

COMPARACIÓN ENTRE SOLUCIONES CERRADAS Y REFLEXIÓN TOTAL ATENUADA PARA ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS SUPERFICIALES SOBRE SUSTRATO ISÓTROPICO O ANISÓTROPICO UNIAxIAL

Juan M. Simon, Liliana I. Perez*, Verónica A. Presa

Laboratorio de Óptica - Departamento de Física - Facultad de Ciencias Exactas y Naturales - Universidad de Buenos Aires.
Ciudad Universitaria - (1428) - Buenos Aires- Argentina
e-mail: lperez@df.uba.ar

En trabajos anteriores se estudió la posibilidad de existencia de ondas electromagnéticas superficiales en la superficie de separación de dos medios semi-infinitos, donde uno de ellos es un metal isótropo y el otro es un cristal uniaxial o un medio isótropo. Se obtuvieron las características de estas ondas sobre superficies planas y lisas, y su excitabilidad para los casos en que los medios sean semi-infinitos, y para reflexión total atenuada en la configuración de Kretschmann. En este trabajo se comparan estos resultados para ambas configuraciones, obteniendo que la polarización de la onda superficial es la misma siempre que el sustrato sea el mismo, y que el ángulo de incidencia para el cual es efectivamente excitada la onda superficial resulta mayor cuando el metal es finito cualquiera sea el sustrato.

In previous papers it was studied the possibility of existence of surface electromagnetic waves in the surface of separation of two semi-infinite media, where one of them is an isotropic metal and the other an isotropic medium or an uniaxial crystal. The characteristics and excitability of these waves on smooth and plane surfaces were obtained for the cases where the media are semi-infinite and for attenuated total reflection for Kretschmann's configuration. In this paper we compare these results for both configurations, obtaining that the polarization of the surface wave is the same if the substrate is the same, and that the angle of incidence for which the surface wave is actually excited results greater when the metal is finite whatever the substrate is.

I. Introducción

Las ondas electromagnéticas superficiales (OEMS) no radiantes en interfases isótropas planas y lisas son conocidas como soluciones a las ecuaciones de Maxwell desde Zenneck⁽¹⁾ y Sommerfeld⁽²⁾. En 1968 A. Otto⁽³⁾ propuso un método para excitar ondas superficiales en este tipo de interfases isótropas: el método de Reflexión Total Atenuada (RTA) que permite obtener la relación de dispersión de estas ondas. En 1973 T. Tamir describió características de ondas superficiales y métodos de excitación de las mismas en dos trabajos que incluyen una amplia revisión bibliográfica^{(4),(5)}. También en 1973 Hartstein et al.⁽⁶⁾ investigaron algunos aspectos de la naturaleza de las ondas superficiales que se propagan a lo largo de la interfase entre dos medios, uno o ambos anisótropos. Obtuvieron las relaciones de dispersión para el caso de interfases isótropo-cristal uniaxial en casos de alta simetría, o sea simetría respecto del plano de incidencia e interfase simultáneamente. En trabajos recientes estudiamos la posibilidad de existencia de las ondas electromagnéticas superficiales en la superficie de separación de dos medios semi-infinitos, donde uno de ellos es un metal isótropo y el otro es un cristal uniaxial con anisotropía eléctrica y/o magnética, tanto para un caso de alta simetría (eje óptico perpendicular al plano de incidencia)

como para el caso en que sólo el plano de incidencia sea plano de simetría (eje óptico en el plano de incidencia pero formando un ángulo arbitrario con la interfase)^{(7),(8)}. Se obtuvieron las características de estas ondas y su excitabilidad para los casos en que los medios sean semi-infinitos y para la configuración de Kretschmann. Además describimos un método analítico útil no sólo para encontrar las características de las ondas superficiales para los casos en que en el cristal el eje óptico esté incluido en el plano de incidencia o sea perpendicular al mismo, sino también las relaciones entre las componentes de los vectores número de onda en ambos medios. Probamos además que el ángulo para el cual puede existir la onda superficial corresponde al ángulo de Brewster. Por otra parte calculamos, mediante un programa realizado para el cálculo de reflectividades de una lámina metálica delgada ubicada entre un medio isótropo no absorbente y un sustrato anisótropo^{(9),(10),(11)}, las condiciones para excitar una OEMS por el método de RTA en la configuración de Kretschman⁽¹²⁾. Como la excitación de la onda superficial está asociada a absorción de luz reflejada, se busca el ángulo de incidencia para el cual el determinante de la matriz de reflexión se anula, lo que es equivalente a buscar el ángulo de Brewster⁽¹³⁾.

En este trabajo se comparan entonces los ángulos para la interfase medio isótropo absorbente-cristal

uniaxial o medio isotrópico, calculados por el método analítico y por el matricial para el caso en que el eje óptico esté contenido en el plano de incidencia porque el cálculo analítico no es muy complicado, no es un caso de alta simetría y permite describir las características de las ondas superficiales. Se obtiene que la polarización de la onda superficial es la misma tanto para una capa de metal finita como infinita siempre que el sustrato sea el mismo. Además el ángulo de incidencia para el cual es efectivamente excitada la onda superficial resulta mayor cuando el metal es finito cualquiera sea el sustrato.

II. Ondas electromagnéticas superficiales

A diferencia de lo que ocurre con las ondas laterales⁽⁴⁾ las ondas superficiales no permiten que una cantidad de energía finita llegue lejos de la interfase, es decir, la energía de la onda superficial está concentrada en la inmediaciones de la interfase.

Las condiciones de existencia de ondas superficiales puras son las siguientes:

- Deben ser soluciones de las Ecuaciones de Maxwell
- Deben satisfacer las condiciones de contorno
- Los campos deben tender rápidamente a cero, cuando nos apartamos hacia ambos lados de la interfase

Así las **ondas superficiales puras** son soluciones *cerradas* porque verifican *exactamente* las ecuaciones de Maxwell y las condiciones de contorno sin presencia de ondas propagantes. Cualquier otra solución similar que no satisfaga estas tres condiciones será una **onda superficial perturbada**. Si existe una solución sin ondas propagantes, no podrá ser observada sin perturbar el sistema. Se deberá abrir el sistema. Un caso ilustrativo particular es el de una cavidad resonante, que puede ser observada solamente a través de una apertura, por ejemplo por un pequeño orificio, una superficie parcialmente reflectante o una antena. El carácter de soluciones cerradas impide el acoplamiento con campos externos que exciten estas ondas. En la práctica este problema se soluciona, por ejemplo, corrugando la superficie (red); o con el método de RTA, la cual, en la configuración de Otto limita el espesor del dieléctrico o, en la configuración de Kretschmann limita la extensión del metal; o con la introducción de una fina capa de material no lineal⁽¹⁴⁾.

Ondas superficiales puras

Medios isotrópicos

Consideraremos primero el caso de una interfase formada por dos medios isotrópicos: el primero absorbente de constante dieléctrica ϵ_1 y el segundo de constante dieléctrica ϵ_2 (Fig.1). La relación entre las componentes de los vectores número de onda en un medio isotrópico es:

$$k_x^2 + k_z^2 = \mu_0 \epsilon \omega^2 \quad (1)$$

donde k_x y k_z son las componentes perpendicular y paralela a la interfase del vector número de onda, μ_0 la permitividad del vacío y ϵ indica la constante dieléctrica de cualquier medio isotrópico.

Las condiciones de existencia de OEMS puras lleva a que:

- Los campos eléctricos incidente y reflejado perpendicular al plano de incidencia deben ser nulos.
- El campo magnético incidente perpendicular al plano de incidencia debe ser nulo.

Estas condiciones se cumplen si:

$$k'_x \epsilon_1 - k_x \epsilon_2 = 0 \quad (2)$$

Esta condición es compatible con la ec.(1) y corresponde al ángulo de Brewster. Bajo estas condiciones se pueden obtener las expresiones de las componentes de los vectores número de onda.

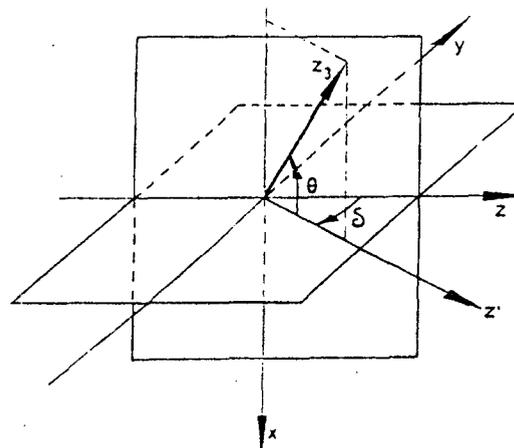


Figura 1 : Sistema de coordenadas. El plano yz es la interfase, el zx el plano de incidencia y el z'x el que contiene a la normal a la interfase y al eje óptico z3. Para x<0 el medio es isotrópico absorbente y para x>0 uniaxial no absorbente. La dirección del eje óptico está caracterizada por los ángulos delta y theta

Cuando no existe campo eléctrico incidente paralelo al plano de incidencia se obtiene

$$k_x^2 = \mu \omega^2 \frac{\epsilon_1^2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \quad (3)$$

$$k_z^2 = \mu \omega^2 \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \quad (4)$$

$$k_x'^2 = \mu \omega^2 \frac{\epsilon_2^2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \quad (5)$$

Medios anisótropos

Cuando el segundo medio es uniaxial con constantes dieléctricas principales ϵ_o, ϵ_e , con cualquier orientación del eje óptico respecto a la dirección de incidencia, la relación entre las componentes del vector número de onda ordinario resulta similar a la de medios isotrópicos

$$k_x'^2 + k_z^2 = \mu_0 \epsilon_o \omega^2 \quad (6)$$

siendo k'_x la componente del vector número de onda ordinario perpendicular a la interfase.

Para la onda extraordinaria, la expresión resulta un poco más complicada:

$$\begin{aligned}
& k_x^2 [\epsilon_o f_n^2 + \epsilon_e (\hat{x} \cdot \hat{z}_3)^2] + \\
& + 2k_x^2 k_z (\epsilon_e - \epsilon_o) \cos \delta f_n (\hat{x} \cdot \hat{z}_3) + \\
& + k_x^2 [\epsilon_o (\hat{x} \cdot \hat{z}_3)^2 \cos^2 \delta + \epsilon_o \sin^2 \delta + \epsilon_e f_n^2 \cos^2 \delta] = \\
& = \mu \epsilon_o \epsilon_e \omega^2
\end{aligned} \quad (7)$$

donde δ indica la orientación del plano de incidencia con respecto al plano que contiene al eje óptico y a la normal a la interfase, y f_n y $(\hat{x} \cdot \hat{z}_3)$ las proyecciones del eje óptico sobre la interfase y sobre su normal, respectivamente.

Si el eje óptico está contenido en el plano de incidencia, las condiciones de existencia de OEMS resulta idéntica a la correspondiente a medios isotropos: el único campo que debe existir es el campo eléctrico reflejado paralelo al plano de incidencia. Además el ángulo de incidencia debe corresponder al de Brewster:

$$\frac{k_x^2}{k_z^2} = \tan^2 \alpha_B = \frac{\epsilon_o \epsilon_e - \epsilon_1 [\epsilon_o (\hat{x} \cdot \hat{z}_3) + \epsilon_o f_n^2]}{\epsilon_1 [\epsilon_e (\hat{x} \cdot \hat{z}_3) + \epsilon_o f_n^2 - \epsilon_1]} \quad (8)$$

Bajo estas condiciones la expresión de la componente perpendicular a la interfase de la onda superficial está dada por

$$\begin{aligned}
k_x'' = & \frac{\sqrt{\epsilon_1 (\epsilon_e - \epsilon_o) f_n (\hat{x} \cdot \hat{z}_3)} \sqrt{\epsilon_o \epsilon_e - \epsilon_1 [\epsilon_o f_n^2 + \epsilon_e (\hat{x} \cdot \hat{z}_3)^2]} + \\
& \frac{\epsilon_o \epsilon_e \sqrt{[\epsilon_o f_n^2 + \epsilon_e (\hat{x} \cdot \hat{z}_3)^2] - \epsilon_1}}{\sqrt{\epsilon_o \epsilon_e - \epsilon_1}} + \\
& + \frac{\epsilon_o \epsilon_e \sqrt{[\epsilon_o f_n^2 + \epsilon_e (\hat{x} \cdot \hat{z}_3)^2] - \epsilon_1}}{\sqrt{\epsilon_o \epsilon_e - \epsilon_1}} \omega \mu_0
\end{aligned} \quad (9)$$

En esta geometría la onda superficial resulta extraordinaria y sus características dependen fuertemente de la orientación del eje óptico. Además no existe orientación del eje que permita encontrar las características de la onda superficial como si fuera excitada en una interfase isotropa. Sin embargo, la polarización de la onda superficial es p para ambos tipos de interfase.

En la Fig.2 se muestra el comportamiento del módulo del vector inducción a ambos lados de la interfase cuando no existe campo eléctrico pero sí magnético reflejado perpendicular al plano de incidencia para los casos en que la interfase sea aluminio-calcita y aluminio-vidrio.

Ondas superficiales perturbadas

Para estudiar las ondas acopladas, usamos el método matricial que fue desarrollado por Abelès para medios isotropos y que nosotros hemos desarrollado previamente para multicapas sobre sustrato de material uniaxial⁽⁹⁾.

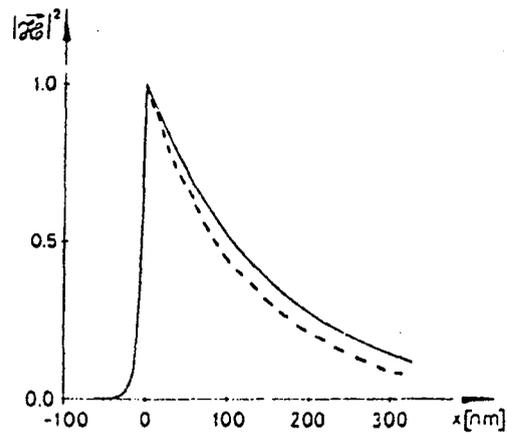


Figura 2: Módulo del vector inducción a ambos lados de la interfase en función de la distancia a la misma para campo eléctrico nulo en la dirección perpendicular a la interfase y ángulo de incidencia correspondiente a Brewster (medios semi-infinitos). La línea punteada corresponde a sustrato isotrópico de índice 1.6584 y la línea llena a aluminio-calcita, $\delta=0^\circ$ y $\theta=30^\circ$.

Cuando los dos medios son isotropos, la excitabilidad de la OEMS ocurre cuando la onda incidente tiene polarización p , es decir campo eléctrico paralelo al plano de incidencia. Cuando el sustrato es un cristal uniaxial, se obtiene la matriz de reflexión del sistema a partir del método matricial antes mencionado. Se buscan los modos de polarización incidentes que hacen que dicha matriz sea diagonal, es decir, se buscan los autovalores λ_1 y λ_2 y autovectores de la matriz de reflexión. Para una orientación del eje óptico del cristal fija pero arbitraria, se busca el ángulo de incidencia y el espesor del metal tal que uno de los autovalores sea cero^{(9),(10),(11)}. Este ángulo de incidencia y este espesor se obtienen de la condición de Brewster, es decir determinante de la matriz de reflexión nulo.

En los casos en que el segundo medio sea isotropo o anisotropo con el eje óptico paralelo al plano de incidencia, el cálculo de los autovalores y autovectores de reflexión es inmediato ya que los modos deben estar separados. En consecuencia R_{ss} y R_{pp} deben ser nulos y los modos de polarización propios son el s y el p .

$$R_{pp} R_{ss} - R_{ps} R_{sp} = 0 \quad (10)$$

Además para completar las características de las ondas superficiales se estudia la matriz de transmisión que relaciona los campos transmitidos en el medio isotropo o anisotropo con los incidentes s y p .

Se observa que el módulo del campo decae hacia ambos lados de la interfase, pero en el metal su valor vuelve a aumentar al acercarse a la primera interfase metal-medio isotropo. Esto se debe a que dentro del metal no existe sólo la onda superficial, ya que se necesita una perturbación externa para excitarla. En la

Fig. 3 se ha graficado el módulo del vector inducción magnética normalizado a un lado y al otro de la interfase metal-cristal uniaxial y metal-medio isotropo para el ángulo de incidencia en que el determinante es cero, y suponiendo que el campo incidente tiene una polarización p . Comparando la Fig. 2 con la Fig. 3 se observa que el campo decae más rápidamente para el caso de dos medios semi-infinitos en el metal y más lentamente en el sustrato.

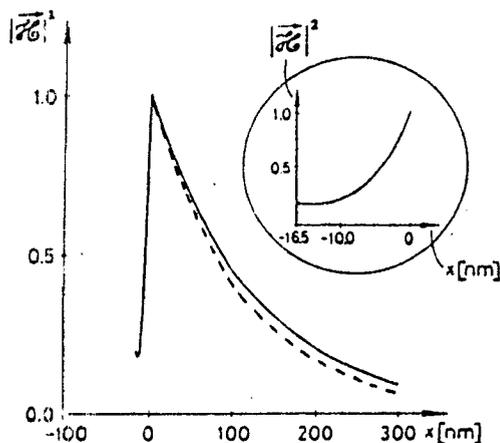


Figura 3: Módulo del vector inducción a umbos lados de la interfase en función de la distancia a la misma para campo eléctrico nulo en la dirección perpendicular a la interfase y ángulo de incidencia correspondiente a Brewster (Configuración de Kretschmann) y en el círculo detalle del mismo en el metal. La línea punteada corresponde a sustrato isotropo de índice 1.6584 y la línea llena a aluminio-calcita, $\delta=0^\circ$ y $\theta=30^\circ$

III. Comparación entre las soluciones

Para el caso en que $n_1=1.79$, el metal $n_m=1.22+16.92i$, el sustrato es isotropo de constante dieléctrica igual a ϵ_0 y la longitud de onda en el vacío de 632.8 nm, la fase del determinante presenta un salto en aproximadamente π y su módulo se anula para un ángulo de incidencia de aproximadamente 73.8 grados para un espesor del metal de 16.5 nm. Además de los cálculos de R_{ss} resulta que éste varía lentamente y la resonancia que aparece en el determinante corresponde a R_{pp} . De aquí se infiere que la onda superficial tiene polarización p . El ángulo de incidencia para el cual es excitada la onda superficial corresponde a $n \sin \phi = 1.7185$. Para el caso en que los medios sean semi-infinitos el valor correspondiente es $n \sin \phi = 1.7033 + i0.0171$.

Pero si el sustrato es calcita $n_o=1.6584$ y $n_e=1.4865$, con su eje óptico en el plano de incidencia ($\delta=0^\circ$ y $\theta=30^\circ$) la fase presenta un salto en aproximadamente π y el determinante se anula aproximadamente para un ángulo de incidencia de 68.5 grados y un espesor de metal de aproximadamente 16.5 nm. De los cálculos de R_{ss} , R_{ps} , R_{sp} y R_{pp} resulta que para eje óptico en el plano de incidencia, $R_{ps}=R_{sp}=0$ y R_{ss} varía lentamente entre 0.927 y 0.983 y la resonancia que aparece en el

determinante corresponde a R_{pp} . Esto corresponde a un ángulo de incidencia sobre la interfase metal-cristal tal que $n \sin \phi = 1.6654$. Este valor no es el mismo que para dos medios semi-infinitos, ya que para este caso $n \sin \phi$ vale $1.6541+i0.0141$.

III. CONCLUSIONES

A partir de las relaciones generales entre las componentes de los vectores número de onda para medios isotropos y uniaxiales, hemos demostrado que las OEMS sólo pueden existir para campo eléctrico polarizado en el plano de incidencia y ángulo de incidencia igual al de Brewster, tanto para medios isotropos como para el caso en que el sustrato sea uniaxial y que sólo el plano de incidencia sea plano de simetría (eje óptico en el plano de incidencia pero formando un ángulo arbitrario con la interfase).

La onda superficial resultó proveniente del acoplamiento de la onda en el medio isotropo con la onda extraordinaria en el caso en que el sustrato sea uniaxial pero la estructura de la onda superficial es completamente diferente de la correspondiente al caso isotropo. Esto es, no es posible dar un valor del índice extraordinario n'' para reducir el problema al caso de un medio isotropo.

Comparando estas características con las que resultan del método de obtención de ondas superficiales RTA, se obtuvo una buena coincidencia: la polarización de la onda superficial resulta idéntica a la obtenida para interfasas formadas por dos medios semi-infinitos; y el ángulo de incidencia para el cual aparece la onda superficial resulta un 2% mayor que el correspondiente a espacios semi-infinitos tanto para el caso de sustrato uniaxial como isotropo.

Referencias

- 1 - Zenneck, J. Ann.Phys.Lpz. 23, 846-866 (1907)
- 2 - Sommerfeld, A. Ann.Phys.Lpz. 28, 665-736 (1909)
- 3 - Otto, A. Zeit.Phys. 216, 398-41 (1968)
- 4 - Tamir, T. Optik 37,2, 204-228 (1973)
- 5 - Tamir, T. Optik 38,3, 269-299 (1973)
- 6 - Hartstein, A.; Burstein, E.; Brion, J. J. and Wallis, R. F. Surface Science 34, 81-89 (1973)
- 7 - Simon, J.M.; Perez, L. I. and Presa, V. A. J.Opt.Soc.Am. A 13,6 1249-1257 (1996)
- 8 - Simon, J.M.; Perez, L. I. and Presa, V. A. Proceedings of OPTILAS (en prensa)
- 9 - Presa, V. A. and Simon, J. M. Optik 98, 4, 181-184 (1995)
- 10 - J. M. Simon and V. A. Presa, Journal of Modern Optics 42, 11, 2201-2211 (1995)
- 11 - V. A. Presa and J. M. Simon, Journal of Modern Optics 36, 5, 649-657 (1989)
- 12 - E. Kretschman, Z.Phys. 241, 313-324 (1971)
- 13 - A. Lakhakia, Opt. News 15(6), 14-18 (1994)
- 14 - D. Rogovin and T.P.Shen, Phys.Rev.B 37, 1121-1135 (1988)