia y luz desencadena un gran interés en diferentes fenómenos físicos más aun debido a que la luz es una onda electromagnética que permite describir las propiedades ópticas de nanopartículas metálicas es decir que involucran una permitividad dieléctrica compleja a través de las ecuaciones de maxwell

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.4),$$

donde ρ es la densidad de carga encerrada por una superficie, \mathbf{E} es el campo eléctrico, \mathbf{B} es el flujo de densidad electromagnética y \mathbf{J} es la densidad de corriente.

ϵ_0 y μ_0 son la permitividad eléctrica y la permeabilidad magnética en el vacío, respectivamente. Para realizar una descripción extendida de los campos vectoriales arriba mencionados cuando interactúan con un medio macroscópico lineal, se utilizan las relaciones constitutivas que conectan \mathbf{D} y \mathbf{J} con \mathbf{E} , y \mathbf{H} con \mathbf{B} .

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (2.5),$$

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (2.6),$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (2.7),$$

donde σ es la conductividad específica, ϵ se conoce como la función dieléctrica (o permitividad) y μ se llama la permeabilidad magnética. Materiales con $\sigma \neq 0$ se llaman conductores, mientras que para materiales con $\sigma = 0$ ó despreciablemente pequeña se llaman aislantes ó dieléctricos como por ejemplo el aire. Además sus propiedades eléctricas y magnéticas son completamente determinadas por ϵ y μ .

2.1 CONDICIONES DE FRONTERA

En óptica es de utilidad el estudio de las condiciones que cumplen las componentes normal o tangencial de los campos eléctrico E y magnético H en la frontera de separación entre dos medios materiales homogéneos. Debido a que es común que las propiedades del material ϵ y μ cambien de manera abrupta en una o más interfaces.

Las cuatro condiciones de frontera en una interfaz son

$$\hat{n} \cdot (B_1^\perp - B_2^\perp) = 0 \quad (2.8),$$

$$\hat{n} \cdot (D_1^\perp - D_2^\perp) = \rho_s \quad (2.9),$$

$$\hat{n} \times (E_1^\parallel - E_2^\parallel) = 0 \quad (2.10),$$

$$\hat{n} \times (H_1^\parallel - H_2^\parallel) = J_s. \quad (2.11),$$

La derivación de estas ecuaciones es un procedimiento estándar que se encuentra a partir de las ecuaciones de Maxwell ecs. (2.1-2.4) [24-26]. El procedimiento consiste en aplicar las ecuaciones de Maxwell en forma integral a volúmenes o áreas que crucen por los dos materiales que forman la interfaz. Estas condiciones dicen que si existe una discontinuidad en ϵ también la hay en E , y que si existe una discontinuidad en μ entonces también existe una en B .

Además de proporcionar información física útil para conocer el comportamiento cualitativo de los campos cuando hay un cambio de medio físico, la deducción de las condiciones también sirven para hacer razonamientos en torno a los conceptos de circulación y flujo de los campos E y B .

Las ecuaciones (2.5-2.11) son útiles para resolver las ecuaciones de Maxwell en diferentes regiones y así conectar las soluciones para obtener los campos a través de todo el espacio. La densidad de carga ρ_s y la densidad de corriente J_s de la superficie, generalmente se eligen como cero en la teoría de la óptica, bajo estas condiciones, las componentes normales de B y D son continuas, y las componentes tangenciales de E y H también lo son.

En este capítulo solo trataremos con medios no magnéticos, por lo que se puede limitar la descripción a través del vector de desplazamiento eléctrico

$$D = \epsilon_0 E + P \tag{2.12}$$

donde P describe el momento dipolar eléctrico por unidad de volumen dentro de un material.

Una nanopartícula metálica se puede modelar a través de una red con núcleos atómicos más los electrones de conducción Fig. (2.1) que se mueven como un gas de una manera prácticamente libre pero confinada en la geometría de la partícula esto es lo que se conoce como un gas de electrones libres.

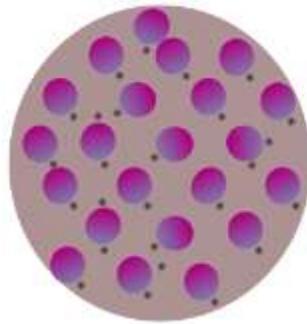


Figura 2.1 Red de iones atómicos inmersa en una nano partícula metálica.

Si este sistema se ilumina con un campo electromagnético éste actúa directamente sobre los electrones desplazándolos en dirección contraria al campo eléctrico Fig.(2.2) pero al estar confinados en la partícula aparece una redistribución de carga que a su vez genera un campo eléctrico restaurador que tendería a llevar a los electrones a su posición de equilibrio.

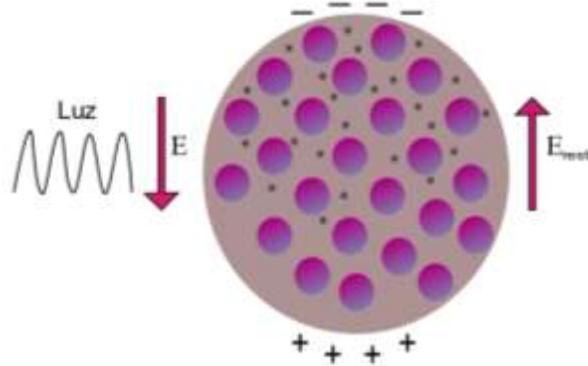


Figura 2.2 Redistribución de carga debidas a un campo eléctrico externo E.

Esto es análogo al modelo clásico de un oscilador armónico en el cual aparece una fuerza restauradora que hace oscilar con una frecuencia característica, este análisis tiene la posibilidad de modelarse a través de la ecuación

$$m \frac{d^2 \vec{x}}{dt^2} + m\gamma \frac{d\vec{x}}{dt} + \omega_0^2 \vec{x} = -eE \quad (2.13)$$

este sistema de gas de electrones libres se puede caracterizar por la frecuencia de colisiones $\gamma = 1/\tau$ o bien por su recíproco τ que es el tiempo de relajación de gas de electrones (típicamente 10^{-14}s) [27]. Si se supone iluminación monocromática de la forma

$$E(t) = E_0 \exp\{-i\omega t\} \quad (2.14)$$

es de esperar que el movimiento de los electrones sea también armónico

$$x(t) = x_0 \exp\{-i\omega t\}, \quad (2.15)$$

al sustituir en la ec.(2.13) se obtiene como es la posición de los portadores de carga en función de la frecuencia de iluminación

$$x(t) = \frac{e/m}{\omega^2 + i\omega\gamma} E \quad (2.16).$$

En suma el efecto generado por el desplazamiento de los electrones es que el material se polariza

$$P = -nex \quad (2.17)$$

esta expresión muestra que la polarización es proporcional al desplazamiento x , donde n es la densidad de electrones de conducción y e es la carga del electron de manera que sustituyendo ec.(2.16) en ec.(2.17) se tiene

$$P = -\frac{ne^2/m}{\omega^2+i\omega\gamma} E \quad (2.18)$$

este coeficiente que acompaña al campo eléctrico se conoce como la susceptibilidad eléctrica y utilizando las ecs. (2.12) y (2.18) se puede relacionar que

$$D = \varepsilon_0 \left(1 + \frac{ne^2/m}{\varepsilon_0(\omega^2+i\omega\gamma)} \right) E \quad (2.19)$$

este resultado permite enunciar una relación para la permitividad eléctrica del material en función de la frecuencia de iluminación,

$$\varepsilon(\omega) = \left(1 + \frac{ne^2/m}{\varepsilon_0(\omega^2+i\omega\gamma)} \right) \quad (2.20)$$

donde nótanos que el termino

$$\omega_p = \frac{ne^2}{\varepsilon_0 m} \quad (2.21)$$

es conocido como la *frecuencia de plasma*. Hasta ahora se ha descrito oscilaciones colectivas de electrones debido a la radiación electromagnética dentro del volumen de un sistema que corresponde al concepto de *plasmones de Volumen* [28]. A través de la relación de dispersión ω_p .

2.2 PLASMONES DE SUPERFICIE.

Corresponde ahora describir las propiedades físicas de la luz que incide o interacciona en la superficie de dos materiales semi-infinitos con diferentes constantes dieléctricas ϵ_1 , ϵ_2 que generan el acoplamiento de un modo electromagnético. El acoplamiento y el tipo de excitación dependen de las propiedades ópticas de ambos medios y de la polarización de la luz Fig.2.3.

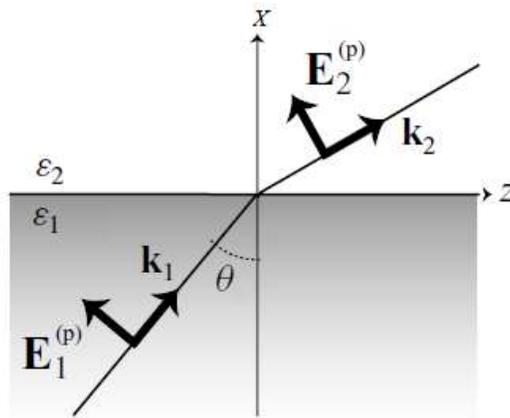


Figura 2.3 Polarización transversal magnética TM.

Específicamente la generación de esta oscilación de cargas débilmente ligadas en la superficie de un material (estructura dieléctrico ϵ_1 - metal ϵ_2) a través de la luz, tiene como característica mantener confinado su perfil en la superficie, es decir la oscilación debe decaer exponencialmente con el aumento de la distancia. Esto se denomina como *Polaritón plasmón de superficie* puesto que debe considerarse polarización transversal magnética TM Fig. 2.4, sin cambio en lo subsecuente se nombrara *Plasmon de superficie SP* (por sus siglas en inglés Surface Plasmon). De lo contrario usando polarización transversal eléctrica TE no se podría observar este fenómeno.

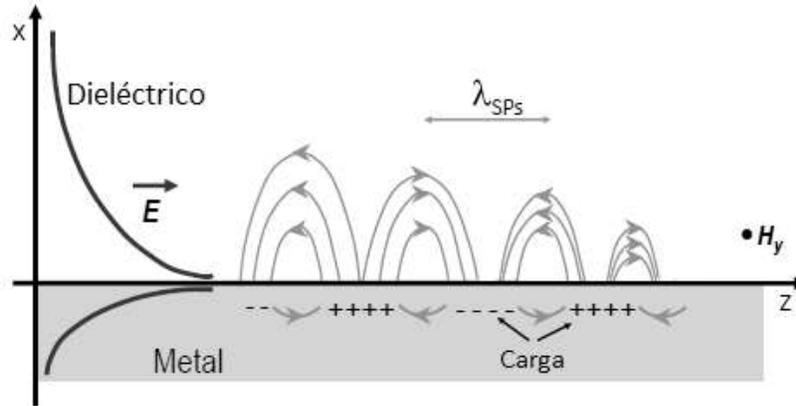


Figura 2.4. Excitación de la densidad de carga electrónica en la superficie metálica (plasmón superficial), generada por una onda electromagnética y el campo eléctrico asociado que se propagan a lo largo de la interfase metal-dieléctrico.

Así es la expresión para el campo eléctrico en cualquiera de los medios $j = ,1,2$

$$E_j = \begin{pmatrix} E_{jx} \\ 0 \\ E_{jz} \end{pmatrix} \exp\{i[k_{jx}x + k_{jz}z - \omega t]\} \quad (2.22)$$

y para el campo magnético

$$H_j = \begin{pmatrix} 0 \\ H_{jy} \\ 0 \end{pmatrix} \exp\{i[k_{jx}x + k_{jz}z - \omega t]\} \quad (2.23)$$

Aplicando las condiciones de frontera (condición tangencial ecs.(2.8-2.11)) a las expresiones anteriores se obtiene que la componente del vector de onda se conserva

$$k_{jz} = k_z$$

de ahí

$$k_{jx}^2 + k_z^2 = \epsilon_j k^2 \quad (2.24)$$

donde $k = 2\pi/\lambda$, y λ es la longitud de onda en el vacío. Considerando que los vectores de desplazamiento no tienen fuentes, es decir $\nabla \cdot D = 0$ y sustituyendo la expresión del campo eléctrico para cualquiera de los dos medios $j = 1,2$ se obtiene

$$k_z E_{jz} + k_{jx} E_{jx} = 0 \quad (2.25)$$

por lo que se puede escribir la ec.(2.22) en la forma

$$E_j = E_{jx} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -k_{jx}/k_z \end{pmatrix} \exp\{i[k_{jx}x + k_z z - \omega t]\} \quad (2.26)$$

recordando la condición de frontera para las componentes paralelas a la superficie del campo eléctrico se tiene que

$$E_{1z} - E_{2z} = 0 \quad (2.27)$$

son continuas en la vecindad de $x = 0$, así como también $\mathbf{n} \cdot (D_1 - D_2) = \rho_s$ para este caso específico se tiene

$$\varepsilon_1 E_{1x} + \varepsilon_2 E_{2x} = 0 \quad (2.28)$$

Las ecuaciones (2.25), (2.27) y (2.28) constituyen un sistema homogéneo de cuatro ecuaciones. Por lo tanto la solución no trivial se obtiene solo si el determinante de los coeficientes se anula. Esto ocurre para

$$\varepsilon_1 k_{2x} + \varepsilon_2 k_{1x} = 0 \quad (2.29)$$

Combinando las ecs.(2.24) con la expresión anterior se llega a la relación de dispersión, es decir se establece una relación entre el vector de onda a lo largo de la dirección de propagación (eje z paralelo a la interface) y la frecuencia angular ω

$$k_z^2 = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} k^2 = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \frac{\omega^2}{c^2} \quad (2.30)$$

luego para la componente normal del vector de onda se obtiene

$$k_{jx}^2 = \frac{\varepsilon_j^2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} k^2 \quad (2.31).$$

A partir de las expresiones ecs.(2.30) y (2.31), se pueden discutir las condiciones que se deben cumplir para que exista un modo en la interface. Por sencillez se asume que las partes imaginarias de las funciones dieléctricas son pequeñas comparadas con las partes reales, para poder despreciarlas. Como el interés está centrado en ondas que se propagan a lo largo de la interfase, se requiere que sea real, entonces en la ec.(2.30) tanto el producto como la suma de las funciones dieléctricas deben ser ambas positivas o negativas. Además se necesita que las componentes normales del vector de onda sean puramente imaginarias en ambos medios, para dar lugar a las soluciones que decaen exponencialmente, lo cual se puede conseguir sólo si la suma del denominador de la ec.(2.31) es negativa. De esto se concluye que las condiciones para que exista un modo en la interfase son:

$$\varepsilon_1(\omega) \cdot \varepsilon_2(\omega) < 0 \quad (2.32)$$

$$\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2(\omega) < 0 \quad (2.33).$$

Lo cual significa que una de las funciones dieléctricas debe ser negativa con un valor absoluto mayor que el de la otra. En el caso de algunos metales nobles como el oro y la plata, tienen una parte real negativa grande y una parte imaginaria pequeña en la función dieléctrica. Por lo tanto, se demuestra que existen modos localizados en una interfase metal-dieléctrico.

Para introducir las pérdidas asociadas al scattering de los electrones, se considera que la función dieléctrica del metal es compleja. Por lo tanto el número de onda también es un complejo,

$$k_z = k'_z + ik''_z \quad (2.34)$$

donde la parte real (k_z') determina la longitud de onda de los polaritones plasmones superficiales, mientras que la parte imaginaria (k_z'') está relacionada con el amortiguamiento de los mismos a medida que se propagan a lo largo de la interfase. Las partes real e imaginaria de k_z , se pueden determinar a partir de la ec.(2.30) suponiendo que la parte imaginaria ϵ_1 de es mucho menor que su parte real

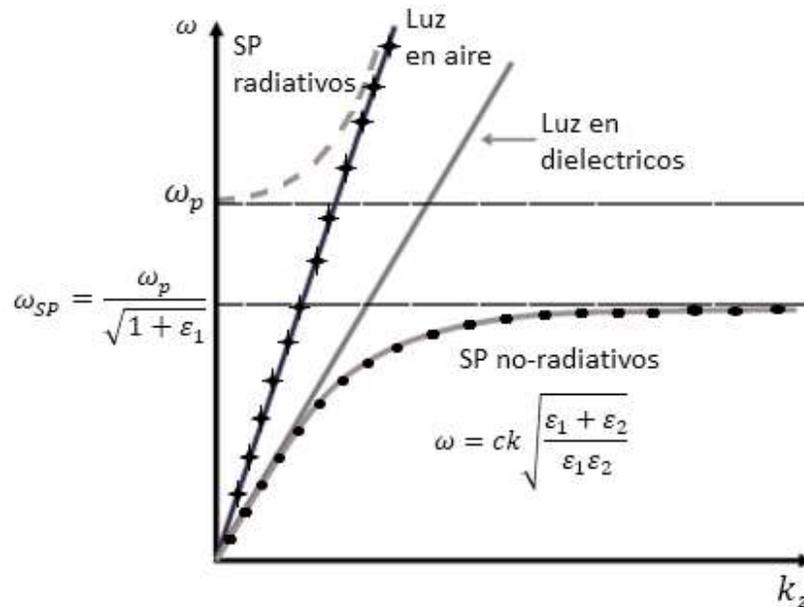


Figura 2.5 Curvas de relación de dispersión para luz en aire, luz en cualquier dieléctrico y SP en la interfaz entre un medio dieléctrico (ϵ_1) y un medio metálico (ϵ_2). Es importante notar que la curva SP no se cruza con la de la luz en aire. Por lo tanto, los SP no pueden ser excitados directamente por la luz que se propaga del aire a un medio metálico

2.3 LONGITUD DE PROPAGACIÓN Y PROFUNDIDAD DE PENETRACIÓN.

Los SP se propagan con alta atenuación en las regiones del espectro visible e infrarrojo cercano debido a la alta pérdida en el metal (efecto Joule). Dado que la distribución del campo electromagnético no es simétrica con respecto a la interfaz, principalmente el campo se concentra en el dieléctrico. Los SP pueden propagarse alrededor de unos pocos micrómetros a una longitud de onda visible y hasta 100 μm

en el infrarrojo cercano. La longitud de propagación de los SP a lo largo de la interfaz dieléctrico / metal está dada por la siguiente expresión

$$L_{SP} = \frac{1}{2\text{Im}(k_{SP})} \quad (2.35)$$

donde $\text{Im}(k_{SP})$ representa la parte imaginaria del vector de onda de los SP.

La profundidad de penetración o la longitud de descomposición explican la sensibilidad en la interfaz del campo evanescente. Solo los cambios de las propiedades dieléctricas en la vecindad de la interfaz entre el dieléctrico y el metal afectarán el campo evanescente y se observarán. La desintegración en el metal es mucho más corta que en el dieléctrico, como se muestra en la figura 2.6, que depende de la longitud de onda de resonancia. La profundidad de penetración en el medio dieléctrico es del orden de media longitud de onda, mientras que en el metal es de unas pocas decenas de nanómetros y es comparable a la profundidad de la piel. La profundidad de penetración se puede calcular desde [29-30]:

Para el medio 1 (medio dieléctrico)

$$\delta_{SP1} = \delta_d = \frac{1}{k_{z1}} = \frac{c}{\omega} \sqrt{\frac{\epsilon_1 + \text{Re}(\epsilon_2)}{\epsilon_1^2}} \quad (2.36)$$

Para el medio 2 (medio metálico)

$$\delta_{SP2} = \delta_d = \frac{1}{k_{z2}} = \frac{c}{\omega} \sqrt{\frac{\epsilon_1 + \text{Re}(\epsilon_2)}{[\text{Re}(\epsilon_2)]^2}} \quad (2.37)$$

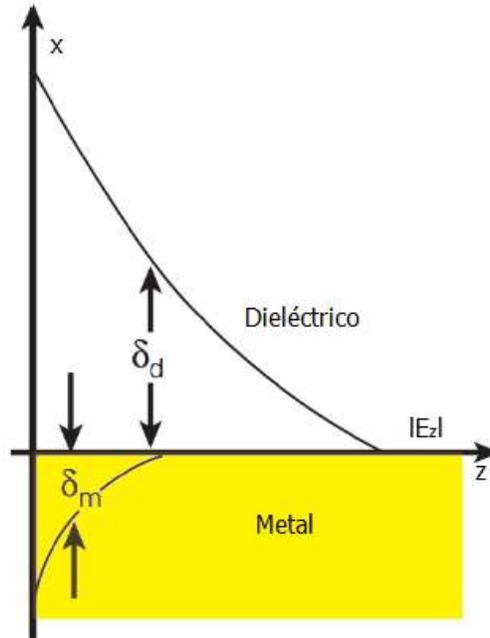


Figura 2.6. Profundidad de penetración del campo evanescente en los medios dieléctricos y metálicos. Figura adaptada de Barnes et al.

2.4 ACOPLAMIENTO DE PLASMONES.

El mecanismo de acoplamiento de un plasmón de superficie consiste en un haz de luz que cae a través de un prisma cuya base está cubierta con una película metálica (configuración de Kretschmann Fig. 2.7b, esta configuración experimenta un efecto de reflexión total interna es decir el coeficiente de reflexión es la unidad [26]. Sin embargo, dicho sistema contiene una característica oculta a ángulos mayores que el ángulo de reflexión total interna se observa un fuerte aumento en la intensidad del campo en la interfaz del metal y se produce un mínimo agudo del coeficiente de reflexión lo que nos indica que la condición de momento $k_z = k \text{ sen}\theta$ se ha cumplido y se ha generado un SP, existe una configuración similar nombrada configuración de Otto Fig 2.7a y funciona básicamente bajo el mismo principio [2].

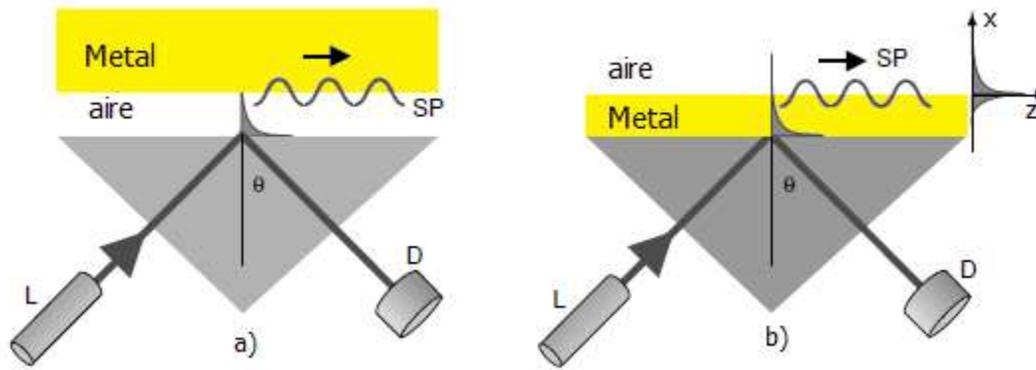


Figura 2.7 Configuración experimental para el acoplamiento de plasmones superficiales de a) Otto y de b) Kretschmann, L: láser y D: detector.

Un aspecto importante en ambas configuraciones es que un mínimo cambio en la posición es extremadamente sensible a las propiedades del material utilizado y por ende la generación de los SPs. Debido a este hecho nace la intención por desarrollar otras formas de acoplamiento de la luz en diversos materiales, y esa es una de las motivaciones de esta tesis en desarrollar configuraciones más estables para los SPs además aprovechar la estructura y la geometría de un material. A continuación se describe el modelo de acoplamiento de los SPs a través de rejillas de difracción.

2.5 ACOPLAMIENTO POR REJILLA.

El desajuste de la componente de momento $k_z = k \text{ sen}\theta$ y el vector de onda k_{SP} del SP puede superar al modelar la superficie del metal con una rejilla superficial de ranuras o agujeros con constante red a .

Los SP pueden excitarse si el vector de onda de los órdenes difractados a lo largo de la interfaz es igual al de los SP, de acuerdo con la condición de acoplamiento [2]

$$k_{SP} = nk \text{ sen}\theta + K_{rejilla} = nk \text{ sen}\theta \pm mG \quad (2.38)$$

donde $G=2\pi/a$ es el vector de la red recíproca de la rejilla, y $m = (1,2,3 \dots)$ y a es la constante de red

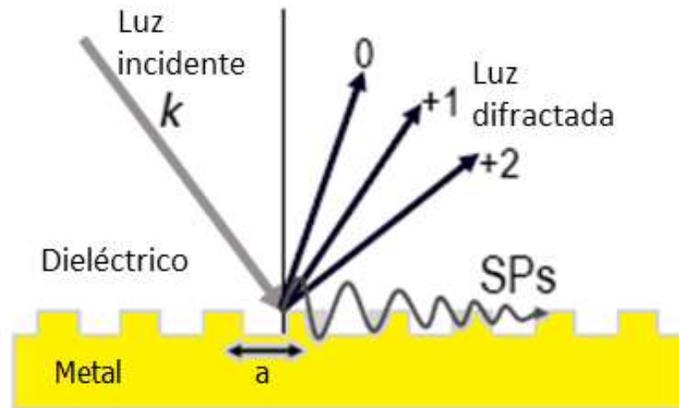


Fig. 2.8 Los SP pueden excitarse usando una rejilla de poca profundidad de ranuras o agujeros con una constante de red o periodo b , como muestra la Figura.

Este tipo de configuraciones son realmente útiles debido a que permiten un tratamiento sencillo y generalmente más estable para el acoplamiento de un SP. Por ejemplo, Park et al. [31] han demostrado el acoplamiento de SPP utilizando una rejilla dieléctrica de una profundidad de unos pocos nanómetros con una eficiencia de aproximadamente el 50%. Al diseñar la forma de la rejilla, se puede influir en la dirección de propagación de los SPP e incluso se puede lograr el enfoque o localización de estas estructuras, lo cual ha sido evidenciado en [32] utilizando el emparejamiento de fase no colonial. Otros aspectos importantes sobre la estructura de los SPs pueden obtenerse a través de las trayectorias que sigue el campo eléctrico en la interfaz metal-dieléctrico ya que esto está íntimamente relacionado a la manipulación de los SPs en dispositivos específicos como guía de ondas, metamateriales o cristales fotónicos.

Capítulo 3.

Física de ondas evanescentes.

La reflexión total interna es un tema importante cuando se habla de propagación debido a que se infiere que la onda transmitida es cero. Si se asume que no existe onda transmitida, no hay forma en que se pueda cumplir con las condiciones de frontera ecs.(2.8-2.11) y la onda transmitida en este esquema es llamada onda evanescente

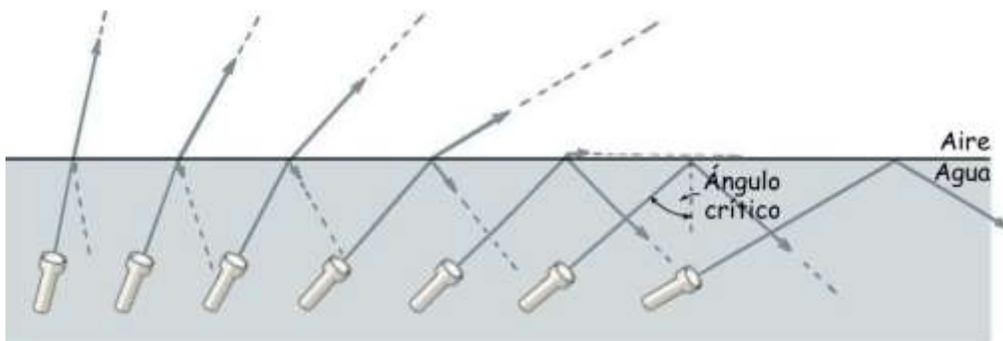


Fig. 3.1 Esquema de la onda refractada a medida que aumenta el ángulo de incidencia.

3.1 REFLEXIÓN TOTAL INTERNA.

La mayoría de la literatura científica abordan el problema de reflexión total interna y ondas evanescentes desde los coeficientes de Fresnel considerándolos cantidades

complejas. No obstante se puede realizar un análisis de la onda transmitida en el proceso de reflexión total interna a través de la función de para el campo eléctrico transmitido [26]

$$\mathbf{E}_t = E_{ot} \exp\{i\mathbf{k}_t \cdot \vec{r}\}. \quad (3.1)$$

El vector de onda k_t de la onda evanescente tiene componentes x e y :

$$\mathbf{k}_t \cdot \vec{r} = k_{tx}x + k_{ty}y \quad (3.2)$$

paralelo a la superficie: $k_{tx} = k \sin(\theta_t)$, y perpendicular a esta $k_{ty} = k \cos(\theta_t)$

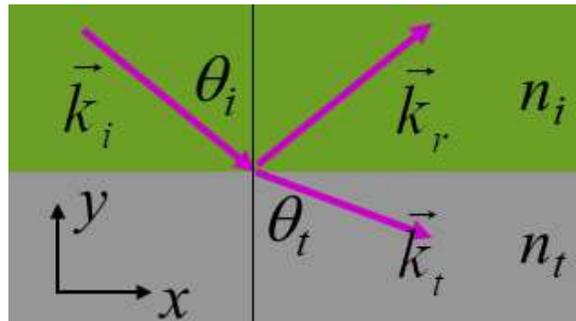


Fig. 3.2 Vector de propagación para reflexión total interna.

Usando la ley de Snell

$$\sin(\theta_t) = (n_i / n_t) \sin(\theta_i), \quad (3.3)$$

se tiene que k_{ty} sentido si

$$\cos(\theta_t) = [1 - \sin^2(\theta_t)]^{1/2} = [1 - (n_i / n_t)^2 \sin^2(\theta_i)]^{1/2} = \pm i\beta \quad (3.4)$$

despreciando la solución $-i\beta$ debido a que no tiene sentido físico y sustituyendo en la ec.(3.1) obtenemos

$$E_t(x, y, t) = E_0 \exp[-k\beta y] \exp i [k (n_i / n_t) \sin(\theta_i) x] \quad (3.5)$$

que es la expresión para la onda evanescente que decae exponencialmente en la dirección transversal.

3.2 TRAYECTORIA DE UNA ONDA INHOMOGENEA.

Esta tesis se muestra que existe una analogía a través de la estructura funcional del campo de un plasmón de superficie y una onda evanescente

$$E_p = (\hat{a} + \hat{k}b) \exp\{-ax\} \exp\{i\beta z\} \quad (3.6)$$

$$E_e = (\hat{a} + \hat{k}b) \exp\{-ax\} \exp\{ik_z z\} \quad (3.7)$$

La propuesta consiste en analizar la condición de frontera ecs.(.) descritas en la sección previa para los campos de desplazamiento en ambas interfaces es decir

$$\hat{n} \cdot (D_1^\perp - D_2^\perp) = \sigma_s \quad (3.8)$$

$$\varepsilon_1 E_{1n} - \varepsilon_2 E_{2n} = \sigma_s \quad (3.9)$$

analizando el termino para componente normal del campo eléctrico en el metal obtenemos

$$E_{2n} = \frac{\varepsilon_1 E_{1n}}{\varepsilon_2} \quad (3.10)$$

$$E_{2n} = \frac{\varepsilon_1 E_{1n}}{\varepsilon_2} - \frac{\sigma_s}{\varepsilon_2} \quad (3.11)$$

Podría decirse de las ecuaciones anteriores, que las velocidades de cada uno de los campos a lo largo de la interfaz difieren, sin embargo se debe garantizar el cumplimiento de la condición de frontera por lo que se genera una distribución de carga en el material ver Fig. (3.3).

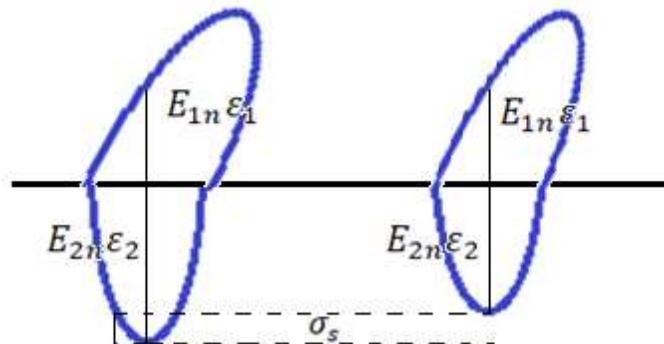


Fig. 3.3 Diferencia del campo eléctrico, debido a densidad superficial de carga.

Esto aunado también al tiempo de respuesta de un dieléctrico al campo, comparándolo con la respuesta de un metal es del orden de

3.3 POLARIZACIÓN DE ONDAS PLASMÓNICAS Y ONDAS EVANESCENTES.

Un plasmon tiene una representación vectorial y una propiedad estructural que es la trayectoria que sigue el campo eléctrico. A este estudio se le conoce como polarización. Dicho modelo siempre utiliza para ondas planas y en este contexto una representación útil han sido los parámetros de Stokes que implican conservación de energía, redistribución de fase etc.

Este modelo se puede trasladar al campo plasmónico a pesar de que son ondas no-homogéneas dicha analogía se establece describiendo el campo eléctrico por planos.

Sin en cambio el punto de partida es la interferencia de dos campos plasmonicos como se ilustra en la Fig.3.4.

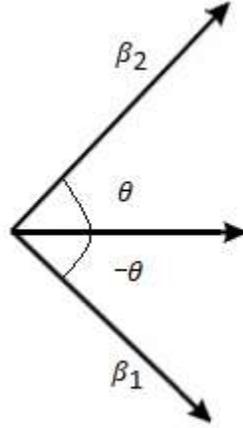


Fig. 3.4 Vectores de propagación de dos campos plasmónicos a un ángulo θ y $-\theta$

La expresiones para cada uno de los plasmones están dadas por:

$$E_1 = A \left(\hat{i} + \hat{j} \frac{i\alpha}{\beta} \text{sen}\theta + \hat{k} \frac{i\alpha}{\beta} \text{cos}\theta \right) \exp\{-ax\} \exp\{i\beta(z\text{cos}\theta + y\text{sen}\theta)\} \quad (3.12)$$

$$E_2 = A \left(\hat{i} - \hat{j} \frac{i\alpha}{\beta} \text{sen}\theta + \hat{k} \frac{i\alpha}{\beta} \text{cos}\theta \right) \exp\{-ax\} \exp\{i\beta(z\text{cos}\theta - y\text{sen}\theta)\} \quad (3.13)$$

como es sabido $\beta = a + ib$ es una cantidad compleja, por lo que las expresiones anteriores se verán modificadas por el termino

$$\frac{1}{\beta} = \frac{1}{a+ib} = \frac{a-ib}{a^2+b^2} = \frac{\text{Re}\beta - i\text{Im}\beta}{|\beta|^2} = \frac{\beta_{\mathbb{R}}}{|\beta|^2} - \frac{i\beta_{\mathbb{C}}}{|\beta|^2} \quad (3.14)$$

sustituyendo en la ec. (3.12)

$$E_1 = A \left[\hat{i} + \hat{j} \alpha \left(\frac{i\beta_{\mathbb{R}}}{|\beta|^2} + \frac{\beta_{\mathbb{C}}}{|\beta|^2} \right) \text{sen}\theta + \hat{k} \alpha \left(\frac{i\beta_{\mathbb{R}}}{|\beta|^2} + \frac{\beta_{\mathbb{C}}}{|\beta|^2} \right) \text{cos}\theta \right] \exp\{-ax\} \exp\{-\beta_{\mathbb{C}}(z\text{cos}\theta + y\text{sen}\theta)\} \exp\{i\beta_{\mathbb{R}}(z\text{cos}\theta + y\text{sen}\theta)\} \quad (3.15)$$

donde ahora se ha renombrado $v = \frac{\alpha\beta_{\mathbb{R}}}{|\beta|^2}$, $\nu = \frac{\alpha\beta_{\mathbb{C}}}{|\beta|^2}$, rescribiendo la ec. () se tiene

$$E_1 = A[\hat{i} + (\hat{j}\text{sen}\theta + \hat{k}\text{cos}\theta)(v + iv)]\exp\{-\alpha x\}\exp\{-\beta_{\mathbb{C}}(z\text{cos}\theta + y\text{sen}\theta)\}\exp\{i\beta_{\mathbb{R}}(z\text{cos}\theta + y\text{sen}\theta)\} \quad (3.16)$$

de manera análoga se obtiene la expresión para E_2

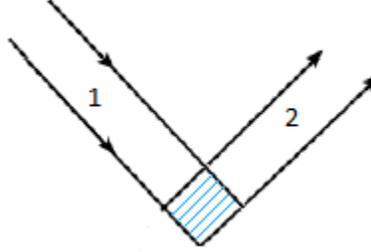


Fig. 3.5 Zona de traslape de dos plasmones superficiales

$$E_{1+2} = A[\hat{i} + (\hat{j}\text{sen}\theta + \hat{k}\text{cos}\theta)(v + iv)]\exp\{-\alpha x\}\exp\{-\beta_{\mathbb{C}}(z\text{cos}\theta + y\text{sen}\theta)\}\exp\{i\beta_{\mathbb{R}}(z\text{cos}\theta + y\text{sen}\theta)\} \\ + A[\hat{i} + (-\hat{j}\text{sen}\theta + \hat{k}\text{cos}\theta)(v + iv)]\exp\{-\alpha x\}\exp\{-\beta_{\mathbb{C}}(z\text{cos}\theta - y\text{sen}\theta)\}\exp\{i\beta_{\mathbb{R}}(z\text{cos}\theta - y\text{sen}\theta)\}. \quad (3.17)$$

Realizando la suma por componentes y utilizando el hecho de $|v| \ll |v|$ se puede despreciar el término $\exp\{\mp\beta_{\mathbb{C}}(y\text{sen}\theta)\}$ en la ec. () así finalmente obtenemos

$$E_{(1+2)\hat{i}} = 2A\hat{i}\exp\{-\alpha x\}\exp\{-\beta_{\mathbb{C}}(z\text{cos}\theta)\}\exp\{i\beta_{\mathbb{R}}(z\text{cos}\theta)\}\cos(\beta_{\mathbb{R}}y\text{sen}\theta) \quad (3.18)$$

$$E_{(1+2)\hat{j}} = i2A\hat{j}\exp\{-\alpha x\}(v + iv)\text{sen}\theta\exp\{-\beta_{\mathbb{C}}(z\text{cos}\theta)\}\exp\{i\beta_{\mathbb{R}}(z\text{cos}\theta)\}\text{sen}(\beta_{\mathbb{R}}y\text{sen}\theta) \quad (3.19)$$

$$E_{(1+2)\hat{k}} = 2A\hat{k}\exp\{-\alpha x\}(v + iv)\text{cos}\theta\exp\{-\beta_{\mathbb{C}}(z\text{cos}\theta)\}\exp\{i\beta_{\mathbb{R}}(z\text{cos}\theta)\}\cos(\beta_{\mathbb{R}}y\text{sen}\theta), \quad (3.20)$$

se introduce ahora una nueva notación [33]

$$(v + iv) = \sqrt{v^2 + v^2}\exp\{i\delta_y\} = \Psi\exp\{i\delta_y\} \quad (3.21)$$

donde $\Psi = |\beta|$, $\delta_y = \frac{Im\beta}{Re\beta} = \frac{\beta_C}{\beta_R}$, $\delta_z = \frac{\beta_C}{\beta_R} + \frac{\pi}{2}$, $\phi = \phi(y, \theta) = \beta_R y \text{sen}\theta$

se logra ahora obtener una estructura en forma matricial para el campo plasmónico interferido.

$$\mathbf{E}_T = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 2A \exp\{-\alpha x\} \exp\{-\beta_C(z \cos\theta)\} \exp\{i\beta_R(z \cos\theta)\} \begin{pmatrix} \cos\phi \\ \Psi \text{sen}\theta \text{sen}\phi \exp\{i\delta_y\} \\ \Psi \cos\theta \cos\phi \exp\{i\delta_z\} \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

En seguida se realiza un análisis estructural del campo eléctrico por planos a través de la matriz de coherencia parcial, además encontrar una expresión para parámetros de Stokes plasmónicos.

$$J = \begin{pmatrix} E_m \\ E_n \end{pmatrix} (E_m \quad E_n)^* = \begin{pmatrix} |E_m|^2 & E_m E_n^* \\ E_n E_m^* & |E_n|^2 \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

para $x=0$ el plano $y-z$

$$J_{y-z} = \begin{pmatrix} \Psi^2 \text{sen}^2\theta \text{sen}^2\phi & \Psi^2 \text{sen}\theta \text{sen}\phi \cos\theta \cos\phi \\ \Psi^2 \text{sen}\theta \text{sen}\phi \cos\theta \cos\phi & \Psi^2 \cos^2\theta \cos^2\phi \end{pmatrix} \quad (3.24)$$

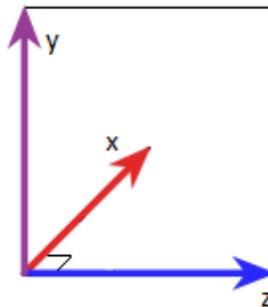


Fig. 3.6 plano $y-z$

de la cual obtenemos el siguiente conjunto de parámetros de Stokes.

$$S_{0xy} = \Psi^2 \text{sen}^2\theta \text{sen}^2\phi + \Psi^2 \cos^2\theta \cos^2\phi, \quad (3.25)$$

$$S_{1xy} = \Psi^2 \text{sen}^2 \theta \text{sen}^2 \phi - \Psi^2 \text{cos}^2 \theta \text{cos}^2 \phi \quad (3.26)$$

$$S_{2xy} = 2 \Psi^2 \text{sen} \theta \text{sen} \phi \text{cos} \theta \text{cos} \phi \text{cos} \delta_z, \quad (3.27)$$

$$S_{3xy} = 2 \Psi^2 \text{sen} \theta \text{sen} \phi \text{cos} \theta \text{cos} \phi \text{sen} \delta_z \quad (3.28)$$

para $z=0$ el plano x-y

$$J_{x-y} = \begin{pmatrix} \text{cos}^2 \phi & \Psi \text{sen} \theta \text{sen} \phi \text{cos} \phi \\ \Psi \text{sen} \theta \text{sen} \phi \text{cos} \phi & \Psi^2 \text{sen}^2 \theta \text{sen}^2 \phi \end{pmatrix} \quad (3.29)$$

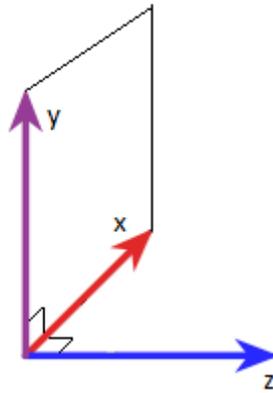


Fig. 3.7 plano x-y

Y sus correspondientes parámetros de Stokes:

$$S_{0xy} = \text{cos}^2 \phi + \Psi^2 \text{sen}^2 \theta \text{sen}^2 \phi, \quad (3.30)$$

$$S_{1xy} = \text{cos}^2 \phi - \Psi^2 \text{sen}^2 \theta \text{sen}^2 \phi, \quad (3.31)$$

$$S_{2xy} = 2 \Psi \text{sen} \theta \text{sen} \phi \text{cos} \theta \text{cos} \phi \text{cos} \delta_y, \quad (3.32)$$

$$S_{3xy} = 2 \Psi \text{sen} \theta \text{sen} \phi \text{cos} \theta \text{cos} \phi \text{sen} \delta_y, \quad (3.33)$$

Para el plano $y=0$ el plano z-x

$$J_{x-y} = \begin{pmatrix} \text{cos}^2 \phi & \Psi \text{cos} \theta \text{cos}^2 \phi \\ \Psi \text{cos} \theta \text{cos}^2 \phi & \Psi^2 \text{cos}^2 \theta \text{cos}^2 \phi \end{pmatrix} \quad (3.34)$$

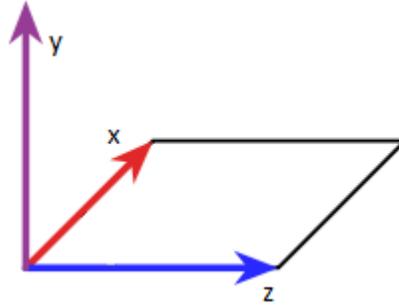


Fig. 3.8 plano z-x

$$S_{0xy} = \cos^2\phi + \Psi^2 \cos^2\theta \cos^2\phi, \quad (3.35)$$

$$S_{1xy} = \cos^2\phi - \Psi^2 \cos^2\theta \cos^2\phi, \quad (3.36)$$

$$S_{2xy} = 2 \Psi \cos^2\phi \cos\theta \cos\delta_z, \quad (3.37)$$

$$S_{3xy} = 2 \Psi \cos^2\phi \cos\theta \cos\delta_z, \quad (3.38)$$

Finalmente, observamos que cada conjunto de parámetros de Stokes depende de los parámetros (ψ, θ) . Como conclusión parcial, obtenemos que el plasmón de superficie tiene un estado de polarización fijo; sin embargo, la interferencia entre dos de ellos presenta características similares a los campos ópticos polarizables clásicos.

Capítulo 4.

Resonancia y plasmones superficiales en nanopartículas.

Se analiza la interacción entre cúmulos de nanopartículas distribuidas en un arreglo bidimensional, controlando los estados de polarización de iluminación, esto permite controlar el momento dipolar inducido en una forma sintonizable obteniendo una expresión analítica para el índice de refracción. Los efectos resonantes dependen de los parámetros que caracterizan la distribución espacial del arreglo de partículas.

Se presenta el caso correspondiente a polarización lineal. Induciendo interacción resonante entre estructuras de tipo anillo-partícula. El índice de refracción asociado a esta configuración puede implementarse para el estudio de la reflectividad y transmitancia de campos ópticos. El principal resultado del análisis es que se puede identificar y controlar los parámetros necesarios para la síntesis de metamateriales.

4.1 ANTECEDENTES

Se ha desarrollado una gran cantidad de estudios basados en el modelo Drude, para explicar las propiedades del comportamiento de los electrones en los materiales dieléctricos. En este capítulo se proporciona una descripción del índice de refracción al establecer una analogía mecánica con un resorte sin masa. El modelo está respaldado por la hipótesis de que los electrones están unidos al núcleo por una fuerza elástica. El sistema se realiza suponiendo que las moléculas tienen una forma esférica, cuya geometría se modifica aplicando una fuerza eléctrica externa, polarizando el material, induciendo un momento dipolar. La respuesta del material a la fuerza externa depende de la permitividad del material. Este modelo se ha aplicado ampliamente al diseño de sistemas ópticos, los efectos resonantes se han aplicado para inducir efectos de espectroscopia sintonizable como la mejora de espectroscopia Raman de superficie (SERS).

El objetivo del presente capítulo consiste en extender el modelo Drude para determinar el índice de refracción para una matriz de partículas bidimensionales. El modelo consiste en describir un arreglo o sistema de resorte sin masa colocado sobre la superficie de la partícula. Este modelo mecánico permite describir el índice de refracción de un arreglo de nanopartículas. El modelo se aplica para describir el campo electromagnético de un conjunto de agujeros distribuidos aleatoriamente en una superficie metálica. Al controlar la densidad de los agujeros en la superficie, se pueden inducir efectos importantes como los efectos de localización y los efectos resonantes sintonizables.

4.2 ECUACION DE MOVIMIENTO Y FRECUENCIA DE RESONANCIA DEL DE UN CUMULO DE NANOPARTICULAS.

Realizamos el modelo teórico estableciendo una analogía mecánica con un resorte sin masa, como es bosquejado en Fig. (4.1).

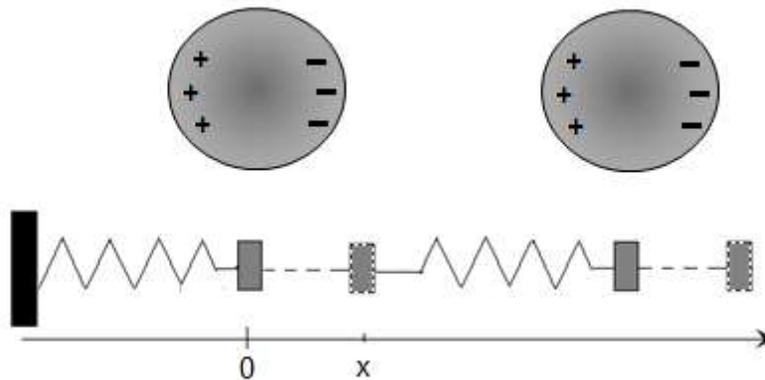


Fig.4.1 Modelo mecánico de un resorte sin masa.

Como una extensión de la analogía previa es describir las propiedades físicas de un conjunto de partículas esféricas, la estructura física corresponde con un cúmulo de partículas, esbozado en la Fig. (4.2). En la misma figura se muestra la analogía mecánica para la región de la superficie envolvente, por simplicidad consideramos el caso esférico

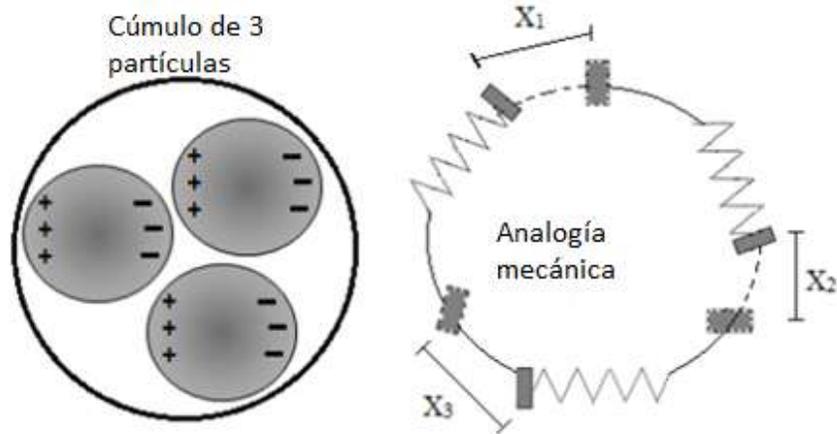


Fig. 4.2 Analogía mecánica para la envolvente de un conjunto de partículas.

Para identificar la frecuencia fundamental de la envolvente, utilizamos el sistema de la Fig.(4.2) y la expresión para el lagrangiano $L = K - U$ que explícitamente queda como

$$L = \frac{m}{2} (\dot{X}_1^2 + \dot{X}_2^2 + \dot{X}_3^2) + \frac{k}{2} [(X_1 - X_3)^2 + (X_2 - X_1)^2 + (X_3 - X_2)^2] \quad (4.1)$$

aplicando las ecuaciones de Euler-Lagrange

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{x}_i} \right) - \frac{\partial L}{\partial x_i} = 0 \quad (4.2)$$

Obtenemos las ecuaciones de movimiento que están dadas por

$$m\ddot{X}_i + k \left(2X_i - (X_n + X_j)^2 \right) = 0. \quad (4.3)$$

Se propone una solución de la forma

$$X_i = A_i e^{i\omega t} \quad (4.4)$$

y sustituyendo en la ec.(4.3) obtenemos el sistema algebraico

$$\omega^2 X_i + \omega_0^2 (2X_i - (X_n + X_j)^2) = 0 \quad (4.5)$$

donde ha utilizado el término $\omega_0^2 = k/m$. La ec.(4.5) tiene una representación matricial. Por simplicidad se describe el caso $n=3$, el sistema adquiere la forma

$$\begin{bmatrix} (2\omega_0^2 - \omega^2) & -\omega_0^2 & -\omega_0^2 \\ -\omega_0^2 & (2\omega_0^2 - \omega^2) & -\omega_0^2 \\ -\omega_0^2 & -\omega_0^2 & (2\omega_0^2 - \omega^2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X_1 \\ X_2 \\ X_3 \end{bmatrix} = \vec{0} \quad (4.6)$$

se buscan diferentes soluciones a lo trivial, lo que implica que el valor determinante debe ser cero. Esta condición nos dice que la frecuencia fundamental adquiere los valores $\omega = \sqrt{3}\omega_0$ y $\omega = 0$. Donde es evidente que el valor $\omega = 0$ no representa una oscilación, por esta razón, consideramos solo el valor $\omega = \sqrt{3}\omega_0$.

4.3 DESCRIPCIÓN DEL INDICE DE REFRACCIÓN A TRAVÉS DEL MODELO DE DRUDE

El siguiente punto del análisis consiste en describir los cambios en la morfología de la envolvente para el cúmulo de partículas. Estos cambios se generan aplicando un campo óptico externo

$$E = E_0 \cos \omega \tau \quad (4.7)$$

la ecuación diferencial para el desplazamiento toma la forma

$$\ddot{X} + 3\omega_0^2 X = qE_0 \cos \omega \tau \quad (4.8)$$

y el efecto del campo externo aplicado se esquematiza en la figura (4.3), donde se polariza un conjunto de partículas

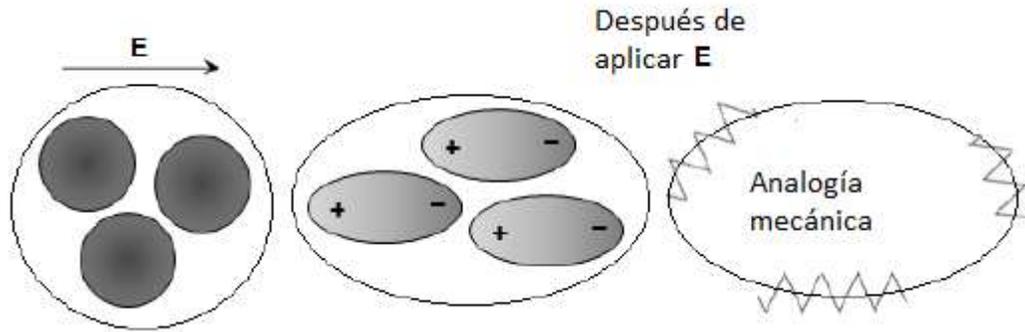


Figura 4.3. Polarización de un cúmulo de partículas aplicando un campo Eléctrico.

Y durante largos períodos de tiempo, debe tener una solución armónica de la forma

$$X = X_0 \cos \omega \tau \quad (4.9)$$

Donde la amplitud de oscilación satisface

$$X_0 = \frac{q E_0}{(3 \omega_0^2 - \omega^2)} \quad (4.10)$$

Siguiendo el modelo clásico de Drude, el momento dipolar satisface.

$$P = qX = (\varepsilon - \varepsilon_0)E \quad (4.11)$$

Consecuentemente el índice de refracción para este sistema de 3 partículas es

$$\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} = n^2 = 1 + \frac{Nq^2}{\varepsilon_0 m_e (3 \omega_0^2 - \omega^2)} \quad (4.12)$$

Como conclusión parcial tenemos que el cúmulo de partículas es equivalente a modificar la frecuencia fundamental de la forma $\omega = \sqrt{3}\omega_0$, la consecuencia

principal de estos resultados es el cálculo del índice de refracción. La extensión del análisis anterior está representada por la ecuación diferencial

$$\ddot{X} + s\omega_0^2 X = qE \quad (4.13)$$

y el índice de refracción para un conjunto de estructuras N adquiere la forma

$$n^2(s) = 1 + \frac{Nq^2}{\epsilon_0 m_e (s\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (4.14)$$

Para implementar el modelo realizado, propusimos un material compuesto de la siguiente manera. En una película delgada de metal registramos una serie aleatoria de agujeros, la película se deposita en un material dieléctrico como se bosquejó en la figura 4.4.

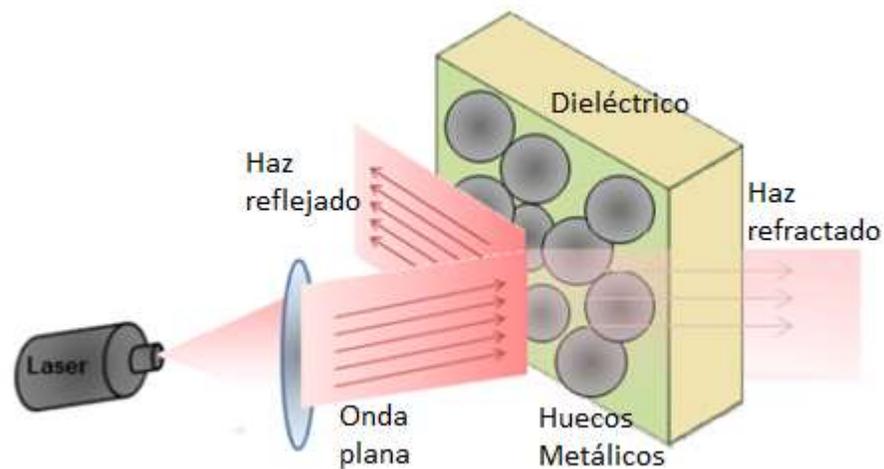


Figura 4.4. Película metálica delgada depositada en un medio dieléctrico, con una matriz de agujeros aleatorios, se ilumina con un haz colimado

La influencia del índice de refracción y los efectos de resonancia se pueden detectar mediante los cambios en la refracción de la luz caracterizados por la ley de Snell. Además, el modelo permite describir la interacción entre dos cúmulos de partículas, generando nuevos efectos que deben controlarse mediante el estado de polarización de la luz incidente.

Realizamos un modelo para describir el índice de refracción en un cúmulo de nanopartículas estableciendo una analogía mecánica con un sistema de masa sin resorte distribuido en la superficie del cúmulo. Este punto de vista permitió una extensión del modelo clásico de Drude, donde los efectos de polarización se asociaron a la envoltura de la matriz de nanopartículas. Mostramos que el índice de refracción depende de un factor de escala que modificó la frecuencia fundamental, esto se incorporó modificando el número de resortes colocados en la superficie del cúmulo. Para la implementación experimental, propusimos una distribución aleatoria de agujeros colocada en una película delgada de metal depositada en un sustrato dieléctrico. Con esta configuración, se pueden describir propiedades físicas interesantes, por ejemplo, los efectos de percolación de la onda dipolar, la generación de centros de color y el estudio de la interacción entre puntos cuánticos que son capaces de inducir efectos de espectroscopia sintonizables, otro tema interesante consiste en analizar la localización. Los efectos generados por la modificación de la densidad de agujeros, proponen modificar de forma selectiva la reflectancia y transmitancia de la superficie óptica con potencial aplicación en el desarrollo de metamateriales.

4.5 GENERACIÓN DE MODOS PLASMONES CURVOS DE LARGO RECORRIDO Y SU PROPAGACIÓN A TRAVÉS DE PELÍCULAS METÁLICAS DELGADAS EN UNA MATRIZ EN TÁNDEM

Describimos la generación de modos plasmónicos que se propagan en una trayectoria curva. Esto se hace enmascarando una superficie de metal con dos pantallas que contienen un conjunto de agujeros distribuidos al azar que siguen una estadística gaussiana. El diámetro de los agujeros es más pequeño que la longitud de onda de la onda del plano de iluminación. Al implementar escalamientos y rotaciones en cada pantalla, controlamos la trayectoria de correlación y generamos

modos plasmónicos curvos de largo recorrido. El estudio se generaliza para la transmisión de un modo plasmónico que se propaga en un arreglo en tándem de películas metálicas delgadas utilizando la naturaleza evanescente del campo eléctrico

Durante la última década ha surgido un gran interés de la comunidad científica en los modelos de campos plasmónicos debido a sus posibles aplicaciones que se producen prácticamente en todas las ramas de la ciencia y la tecnología. En este capítulo hacemos énfasis en el estudio de las trayectorias de correlación en una superficie metálica con estructura aleatoria, el modelo resultante ofrece aplicaciones para el desarrollo de nano antenas que tienen la posibilidad de un ancho de banda sintonizable [34]. Este tipo de estructura tiene aplicaciones en la síntesis de nuevas fuentes de luz así como también el control de efectos magnéticos. En el presente capítulo se describe la síntesis de campos plasmónicos que se propagan a lo largo de trayectorias curvas, los efectos sintonizables son controlados con el parámetro de curvatura que tiene aplicaciones en el mejoramiento de espectroscopia Raman de superficie (SERS). Utilizando el comportamiento evanescente del campo plasmónico, el análisis se extiende a la propagación de campos plasmónicos a través de una serie de películas metálicas en tándem con aplicaciones en el estudio de cristales fotónicos y puntos cuánticos [35-36].

Como punto de partida, describimos el estudio del campo eléctrico en la vecindad de una nanopartícula utilizando la aproximación electrostática [37]. El campo eléctrico corresponde al plasmón partícula. Este modelo permite describir la interacción entre dos plasmones partícula, la interacción se extiende para describir los campos plasmónicos que se propagan en una superficie generando un comportamiento de onda que satisface la ecuación de Helmholtz donde el número de onda debe tener valores complejos para recuperar el modelo de plasmón superficial tradicional. Al controlar la distribución aleatoria de nanopartículas,

analizamos los efectos de correlación que nos llevan a inducir efectos de localización. Esto último se obtiene enmascarando superficie metálica delgada con dos distribuciones de agujeros aleatorios independientes. Al controlar los factores de escala, modificamos la curvatura de la trayectoria de correlación. El modelo está relacionado con un patrón speckle que emerge de una superficie rugosa [8]. Esta configuración es similar a la propuesta por Reather para el acoplamiento de campos de plasmones.

4.6. ANÁLISIS DE PLASMÓN PARTICULA.

Una nanopartícula es generada por un conjunto de átomos; el plasmón la partícula se corresponde con la distribución de las corrientes superficiales de los átomos. El análisis se implementa aplicando la aproximación electrostática dada por

$$\nabla^2\phi = 0 \quad , \quad (4.15)$$

donde ϕ es la función potencial. Usando separación variable en coordenadas cartesianas en el plano x - y , la ecuación adquiere la forma

$$\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial y^2} = 0 \quad . \quad (4.16)$$

Proponiendo la solución como

$$\phi = X(x)Y(y) \quad , \quad (4.17)$$

obtenemos el sistema de ecuaciones

$$\begin{aligned} \ddot{X} - \alpha^2 X &= 0 \\ \ddot{Y} + \alpha^2 Y &= 0 \quad , \end{aligned} \quad (4.18)$$

donde la constante acoplamiento α es un número complejo que tiene la forma $\alpha = a + ib$.

Esta condición es necesaria porque al perturbar el campo, debe adquirir un comportamiento propagante como se muestra a continuación. Resolviendo para X , tenemos que

$$X = c_1 e^{cx} e^{idx} + c_2 e^{cx} e^{-idx} , \quad (4.19)$$

y la solución para Y está dada por

$$Y = D_1 e^{icy} e^{-dy} . \quad (4.20)$$

Entonces la solución completa ϕ adquiere la forma

$$\phi = A e^{cx} e^{idx} e^{-dy} e^{icy} , \quad (4.21)$$

con $c < 0$ y $d > 0$. La ecuación anterior representa la condición de frontera para el campo plasmónico.

4.7 DESCRIPCIÓN DE LA INTERACCIÓN ENTRE PLASMÓN-PARTÍCULA

El modelo se extiende para describir la propagación del campo eléctrico. Para esto, se propone que la aproximación electrostática ya no se cumpla, adquiriendo la forma de la ecuación de Helmholtz

$$\nabla^2 \phi + k^2 \phi = 0 . \quad (4.22)$$

Se buscando la propagación a lo largo de la coordenada x , así la ecuación adquiere la forma

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + k^2 \phi = 0 , \quad (4.23)$$

donde k es el número de onda complejo $ksp = k_1 + ik_2$. Proponiendo una solución de la forma $\phi = X(x)Y(y)$, obtenemos el sistema de ecuaciones dado por

$$\begin{aligned} \ddot{X} + (k^2 - h^2)X &= 0 \\ Y + \alpha^2 Y &= 0 \end{aligned} \quad (4.24)$$

cuya solución adquiere la forma

$$\phi_p = M e^{\gamma x} e^{i\Omega x} e^{-dy} e^{icy} \quad (4.25)$$

Esta ecuación debe recuperar la estructura de la aproximación electrostática para una sola nanopartícula.

A partir de la solución anterior es fácil identificar su comportamiento, a lo largo de la coordenada y el campo está delimitado por el término exponencial que permanece imperturbable por la presencia de una segunda partícula, la interacción ocurre principalmente en la coordenada x . Este comportamiento puede generalizarse adquiriendo efectos de onda. Se puede predecir una relación de equilibrio entre el número de onda complejo k con la constante acoplamiento α , esta interacción disminuye el término evanescente y el término de propagación se vuelve dominante. Esta interacción se describe en la Figura 4.5.

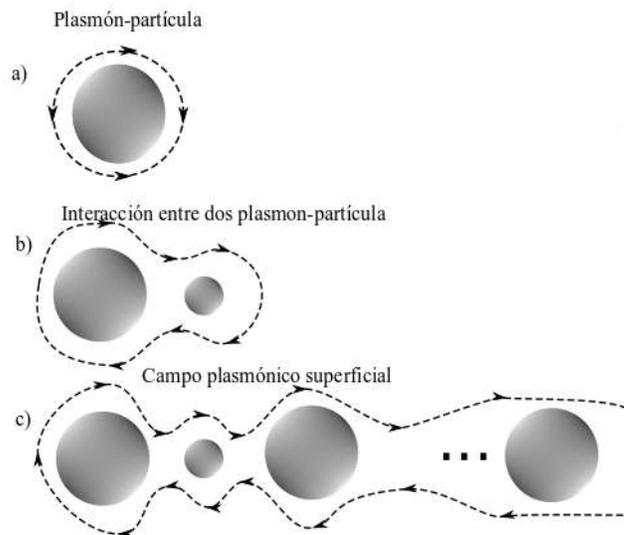


Figura 4.5. a) Campo eléctrico localizado para un plasmón partícula. b) Interacción entre dos plasmón partícula. c) esquema para describir la generación de un campo plasmónico en una matriz de nanopartículas.

En la Figura 4.5.a, el enfoque electrostático es válido para una sola nanopartícula, el comportamiento de onda es generado por otro conjunto de partículas que interactúan, como se muestra en la Figura 4.5.c.

Hasta este punto, hemos descrito la generación de una onda que se propaga en coordenada x , este análisis puede extenderse a la propagación en el plano x - y , que se analiza en la siguiente sección

4.8 DESCRIPCIÓN ESTADÍSTICA DE LAS TRAYECTORIAS DE CORRELACIÓN.

En la presente sección, describimos una transferencia de las propiedades estadísticas de un modelo de caminata aleatoria bidimensional anisotrópica para generar propagación de ondas sobre una superficie metálica, generando así un modo de plasmón de superficie curvo. El modelo es conceptualmente simple. Describimos una trayectoria en un arreglo bidimensional, comenzando desde un punto P con coordenadas $(0,0)$. La caminata aleatoria se caracteriza por un conjunto de puntos distribuidos aleatoriamente, y la trayectoria se puede obtener de la función de correlación correspondiente a los flujos de probabilidad actual. Las propiedades estadísticas de una distribución aleatoria de puntos se pueden transferir para inducir y controlar importantes efectos físicos. Por ejemplo, se sabe que la distribución de amplitud de un patrón moteado sigue las estadísticas gaussianas [38-39]. La estadística del patrón speckle se corresponde con una distribución aleatoria de huecos y se transfiere a una superficie metálica. El análisis se obtiene enmascarando la superficie metálica que se considera formada por un conjunto de celdas cuadradas. La probabilidad de que un agujero esté presente en el centro de cada celda es P ; por lo tanto, la probabilidad de ausencia de un hoyo es $(1-P)$. La superficie

contiene N celdas y la probabilidad de que la superficie contenga n agujeros, suponiendo una distribución de Bernoulli es

$$P(n) = \binom{N}{n} P^n (1 - P)^{N-n}. \quad (4.26)$$

Cuando el número de celdas N aumenta, la distribución de Bernoulli tiende a una distribución gaussiana de la forma

$$\rho(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}}, \quad (4.27)$$

Donde σ^2 es la varianza. Las características interesantes se pueden identificar al describir la autocorrelación en este tipo de distribución. El caso más simple ocurre cuando se superponen dos pantallas y, posteriormente, una de ellas gira un pequeño ángulo. Para comprender la generación de la trayectoria de autocorrelación, nos centramos en un solo agujero. En este caso, es evidente que el agujero sigue un arco circular al unir todos los puntos de probabilidad constante, y la trayectoria de correlación completa es un círculo. El resultado en este caso se muestra en la Figura. 4.6a. La trayectoria de correlación puede controlarse induciendo un factor de escala en la distribución de puntos aleatorios. Al superponer nuevamente las dos pantallas, es evidente que el factor de escala desplaza el punto a lo largo de una trayectoria lineal perpendicular a las regiones de probabilidad constante, que son conjuntos de círculos, como se deduce del argumento de la distribución gaussiana. El análisis se presenta de manera equivalente para un patrón moteado utilizando el hecho de que ambos tienen la misma distribución de probabilidad. En figura. 4.6b, mostramos estas trayectorias de correlación. Finalmente, al introducir una pequeña rotación, las trayectorias lineales se curvan, como se muestra en la Figura. 4.6c

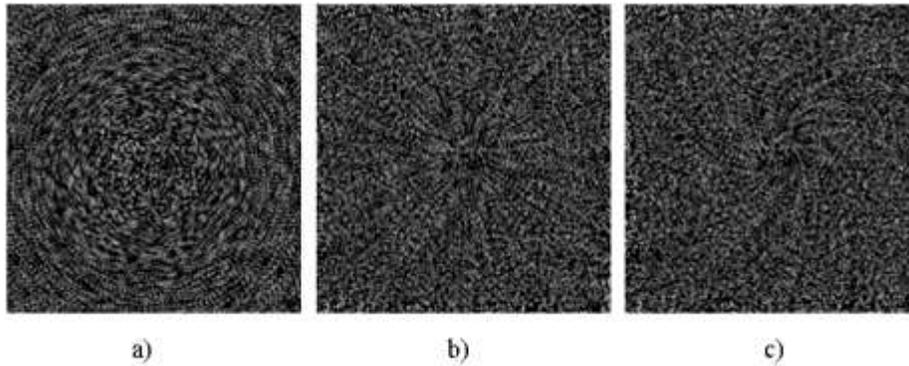


Fig. 4.6.a) función de correlación entre dos conjuntos gaussianos de puntos donde una máscara fue rotada por un ángulo pequeño, (b) trayectorias de flujo de probabilidad entre dos puntos gaussianos de máscaras. Uno de ellos está escalado en aproximadamente un 95%, sin rotación, (d) igual que en (c), pero con una rotación de aproximadamente 5 °.

Este resultado puede explicarse de la siguiente manera: la función de correlación de dos superficies escaladas y rotadas tiene la forma

$$\rho_1(x, y) \cdot \rho_2(x', y') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1\sigma_2} \exp\left\{-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma_1^2}\right\} \times \exp\left\{-\frac{[d(x\cos\theta + y\sin\theta)]^2 + [d(-x\sin\theta + y\cos\theta)]^2}{2\sigma_2^2}\right\} \quad (4.27)$$

Analizando el argumento de la función exponencial como una forma cuadrática, se puede demostrar que las curvas de correlación constante son elipses, presentando un sistema de referencia donde adquieren la forma canónica.

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1 \quad . \quad (4.28)$$

La probabilidad fluye a través de las trayectorias ortogonales entre las dos regiones de probabilidad

$$y' = \frac{b^2}{a^2} \frac{y}{x} \quad . \quad (4.29)$$

Además, la solución correspondiente está dada por

$$y = cx^\alpha \quad , \quad (4.30)$$

donde c es una constante arbitraria y $\alpha = \frac{b^2}{a^2}$, que lleva la información sobre la escala entre los dos procesos probabilísticos.

4.9 DESCRIPCIÓN GRÁFICA E IMPLEMENTACIÓN EXPERIMENTAL DE LA TRAYECTORIA DE CORRELACIÓN.

Una parte fundamental del capítulo consiste en describir un método para generar campos de plasmones superficiales que se propagan a lo largo de trayectorias predeterminadas. Esto se puede obtener analizando la función de correlación entre dos pantallas donde cada una tiene una distribución aleatoria de agujeros que sigue una función de densidad de probabilidad predeterminada. Este método tiene la característica sobresaliente de que la geometría de la trayectoria de correlación presenta una curvatura sintonizable la cual permite la generación de plasmones de superficie de largo recorrido.

Se utiliza un patrón de speckle para generar las trayectorias de correlación curvadas usando un patrón de puntos como se muestra en la Fig. 4.7

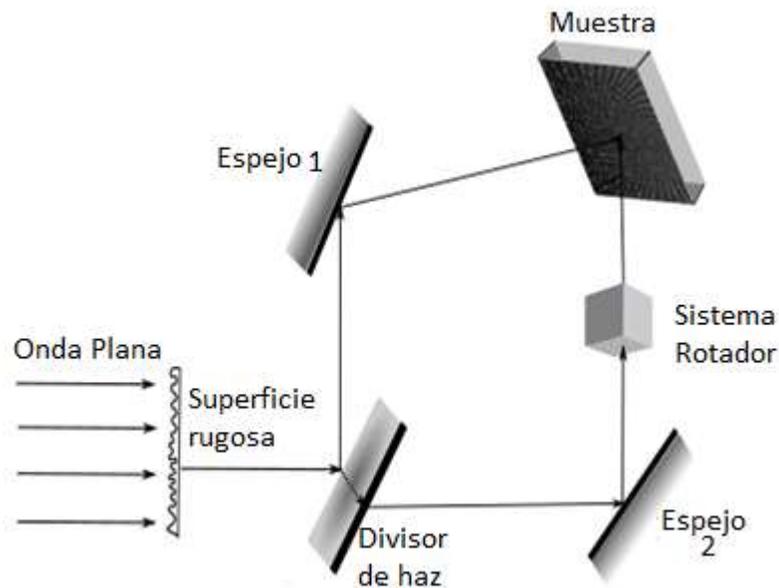


Figura 4.7 Configuración experimental para generar trayectorias de correlación.

El sistema óptico para rotar la imagen puede ser un prisma tipo Dove. Modificando la configuración de iluminación usando un haz convergente y cambiando la distancia relativa entre los dos patrones moteados obtenidos al cambiar un espejo, se introduce un factor de escala. La superposición de irradiancia entre los dos patrones speckle genera las trayectorias de correlación predichas. El patrón Speckle se muestra en la Figura 4.8.

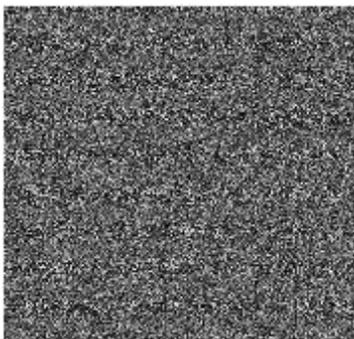


Figura 4.8. Patrón Speckle generado con una superficie rugosidad iluminada con una onda plana

Se sabe que la función de irradiancia para el patrón speckle tiene asociada una función de densidad de probabilidad de tipo exponencial decreciente. El término decreciente puede coincidir con la razón de decaimiento del modo plasmónico. Esta configuración permite mejorar la generación del campo plasmónico evitando el enmascaramiento de la superficie metálica que debe realizarse con técnicas de litografía. Estos comentarios representan nuevas aplicaciones del patrón Speckle.

Las trayectorias de correlación generadas se implementarán en la siguiente sección para describir el plasmón superficial. Por el hecho de que la correlación ocurre en una trayectoria curva, esperamos que el plasmón de superficie presente un comportamiento magnético.

4.10 GENERACIÓN DE MODOS DE PLASMONES DE SUPERFICIE CURVA

La descripción estadística anterior se empleará para la síntesis de modos plasmónicos de superficie. La expresión para el campo eléctrico de un modo plasmónico de superficie elemental que se propaga a lo largo del eje z viene dada por

$$E(x, z) = (\hat{i}a + \hat{k}b) \exp\{-ax\} \exp\{i\beta z\} \quad , \quad (4.31)$$

donde $\beta = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \right)^{1/2} = \xi + i\eta$ es la relación de dispersión ϵ_1, ϵ_2 representan la permitividad del dieléctrico y el metal, respectivamente. Rotando el sistema de referencia a lo largo del eje x , el modo de plasmón de superficie elemental adquiere la forma

$$E(x, z) = (\hat{i}a + \hat{j}b \sin\theta + \hat{k}b \cos\theta) \times \exp\{-\alpha_1 x\} \exp\{i\beta(z \cos\theta + y \sin\theta)\} \quad (4.32)$$

Usando la relación funcional dada por la ecuación. (4.30), la expresión para el modo plasmónico curvo viene dada por

$$E(x, y) = (\hat{i}a + \hat{j}b \sin\theta + \hat{k}b \cos\theta) \times \exp\{-\alpha_1 x\} \exp\{i\beta(y^\alpha \cos\theta + y \sin\theta)\}. \quad (4.33)$$

Mediante las ecuaciones de Maxwell, podemos obtener la expresión para el campo magnético y el flujo de energía dado por el vector de Poynting.

Para la configuración experimental, proponemos iluminar una película delgada de Au plana (espesor $\sim 20-40$ nm) con un patrón de Speckle correlacionado como se muestra en la Figura 4.8 La iluminación consiste en dos patrones de Speckle, cada uno se visualiza como un conjunto de motas circulares distribuidas aleatoriamente siguiendo una función de densidad de probabilidad gaussiana. La longitud de onda es $\lambda = 1550$ nm. Los parámetros geométricos están de acuerdo con lo información reportada en [40]. La curva de correlación corresponde al modo plasmónico superficial dado por la ec.(4.33). En particular, las propiedades estadísticas del patrón speckle se transfieren a la superficie del metal a medida que el modo plasmónico se propaga a lo largo de la trayectoria de correlación. Para permitir la

generación de un modo plasmónico curvo de largo recorrido, la longitud de correlación debe ser inferior a 2μ para garantizar efectos de resonancia [41], esto puede controlarse con los parámetros de rugosidad de la superficie implementada para generar el patrón de speckle evitando la disminución de potencia a lo largo de la trayectoria de correlación. La configuración experimental se bosqueja en la Fig. (4.9).

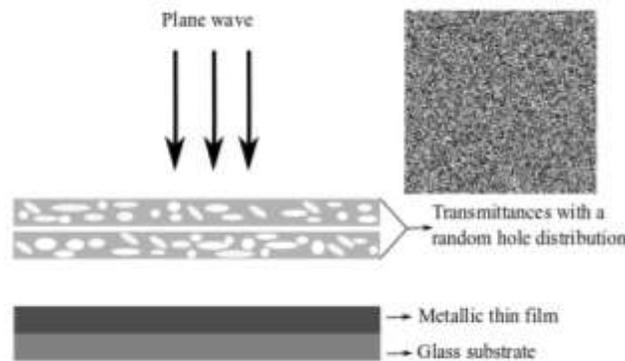


Fig. 4.9 Superficie de metal enmascarada, la longitud de onda típica es IR.

El análisis presentado puede extenderse a otras configuraciones plasmónicas que se presentan en la siguiente sección.

4.11 PROPAGACIÓN EN UN ARREGLO EN TÁNDEM DE PELÍCULAS METÁLICAS DELGADAS.

La extensión natural del análisis presentado es la transferencia del modo plasmónico a un arreglo en tándem de superficies metálicas delgadas, como se muestra en la Figura. 4.10. Esto es posible utilizando el comportamiento evanescente a lo largo del eje x del campo plasmónico superficial curvo. Este comportamiento se ha implementado para generar una redistribución del campo óptico que se propaga a

lo largo de una matriz de guía de onda óptica [14]. En este modelo, el carácter evanescente se utiliza para tunelear el campo óptico.

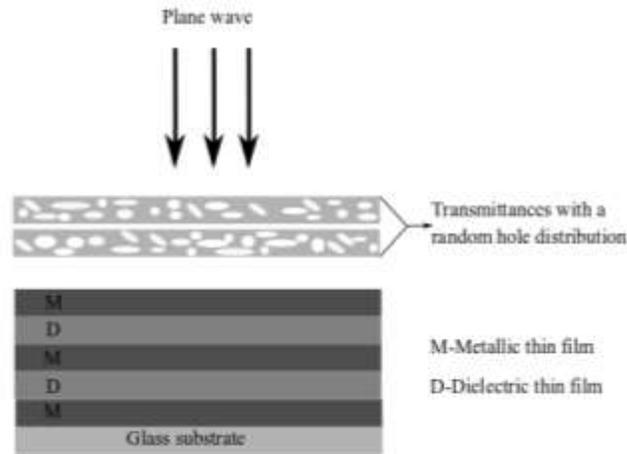


Figura 4.10. Arreglo en tándem para propagar el campo plasmónico, el ancho del metal es de 20-40 nm y la película dieléctrica es de 20-40 nm.

La transmisión del modo plasmónico satisface el siguiente sistema de ecuaciones diferenciales

$$\frac{dE_n}{dz} + \beta E_n + C_{n+1}E_{n+1} + C_{n-1}E_{n-1} = 0$$

$$n = 1,2,3,\dots \quad (4.34)$$

donde β es la de la relación de dispersión y C_i representa la constante de acoplamiento, que depende de la separación relativa entre las superficies vecinas [42]. La solución de la ecuación anterior es similar a la presentada en [43-44]; Sin embargo, para asociar un significado físico con la constante de acoplamiento C_i , presentamos el análisis de dos películas metálicas delgadas.

El caso más simple ocurre cuando el sistema está formado por dos películas metálicas delgadas separadas por un medio dieléctrico cuyo espesor debe ser inferior a 50 nm. El decaimiento evanescente depende del módulo del cociente de la

permitividad [45] y con este espesor es posible generar efecto de túnel [14]. Posteriormente, el sistema de ecs. (4.34) adquiere la forma simple

$$\begin{aligned}\frac{dE_1}{dz} + \beta E_1 + C_2 E_2 &= 0 , \\ \frac{dE_2}{dz} + \beta E_2 + C_1 E_1 &= 0 .\end{aligned}\quad (4.34)$$

Reescribiendo el sistema en forma de matriz, obtenemos

$$\begin{pmatrix} \frac{dE_1}{dz} \\ \frac{dE_2}{dz} \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \beta & c_2 \\ c_1 & \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix}\quad (4.36)$$

Se puede deducir que, como consecuencia de la conservación de energía, la estructura de la matriz debe ser simétrica. Esto indica que $c_1 = c_2 = c$ y la solución general es

$$\begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} = d_1 \begin{pmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \end{pmatrix} \exp(\lambda_1 z) + d_2 \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix} \exp(\lambda_2 z) ,\quad (4.37)$$

donde d_i representa constantes arbitrarias, y $\xi_{1,2}$ y $\eta_{1,2}$ representan los vectores propios con valores propios $\lambda_{1,2}$ que satisfacen la ecuación característica dependiendo de la constante de acoplamiento

$$\lambda_{1,2} = \beta \pm c .\quad (4.37)$$

Además, se sabe que los vectores propios deben ser complejos [46]. Posteriormente, sin pérdida de generalidad, la solución puede reescribirse como

$$\begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} = d_1 \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \exp(\lambda_1 z) ,\quad (4.38)$$

Lo que indica que, el corrimiento generado entre cada modo de plasmón, presenta características similares a la teoría de acoplamiento de modos [47]. Este análisis conduce a la expresión para el modo plasmónico como

$$\begin{aligned}
 E_1 &= A\vec{\xi}\exp(-|\alpha x|)\exp(i\beta s) \\
 E_2 &= iA\vec{\xi}\exp(-|\alpha x|)\exp(i\beta s) \quad , \quad (4.39)
 \end{aligned}$$

donde $\vec{\xi}$ es un vector unitario tangente a la curva de correlación y s es la longitud del arco sobre la misma curva, así la trayectoria de correlación viene dada por la ecuación. (4.33)

La ec. (4.37) describe el acoplamiento evanescente a través de un arreglo en tándem de películas metálicas delgadas. En particular, las condiciones de frontera del campo eléctrico indican que la geometría del campo de plasmón generado en la primera película metálica delgada debe preservarse en todas las superficies. Esto muestra que la transmisión del modo plasmónico curvo permite inducir propiedades magnéticas en el sistema [2,48-50].

Las propiedades estadísticas de la distribución aleatoria de huecos o, de manera equivalente, el patrón de manchas se transfirieron a una superficie metálica para establecer las condiciones para generar modos plasmónicos curvos de largo recorrido. En el caso de la distribución de huecos, esto puede implementarse enmascarando una película metálica delgada con dos pantallas que permite controlar la ruta de correlación, cuya geometría corresponde a un modo plasmónico de superficie curvo de largo recorrido. Otra posibilidad era iluminar una película de metal delgada con dos patrones de speckle correlacionados. Una consecuencia importante de estas configuraciones es que el conjunto de modos plasmónicos de superficie curva tiene una estructura de vórtice que permite inducir propiedades magnéticas [2]. Utilizando el carácter evanescente de los modos de plasmón, el campo eléctrico se transfirió a la propagación en una arreglo en tándem de películas metálicas delgadas que ofrecen aplicaciones para diseñar cristales fotónicos con propiedades magnéticas sintonizables y localizadas.

El punto de vista teórico presentado en este estudio permite incorporar otros efectos como los de percolación [51], cuya característica principal es que el campo plasmónico tiene propiedades fractales que son el origen de interesantes propiedades magnéticas implícitas en la trayectoria curva del conjunto modos plasmónicos. El modelo presentado se puede ampliar implementando diferentes geometrías de distribución de huecos que modifican los efectos de la resonancia plasmónica. En particular, las trayectorias curvas tienen asociadas regiones focales y, posteriormente, la singularidad magnética correspondiente ofrece la posibilidad de implementación en la generación de espejos magnéticos plasmónicos.

Finalmente, observamos que el análisis presentado ofrece aplicaciones al cristal fotónico como un diseño metamaterial [52-53]. Debido a que romper la periodicidad o incorporar otro tipo de metal en una región seleccionada es similar al dopaje de la estructura y luego es posible inducir efectos de localización. La generación de campos plasmónicos utilizando patrones de Speckle ofrece la posibilidad de incorporar el comportamiento sintonizable de la trayectoria de correlación, además de interesantes aplicaciones en el desarrollo de antenas plasmónicas y modos plasmónicos acelerados [54-55], esto es posible al reemplazar la onda plana, por un onda parcialmente coherente, es posible controlar los efectos de resonancia entre agujeros vecinos invirtiendo la dirección de propagación del modo plasmónico.

Capítulo 5.

Efectos de localización en campos plasmónicos.

En este capítulo se describe la evolución de una transmitancia lineal cuando se perturba con ruido multiplicativo; La evolución se aproxima a través de un conjunto de transmitancias aleatorias que se utilizan para generar campos de difracción. La aleatoriedad induce un mecanismo de competencia entre ruido y transmitancia y se identifica a través de la función de autocorrelación. Se muestra que la geometría de la función de autocorrelación es un pico único que se conserva dentro del el campo de difracción, lo cual se puede asociar como un efecto de localización óptica. Para corroborar las predicciones teóricas, realizamos un experimento utilizando una rejilla lineal donde el ruido se modela a través de un proceso estocástico tipo la cadena de Markov.

5.1 ANTECEDENTES DE LOCALIZACIÓN

La Región de Difracción de Fraunhofer (FDR) constituye la región de organización para todo el campo óptico, generalmente, el FDR se obtiene mediante la transformada de Fourier de la función de transmitancia. Una descripción complementaria del FDR Se puede lograr analizando la ecuación diferencial.

$$\frac{\partial^2 L(x, y)}{\partial x^2} \frac{\partial^2 L(x, y)}{\partial y^2} - \left[\frac{\partial^2 L(x, y)}{\partial x \partial y} \right]^2 = 0, \quad (5.1)$$

para la función de fase $L(x, y)$. Su solución corresponde a la geometría de las regiones focales donde el campo óptico tiene la máxima compresión adquiriendo propiedades de partículas. Eq. (5.1) se ha utilizado para explicar las propiedades físicas de los sistemas astigmáticos y las transiciones ópticas de onda-difusión [56], [57]. La geometría de la FDR puede modificarse incorporando fluctuaciones aleatorias; Un ejemplo muy importante ocurre cuando la estructura difractiva se ilumina con luz parcialmente coherente, lo que conduce al modelo teórico de la teoría de coherencia. En este ejemplo el ruido es aditivo y es el valor propio de la matriz de coherencia [58] [59], [60]. En este caso de estudio, el interés es en incorporar ruido multiplicativo, lo que implica que la función de transmitancia debe modificarse localmente, lo que resulta en la modificación de la composición de frecuencia. Se pueden identificar dos tipos: frecuencias deterministas que están asociadas con la transmitancia de la función determinista y frecuencias aleatorias asociadas con ruido. Estas frecuencias interactúan entre sí a través de un proceso convolutivo que genera un esparcimiento o expansión del contenido frecuencial, así mismo la dependencia del ruido a lo largo del tiempo permite que un comportamiento dinámico se incorpore a la función de fase L .

Se propone como prototipo una rejilla que tiene una función de transmitancia periódica donde la geometría FD tiene un carácter discreto. La incorporación de ruido multiplicativo en la rejilla modifica la geometría FD, cuando el ruido aumenta, alcanzando un valor umbral, la geometría pierde su carácter discreto y genera una región lineal continua generada por la envolvente de todos los órdenes de difracción. Una característica importante de este efecto es que el campo de difracción tiene un comportamiento dinámico generado por el hecho de que los

órdenes deterministas interactúan entre sí generando una redistribución de irradiancia donde las frecuencias de ruido son responsables de esta interacción. Durante esta interacción, se pueden generar y controlar características físicas importantes, por ejemplo, se puede generar una transición de difusión de onda óptica. Se muestra que la geometría del FD se conserva en la difracción de Fresnel en el espacio de correlaciones correspondiendo esto a propiedades como de localización óptica.

Esto implica que el campo de difracción debe estudiarse como un sistema distribuido [61], lo que significa que puede tener diferentes características topológicas. Desde el punto de vista físico, los comentarios anteriores significan que la presencia de ruido puede generar direccionalidad en la evolución de los procesos físicos. Por ejemplo, el ruido se ha utilizado para explicar el efecto de transición del conductor aislante conocido como localización de Anderson [62-63].

Es importante notar el diseño del ruido multiplicativo que se implementa para modificar la función de transmitancia localmente a través de la introducción de una partición del período de la rejilla por medio de sub-celdas, donde la transmitancia local evoluciona siguiendo un proceso de Markoviano, que tiene una profunda similitud con el movimiento browniano en una dimensión [64]. Al controlar la longitud de partición, podemos controlar los parámetros de ruido. Cuando el ruido se incrementa, los efectos de localización se hacen evidentes y las trayectorias de correlación evolucionan en una única trayectoria de correlación que además se conserva en el campo de difracción, como se muestra a continuación. Finalmente, se observa que las regiones con transmitancia cero en una rejilla lineal sin ruido actúan como regiones de organización, ya que permanecen no variables bajo la presencia de ruido multiplicativo.

5.2 DESCRIPCIÓN DEL RUIDO MULTIPLICATIVO COMO UN PROCESO TIPO CADENA DE MARKOV

Diferentes autores han reportado estudios acerca de los campos de difracción con rejillas aleatorias; En estos análisis, la aleatoriedad se asocia con la función de fase como una variable aleatoria [65-67]. En esta tesis se extiende el modelo de ruido al proponer un proceso estocástico para la función de fase, que se introduce a través de una cadena de Markov, modificando localmente la función de transmitancia de una rejilla lineal. La representación matemática de la transmitancia del período d viene dada por

$$T(x) = \sum_n a_n \exp\left(i \frac{2\pi xn}{d}\right). \quad (5.2)$$

de acuerdo con el teorema de Karhunen-Loève [5], el ruido se puede representar como

$$N(x) = \sum_s b_s \exp\left(i \frac{2\pi xs}{p}\right), \quad (5.3)$$

donde p es la región donde actúa el ruido y b_s es una variable aleatoria δ -correlacionada con media cero. El ruido se modela de acuerdo con un proceso aleatorio tipo cadena de Markov de la siguiente manera: Comenzamos con una rejilla periódica formada por tiras oscuras y transparentes con un factor de relleno dado [65]. El proceso se aplica en cualquier tira transparente porque el ruido multiplicativo no modifica la tira oscura. Las tiras transparentes se dividen en s sub-tiras, la primera y más a la izquierda permanecerán transparentes, pero la siguiente a la derecha puede volver a ser transparente, con probabilidad α , o puede ser oscura, con probabilidad $(1 - \alpha)$. Continuamos el proceso de generar sub-tiras transparentes y oscuras que van de transparente a transparente con probabilidad α , de transparente a oscuro con probabilidad $(1 - \alpha)$, de oscuro a transparente con

probabilidad β y de oscuro a oscuro con probabilidad $(1 - \beta)$. Este proceso se aplica a todas las regiones transparentes en la rejilla inicial. Al final, obtenemos una rejilla con las tiras oscuras originales alternando con tiras subdivididas que pueden ser transparentes u oscuras al azar, siguiendo un proceso de tipo cadena de Markov. El proceso de generación de la rejilla se ilustra en la Figura 5.1.

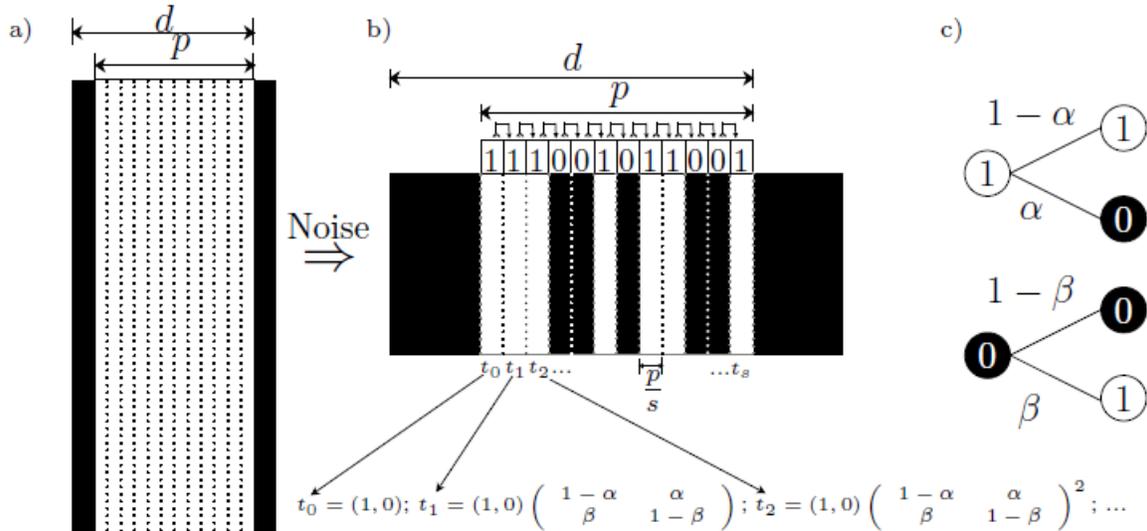


Fig. 5.1 a) Rejilla lineal con período d , b) tira inicial para generar el proceso, con $p = d/s$, donde s es un número entero, c) probabilidades de transición.

Matemáticamente, la generación de las sub-tiras al azar dentro de cada una de las regiones transparentes puede ser representado por

$$t_0 = (1,0), \quad t_1 = (1,0) \begin{pmatrix} 1-\alpha & \alpha \\ \beta & 1-\beta \end{pmatrix}, \dots, \quad t_s = (1,0) \begin{pmatrix} 1-\alpha & \alpha \\ \beta & 1-\beta \end{pmatrix}^s, \quad (5.4)$$

donde el vector $(1,0)$ representa la transmitancia de la primera sub-tira y donde s representa el número de subceldas en cada período de la función de transmitancia. Este proceso se aplica a la rejilla completa, generando una transmitancia global. modificando los parámetros de ruido, se controla el número promedio de franjas oscuras transparentes en la transmitancia final. En la figura 5.2, mostramos dos ejemplos de rejillas lineales con diferentes parámetros de ruido

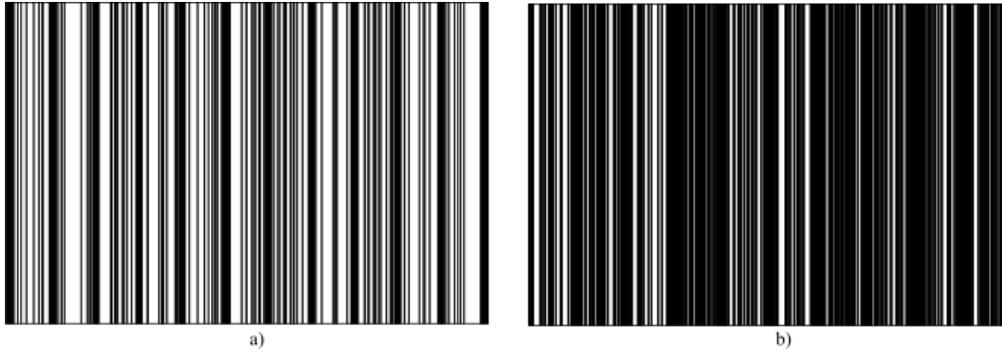


Fig. 5.2 Rejilla Lineal para dos diferentes parametros de ruido: a) $p=0.5$, b) $p=0.7$

La estructura de la función de transmitancia tiene una asimetría, que se puede identificar con los diferentes valores probabilísticos asociados con la matriz estocástica de N-pasos. Hasta ahora se ha descrito un proceso estocástico de Markov para generar las condiciones de contorno de un campo óptico y una transmitancia de rejilla con ruido multiplicativo que toma la forma $T(x)N(x)$. La representación de frecuencia de la rejilla toma la forma de una función de convolución, $T(u) \otimes N(u)$.

5.2 DIFRACCION EMERGIENDO CON RUIDO MULTIPLICATIVO

Es un hecho bien conocido que la representación frecuencial corresponde al campo de difracción de Fraunhofer, como se muestra en la Figura 5.3. A partir de este resultado experimental, se identifican regiones de periodicidad correspondientes a puntos brillantes periódicos, y la influencia del ruido Genera conectividad entre estos puntos periódicos

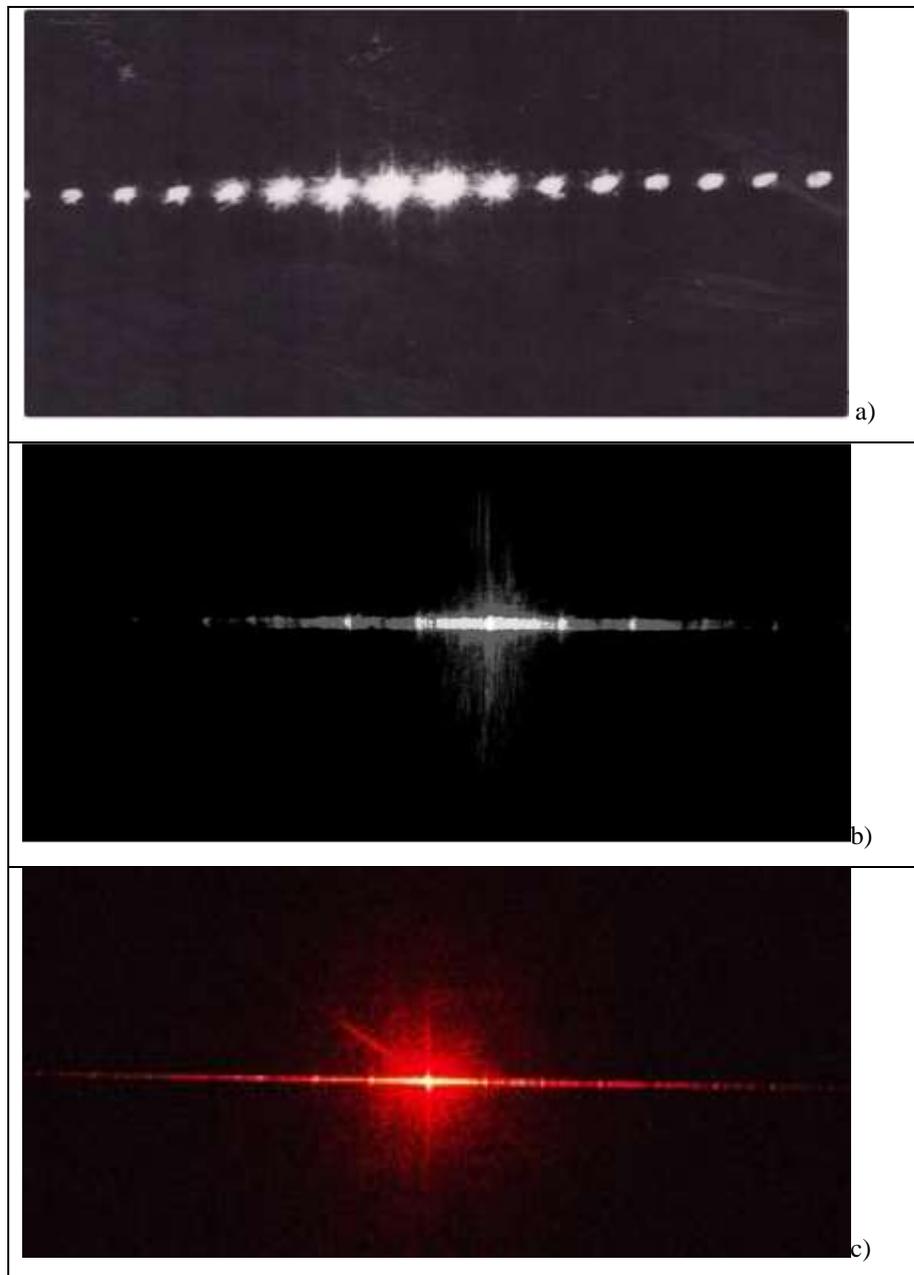


Fig. 3. Difracción de Fraunhofer que emerge de a) la cuadrícula de Ronchi, b) y c) de dos muestras de una cuadrícula aleatoria; en b) la conectividad comienza a aparecer y cuando aumenta el ruido, como en c), se genera una conectividad completa.

En esta sección, se describe la función de correlación de amplitud cuando la rejilla lineal con ruido multiplicativo se ilumina con una onda plana. Hemos centrado el análisis en el ruido multiplicativo, porque aparecen efectos interesantes en el dominio de la frecuencia; en particular, se produce la propagación o esparcimiento

del contenido frecuencial, que es responsable de generar nuevas propiedades físicas. La representación matemática de la transmitancia asociada a la rejilla con ruido es

$$T(x)N(x) = \sum_{n,s} a_n \exp(i2\pi xn / d) b_s \exp(i2\pi xs / p), \quad (5.5)$$

y la representación matemática en el espacio de frecuencia viene dada por la función de convolución de la siguiente manera

$$T(u) \otimes N(u) = \sum_{n,s} a_n \delta(u - n / d) \otimes b_s \delta(u - s / p) = \sum_{n,s} a_n b_s \delta(u_0 - n / d - s / p). \quad (5.6)$$

La función de autocorrelación estadística de la transmitancia toma la forma

$$C(x_0) = \left\langle \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{n,s} a_n b_s \exp\left(-i\pi\lambda z \left[\frac{s}{p} + \frac{n}{d}\right]^2\right) \exp\left(i2\pi x \left[\frac{s}{p} + \frac{n}{d}\right]\right) \sum_{q,r} a_q^* b_r^* \exp\left(i\pi\lambda z \left[\frac{r}{p} + \frac{q}{d}\right]\right) \exp\left(-i2\pi(x - x_0) \left[\frac{r}{p} + \frac{q}{d}\right]\right) dx \right\rangle \quad (5.7)$$

donde los corchetes $\langle \rangle$ representan el promedio estadístico. Después del cálculo, la función de correlación toma la forma

$$\begin{aligned} c(x_0) &= \Sigma |a_r|^2 \langle |b_s|^2 \rangle \exp\left\{i2\pi x_0 \left(\frac{s}{p} + \frac{n}{d}\right)\right\} \delta\left(x_0 - \left(\frac{r}{d} + \frac{s}{p}\right)^{-1}\right) \\ &= \Sigma |a_r|^2 \langle |b_s|^2 \rangle \delta\left(x_0 - \left(\frac{r}{d} + \frac{s}{p}\right)^{-1}\right) \end{aligned} \quad (5.8)$$

aquí se ha utilizado la hipótesis de que el ruido está δ -correlacionado es decir $\langle b_s b_r^* \rangle = \lambda s \delta sr$.

La geometría de la función de correlación corresponde al módulo cuadrado de la Transformada de Fourier promedio dada por la función de convolución entre el

ruido y la señal. La Figura 5.4 muestra un ejemplo para el producto de dos rejillas con la misma transmitancia donde el pico de correlación comienza a emerger. El pico de correlación global se genera cuando se considera la media estadística, obteniendo la forma de función de convolución en el espacio de frecuencia

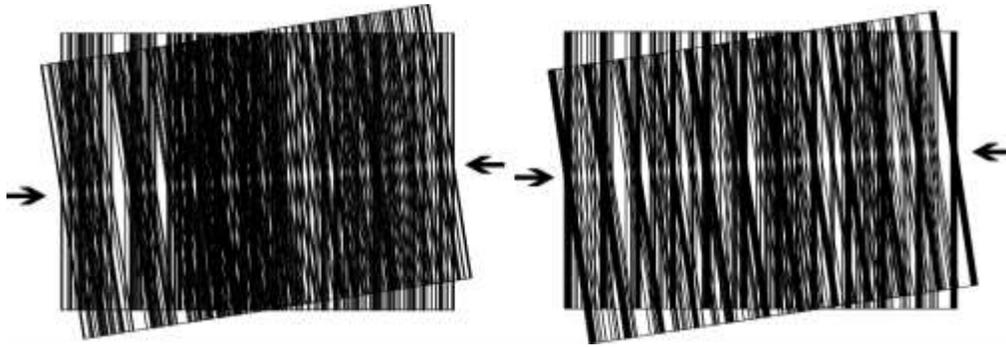


Figura 5.4 Producto de dos rejillas aleatorias con la misma transmitancia para hacer evidente el pico de correlación. Tomando el valor promedio de un conjunto de transmitancias aleatorias, el pico de correlación evoluciona hacia la transformada de Fourier, como se muestra en la Fig. (3)

Es importante notar que el valor promedio del campo de difracción presenta una propiedad invariable, que es la persistencia del pico de correlación de la condición de frontera. Esto puede ser probado utilizando el modelo de espectro angular para el cálculo del campo de difracción dado por

$$\begin{aligned} \varphi(x, z) &= \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{n,s} \delta(u - n/d) \otimes b_s \delta(u - s/p) \exp(-i\pi\lambda z u^2) \exp(i2\pi x u) du \\ &= \sum a_n b_s \exp\left\{-i\pi\lambda z \left(\frac{s}{p} + \frac{n}{d}\right)^2\right\} \exp\left\{i2\pi x \left(\frac{s}{p} + \frac{n}{d}\right)\right\}. \end{aligned} \quad (5.9)$$

El promedio de la amplitud de autocorrelación toma la forma

$$c(x_0) = \sum |a_r|^2 \langle |b_s|^2 \rangle \exp\left\{i2\pi x_0 \left(\frac{s}{p} + \frac{n}{d}\right)\right\}. \quad (5.10)$$

La función de correlación adquiere un valor máximo en $x_0 = 0$, dada como

$$c(x_0) = \Sigma |a_r|^2 \langle |b_s|^2 \rangle \exp \left\{ i 2 \pi x_0 \left(\frac{r}{p} + \frac{m}{d} \right) \right\} \delta \left(\frac{s-r}{p} + \frac{n-m}{d} \right). \quad (5.11)$$

Cuando $x_0 = 0$, Eq.(11) corresponde al módulo cuadrado de la función de convolución en el espacio de frecuencia, dado por la ec. (5.6), y se puede ver que el campo de difracción tiene el mismo pico de correlación que la función de transmitancia. Esto significa que la función de correlación promedio no es variable y que todo el campo óptico debe organizarse alrededor de la función de correlación; Este resultado ofrece un punto de vista geométrico para el estudio de efectos de coherencia parcial. La Figura 5.5 muestra los resultados experimentales para el campo de difracción en tres planos de propagación diferentes y sus productos correspondientes, donde el pico de correlación es evidente. La estructura completa del pico de correlación se obtiene cuando se calcula el valor promedio del conjunto de transmitancias.

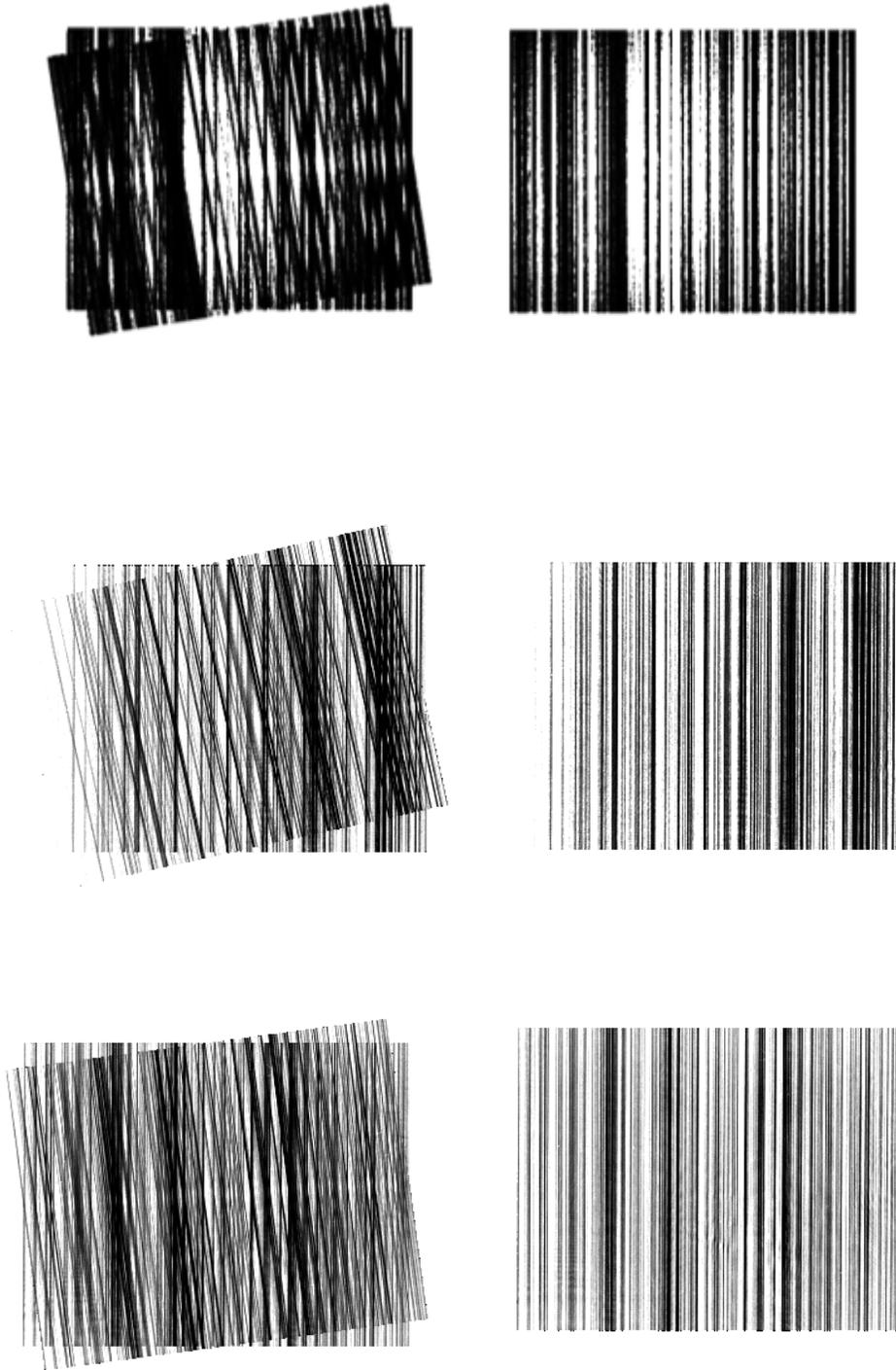


Fig. 5.5. En la columna derecha mostramos el campo de difracción para tres planos de propagación diferentes, en la columna izquierda mostramos el producto entre el campo de difracción haciendo evidente el pico de correlación

Hasta ahora se ha demostrado que la geometría asociada con la función de autocorrelación a la amplitud de difracción dada por $\langle \phi(x, z)\phi(x, z)^* \rangle$ tiene el mismo pico de correlación en el plano de transmitancia, es decir, el pico de correlación permanece sin cambios bajo propagación.

El análisis se implementó describiendo cómo evolucionan las propiedades estadísticas del ruido al interactuar con un sistema óptico. Como punto de partida, describimos el análisis matemático para una rejilla lineal con la presencia de ruido multiplicativo y la evolución posterior de la función de correlación. El resultado principal fue que el promedio de la función de autocorrelación para los campos de difracción en las regiones de Fresnel y Fraunhofer es la misma, correspondiendo esto a los efectos de localización óptica. Para corroborar el modelo, realizamos un experimento para un campo de difracción que emerge de una rejilla lineal, donde el ruido multiplicativo se modeló de acuerdo con un proceso estocástico tipo cadena de Markov. El análisis presentado allana el camino para mejorar y controlar el modelo de difracción utilizando la región de Fraunhofer para inducir / generar nuevos efectos físicos como las transiciones de difusión de ondas ópticas. También permite la implementación de filtrado espacial sintonizable y la generación de guías de onda autoinducidas, donde los efectos físicos asociados se controlan con ruido. Además, el análisis puede extenderse a otras geometrías, como regiones donde la función de convolución tiene una distribución axial. Esto se puede implementar con una matriz en tándem de placas de zona de transmitancia modificadas por ruido.

Finalmente, la evolución de la irradiación asociada con órdenes deterministas se puede analizar a través de una ecuación diferencial estocástica donde estas órdenes se alteran con frecuencias aleatorias que establecen una analogía con el movimiento browniano.

Capítulo 6.

Conclusiones.

Se transfirieron propiedades estadísticas de una distribución aleatoria de huecos controlando la trayectoria de correlación a una superficie metálica, que genera plasmones de superficie direccionados. La geometría es consistente con un campo plasmónico curvo de largo recorrido.

Otro resultado importante es que el conjunto de campos plasmónicos curvos presenta una estructura de vórtice que puede inducir las propiedades magnéticas en el sistema. Utilizando el carácter evanescente de los campos plasmónicos, describimos la propagación del campo eléctrico a través de un arreglo en tándem de películas metálicas delgadas.

Para el caso de transmitancias con ruido la geometría del pico de correlación permanece invariante bajo propagación. El comportamiento dinámico en la región de Fraunhofer permite generar y controlar la conectividad entre los órdenes

deterministas de difracción, generando un canal de comunicación. Esta es una manifestación del efecto convolutivo asociado al ruido multiplicativo

Se que un campo de difracción en la región de Fresnel y Fraunhofer que emerge de una rejilla lineal perturbada con ruido multiplicativo tiene una región invariante cuya geometría corresponde al valor promedio del pico de correlación para el conjunto de condiciones de contorno. El análisis presentado incorpora un comportamiento dinámico en la región de Fraunhofer que permite la generación y control de conectividad entre órdenes de difracción deterministas, generando un canal de comunicación. Esta es una manifestación del efecto convolutivo asociado con el ruido multiplicativo en la condición de frontera.

Finalmente, se pretende que el análisis presentado ofrezca aplicaciones en cristales fotónicos para el diseño metamateriales. Dado que la ruptura de la periodicidad o la incorporación de otro tipo de metal en regiones delimitadas es similar al dopaje de la estructura y, es posible inducir efectos de localización.

Se estableció una analogía con ondas evanescentes y se analizaron las propiedades estructurales a través de un conjunto de parámetros de Stokes. Se encontro que cada conjunto de parámetros de Stokes depende de los parámetros (y, θ) . Con lo cual concluimos que el plasmón de superficie tiene un estado de polarización fijo; sin embargo, la interferencia entre dos de ellos presenta características similares a los campos ópticos polarizables clásicos.

REFERENCIAS

- [1] Plataforma Tecnológica Española Fotonica21 "Agenda Estratégica de Investigación" Valencia, junio 2009.
- [2] Stefan Alexander Maier. "Plasmonics: Fundamentals and Applications". Springer, Bath, United Kingdom, 2007.
- [3] M. L. Brongersma and P. G. Kik, "Surface plasmon nanophotonics". Berlin: Spring-Verlag, 1988.
- [4] <http://www.scopus.com/sources.uri>
- [5] M. Jose-Yacaman, Luis Rendon, J. Arenas, Mari Carmen Serra Puche "Maya Blue Paint: An Ancient Nanostructured Material" science vol. 273 12 julio 1996
- [6] Pérez R. J. tesis de doctorado, "Acoplamiento de polaritones plasmones de superficie con defectos en cristales fotónicos 1D que contienen metamateriales", 2016 BUAP.
- [7] I. Angelini; G. Artioli; P. Bellintani; V. Diella; M. Gemmi; A. Polla; A. Rossi; "Chemical analyses of Bronze Age glasses from Frattesina di Rovigo, Northern Italy," Journal of Archaeological Science 31 (2004) 1175-1184.
- [8] Ricardo Aroca *Surface-Enhanced Vibrational Spectroscopy*. Ed. John Wiley & Sons., Canada 2006. ISBN 0-471-60731-2.
- [9] J. C. M. Garnett, "Colours in metal glasses and in metallic films," Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character, vol. 203, no. 359-371, pp. 385-420, 1904.
- [10] G. Mie, "Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen," Annalen der Physik, vol. 330, no. 3, pp. 377-445, 1908.

- [11] Ritchie, R. H., "*Plasma Losses by Fast Electrons in Thin Films*," Phys. Rev. 106 (1957) 874-881.
- [12] A. Otto, "*Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection*", Z. Phys. 216, p 398, 1968.
- [13] E. Kretschmann, H. Raether, "*Radiative decay of nonradiative surface plasmons excited by light*," Z. Naturf. A 23 (1968) 2135-2136.
- [14] Berndt R., Gimzewski J. K. and Johansson P., "*Inelastic tunneling excitation of tip-induced plasmon modes on noble-metal surfaces*," Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 3796
- [15] Francisco J. García Vidal, Luis Martín Moreno, Plasmones superficiales, Investigación y Ciencia (2008).
- [16] Ebbesen T. W., Lezec H J, Ghaemi H F, Thio T. and Wolff P. A., "*Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays*," Nature 391 (1998) 667-669.
- [17] Jin R. C., Cao Y. W., Mirkin C. A., Kelly K. L., Schatz G. C. and Zheng J. G., "*Photoinduced conversion of silver nanospheres to nanoprisms*," Science 294 (2001) 1901.
- [18] Jin R., Cao C., Hao E., Métraux G. S., Schatz G. C. and Mirkin C., "*Controlling anisotropic nanoparticle growth through plasmon excitation*," Nature 425 (2003) 487.
- [19] Malmqvist M., "*Biospecific interaction analysis using biosensor technology*," Nature 261 (1993) 186.
- [20] Braguglia C. M., "*Biosensors: an outline of general principles and application*," Chem. Biochem. Eng. Q. 12 (1998) 183.

- [21] K. Kluczyk, C. David, J. Jacak , and W. Jacak *On Modeling of Plasmon-Induced Enhancement of the Efficiency of Solar Cells Modified by Metallic Nano-Particles*, *Nanomaterials* 2019, 9, 3
- [22] A. Daude, A. Savary, S. Robin, "Effect of Different Roughnesses on the Excitation by Photons of the Surface Plasmon of Aluminum", *JOSA*, Vol. 62 Issue 1 p 1, 1972
- [23] H. Raether. *Surface plasmons on smooth and rough surfaces on gratings*, Springer-Verlag, (1988).
- [24] D. J. Griffiths. "Introduction to electrodynamics". Prentice Hall, tercera edición, 1999.
- [25] M. Born and E. Wolf. "Principles of optics". Pergamon Press, sexta edición revisada 1987.
- [26] E. Hecht. "Optics". Addison Wesley, cuarta edición , 2002.
- [27] U. Álvarez R; et al, "Química II. Manual de actividades experimentales para el alumno", UNAM 1998.
- [28] K. Valiyaveedu, A. De Luca, G. Strangi, "Experimental demonstration of surface and bulk plasmon polaritons in hypergratings", *Scientific Reports* vol. 3, 3291 (2013)
- [29] S. Zuccon, "Plasmonics and near field optics for sensing purposes". PhD thesis, University of Padova, 2010.
- [30] D. Sarid, "Long-range surface-plasma waves on very thin metal films," *Physical Review Letters*, vol. 47, no. 26, pp. 1927-1930, 1981.
- [31] Offerhaus H. L., Van den Bergen B., Escalante M., Segerink F. B., Korterik J. P., and Van Hulst N. F. "Creating focus plasmons by noncollinear phasematching on functional gratings". *Nano Lett.*, 5(11):2144-2148 (2005).

[32] Park, Suntak, Lee, Gwansu, Song, Seok Ho, Oh, Cha Hwan, and Kim, Phill Soo. "Resonant coupling of surface plasmons to radiation modes by use of dielectric gratings". *Opt. Lett.*, 28(20):1870-1872 (2003).

[33] Torres R. M.A. tesis de doctorado, "Propiedades físicas y estructurales de campos plasmónicos", 2018 INAOE.

[34] D. Brinks, M. Castro-Lopez, R. Hildner, R. & N. F. Van Hulst. "Plasmonic antennas as design elements for coherent ultrafast nanophotonics". *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 110(46), 18386-18390 (2013).

[35] V. Berger. "Nonlinear Photonic Crystals". *Physics Review Letters* 81, 4136, (1998).

[36] S. O'Brien, J. B. Pendry. "Photonic band-gap effects and magnetic activity in dielectric composites". *Journal of Physics: Condensed Matter*, 14, 15, (2002).

[37] Reitz J. R, Milford F. J., Christy R. W., "Fundamentos de teoría electromagnética", 4ta edición, Addison Wesley 1996.

[38] F. Spitzer, "Principles of random walk", Springer (2001).

[39] J. W. Goodman. "Statistical properties of laser speckle patterns. In *Laser speckle and related phenomena*" (9-75). Springer Berlin Heidelberg (1975).

[40] Jung et al J. "Au/SiO₂ Nanoring Plasmon waveguides at optical communication Band". *Journal of Lightwave Technology*, 25(9), 2757-2765 (2007)

[41] A. Ahmadvand1, S. Golmohammadi. "Electromagnetic plasmon propagation and coupling through gold nanoring heptamers: a route to design optimized telecommunication photonic nanostructures". *Appl. Opt.* 53(18), 3832-3849 (2004).

- [42] G. Martínez Niconoff, P. Martínez Vara, G. Diaz Gonzalez, J. Silva Barranco, & A. Carbajal Domínguez. "Surface plasmon singularities". *Journal international of optics*, special issue of nanoplasmonics and metamaterials (2012).
- [43] L. Martin, G. Di Giuseppe, A. Perez Leija, R. Keil, F. Dreisow, M. Heinrich, S. Nolte, A. Szameit, A. F. Abouraddy, D. N. Christodoulides, B. A. Saleh. "Anderson localization in optical waveguide arrays with off-diagonal coupling disorder", *Optics Express*, 19, 14, (2011).
- [44] B. M. Rodríguez-Lara, F. Soto-Eguibar, A. Zarate Cardenas, & H. M. Moya-Cessa. "A classical simulation of nonlinear Jaynes-Cummings and Rabi models in photonic lattices", *Optics Express*, 21, 1012888 (2013).
- [45] S. Y. Lee, J. Park, M. Kang, B. Lee. "Highly efficient plasmonic interconnector based on the asymmetric junction between metal-dielectric-metal and dielectric slab waveguides". *Optics express*, 19(10), 9562-9574 (2011).
- [46] M. W. Hirsch, S. Smale, R. L. Devaney. *Differential equations, dynamical systems, and an introduction to chaos*. Academic press, (2012).
- [47] P. Yeh, *Introduction to Photorefractive Nonlinear Optics* (Wiley 1993), pp. 47-61.
- [48] A. R. McGurn, A. A. Maradudin, V. Celli. "Localization effects in the scattering of light from a randomly rough grating". *Physical Review B*, 31(8), 4866 (1985).
- [49] R. Zia, J. A. Schuller, and M. L. Brongersma. "Near-field characterization of guided polariton propagation and cutoff in surface plasmon waveguides". *Physics Review*, B 74 (165415), (2006).
- [50] M. Engelhardt, K. Langfeld, H. Reinhardt & O. Tennert "Deconfinement in SU(2) Yang-Mills theory as a center vortex percolation transition". *Physics Review*, D61 (054504), (2000).

[51] D. Enders, T. Nagao, A. Pucci, T. Nakayama, & M. Aono. “*Surface-enhanced ATR-IR spectroscopy with interface-grown plasmonic gold-island films near the percolation threshold*”. *Physical Chemistry Chemical Physics*, **13**(11), 4935–4941 (2011).

[52] L. Maigyte, & K. Staliunas. “*Spatial filtering with photonic crystals*”. *Applied Physics Reviews*, **2**(1), 011102 (2015).

[53] X. Zheng, W. Smith, J. Jackson, B. Moran, H. Cui, D. Chen, & C. M. Spadaccini, “*Multiscale metallic metamaterials*”. *Nature Materials*, **15**, 1100–1106 (2016). **No esta referenciada en el texto**

[54] P. Zhang, Y. Hu, D. Cannan, A. Salandrino, T. Li, R. Morandotti, & Z. Chen, “*Generation of linear and nonlinear nonparaxial accelerating beams*”. *Optics letters*, **37**(14), 2820–2822 (2012).

[55] P. Prasad. “*Nanophotonics*”, J. Wiley and sons (2004).

[56] G. Martínez-Niconoff, S. I. D. L. Santos-García, M. A. Torres-Rodríguez, R. S. Xique, M. Vargas-Morales, P. M. Vara, and A. Carbajal-Domínguez, “*Topological properties of the interaction between focusing regions kind cusped*,” *Opt. Express* **24**, 14648–14653 (2016).

[57] G. M. Niconoff, P. M. Vara, S. I. D. los Santos Garcia, M. A. Torres-Rodriguez, M. V. Morales, and E. S. Gomez, “*Analysis of wave-diffusion transitions in optical fields*,” *J. Mod. Opt.* **65**, 2290–2294 (2018).

[58] M. Born, E. Wolf, A. B. Bhatia, P. C. Clemmow, D. Gabor, A. R. Stokes, A. M. Taylor, P. A. Wayman, and W. L. Wilcock, “*Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*” (Cambridge University Press, 1999), 7th ed.

[59] M. J. Beran and G. B. Parrent, “*Theory of partial coherence*,” *Am. J. Phys.* **33**, 665–666 (1965).

[60] L. Mandel and E. Wolf, “*Optical Coherence and Quantum Optics*” (Cambridge University Press, 1995).

- [61] L. N. Binh and D. V. Liet, “*Nonlinear Optical Systems: Principles, Phenomena, and Advanced Signal Processing*” (CRC Press, 2012).
- [62] H. Overhof and P. Thomas, “*Amorphous semiconductors: Electronic transport,*” in *Encyclopedia of Materials: Science and Technology*, K. J. Buschow, R. W. Cahn, M. C. Flemings, B. Ilschner, E. J. Kramer, S. Mahajan, and P. Veyssi re, eds. (Elsevier, Oxford, 2001), pp. 270 – 277.
- [63] T. Scholak, F. Mintert, T. Wellens, and A. Buchleitner, “*Chapter 1 - transport and entanglement,*” in *Quantum Efficiency in Complex Systems, Part I: Biomolecular systems*, vol. 83 E. R. Weber, M. Thorwart, and U. W rfel, eds. (Elsevier, 2010), pp. 1 – 38.
- [64] P. G. Hoel, S. C. Port, C. J. Stone, and R. Holley, “*Introduction to stochastic processes,*” *IEEE Transactions on Syst. Man, Cybern. SMC-3*, 533–533 (1973).
- [65] F. J. Torcal-Milla and L. M. Sanchez-Brea, “*Diffraction by gratings with random fill factor,*” *Appl. Opt.* **56**, 5253–5257 (2017).
- [66] F. J. Torcal-Milla and L. M. Sanchez-Brea, “*Diffraction by random ronchi gratings,*” *Appl. Opt.* **55**, 5855–5859 (2016).
- [67] J. F. Benzoni, S. Sarkar, and D. Sherrington, “*Statistical mechanical models for phase screens,*” *J. Phys. A: Math. Gen.* **19**, L589–L594 (1986).

ⁱ <https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.5/mx/>

ⁱⁱ <http://orcid.org/>