

## PLASMÓNICA

RAÚL GARCÍA LLAMAS\*, SANDRA L. GASTÉLUM ACUÑA Y ALDO S. RAMÍREZ DUVERGER

### RESUMEN

En este artículo son descritas las principales propiedades de los plasmones de superficie. También se presenta la excitación de los plasmones de superficie con la técnica experimental conocida como reflexión total atenuada.

**Palabras clave:** plasmónica, plasmones de superficie, ondas superficiales de plasma, películas delgadas.

DR. RAÚL GARCÍA LLAMAS  
Departamento de Investigación en Física,  
Universidad de Sonora  
Correo: ragal@cifus.uson.mx  
DRA. SANDRA L. GASTÉLUM ACUÑA  
Departamento de Investigación en Física,  
Universidad de Sonora  
Correo: sandrag@cifus.uson.mx

DR. ALDO S. RAMÍREZ DUVERGER  
Departamento de Física,  
Universidad de Sonora  
Correo: aldo@cifus.uson.mx

\*Autor para correspondencia: Dr. Raúl García Llamas  
Correo electrónico: ragal@cifus.uson.mx  
Recibido: 15 de Marzo del 2015  
Aceptado: 2 de Junio del 2015  
ISSN: 2007-4530

## INTRODUCCIÓN

En física, la palabra plasma se reserva a una fase fluida de la materia conformada por partículas cargadas y se le conoce como la cuarta fase de la materia. En la naturaleza aparecen plasmas, como por ejemplo, la ionósfera, gases altamente ionizados y metales. Estos últimos contienen un mar de electrones libres y en su interior un fondo de iones metálicos fijos. De hecho, en la óptica de metales existe el término frecuencia de plasma  $\omega_p$  que es la frecuencia que determina su comportamiento metálico caracterizado por su alta reflexión para frecuencias mayores que la frecuencia de plasma y su comportamiento no metálico a frecuencias menores que ésta.

Existen en la actualidad tres tipos de modos u oscilaciones de plasma en metales: El plasmón de volumen (PV), que como su nombre lo indica, sucede en el volumen del metal; el plasmón de superficie (PS), que ocurre en la interfaz entre un metal y un medio no absorbente; y los plasmones de superficie localizados (PSL) en partículas metálicas.

La plasmónica es el nombre que se ha dado a un área emergente del desarrollo científico y se basa en la habilidad para controlar el flujo de luz en materiales metálicos utilizando plasmones. Para lograr tal control ha sido necesario fabricar dispositivos metálicos con dimensiones nanométricas y la excitación de los llamados PS.

Este trabajo se centrará en enfatizar las propiedades más importantes de los PS, así como su excitación y detección experimental.

La historia de los plasmones se remonta hasta los albores del siglo XX. La primera observación de la excitación del PS fue hecha y reportada por Wood en 1902 [1]. Estas observaciones consistían en la ausencia de algún color proveniente de una fuente de luz blanca después de haber incidido sobre una superficie metálica en forma de rejilla de difracción. Esta ausencia de color fue nombrada anomalía de Wood, ya que no se conocía su relación con la excitación de los PS. Muchos trabajos fueron realizados para profundizar o entender desde el punto de vista teórico y experimental las anomalías de Wood [2-24].

Algunas contribuciones a este tema realizadas por el grupo de trabajo de fotónica de la Universidad de Sonora, se enfocan en la excitación de PS vía superficies rugosas aleatorias y por defectos [25-33].

Desde el punto de vista experimental, hemos

construido un difractómetro de luz [31], el cual también funciona como medidor de la reflexión angular de luz, que actualmente cuenta con cinco líneas láser para estudiar la estructura de superficies rugosas y periódicas. Este método experimental, aunado con algún modelo teórico [21] aplicado a este problema, permite conocer las características de la superficie, como por ejemplo altura típica, periodo, forma del perfil, etc.

Aunque alejado de esta área, también hemos armado (con patente en trámite) un fluororelectómetro [34], que entre otras cosas permite medir la reflexión espectral a un ángulo fijo, lo cual ha permitido obtener las relaciones de dispersión de los PS en películas metálicas [35].

En la parte teórica calculamos la relación de dispersión de los PS, mientras que en la parte experimental mostramos los resultados de la excitación de los PS en películas metálicas de plata, usando la técnica experimental conocida como reflexión total atenuada (RTA) en configuración Kretschmann.

## TEORÍA

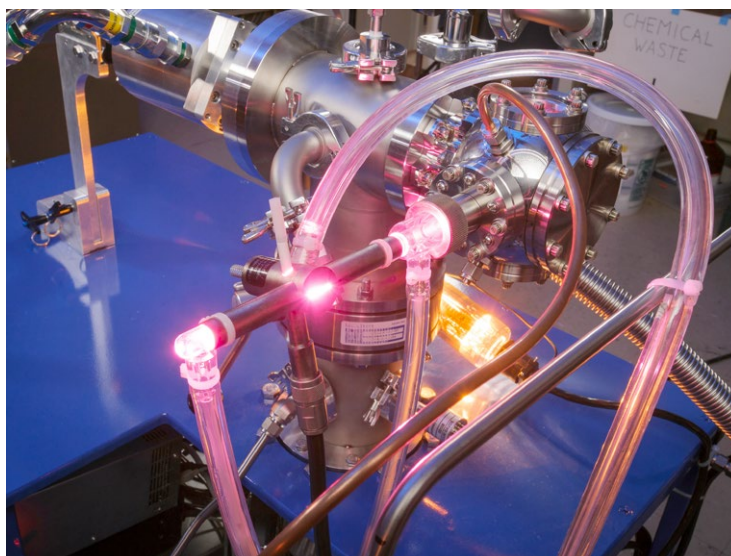
Los PS son oscilaciones colectivas de los electrones en la superficie de un metal que forma una interfaz con un medio dieléctrico. El campo electromagnético asociado a estas oscilaciones tiene un carácter transversal magnético y es solución a las ecuaciones de Maxwell, esto significa que el campo magnético

oscila en una línea que cae en el plano de la interfaz. La solución representa ondas que se propagan a lo largo de la interfaz entre un metal y un medio dieléctrico con un vector de onda asociado y decaen exponencialmente a medida que se alejan de ella.

Si suponemos que la interfaz, entre el metal y el dieléctrico, se encuentra en el plano  $z = 0$ , el campo magnético del PS se representa como

$$\vec{H}(y, z, t) = \begin{cases} A_1 \exp \left[ i \left( qy - \sqrt{\mu_1 \varepsilon_1 \omega^2 - q^2} z \right) - i\omega t \right] \hat{i} & z < 0 \\ A_2 \exp \left[ i \left( qy + \sqrt{\mu_2 \varepsilon_2 \omega^2 - q^2} z \right) - i\omega t \right] \hat{i} & z > 0 \end{cases} \quad (1)$$

donde  $q$  representa la constante de propagación del PS,  $\omega$  la frecuencia angular a la que oscila,  $\varepsilon_2$  es la constante dieléctrica del metal, que depende de la frecuencia pero no se muestra su dependencia y  $A_2$  su amplitud. La constante dieléctrica del medio es  $\varepsilon_1$  y  $A_1$  es la amplitud del PS en ese medio.



Mientras que de acuerdo a las ecuaciones de Maxwell, el campo eléctrico

$$\vec{E}(y, z, t) = \begin{cases} \frac{A_1}{\varepsilon_1 \omega} (+\sqrt{\mu_1 \varepsilon_1 \omega^2 - q^2} \hat{j} + q \hat{k}) \exp[i(qy - \sqrt{\mu_1 \varepsilon_1 \omega^2 - q^2} z) - i\omega t] & z < 0 \\ \frac{A_2}{\varepsilon_2 \omega} (-\sqrt{\mu_2 \varepsilon_2 \omega^2 - q^2} \hat{j} + q \hat{k}) \exp[i(qy + \sqrt{\mu_2 \varepsilon_2 \omega^2 - q^2} z) - i\omega t] & z > 0 \end{cases} \quad (2)$$

Para que los campos presenten un comportamiento exponencialmente decreciente en la dirección perpendicular a la interfaz, el argumento de la raíz debe ser negativo.

Las condiciones en la frontera establecen que las componentes tangenciales de los campos son continuas en la interfaz,  $z = 0$  o sea

$$A_1 = A_2 \quad (3)$$

$$\frac{A_1}{\varepsilon_1 \omega} \sqrt{\mu_1 \varepsilon_1 \omega^2 - q^2} = \frac{A_2}{\varepsilon_2 \omega} \sqrt{\mu_2 \varepsilon_2 \omega^2 - q^2} \quad (4)$$

Resolviendo para  $q$  de (3) y (4) se obtiene la relación de dispersión del PS, ésta es

$$q = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_m(\omega)}{\varepsilon_m(\omega) + 1}} \quad (5)$$

Donde hemos supuesto que los medios son no magnéticos  $\mu_2 = \mu_0 = \mu_1$ , el medio adyacente al metal es el vacío  $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$  y  $\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_2(\omega)/\varepsilon_0$  es la constante dieléctrica relativa del metal.

Ya que la constante dieléctrica del metal es compleja, entonces  $q$  es una función compleja, es decir,  $q = \text{Re}(q) + i\text{Im}(q)$ . La parte real está asociada con la relación de dispersión y la parte imaginaria con la longitud de propagación.

La longitud de propagación  $L$  es la distancia que el PS viaja en la dirección paralela a la superficie antes de que su amplitud decaiga en  $1/e$ , así

$$L = \frac{1}{\text{Im}(q)} = \frac{c}{\omega} \text{Im} \left( \sqrt{\frac{\varepsilon_m(\omega) + 1}{\varepsilon_m(\omega)}} \right) \quad (5)$$

En la figura 1a se muestra la relación de dispersión, es decir, la frecuencia como función de la constante de propagación del PS (curva de color rojo). El metal es plata (datos tomados de ref. [33]). La recta de color magenta es la línea de luz en el vacío, es decir, la relación que guardan la frecuencia y el número de onda cuando una onda electromagnética se propaga en el vacío, también se muestra  $(h/2\pi)\omega[\text{Im}(q)]$  (curva de color azul). Se puede observar que  $\text{Re}(q)$  siempre es mayor que la constante de propagación de la luz para cualquier frecuencia. Este hecho establece que la luz incidiendo directamente sobre una superficie metálica no puede excitar al PS, ya que no existe acoplamiento de momentos y se deben buscar mecanismos de acoplamiento. Existe una técnica

experimental que permite la excitación de los PS y se le conoce como RTA. En la figura 1b se muestra la variación de la longitud de propagación como función de la frecuencia. Se puede observar que  $L$  varía 4 órdenes de magnitud, desde 100 nm en el ultravioleta (UV) hasta 1 mm en el cercano infrarrojo (NIR por sus siglas en Inglés). Así, en el NIR se tiene la mayor aplicabilidad de los PS para fabricar dispositivos fotónicos. Con ellos se podrá enviar información a través de circuitos plasmónicos.

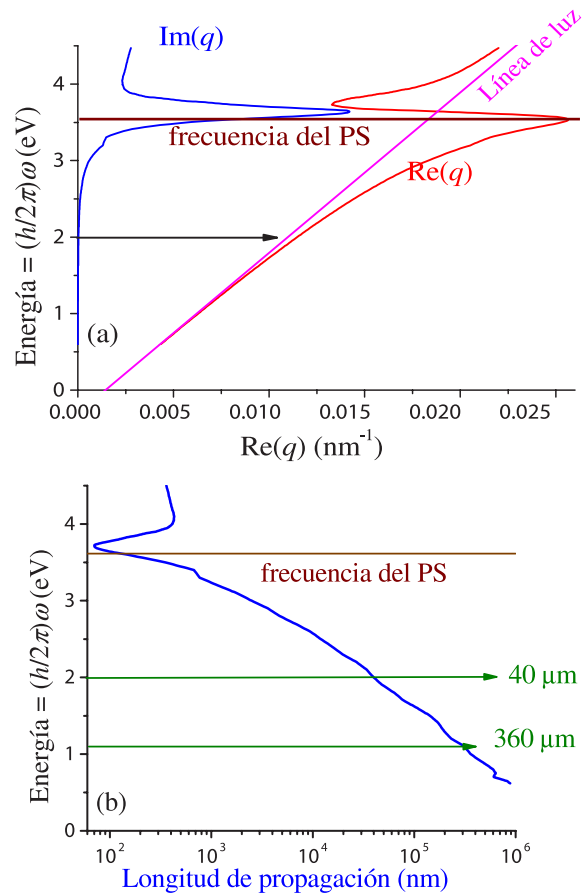
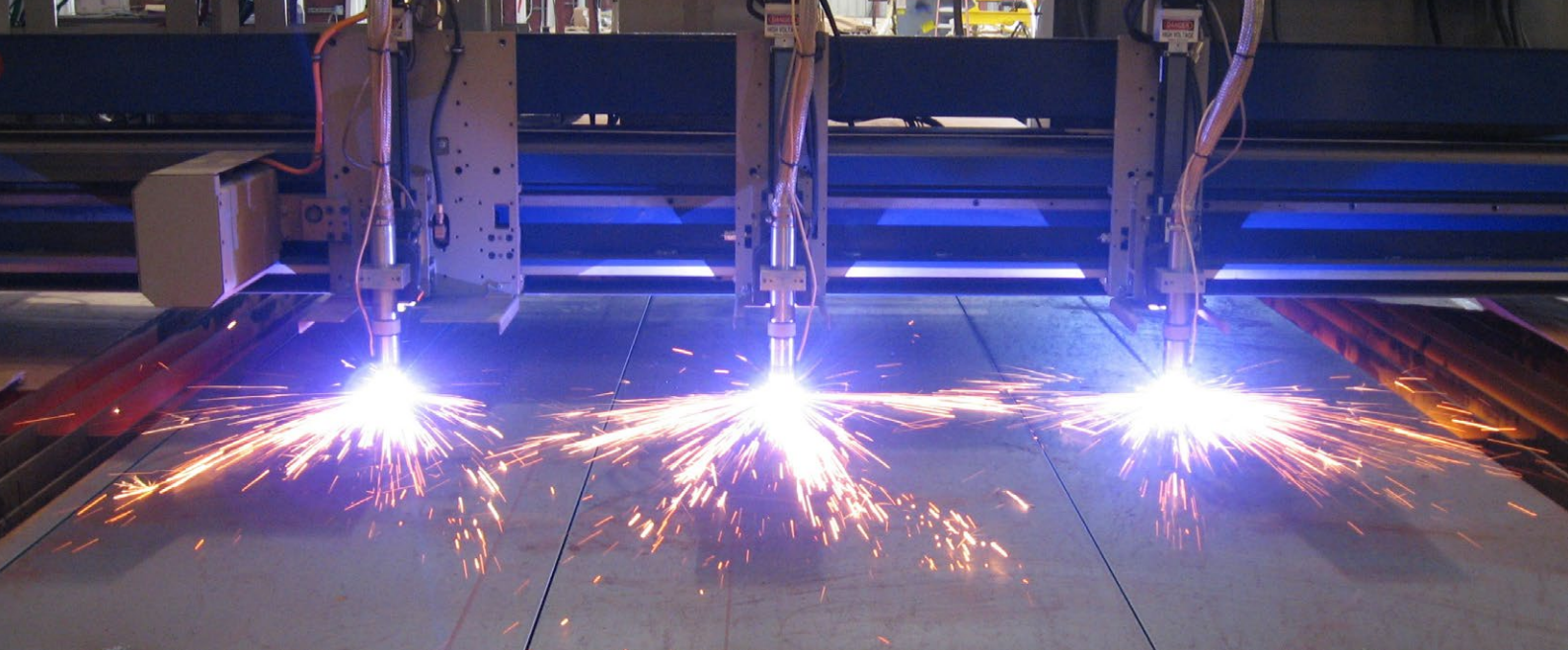


Figura 1. (a) La relación de dispersión del PS. Los datos del índice de refracción absorción de la plata fueron tomados de la ref. [33]. (b) La longitud de propagación del PS como función de la energía del PS.

En la siguiente sección describiremos una técnica experimental para excitar PS conocida como RTA.

## EL REFLECTÓMETRO

El reflectómetro es un instrumento, no comercial, que se utiliza para medir la reflexión [10-11, 34], el cuál es mostrado esquemáticamente en la figura 2. Con el reflectómetro se pueden obtener medidas normalizadas, así como relativas de reflexión y/o transmisión de los sistemas analizados. Esto permite, con la ayuda de un modelo teórico, la caracterización óptica de los sistemas



estudiados o la simple visualización de los resultados de las medidas relativas.

Los ángulos de incidencia  $\theta_i$  y de reflexión  $\theta_r$ , medidos con respecto a la normal de la superficie de la muestra, son mostrados en el recuadro de la figura 2. El sistema permite hacer barridos en longitud de onda desde 300 nm hasta 850 nm y cambiar el ángulo de incidencia de  $17^\circ$  hasta  $59^\circ$ , así como la polarización de luz incidente.

El programa del control y la óptica fueron desarrollados en el Laboratorio de Fotónica del Departamento de Investigación en Física de la Universidad de Sonora.

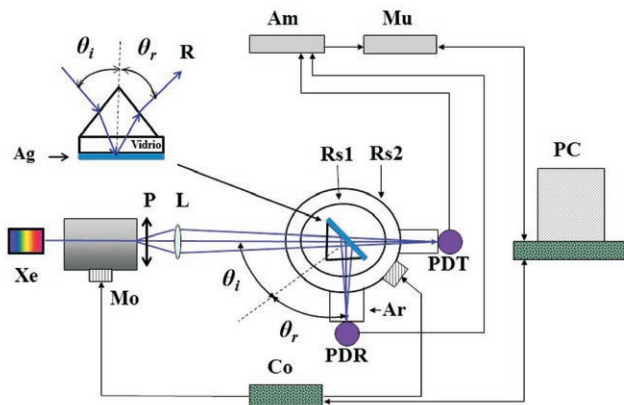


Figura 2. Esquema del Reflectómetro. Xe: Lámpara de arco de Xenón, Mo: Monocromador Motorizado, P: Polarizador, L: Lente, Ar: Brazo de 20 cm de largo, PDR y PDT: Fotodiodos agrandado en el UV, Rs1 y Rs2: Platinas rotatorias, Am: Amplificador, Mu: Multímetro Digital, Co: Interfaz electrónica, PC: Computadora personal. En el recuadro se muestra el esquema de la película de plata sobre un prisma de BK7 (LaK8), donde R representa el valor haz reflejado. Los términos BK7 o LaK8 representan nomenclatura usada en la industria del vidrio para denotar diferentes vidrios con valores distintos del índice de refracción.

## MUESTRAS METÁLICAS

Las muestras fueron preparadas en una cámara de alto vacío ( $1 \times 10^{-6}$  mbar) por evaporación térmica, sobre un sustrato de vidrio. Se evaporaron películas de plata de 45 nm de espesor.

Los espesores de cada película fueron controlados usando monitoreo óptico y una balanza de cuarzo electrónica. El sistema a estudiar se completa uniendo la cara del sustrato que no tiene muestra con aceite de inmersión a un prisma recto de vidrio BK7 o LaK8. El vidrio BK7 es un tipo de vidrio crown óptico de alta calidad al igual que el LaK8, los cuales son utilizado con frecuencia para la producción de componentes ópticos.

## RESULTADOS

Todas las mediciones realizadas en este trabajo se hicieron utilizando la configuración RTA-Kretschmann para polarización  $p$ . El valor del índice de refracción del prisma es  $n_{\text{prisma}} = 1.515$  o  $1.710$  para BK7 o LaK8, respectivamente.

### Medición de reflexión especular

La reflexión como función de la longitud de onda para polarización  $p$  a un ángulo fijo de  $47.63$  grados, se muestra en la figura 3a. En la gráfica se observa que la curva presenta un mínimo a una longitud de onda de  $\lambda_{ps} = 411.0$  nm (indicada por la flecha roja en la gráfica). Este mínimo indica la excitación del PS en la interfaz ya que se cumple la condición de acoplamiento de momento.

$$q = \frac{2\pi}{\lambda_{ps}} n_{\text{prisma}} \sin \theta_i \quad (7)$$

El lado derecho en la ec. (7) representa la componente paralela del vector de la onda incidente,  $q$  representa la constante de propagación del PS y  $n_{\text{prisma}}$  es el índice de refracción del prisma.

El ancho de la curva está relacionado con la longitud de propagación. Esta es una medida indirecta de este parámetro.

En la figura 3b se muestra la relación de dispersión experimental del PS. Para lograr esto se obtuvieron curvas como la de la figura 3a para varios ángulos de incidencia. Para obtener el eje-x en la figura 3b se usa la ec. (7), mientras que para obtener el eje-y se usa la siguiente relación,

$$E = \frac{h}{2\pi} \omega = \frac{1240 \text{ eV} * \text{nm}}{\lambda} \quad (8)$$

Donde  $\lambda$  se proporciona en nm y el resultado es la energía en eV.

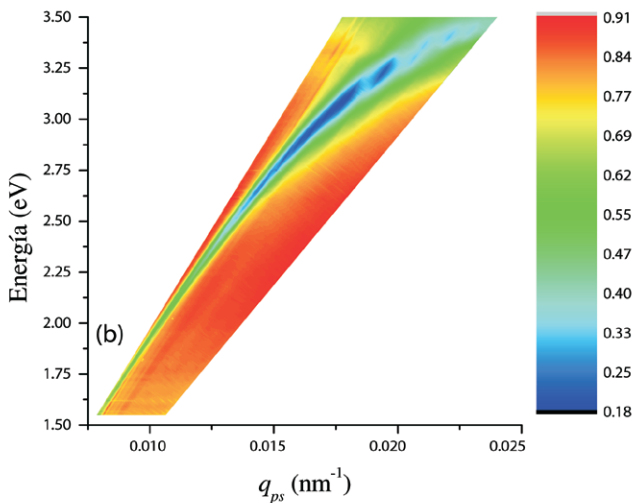
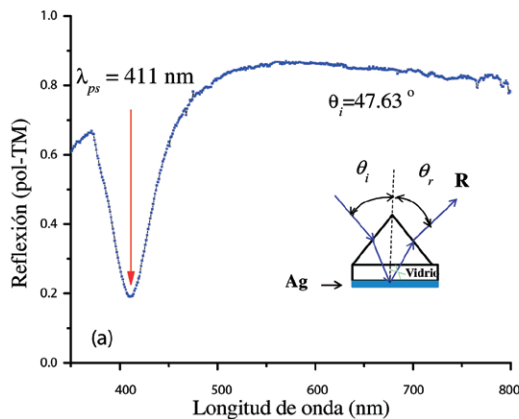
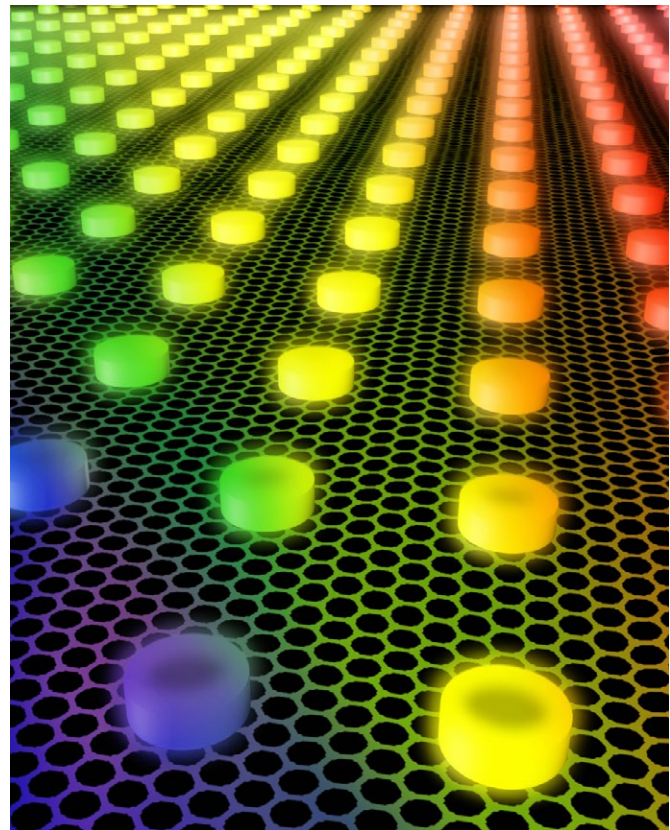


Figura 3. (a) Espectro de reflexión de una película de Ag medida a través de un prisma de BK7. El mínimo indica la excitación del PS. (b) La reflexión proyectada en el plano de energía y vector de onda. Se puede apreciar directamente la relación de dispersión del PS, como una banda de color azul marino.

En otro trabajo se mostrarán las características más importantes de los plasmones localizados en partículas metálicas.



## CONCLUSIONES

En este trabajo se vertieron algunos aspectos importantes de la plasmónica, como son la relación de dispersión, longitud de propagación, longitud de decaimiento de los PS.

Se presentaron resultados obtenidos en el laboratorio de fotónica de la Universidad de Sonora y se describió someramente el dispositivo experimental para obtener dichos resultados. Se presentó la reflexión *p*-polarizada, a través de un prisma de BK7 proyectada en el plano *E-q*, de donde se puede inferir directamente la relación de dispersión experimental del PS.

## AGRADECIMIENTOS

Se agradece a CONACYT por el proyecto de Cátedra para Jóvenes Investigadores 1893.

## BIBLIOGRAFÍA

- 1) R. W. Wood, On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum, *Philos. Mag.*, vol. 4, pp. 396-402, 1902.
- 2) Lord Rayleigh, Note on the remarkable case of diffraction spectra described by Prof. Wood, *Philos. Mag.*, vol. 14, pp. 60-65, 1907.
- 3) Lord Rayleigh, On the dynamical theory of gratings, *Proc. R. Soc. Lond.*, vol. 79, pp. 399-416, 1907.
- 4) J. Strong, Effect of evaporated films on energy distribution in grating spectra, *Phys. Rev.*, vol. 49, pp. 291-296, 1936.
- 5) U. Fano, The theory of anomalous diffraction gratings and of

- quasi-stationary waves on metallic surfaces (Sommerfeld's waves), *J. Opt. Soc. Am.* vol. 31, pp. 213–222, 1941.
- 6) A. Hessel, and A.A. Oliner, A new theory of Wood's anomalies on optical gratings, *Appl. Opt.*, vol. 4, pp. 1275–1297, 1965.
  - 7) C.H. Palmer Jr., Parallel diffraction grating anomalies, *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 42, pp. 269–276, 1952.
  - 8) C.H. Palmer Jr., Diffraction grating anomalies, II: coarse gratings, *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 46, pp. 50–53, 1956.
  - 9) J.E. Stewart, and W.S. Gallaway, Diffraction anomalies in grating spectrophotometers, *Appl. Opt.*, vol. 1, pp. 421–429, 1962.
  - 10) R. H. Ritchie, E. T. Arakawa, J. J. Cowan, and R. N. Hamm, Surface-Plasmon Effect in Grating Diffraction, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 21, pp. 1530-1533, 1968.
  - 11) D. Rudolph, and G. Schmahl, Spektroskopische beugungsgitter hoher teilungsgenauigkeit erzeugt mit Hilfe von Laserlicht und photoresistschichten, *Optik*, vol. 30, pp. 475–487, 1970.
  - 12) D. Maystre, Sur la diffraction d'une onde plane par un réseau métallique de conductivité finie, *Opt. Commun.*, vol. 6, pp. 50–54, 1972.
  - 13) D. Maystre, Sur la diffraction d'une onde plane électromagnétique par un réseau métallique, *Opt. Commun.*, vol. 8, pp. 216–219, 1973.
  - 14) R. Petit, Etude numérique de la diffraction par un réseau, *C. R. Acad. Sci. Paris* vol. 260, pp. 4454– 4457, 1965.
  - 15) R. Petit, Contribution à l'étude de la diffraction par un réseau métallique, *Rev. Opt.*, vol. 45, pp. 249– 276, 1966.
  - 16) A. Wirgin, Considérations théoriques sur la diffraction par réflexion sur des surfaces, quasiment planes, applications à la diffraction par des réseaux, *C. R. Acad. Sci. Paris*, vol. 259, pp. 1486–1488, 1964.
  - 17) A. Wirgin, Théorie électromagnétique de la diffraction d'une onde par une surface quasiment plane, Thèse d'Etat, Université de Paris, France, 1967.
  - 18) J. Pavageau, and J. Bousquet, Diffraction par un réseau conducteur nouvelle méthode de résolution, *Opt. Acta*, vol. 17, pp. 469–478, 1970.
  - 19) R. Petit, D. Maystre, and M. Nevière, Practical applications of the electromagnetic theory of gratings, *Space Optics*, in Proceedings of the Ninth International Congress of Optics, vol. 2, pp. 667–681, 1974.
  - 20) F. Toigo, A. Marvin, V. Celli, and N. R. Hill, Optical Properties of rough surfaces: General Theory and the small roughness limit, *Phys. Rev. B*, vol. 15, pp. 5618-5626, 1977.
  - 21) R. García-Llamas, Scattering of electromagnetic plane waves from rough periodic multilayered films, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 11, pp. 618-623, 1994.
  - 22) J. A. Sánchez-Gil, and A. A. Maradudin, Surface-plasmon polariton scattering from a finite array of nanogrooves/ridges: Efficient mirrors, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, pp. 2511061(1-3), 2005.
  - 23) A. Y. Nikitin, F. López-Tejeira, and L. Martín-Moreno, Scattering of surface plasmon polaritons by one-dimensional inhomogeneities, *Phys. Rev. Lett.* vol. 105, pp. 035129(1-8), 2007.
  - 24) A. Aubry, D. Y. Lei, S. A. Mayer and J. B. Pendry, Interaction between Plasmonic Nanoparticles revisited with transformation Optics, *Phys. Rev. B* vol. 75, pp. 233901(1-4), 2010.
  - 25) R. García-Llamas, and L. E. Regalado, Transmitted scattering light from a thin film with shallow random rough interfaces, *Appl. Opt.*, vol. 35, pp. 5595-5599, 1996.
  - 26) R. García-Llamas, and L. E. Regalado, Scattering of light from a thin metallic film with a shallow random rough interfaces between dissimilar media. I Theory, *Opt. Commun.*, vol. 142, pp. 167-172, 1997.
  - 27) R. García-Llamas, L.E. Regalado, and C. Amra, Scattering of light from a two layer system with a rough surface, *J. Opt. Soc. Am. A*, vol, 16, pp. 2713-2719, 1999.
  - 28) R. García-Llamas, and C. Márquez Beltrán, Scattering of s-polarized electromagnetic planes waves from a film with a shallow random rough one dimensional surface on a perfect conductor, *Appl. Opt.*, vol. 39, pp. 4698-4705, 2000.
  - 29) A. S. Ramírez-Duverger, J. A. Gaspar-Armenta, and R. García-Llamas, Resonant Scattering of light from a glass/Ag/MgF<sub>2</sub>/air system with rough interfaces and supporting guided modes in attenuated total reflection, *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 20, pp. 1582-1588, 2003.
  - 30) A. S. Ramírez-Duverger and R. García-Llamas, Light scattering from a multimode waveguide of planar metallic walls, *Opt. Commun.*, vol. 227, pp. 227-235, 2003.
  - 31) A. S. Ramírez-Duverger y R. García-Llamas, Diseño y construcción de un esparcímetero de luz, *Rev. Mex. Fis.*, vol. 50, pp. 541-548, 2004.
  - 32) J. Gaspar-Armenta, R. García-Llamas, and J. Durán-Favela, Electromagnetic near and far field interaction between surface Plasmon and defect in a thin metallic film, *Phys. Rev. B*, vol. 73, pp. 255412 (1-8), 2006.
  - 33) E. D. Palik, Handbook of optical constant of solids I, Nueva York, Academic Press, 1985.
  - 34) A. S. Ramírez-Duverger, R. García-Llamas, and R. Aceves, Review Fluororeflectometer for measuring the emission, excitation, reflection and transmission of materials doped with active ions, *J. of Lumin.* vol. 136, pp 196-203, 2013.
  - 35) A. S. Ramírez-Duverger y R. García-Llamas, Excitación de modos y relación de dispersión de un material metal-dieléctrico, *Materiales Avanzados*, no. 21, pp. 15-20, 2013.

