

Capítulo 1

Modelación Numérica de un Sensor de Fibra Óptica con Plasmones Superficiales, Utilizando una Película Metálica Conductora de Óxido de Zirconio

Héctor H. Sánchez Hernández¹
Juan M. Pérez Abarca²

Abstract: In this work, we use geometrical and electromagnetic models of light to numerically simulate surface plasmons (SP) originated in a fiber optic sensor with a cladding of metallic zirconium dioxide using different widths in a small segment whose refractive index is different to that of the optic fiber. We also pay particular attention to its absorption and attenuation properties. The theoretical as well as the simulated results show that the proposed sensor can be utilized to perform in the visible region.

Keywords: Fiber optic sensor, Surface plasmon, zirconium oxide.

Resumen: En este trabajo, se usarán los modelos geométricos y electromagnéticos de la luz para simular los plasmones superficiales (SP) que se originan en una fibra óptica con un revestimiento metálico de dióxido de Zirconio, utilizando grosores diferentes en un pequeño segmento cuyo índice de refracción es diferente del de la fibra. También le ponemos particular atención a sus propiedades de absorción y atenuación. Los resultados teóricos y los obtenidos de la simulación muestran que el sensor propuesto puede utilizarse para operar en la región visible.

Palabras clave: Sensores de fibra óptica, plasmón superficial, óxido de zirconio.

¹hehusan@unpa.edu.mx. Departamento de Matemáticas Aplicadas, Universidad del Papaloapan

²jperez@unpa.edu.mx. Departamento de Matemáticas Aplicadas, Universidad del Papaloapan

1.1 Introducción

La Resonancia de Plasmón Superficial (SPR) se ha convertido en una herramienta ampliamente popular para la tecnología de sensores debido a sus enormes aplicaciones, esto es, en la detección física, química, y parámetros biológicos de interés [Liedberg, Homola, Sharma]. En el fenómeno de SPR la onda polarizada transversal magnética (TM), provoca la excitación y oscilación de la densidad de carga a lo largo del metal-dieléctrico, [Raether] además satisface la condición de igualdad de la propagación de la onda incidente con la de una onda del plasmón de superficie, por lo que resulta en la transferencia de energía incidente de la onda de plasmón superficial.

En este trabajo, se ha estudiado el comportamiento teórico de una fibra óptica por el método de (SPR) utilizando un algoritmo computacional (MATLAB) donde el óxido de zirconio ha sido usado como el material de sensado con un espesor dado y así se obtienen datos por medio del algoritmo.

El comportamiento de la luz es un gran reto de modelación. Historicamente la luz se ha descrito de las siguientes maneras: Descripción como rayos (modelo geométrico), Descripción por medio de la teoría electromagnética (Ondas electromagnéticas) y Modelos cuánticos (Discretización en fotones).

En el presente trabajo se intenta describir el proceso de absorción de energía y el fenómeno de origen de plasmones (excitación y oscilación de la densidad de carga), el modelado se realiza utilizando parcialmente los primeros dos mencionados arriba. El modelo de rayos se utiliza para describir la trayectoria de la luz a lo largo de la fibra óptica, además el modelo de ondas electromagnéticas para analizar la absorción y transmisión de energía en la interface dieléctrico-metal del sensor.

1.2 Modelo Teórico

La fibra óptica de SPR es un sistema de tres capas que consiste en un núcleo de la fibra, dieléctrica de alto índice, el óxido de zirconio, como se muestra en la figura 1.1. Para el análisis teórico, se considera una fuente de ondas policromáticas para lanzar. El espectro de la luz transmitida se determina en el otro extremo de la fibra. Debido a que el método de interrogación de longitud de onda se utiliza en el experimento, se requiere, para el análisis teórico, la dependencia de longitud de onda de los índices de refracción de varias películas.

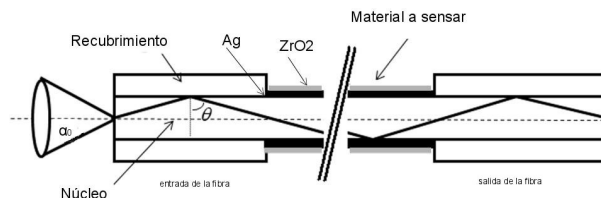


Figura 1.1: Representación del sensor de fibra óptica.

Ahora, para el núcleo de la fibra de sílice, la longitud de onda depende del índice de refracción y está dada por la siguiente relación de Sellmeier:

$$n^2 - 1 = \frac{a_1 \lambda^2}{\lambda^2 - b_1^2} + \frac{a_2 \lambda^2}{\lambda^2 - b_2^2} + \frac{a_3 \lambda^2}{\lambda^2 - b_3^2} \quad (1.2.1)$$

donde λ es la longitud de onda en micras y $a_1, a_2, a_3, b_1, b_2, b_3$ y son coeficientes de Sellmeier. Los valores de estos coeficientes son $a_1 = 0.6961663$, $a_2 = 0.4079426$, $a_3 = 0.8974794$, $b_1 = 0.0684043$, $b_2 = 0.1162414$, y $b_3 = 9.896161$ [Ghatak1]. Para la dependencia de longitud de onda de la constante dieléctrica del metal se utiliza la fórmula de Drude, que puede escribirse como:

$$\varepsilon_m(\lambda) = \varepsilon_{mr} + i\varepsilon_{mi} = 1 - \lambda^2 \lambda_c / (\lambda_p^2 (\lambda_c + i\lambda)) \quad (1.2.2)$$

En esta expresión, λ_p y λ_c son el plasma y longitudes de onda de colisión del metal, respectivamente, mientras que ε_{mr} y ε_{mi} son las partes real e imaginaria de la constante de la ε_m capa de metal dieléctrico. Para la plata, los valores del plasma y longitudes de onda de choque son $1.4541x10^{-7}m$ y $1.7614x10^{-5}m$, respectivamente [Homola1]. Para el oxido de zirconio, los datos del índice de refracción en diferentes longitudes de onda se tomaron de [web]:

$$n^2 - 1 = \frac{1.347091\lambda^2}{\lambda^2 - 0.062543^2} + \frac{2.117788\lambda^2}{\lambda^2 - 0.166739^2} + \frac{9.452943\lambda^2}{\lambda^2 - 24.320570^2} \quad (1.2.3)$$

Basados en el sensor de fibra óptica de SPR, la luz no polarizada es lanzada en la fibra. Puesto que la geometría de la fibra es cilíndrica, tanto luz polarizada transversal eléctrico (TE) y transversal magnético (TM) con respecto a la interface del núcleo-metal se propagan a lo largo de la fibra. Sin embargo, los plasmones de superficie están presentes sólo por la luz polarizada TM y no por la luz polarizada en TE. Por lo que la potencia neta transmitida por la fibra, será la suma de la potencia de TE no afectando y la luz polarizada TM que afecta al plasmón superficial. Como resultado la potencia mínima de transmisión normalizado es aproximadamente del 50%. [Liedberg, Homola1, web, Gent, Ghatak, Sharma2]. En ausencia de la luz polarizada TE la mínima potencia de transmisión normalizada será cercano a cero. Por lo tanto, en el presente modelo, se considera el enfoque de una guía de onda plana y el modelo N capas para obtener la expresión para el coeficiente de reflexión de amplitud para un haz incidente con luz polarizada p (TM-polarizada), como se muestra en la figura 1.2. Para obtener la longitud de onda de resonancia en el caso de la fibra, un modelo de guía de onda plana puede ser utilizado. En el presente estudio, N es igual a cuatro. Las capas se suponen arbitrarias y se definen por el espesor d_k , ε_k constante dieléctrica, μ_k la permeabilidad y el índice de refracción n_k . Los campos tangenciales en el primer límite $Z = Z_1 = 0$ están relacionadas con las de la frontera definitiva $Z = Z_{N-1}$. En las ecuaciones U_1 y V_1 son las componentes tangenciales de los campos eléctricos y magnéticos respectivamente, en el límite de la primera capa; U_{N-1} y V_{N-1} son los campos correspondientes en el límite de la capa enésima, y M conocida como matriz característica de la estructura combinada, está dada

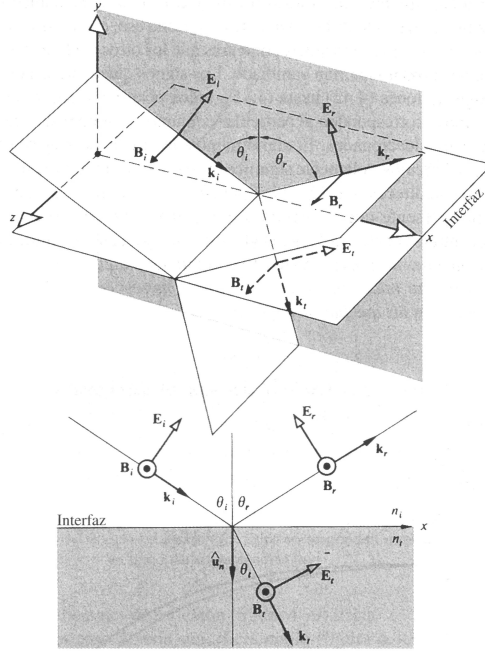


Figura 1.2: Incidencia de la onda transversal magnética.

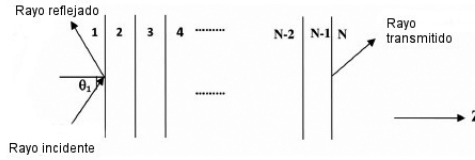


Figura 1.3: Representación del modelo para N capas.

por:

$$\begin{Bmatrix} U_1 \\ V_1 \end{Bmatrix} = M \begin{Bmatrix} U_{N-1} \\ V_{N-1} \end{Bmatrix} \quad (1.2.4)$$

$$M = \prod_{k=2}^{N-1} M_k = \begin{Bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{Bmatrix}$$

$$M_k = \begin{Bmatrix} \cos(\beta_k) & (-i \sin(\beta_k)/q_k) \\ -iq_k \sin(\beta_k) & \cos(\beta_k) \end{Bmatrix}$$

$$q_k = (\mu_k/\varepsilon_k)^{1/2} \cos(\theta_k) = (\varepsilon_k - n^2 \sin^2(\theta_1))^{1/2}/\varepsilon_k$$

$$\beta_k = (2\pi/\lambda) n_k \cos \theta_k (z_k - z_{k-1})$$

$$= (2\pi d_k/\lambda) (\varepsilon_k - n_1^2 \sin^2 \theta_1)^{1/2} \quad (1.2.5)$$

donde k es el ángulo del rayo normal a la interfaz k_{esimo} . La amplitud del coeficiente de reflexión r_p para una onda incidente polarizada p viene dada por.

$$r_p = \frac{(M_{11} + M_{12}q_N)q_1 - (M_{21} + M_{22}q_N)}{(M_{11} + M_{12}q_N)q_1 + (M_{21} + M_{22}q_N)} \quad (1.2.6)$$

finalmente la reflectancia (R_p) para luz polarizada p es:

$$R_p = |r_p|^2 \quad (1.2.7)$$

Se considera la posibilidad de la propagación de todos los rayos guiados en la fibra usando una fuente colimada. La distribución de energía de los rayos guiados en la fibra como el ángulo θ del rayo con la normal a la central-interfaz de revestimiento está dada por [Sharma3]

$$dP \propto \frac{n_1^2 \sin\theta \cos\theta}{(1 - n_1^2 \cos^2\theta)^2} \quad (1.2.8)$$

Para este tipo de modelo se consideran sólo los rayos meridionales para el análisis. Este supuesto hace que el modelo sea con análisis más simple, aunque una fracción de los rayos oblicuos también se propagará en la fibra. Suponiendo que el haz colimado se centra en la cara de la fibra en el punto axial, la potencia transmitida a través de la fibra está dada por:

$$P_{trans} = \frac{\int_{\theta_{cr}}^{\pi/2} R_p^{N_{ref}} \frac{n_1^2 \sin\theta \cos\theta}{(1 - n_1^2 \cos^2\theta)^2}}{\int_{\theta_{cr}}^{\pi/2} \frac{n_1^2 \sin\theta \cos\theta}{(1 - n_1^2 \cos^2\theta)^2}} \quad (1.2.9)$$

donde θ es el ángulo del rayo normal a la interfaz del núcleo-revestimiento, n_1 es el índice de refracción del núcleo de la fibra, R_p es el coeficiente de reflexión neta del rayo incidente en la interfase del núcleo del metal, θ_{cr} es el ángulo crítico de la fibra, n_2 es el índice de refracción del revestimiento de la fibra, y $N_{ref}(\theta)$ es el número de reflexiones del rayo a un ángulo θ que experimenta dentro de la fibra y es:

$$N_{ref}(\theta) = L/D \tan\theta \quad (1.2.10)$$

en donde L es la longitud de la región de detección y D es el diámetro del núcleo de la fibra.

1.3 Resultados

Se muestra el espectro para una película de plata de espesor de $40nm$ y una capa de óxido de zirconio de varios espesores de a) 5, b) 8, b) 10 y c) $15nm$ (ver figura 1.4). Se puede observar que hay un corrimiento en una determinada longitud de onda en cada curva conocida como la longitud de onda de resonancia, así como los aumentos del índice de refracción donde la longitud de onda de resonancia aumenta, es decir, la curva de SPR se desplaza hacia el lado más alto de longitud de onda.

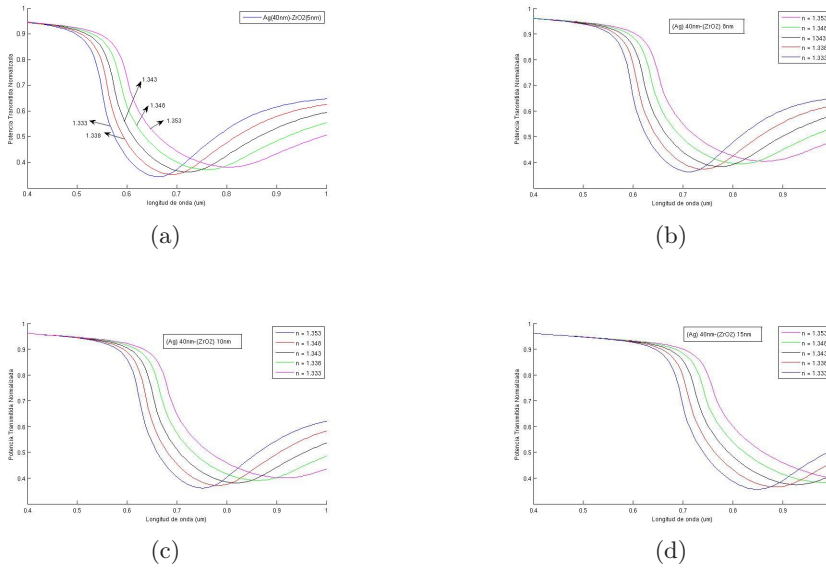


Figura 1.4: Espectro óptico para una capa de 40nm de plata y varios espesores de óxido de zirconio.

La Figura 1.5 muestra la variación de la longitud de onda de resonancia con el índice de refracción del medio de detección para la capa de óxido de zirconio con diferentes espesores de 5, 8, 10 y 15 nm. En la misma figura, también se han trazado los resultados sólo para la capa de plata. Se puede observar en la figura que para un determinado índice de refracción del medio de detección el aumento en el espesor de la capa de óxido de zirconio aumenta la longitud de onda de resonancia. Esto significa que la región de la longitud de onda de resonancia se puede ajustar mediante la adición de la capa de óxido de zirconio en el SPR. Sin embargo, hay un límite en el aumento en el espesor de la capa del óxido de zirconio, debido a un mayor espesor, la curva de SPR consigue ampliarse por lo que la exactitud de la detección se hace escasa. Para un espesor de la capa de óxido de zirconio mayor que 10 nm y más altos índices de refracción del medio de detección las curvas de SPR se vuelven tan planas que es casi imposible encontrar la longitud de onda de resonancia.

1.4 Conclusiones

Se ha estudiado mediante simulación un sensor de índice de refracción de fibra óptica de SPR, basados en la incorporación de una capa dieléctrica adicional, de alto índice de refracción entre el metal y el medio de detección de longitud de onda.

Los resultados de la simulación predicen un aumento en los puntos de resonancia del sensor.

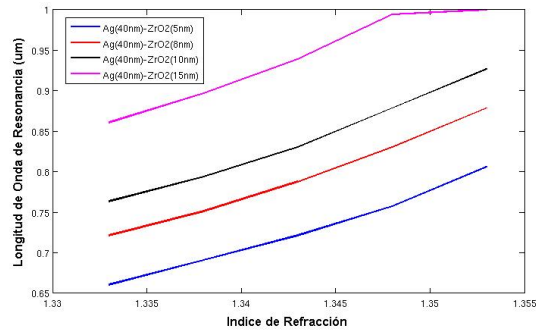


Figura 1.5: Variación de la longitud de onda de resonancia con el índice de refracción de la película de sensado para diferentes grosores de película del óxido de zirconio.

El límite superior del espesor de la película de óxido de zirconio para una mejor sensibilidad donde se ha encontrado ser alrededor de 10 nm.

Las otras ventajas de una capa adicional son la detección de un punto de la región de longitud de onda de resonancia y la protección de la capa de metal contra la oxidación.

Bibliografía

- [Liedberg] B. Liedberg, C. Nylander, and I. Lunström, **Surface plasmon resonance for gas detection and biosensing**, Sens. Actuators B 4, 299-304 (1983).
- [Homola] J. Homola, S. S. Yee, and G. Gauglitz, **Surface plasmon resonance sensors: review**, Sens. Actuators B 54, 3-15 (1999).
- [Sharma] A. K. Sharma, R. Jha, and B. D. Gupta, **Fiber-optic sensors based on surface plasmon resonance: a comprehensive review**, IEEE Sens. J. 7, 1118-1129 (2007).
- [Raether] H. Raether, **Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings** (Springer-Verlag, 1988).
- [Ghatak1] A. K. Ghatak and K. Thyagarajan, **Introduction to Fiber Optics** (Cambridge University Press, 1999).
- [Homola1] J. Homola, **On the sensitivity of surface plasmon resonance sensors with spectral interrogation**, Sens. Actuators B 41, 207-211 (1997).
- [web] <http://refractiveindex.info>
- [Gent] J. V. Gent, P. V. Lambeck, H. J. M. Kreuwel, J. J. Gerritsma, E. J. R. Sudholter, D. N. Reinhoudt, and T. J. A. Popma, **Optimization of a chemo-optical surface plasmon resonance based sensor**, Appl. Opt. 29, 2843-2849 (1990).
- [Ghatak] A. K. Ghatak and K. Thyagarajan, **Introduction to Fiber Optics** (Cambridge University Press, 1999).
- [Sharma2] A. K. Sharma, Rajan, and B. D. Gupta, **Influence of dopants on the performance of a fiber optic surface plasmon resonance sensor**, Opt. Commun. 274, 320-326 (2007).
- [Sharma3] A. K. Sharma and B. D. Gupta, **On the performance of different bimetallic combinations in SPR-based fiber optic sensors**, J. Appl. Phys. 101, 093111 (2007).