

DEPÓSITO LEGAL ppi 201502ZU4666
*Esta publicación científica en formato digital
es continuidad de la revista impresa*
ISSN 0041-8811
DEPÓSITO LEGAL pp 76-654

Revista de la Universidad del Zulia

Fundada en 1947
por el Dr. Jesús Enrique Lossada



Ciencias

Exactas

Naturales

y de la Salud

Año 10 N° 27
Mayo - Agosto 2019
Tercera Época
Maracaibo-Venezuela

Análisis de la velocidad de los plasmones en la interfaz dieléctrico – metal

Karina Silvana Gutiérrez Valverde *
Carlos Alberto Ríos Campos **
Nemesio Santamaría Baldera ***
Ronald Omar Estela Urbina ****

RESUMEN

Se analizó la dependencia de la velocidad de los plasmones en la interface dieléctrico – metal. Se calculó la frecuencia espacial resonante para la interface dieléctrico – metal – dieléctrico con capa metálica de plata y oro de diferentes espesores desde 50 nm hasta 2 nm, obteniéndose que, el modo plasmónico simétrico débilmente cambia y el modo plasmónico anti simétrico cambia significativamente. La velocidad de fase de los plasmones superficiales en el modo antisimétrico depende fuertemente del espesor de la capa metálica.

PALABRAS CLAVE: Plasmones superficiales, interface dieléctrico – metal, frecuencia espacial

*Docente universitaria. Jefe del Laboratorio de Física y Termodinámica. Universidad Nacional de Frontera. Licenciada en Física. E-mail: kgutierrez@unfs.edu.pe

**Docente Investigador, Universidad Politécnica Amazónica. Dr. en Gestión Universitaria.

***Docente auxiliar. Jefe de Bienestar Universitario. Universidad Nacional Intercultural Fabiola Salazar Leguía de Bagua. Licenciado en Física.

****Docente Asociado. Jefe de Laboratorio de Física. Universidad Nacional Intercultural Fabiola Salazar Leguía de Bagua.

Recibido: 01/11/2019

Aceptado: 29/11/2019

Plasmon velocity analysis at the dielectric - metal interface

ABSTRACT

The speed dependence of plasmons on the dielectric-metal interface was analyzed. The resonant spatial frequency for the dielectric -metal-dielectric interface with silver and gold metallic layer of different thicknesses from 50 nm to 2 nm was calculated, obtaining that, the symmetrical plasmonic mode weakly changes and the anti-symmetrical plasmonic mode changes significantly. The phase velocity of the surface plasmons in the antisymmetric mode depends strongly on the thickness of the metal layer.

KEYWORDS: Surface plasmons, dielectric interface - metal, spatial frequency

Introducción

La nanoplasmónica se define como el estudio de las excitaciones en superficies metálicas localizadas en nanoestructuras (Rodríguez-Mijangos & García-Llamas, 2018).

La búsqueda de nuevos métodos de síntesis de nanopartículas metálicas es una necesidad reciente debido a que se espera mejorar la eficiencia de los ya existentes (Zea, Talavera, Arenas, Pacheco, Osorio & Vera, 2019).

Un plasmón es un cuanto de oscilación del plasma (estado de la materia). El plasmón es la cuasipartícula resultado de la cuantización de las oscilaciones del plasma, de la misma forma que un fotón o un fonón son cuantizaciones de ondas electromagnéticas y mecánicas. Por tanto, los plasmones son oscilaciones de la densidad del gas de Fermi (gas de electrones libres), usualmente a frecuencias ópticas. También pueden interactuar con un fotón para crear una tercera cuasipartícula llamada polaritón de plasma.

Como los plasmones son la cuantización clásica de las oscilaciones del plasma, la mayoría de sus propiedades pueden ser derivadas de las ecuaciones de Maxwell (Abrikosov, 1987) (Kittel, 1987).

Los plasmones son explicados clásicamente usando el modelo de Drude de los metales. El metal es tratado como un cristal tridimensional de iones positivos, junto a un gas de electrones deslocalizado que se mueve en esta red de iones que forman un potencial periódico.

En la mayoría de los metales, la frecuencia de plasma está en el ultravioleta, haciéndolos brillantes (reflectivos) en el rango de la luz visible. Algunos metales, como el cobre o el oro, presentan transiciones electrónicas de bandas en el rango visible, por lo cual algunas longitudes de onda del visible (colores) son absorbidas, emitiendo su color característico. En semiconductores, la frecuencia de plasma de los electrones en la banda de valencia está usualmente en lo profundo del ultravioleta (Zavitaev, 2003), razón por la cual son también materiales reflectivos.

Usualmente, la energía del plasmón puede ser estimada en el modelo del electrón libre como

$$E_p = \hbar \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}}$$

Donde n_e es la densidad de electrones de conducción, e es la carga elemental del electrón, m_e es la masa del electrón y ϵ_0 es la permitividad del espacio libre.

Los plasmones de superficie son aquellos plasmones que están confinados a las superficies y que forman un polaritón cuando interactúan con la luz. Ocurren en la interfaz entre un dieléctrico y un metal. Permiten explicar las anomalías en la difracción de una red de difracción metálica (Anomalía de Wood) y también son útiles en la espectroscopia Raman de superficie entre otras aplicaciones. La resonancia de plasmones superficiales es utilizado en bioquímica para el estudio de mecanismos y la cinética de los enlaces entre los ligados y los receptores (i.e. el enlace entre un sustrato y una enzima).

Los plasmones de superficie son ondas electromagnéticas a frecuencias ópticas ligadas al interfaz entre un dieléctrico y un metal que muestran un

confinamiento de campo en regiones sublongitudinal con alta intensidad de campo eléctrico. Los plasmones superficiales se usan en sensores muy sensibles por la elevada concentración de campo eléctrico en el interfaz metal-dieléctrico (Camacho, 2018).

Los plasmones son considerados como medios de transmisión de información en microprocesadores y chips de computadoras ya que pueden alcanzar altas frecuencias (de hasta 100 THz, mientras que los cables convencionales alcanzan las decenas de GHz) (Lewotsky, 2007)

En el presente trabajo se hará un estudio detallado de la dependencia de la velocidad de los plasmones superficiales con el espesor de la película delgada metálica en la interfaz dieléctrico-metal.

1. Función dieléctrica en un gas de electrones libres

Al analizar las propiedades ópticas de los metales siguiendo el modelo de Drude, encontramos que este modelo describe la respuesta de un metal cuando está en presencia de la radiación electromagnética, y está basado en la aproximación del electrón libre. Para analizar las propiedades ópticas es necesario conocer la función dieléctrica. Sobre un gran rango del espectro electromagnético, las propiedades ópticas de los metales pueden ser explicadas por el modelo de plasma, tomando en cuenta que el plasma es una colección de partículas cargadas que presentan una dinámica colectiva, donde los electrones libres se comportan como un gas con un número de electrones por unidad de volumen, presente sobre un fondo de núcleos positivos que crean carga neta cero desde el punto de vista macroscópico. Los electrones oscilan aleatoriamente en estado natural, pero cuando se aplica un campo eléctrico, los electrones en respuesta son estimulados por el campo externo y conducidos en el interior del material, creando una polarización interna dependiente de la dirección del campo que se está aplicando, y generando una reorganización de las cargas.

1.1. Plasmones en metales

La interacción de la luz visible con los electrones de conducción en los metales es de importancia fundamental. La excitación colectiva de este gas de electrones en relación con la red cristalina del metal se le denomina plasmón. Dependiendo de las condiciones de frontera el plasmón puede clasificarse en tres tipos: Plasmón en bulto (o plasmón de volumen), plasmón de superficie (o plasmón superficial) y plasmón de nanopartícula (o plasmón localizado). Brevemente se explicará las características más resaltantes de estas clases de plasmones.

1.2. Modelo de Drude – Sommerfeld

Las propiedades ópticas de metales pueden ser descritas por una función dieléctrica compleja que depende de la frecuencia de la luz, y están determinadas principalmente por la gran movilidad que tienen los electrones de conducción dentro del material y por las transiciones interbanda que tienen lugar cuando la energía de los fotones supera el gap de energía del metal.

Lo importante de las ecuaciones (1.2) está en el significado de la parte real, y la parte imaginaria, de la función dieléctrica. La parte real y la parte imaginaria de la función dieléctrica no son independientes entre sí, sino que están conectadas por las relaciones integrales de Kramers-Kronig. Esta condición impone una restricción a los valores que pueden tomar, más aún, si se conoce una de ellas en un rango de frecuencias puede conocerse la otra por integración. Un valor no nulo de la parte imaginaria se manifiesta por la absorción de energía electromagnética por parte del medio, y los valores de la parte real están relacionados con la velocidad de propagación de la onda en el medio.

1.3. Excitación de ondas de plasma

La energía de los plasmones es grande, por lo que éstos no se excitan al calentarse. La excitación de los plasmones la efectúan los electrones rápidos (del orden de varios kilovoltios) que pasan a través de películas delgadas. Cuando los electrones rápidos pasan a través de películas de berilio, magnesio o aluminio, pierden energía, según sea el número de plasmones que hayan excitado. La

frecuencia de plasma que se observa coincide bien con la calculada teniendo en cuenta los electrones de valencia (dos en el Be y Mg y tres en el Al). En algunos metales y no metales (C, Si, Ge, ...) los electrones excitan un plasmón cada uno. En el carbono, silicio y germanio la frecuencia de plasma también se determina por los electrones de valencia (cuatro en cada átomo). En los metales Cu, Ag, Au y otros muchos de transición, en las oscilaciones de plasma, además de los de valencia, participan otros electrones.

1.4. Plasmones superficiales en la interface metal – dieléctrico

Los plasmones superficiales fueron predichos en 1957 por Rufus Ritchie (Ritchie, 1957), y se originan a partir de la redistribución de carga electrónica en la superficie, producida por una perturbación externa, de un modo análogo al caso de los Plasmones de volumen. Como esta redistribución de carga se produce en la superficie, la onda se propaga sobre la misma, y por lo tanto se trata también de una onda longitudinal. En realidad, la carga superficial está distribuida en una región finita sobre y por debajo de la superficie. De acuerdo al modelo de electrones libres (Pines, 1963), para un mismo metal, la frecuencia de estos Plasmones está relacionada con la frecuencia de los plasmones de volumen, de la siguiente forma:

$$\omega_{PS} = \frac{\omega_{pl}}{\sqrt{2}}$$

Estas frecuencias generalmente están en el rango del visible y del infrarrojo próximo y pueden ser excitadas usando fotones, quienes se acoplan con los Plasmones de superficie dando origen a los llamados polaritones. La superficie se vuelve entonces una especie de canal donde viaja la onda lumínica de una forma muy similar a cómo funcionan las guías de ondas y fibras ópticas.

2. Metodología

2.1. Objeto de estudio

Interfaz dieléctrico -metal - dieléctrico

2.2. Métodos y Técnicas

Se realizó un estudio detallado de los plasmones de volumen en los conductores y de los plasmones superficiales en las interfaces metal – dieléctrico; se resolverá las ecuaciones de Maxwell para determinar las componentes del campo electromagnético en la interface dieléctrico – metal – dieléctrico; utilizando métodos computacionales (EES) se calculará las frecuencias espaciales resonantes para la interface dieléctrico – metal – dieléctrico con capa metálica de plata y oro de diferentes espesores y se examinará la dependencia de la velocidad de los plasmones superficiales con el espesor de la capa delgada metálica en la interface dieléctrico – metal– dieléctrico.

2.3. Procedimiento

a) Adquisición y revisión de literatura actual sobre física de los materiales electrónicos a través de revistas científicas – tecnológicas: técnica individualizada. b) Contacto con avances científicos y tecnológicos en materia de los plasmones superficiales en interfaces metal - dieléctrico, a través de internet: técnica individualizada. c) Selección y organización de la información, procurando abarcar, a través de los métodos analíticos e inductivo – deductivo y aplicando las técnicas individualizada e interactiva. d) Análisis y evaluación de los diferentes métodos de aproximación para determinar la dependencia de la velocidad de los plasmones superficiales en la interface metal - dieléctrico: métodos analítico e inductivo – deductivo con una técnica individualizada. e) Discusión de la información analizada, comparando con otras fuentes sobre el tema que permita interpretar y describir el comportamiento de las variables estudiadas, las mismas que son coherentes y concordantes con el estudio de los plasmones superficiales en interfaces metal - dieléctrico. Con ello, se podrá valorar los resultados obtenidos: métodos analógico e inductivo – deductivo con las técnicas individualizada e interactiva: Conclusiones, utilizando el método sintético – inductivo. f) Organización y revisión de la información resultante: método sintético y técnica

interactiva. g) Redacción y sustentación del informe final: método mixto y técnica tipo clase magistral.

3. Resultados

En los últimos 20 años, la atención de los investigadores y profesionales se ha centrado en la posibilidad de la supresión de la emisión espontánea de átomos (moléculas) en un espacio no homogéneo en el que no hay modos de campo electromagnético en la frecuencia de transición atómica. Tales medios se llaman cristales fotónicos.

Pero no la supresión, sino, por el contrario, el aumento en la probabilidad de radiación de transición en un átomo. Esta posibilidad surge en átomos cerca de los cuerpos de nanoescala. Este interés no es solo académico, sino también práctico. Sin lugar a dudas, la capacidad de un átomo para emitir espontáneamente pulsos ópticos de duración no de 10^{-8} s, y muchas veces más cortos pueden resultar útiles para las aplicaciones prácticas.

3.1. Ondas electromagnéticas propias de espacios no homogéneos

Consideramos la cuestión de espacios no homogéneos, espacios que contienen cuerpos materiales. Nos interesarán las ondas superficiales, los llamados polaritones y polaritones-plasmones, que surgen en la superficie de los cuerpos con $\epsilon < 0$. Tal propiedad es poseída por el zafiro a una longitud de onda de aproximadamente $12 \mu\text{m}$ (Failache, 2002) (Schubert, 2000) y metales que reflejan la luz a frecuencias ópticas, véase, por ejemplo, [30]. Polaritones y polariton-plasmones son las ondas propias de la ecuación de onda. Polaritones y polariton-plasmones generalmente se consideran ondas compuestas en el sentido de que son movimientos colectivos de la energía electromagnética y de las excitaciones elementales del medio, fonones en zafiro y electrones de conducción en metales. Esta idea de ondas surge de una consideración microscópica de los procesos en el medio ambiente. Con la introducción de ϵ , la característica macroscópica del medio, los polaritones y los plasmones aparecen como las ondas electromagnéticas intrínsecas de un espacio no homogéneo.

Las ondas superficiales se propagan a lo largo de la interfaz entre dos medios. Sus amplitudes disminuyen exponencialmente con la distancia desde la interfaz.

3.2. Ondas superficiales en interfaces planas

Comenzamos considerando un plasmón en una interfaz de plano único entre medios con $\epsilon_1 \geq 1$ y $\epsilon_2 < 0$, con $|\epsilon_2| > \epsilon_1$ [30]. En una interfaz de este tipo (los ejes x e y se encuentran en el plano de la interfaz, el eje z es perpendicular a este límite y dirigido hacia el medio con ϵ_2 , $z = 0$ en la interfaz) puede propagarse la onda $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-k_z z} e^{i(k_x x + k_y y)}$ con número de onda $k_{pl} > \omega/c$, el cual es igual a :

$$k_{pl} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} \quad (3.1)$$

El campo de esta onda decrece exponencialmente con respecto a z al alejarse de la interfaz con decrementos $k_z = (\omega/c)(\epsilon_1^2/|\epsilon_1 + \epsilon_2|)^{1/2}$, $k_z = -(\omega/c)(\epsilon_2^2/|\epsilon_1 + \epsilon_2|)^{1/2}$.

Para la frecuencia elegida en la superficie de separación pueden existir no solamente ondas con número de ondas k_{pl} , sino que también ondas con número de onda arbitrario $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$. Sin embargo, mientras mayor sea la diferencia

entre k y k_{pl} , será menor la amplitud de la onda superficial. Cuando k se aproxima a k_{pl} la amplitud de la onda superficial crece fuertemente. Si consideramos la pérdida la amplitud resulta ser finita.

Examinemos el espacio que está ocupado por tres capas como se muestra en la fig.3.1. Las capas 1 y 3 son muestras con $\epsilon_1, \mu_1 \geq 1$ y $\epsilon_3, \mu_3 \geq 1$, la capa 2 es un buen metal reflectivo con $\epsilon_2 < 0$ y $\mu_2 \geq 1$. Todas las ondas que se van a describir más abajo tienen la forma

$$H_{iy}(\mathbf{r}, t) = H_{iy} e^{ik_{iz}z} e^{i(k_{ix}x - \omega t)}$$

$$E_{ix}(\mathbf{r}, t) = \left(\frac{ck_{iz}}{\omega\epsilon_j}\right) H_{iy} e^{ik_{iz}z} e^{i(k_{ix}x - \omega t)}, \quad E_{iz}(\mathbf{r}, t) = -\left(\frac{ck_{ix}}{\omega\epsilon_j}\right) H_{iy} e^{ik_{iz}z} e^{i(k_{ix}x - \omega t)} \quad (3.2)$$

$$\text{Con } k_{ix}^2 + k_{iz}^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_i \mu_i$$

En la región 1 hay una onda plana no homogénea (evanescente), como, por ejemplo, detrás de la superficie de la hipotenusa del prisma en un experimento con reflexión interna total. Ella se describe mediante las fórmulas (3.2) con índices $i = 0, j = 1$. Además de la onda incidente en la capa 1, se tiene la onda reflejada. Ella se describe con la fórmula (3.2) con índices $i = 1, j = 1$. Supondremos que la onda reflejada no influye en la fuente de la onda incidente, ya que disminuye exponencialmente hacia el lado de la fuente (en la dirección negativa de z), y sus repetidas reflexiones pueden ser despreciadas. En la capa 2, que por el momento se considera infinitamente extendido, hay una onda que penetra en la capa del metal, que se describe por las fórmulas (3.2) con índices $i = 2, j = 2$. Aplicamos las condiciones de contorno y como resultado obtenemos ($\epsilon_2 = -\epsilon_2$):

$$k_{0x} = k_{1x} = k_{2x} \quad (3.3)$$

$$H_{1y}(\mathbf{r}, t) = \left[\frac{1 + \left(\frac{k_{2z}\epsilon_1}{k_{0z}\epsilon_2} \right)}{1 - \left(\frac{k_{2z}\epsilon_1}{k_{0z}\epsilon_2} \right)} \right] H_{0y} e^{k_{0z}(z - d_1)} e^{i(k_{ix}x - \omega t)} \quad (3.4)$$

$$H_{2y}(\mathbf{r}, t) = \left[\frac{2}{1 - \left(\frac{k_{2z}\epsilon_1}{k_{0z}\epsilon_2} \right)} \right] H_{0y} e^{-k_{2z}(z - d_1)} e^{i(k_{ix}x - \omega t)} \quad (3.5)$$

Para $(k_{2z}\epsilon_1/k_{0z}\epsilon_2) = 1$, las amplitudes de las ondas reflejadas y penetradas se vuelven infinitamente grandes. Esto del infinito desaparece cuando se tienen en cuenta las pérdidas en el medio 2. Se observa el fenómeno de resonancia. Si calculamos la resonante k_{0x} con la última igualdad $(k_{2z}\epsilon_1/k_{0z}\epsilon_2) = 1$, obtenemos:

$$k_{0x}^2 = (\omega/c)^2 \epsilon_1 \epsilon_2 \frac{\epsilon_1 \mu_2 - \epsilon_2 \mu_1}{(\epsilon_1 - \epsilon_2)(\epsilon_1 + \epsilon_2)} \quad (3.6)$$

Para $\mu_1 = \mu_2$ recibimos la fórmula $k_{0x}^{pl} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}}$ para el número de onda del plasmón superficial. De esta manera la fórmula (3.4) y (3.5) demuestran la presencia de la resonancia del plasmón superficial. Ahora examinemos la onda amortiguada en el espacio con una placa metálica plana limitada en la dirección z . Como se hizo anteriormente, tendremos en cuenta un metal con una buena reflectividad con $\epsilon_2 < 0$ y $\mu_2 \geq 1$. La estructura del espacio y las representaciones son las mismas que en la fig. 3.1.

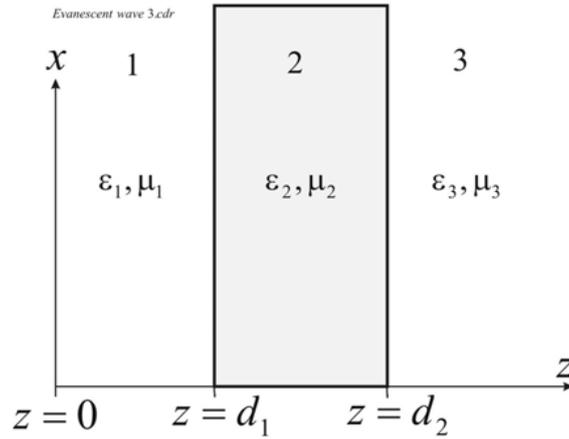


Figura 3.1

Ahora examinemos la onda amortiguada en el espacio con una placa metálica plana limitada en la dirección z . Como se hizo anteriormente, tendremos en cuenta un metal con una buena reflectividad con $\epsilon_2 < 0$ y $\mu_2 \geq 1$. La estructura del espacio y las representaciones son las mismas que en la fig. 3.1. En este caso es necesario examinar las ondas del tipo (3.2): onda incidente con índice 0, onda reflejada en la frontera $z = d_1$ con índice 1, onda transmitida en la capa de metal con índice 2, onda reflejada en la frontera $z = d_2$ con índice r y onda transmitida en el espacio 3 con índice 3. Vamos a considerar que

$$k_{0z} = i\kappa_{0z}, k_{1z} = -i\kappa_{0z}, k_{2z} = i\kappa_{2z}, k_{rz} = -i\kappa_{2z}, k_{3z} = i\kappa_{0z} \quad (3.7)$$

Suponiendo que $\epsilon_1 = \epsilon_3$. Aplicando las condiciones de frontera en $z = d_1$ y $z = d_2$ y como resultado recibimos las ecuaciones:

$$\begin{aligned} -H_{1y}e^{\kappa_{0z}d_1} + H_{2y}e^{-\kappa_{2z}d_1} + 0 \cdot H_{3y} + H_{ry}e^{\kappa_{2z}d_1} &= H_{0y}e^{-\kappa_{0z}d_1} \\ H_{1y}e^{\kappa_{0z}d_1} - \frac{\kappa_{2z}\epsilon_1}{\kappa_{0z}\epsilon_2}H_{2y}e^{-\kappa_{2z}d_1} + 0 \cdot H_{3y} + \frac{\kappa_{2z}\epsilon_1}{\kappa_{0z}\epsilon_2}H_{ry}e^{\kappa_{2z}d_1} &= H_{0y}e^{-\kappa_{0z}d_1} \\ 0 \cdot H_{1y} + H_{2y}e^{-\kappa_{2z}d_2} - H_{3y}e^{-\kappa_{0z}d_2} + H_{ry}e^{\kappa_{2z}d_2} &= 0 \\ 0 \cdot H_{1y} - \frac{\kappa_{2z}\epsilon_1}{\kappa_{0z}\epsilon_2}H_{2y}e^{-\kappa_{2z}d_2} - H_{3y}e^{-\kappa_{0z}d_2} + \frac{\kappa_{2z}\epsilon_1}{\kappa_{0z}\epsilon_2}H_{ry}e^{\kappa_{2z}d_2} &= 0 \end{aligned}$$

Los cálculos nos dan el siguiente resultado:

$$\begin{aligned} H_{1y} &= -H_{0y} \frac{(K-1)(K+1)(1-e^1/e_2)}{(K-1)^2 - (K+1)^2(e^1/e_2)}, \quad H_{2y} = -2H_{0y} \frac{(K-1)}{(K-1)^2 - (K+1)^2(e^1/e_2)}, \\ H_{3y} &= -4H_{0y} \frac{\kappa e_1}{(K-1)^2 - (K+1)^2(e^1/e_2)}, \quad H_{ry} = -2H_{0y} \frac{(K+1)(e^1/e_2)}{(K-1)^2 - (K+1)^2(e^1/e_2)}, \end{aligned} \quad (3.8)$$

Donde $e_1 = e^{-(\kappa_{2z}-\kappa_{0z})d_2}$, $e_2 = e^{(\kappa_{2z}+\kappa_{0z})d_2}$, $K = (\kappa_{2z}\epsilon_1/\kappa_{0z}e_2)$

Los denominadores en (3.8) se hacen igual a cero para dos valores de K :

$$K = \frac{1+e^{-\kappa_{2z}d_2}}{1-e^{-\kappa_{2z}d_2}} , K = \frac{1-e^{-\kappa_{2z}d_2}}{1+e^{-\kappa_{2z}d_2}} \quad (3.9)$$

La división de la resonancia en la película se asocia con la existencia de un modo simétrico y antisimétrico. Para espesores grandes de la capa, cuando $\exp(-\kappa_{2z}d_2) \ll 1$, la división es pequeña, y el valor resonante de K es aproximadamente igual a 1, y para espesores pequeños de la capa metálica $(1 + \exp(-\kappa_{2z}d_2)) \gg (1 - \exp(-\kappa_{2z}d_2))$, y la división de la resonancia resulta ser grande. El efecto de la división de la resonancia superficial plasmonica en la capa metálica de espesor limitado se describe detalladamente en (Kovacs, 1977).

El campo en el espacio con capa metálica, en la cual interactúa la onda evanescente, contiene simultáneamente cinco ondas evanescentes. Estas son la onda incidente H_{0y} , la onda reflejada en la primera frontera H_{1y} , la onda transmitida en la capa metálica H_{2y} , la onda reflejada en la segunda frontera H_{3y} y la onda que atraviesa la capa metálica H_{3y} . Se ha elegido para la discusión las ondas transversales magnéticas H_{iy} , es decir la onda TM. Las amplitudes de las ondas H_{1y} , H_{2y} H_{3y} superan significativamente a H_{0y} . En condiciones de resonancia superficial-plasmonica estas amplitudes tienden al infinito (en ausencia de pérdida), mientras que H_{0y} permanece finita. Las condiciones de frontera de las componentes tangenciales del campo en la primera frontera se cumplen gracias a la igualdad aproximada entre H_{1y} y H_{2y} en esta frontera. En la segunda frontera el efecto se repite: la onda H_{2y} , la cual será pequeña en la segunda frontera, genera unas ondas aproximadamente de igual y mayor amplitud H_{3y} y H_{3y} . Las ondas H_{1y} , H_{2y} y H_{3y} , H_{3y} forman ondas superficiales en pareja en la primera y segunda frontera del metal. La presencia de ondas con amplitudes aumentadas en la capa metálica no contradice la ley de conservación de energía. El punto es que el problema planteado anteriormente no es un problema de propagación de la radiación electromagnética, sino que es un problema de búsqueda de las ondas propias $H_n(\mathbf{r})$ de la ecuación de onda sin considerar la dependencia temporal $\Delta \mathbf{H}(\mathbf{r}) + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon \mu \mathbf{H}(\mathbf{r}) = 0$ en un espacio no homogéneo, es decir con condiciones de frontera correspondientes. El

problema de propagación es la búsqueda de la solución de la ecuación $\Delta \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = 0$ en la forma $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \sum [a_n(t) \mathbf{H}_n(\mathbf{r}) + a_n^*(t) \mathbf{H}_n^*(\mathbf{r})]$, donde $\mathbf{H}_n(\mathbf{r})$ es la solución de la ecuación de onda sin considerar el tiempo.

Partiendo de la igualdad (3.9) y considerando que $\kappa_{0z} = \sqrt{k_{0x}^2 - (\omega/c)^2 \epsilon_1 \mu_1}$ se puede construir dos curvas $k_{0x} = \varphi_1(\kappa_{2z})$ y $k_{0x} = \varphi_2(\kappa_{2z})$:

$$k_{0x} = \varphi_1(\kappa_{2z}) = \sqrt{\left[\frac{\kappa_{2z} \epsilon_1}{e_2} \frac{1 + e^{-\kappa_{2z} d_2}}{1 - e^{-\kappa_{2z} d_2}} \right]^2 + (\omega/c)^2 \epsilon_1 \mu_1}$$

$$k_{0x} = \varphi_2(\kappa_{2z}) = \sqrt{\left[\frac{\kappa_{2z} \epsilon_1}{e_2} \frac{1 - e^{-\kappa_{2z} d_2}}{1 + e^{-\kappa_{2z} d_2}} \right]^2 + (\omega/c)^2 \epsilon_1 \mu_1} \quad (3.10)$$

Para $\kappa_{2z} d \gg 1$ las dos curvas coinciden, tomando la forma

$$\kappa_{0x} = \sqrt{(k_{2z} \epsilon_1 / e_2)^2 + (\omega/c)^2 \epsilon_1 \mu_1} \quad (3.11)$$

Donde ω siempre se considera constante.

Las curvas (3.10) es el lugar geométrico de los puntos, en donde para el par de valores de κ_{2z} y κ_{0x} hace cero el denominador en la expresión (3.8). Sin embargo, κ_{2z} y κ_{0x} están relacionados con la siguiente igualdad

$$\kappa_{2z} = \sqrt{\kappa_{0x}^2 + (\omega/c)^2 e_2 \mu_2} \quad (3.12)$$

Las intersecciones de las curvas (3.12) y (3.10) ó (3.11) nos dan el número de onda que corresponde al plasmón superficial.

Para grandes espesores de la capa metálica ($\kappa_{2z} d \gg 1$) de (3.11) y (3.12) se obtiene:

$$\kappa_{0x} = (\omega/c) \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} \quad (3.13)$$

Que coincide con (3.6) para el numero de onda del plasmón superficial para la interfaz dieléctrico - metal para $\mu_1 = \mu_2 = 1$

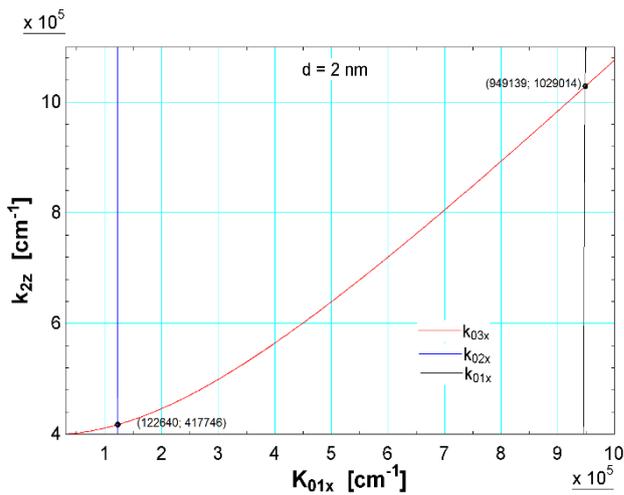


Figura 3.2. Intersección de las curvas (3.10) y (3.12) para una muestra de plata con espesor de 50 nm

Utilizando el método computacional EES, en la figura 3.2 se muestra el comportamiento de las curvas (3.10) y (3.12) para una muestra de plata con espesor de 50 nm y un $k_0 = \omega/c = 1,22 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$. Las curvas de (3.10) son la azul y la morada. La de la izquierda está relacionado con el plasmón simétrico y el de la derecha con el plasmón antisimétrico. La curva roja se ha construido de acuerdo con la relación (3.12).

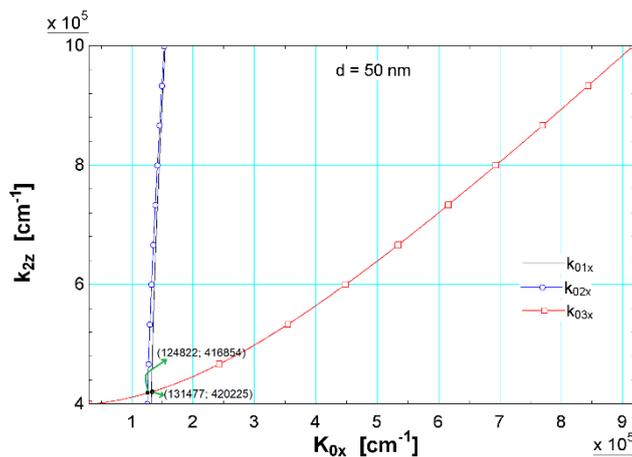


Figura 3.3. Intersección de las curvas (3.10) y (3.12) para la plata con espesor de 2 nm

Las curvas (3.10) y (3.12) se intersectan para valores de k_0x igual a $1,25 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ y $1,31 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$, que no se diferencia mucho del valor de k_0 . Las intersecciones corresponden a frecuencias espaciales de las resonancias plasmónicas.

En las cercanías de las resonancias plasmónicas las amplitudes de las ondas superficiales son aproximadamente 107 veces mayor que la amplitud de la onda incidente H_0y . Lejos de las resonancias plasmónicas las amplitudes de las ondas superficiales son pequeñas.

En la figura 3.3 se muestra el comportamiento de las curvas (3.10) y (3.12) para una muestra de plata con espesor de 2 nm y un $k_0 = \omega/c = 1,22 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$. Las curvas de (3.10) son la azul y la morada. La de la izquierda está relacionado con el plasmón simétrico y el de la derecha con el plasmón antisimétrico. La curva roja se ha construido de acuerdo con la relación (3.12). La división de los modos plasmónicos para la película metálica de 2 nm significativamente creció (ver fig. 3.8) en comparación con la división de los modos plasmónicos para una película metálica de 50 nm (ver fig. 3.2). La curva (3.12) en este caso se intersecta con la curva para el plasmón antisimétrico para $k_0x = 9,49 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$.

En la fig. 3.4 se muestra la frecuencia espacial de resonancia plasmónica en función del espesor de la capa metálica de plata para $k_0 = 1,22 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ (los puntos rojos corresponden al plasmón simétrico y los puntos negros al plasmón antisimétrico). A medida que aumenta el espesor de la capa metálica, la división en plasmón simétrico y antisimétrico desaparece, y se tiene un solo plasmón superficial que de acuerdo con (3.13) para $\epsilon_1 = 1$, $\epsilon_2 = -10,67$ $k_0x = 1,28 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ que no se diferencia mucho de k_0 .

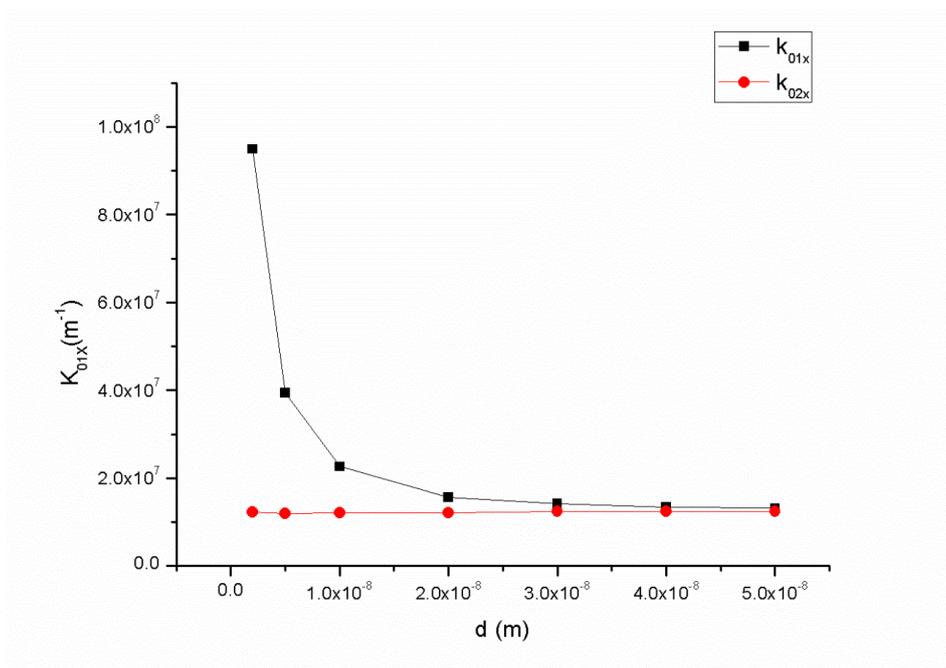


Figura 3.4. Frecuencia espacial de resonancia en función del espesor para la plata

Los plasmones superficiales en la capa delgada del metal son más lentos que la onda plana en el espacio adyacente. En mayor medida es más lento el plasmón antisimétrico como en el caso de la plata se puede observar de la tabla 3.1. Así por ejemplo en la película metálica con espesor $d = 2$ nm, su velocidad de fase v_{pla} es 7,78 veces más lenta que la velocidad de la onda plana c en el espacio adyacente.

Tabla 3.1. Relación de la velocidad de la luz c y la velocidad de fase de los plasmones superficiales simétrico v_{pls} y antisimétrico v_{pla} para diferentes espesores de la plata

d (nm)	2	5	10	20	30	40	50
c/v_{pls}	1,01	0,98	1,00	1,00	1,02	1,02	1,02
c/v_{pla}	7,78	3,23	1,85	1,28	1,16	1,11	1,08

En las figuras del 3.5 al 3.11 se muestran el comportamiento de las curvas (3.10) y (3.12) para una muestra de oro con espesores desde 50 nm hasta 2 nm y un $k_0 = \omega/c = 1,20 \cdot 10^5$ cm⁻¹ y $\epsilon_1 = \epsilon_3 = 1$, $\epsilon_2 = -3,95$ (Ver anexo B). Las curvas de (3.10) son la azul y la morada. La de la izquierda está relacionado con el plasmón simétrico y el de la

derecha con el plasmón antisimétrico. La curva roja se ha construido de acuerdo con la relación (3.12).

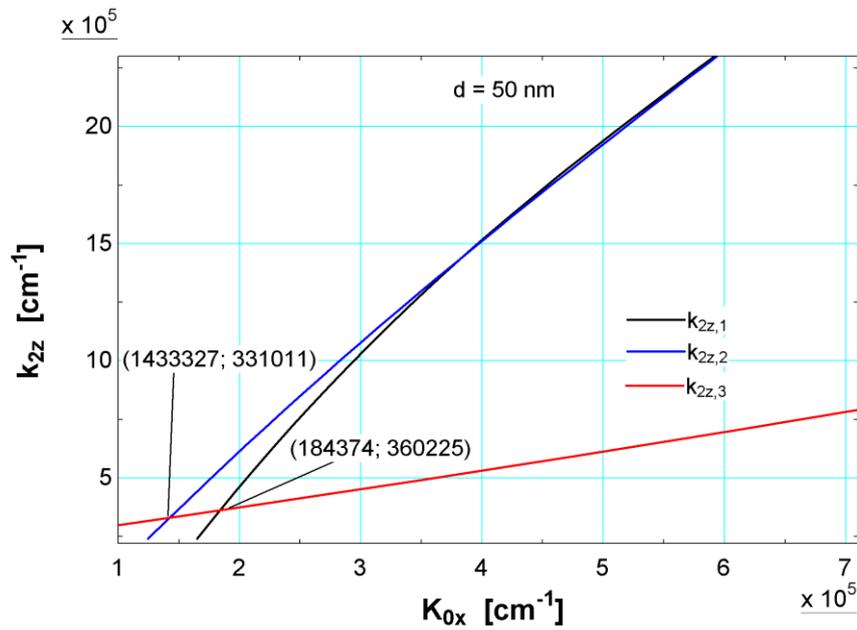


Figura 3.5. Intersección de las curvas (3.10) y (3.12) para el oro con espesor de 50 nm

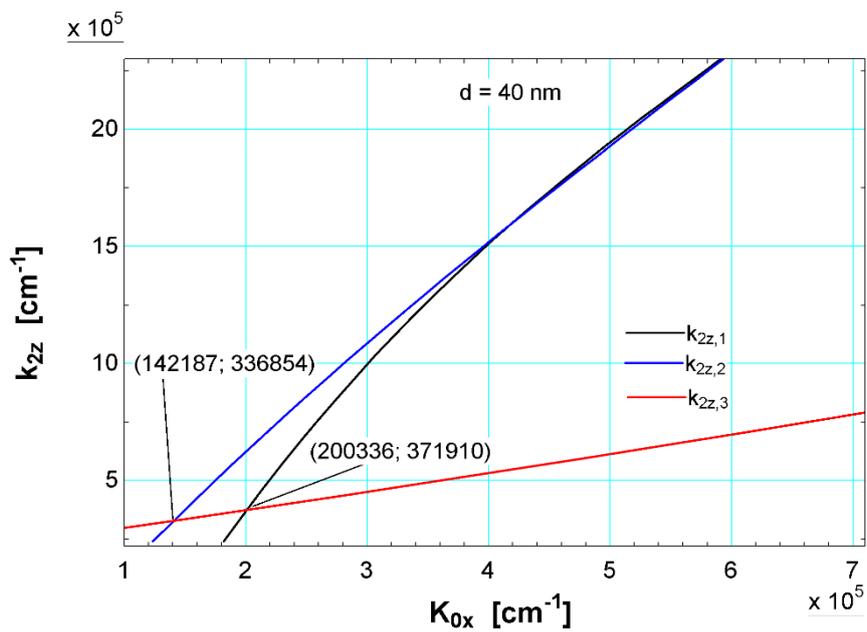


Figura 3.6. Intersección de las curvas (3.10) y (3.12) para el oro con espesor de 40 nm

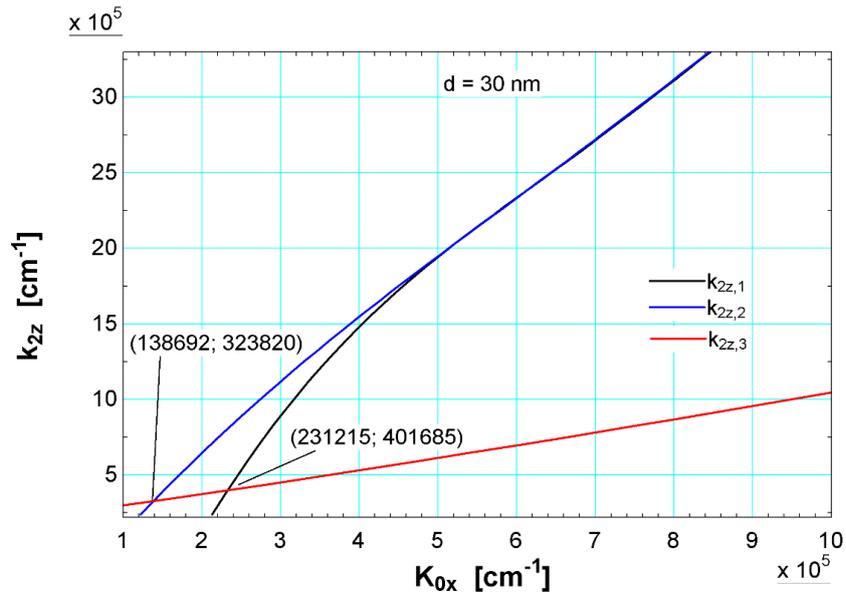


Figura 3.7. Intersección de las curvas (3.10) y (3.12) para el oro con espesor de 30 nm

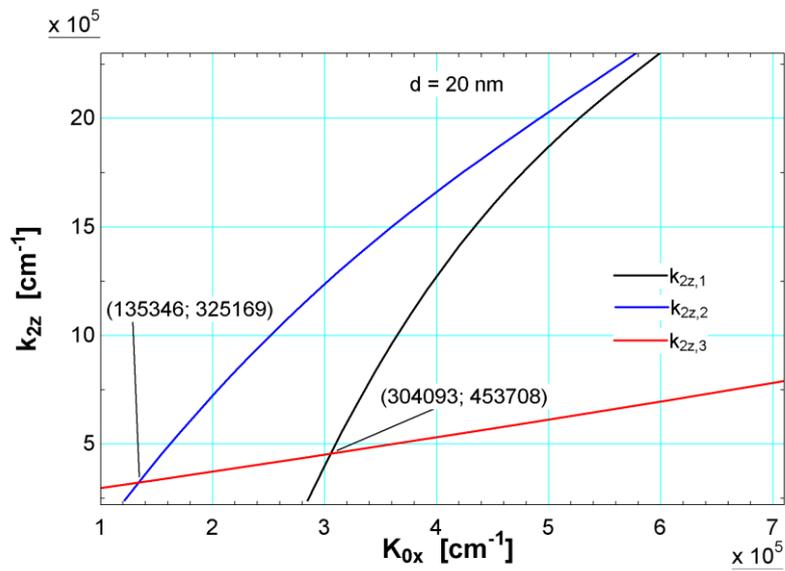


Figura 3.8. Intersección de las curvas (3.10) y (3.12) para el oro con espesor de 20 nm

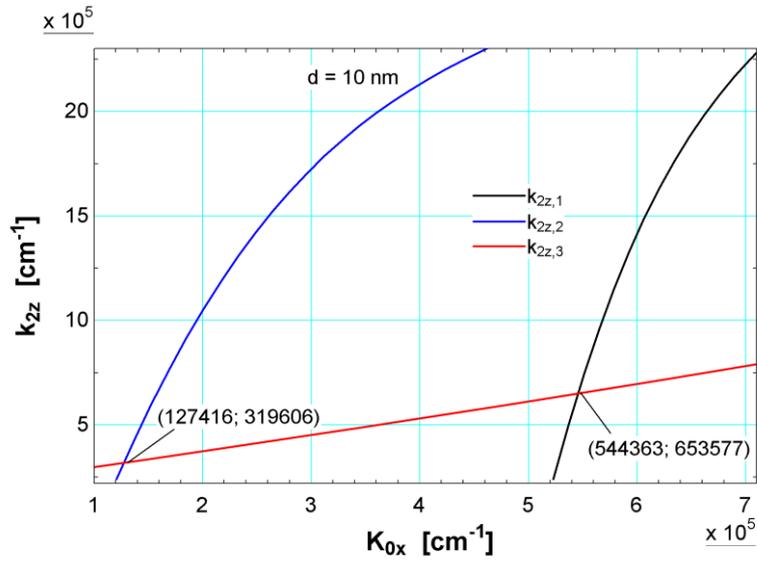


Figura 3.9. Intersección de las curvas (3.10) y (3.12) para el oro con espesor de 10 nm

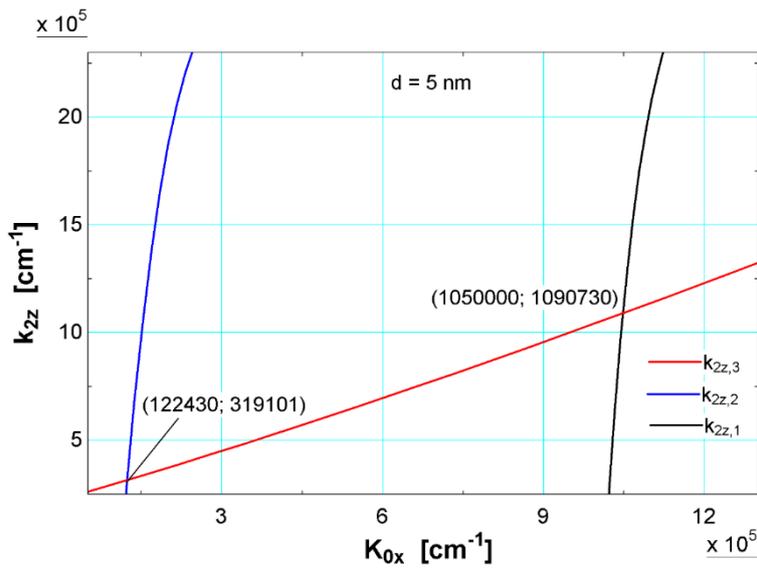


Figura 3.10. Intersección de las curvas (3.10) y (3.12) para el oro con espesor de 5 nm

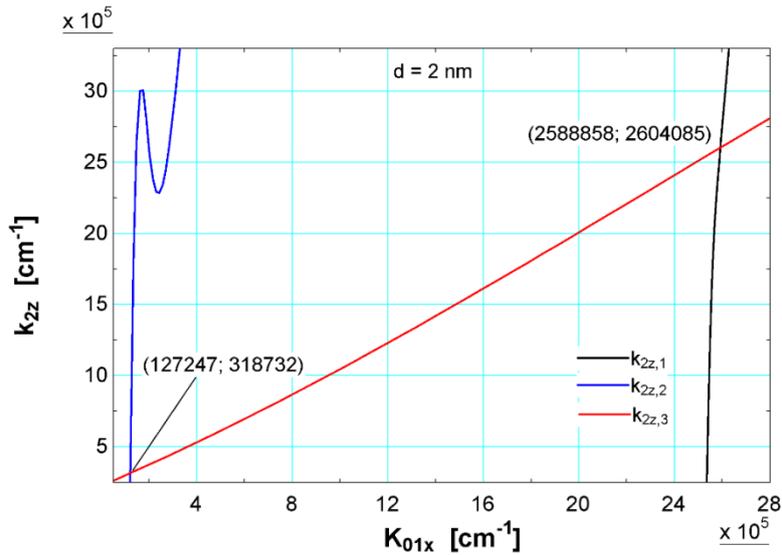


Figura 3.11. Intersección de las curvas (3.10) y (3.12) para el oro con espesor de 2 nm

En la fig. 3.12 se muestra la frecuencia espacial de resonancia plasmónica en función del espesor de la capa metálica de plata para $k_0 = 1,20 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ (los puntos rojos corresponden al plasmón simétrico y los puntos negros al plasmón antisimétrico). A medida que aumenta el espesor de la capa metálica, la división en plasmón simétrico y antisimétrico desaparece, y se tiene un solo plasmón superficial que de acuerdo con (3.13) para $\epsilon_1 = 1$, $\epsilon_2 = -3,95$ $k_{0x} = 1,39 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ que no se diferencia mucho de k_0 .

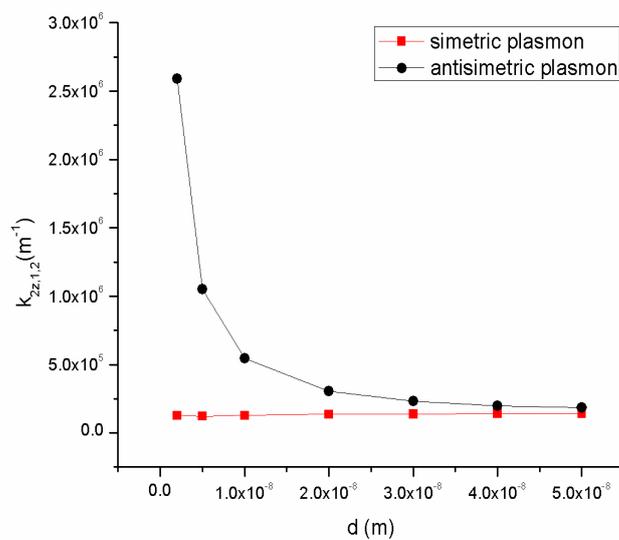


Figura 3.12. Frecuencia espacial de resonancia en función del espesor para el oro

Los plasmones superficiales en la capa delgada del metal son más lentos que la onda plana en el espacio adyacente. En mayor medida es más lento el plasmón antisimétrico como en el caso del oro se puede observar de la tabla 3.2. Así por ejemplo en la película metálica con espesor $d = 2$ nm, su velocidad de fase v_{pla} es 21,57 veces más lenta que la velocidad de la onda plana c en el espacio adyacente.

Tabla 3.2. Relación de la velocidad de la luz c y la velocidad de fase de los plasmones superficiales simétrico v_{pls} y antisimétrico v_{pla} para diferentes espesores del oro

d(nm)	2	5	10	20	30	40	50
c/v_{pls}	1,06	1,02	1,06	1,12	1,16	1,18	1,19
c/v_{pla}	21,57	8,75	4,53	2,53	1,92	1,67	1,53

4. Discusión

En la interface dieléctrico – metal aparecen modos electromagnéticos (plasmones) de superficie. La amplitud del campo electromagnético del plasmón de superficie tiene un máximo en la interface y decae en el interior de ambos medios. De aquí se puede definir la longitud de propagación o penetración, L_p , como la distancia, desde la interface, a la cual la amplitud del campo ha decaído en un factor de $1/e$. Esta longitud de propagación viene limitada por las pérdidas de absorción en el metal (muy altas). Esto significa que a mayor frecuencia se producirá mayor confinamiento (menor δ_d) en el dieléctrico y mayor penetración en el metal (δ_m), producirá mayores pérdidas.

En la interface dieléctrico – metal – dieléctrico aparecen dos modos electromagnéticos de superficie. La división de la resonancia en la película se asocia con la existencia de un modo simétrico y antisimétrico. Para espesores grandes de la capa, la división es pequeña y ambos modos tienden a un mismo valor como para el caso de una interface entre dos medios semi infinitos dieléctrico – metal.

Conclusiones

Cuando una onda electromagnética incide en la interface dieléctrico – metal se generan ondas superficiales (plasmones). Las ondas superficiales se propagan a lo largo de la interfaz entre los dos medios semi infinitos. Sus amplitudes disminuyen exponencialmente con la distancia desde la interfaz, y la frecuencia espacial resonante de los plasmones superficiales se expresa a través de (3.1).

Si la onda electromagnética incide en la interface dieléctrico – metal – dieléctrico con capa metálica delgada se generan plasmones superficiales en las dos fronteras, apareciendo dos modos electromagnéticos superficiales, uno simétrico y otro anti simétrico. Sus amplitudes disminuyen con la distancia desde la interfaz. La frecuencia espacial resonante depende del espesor de la capa metálica y para grandes espesores de la capa metálica tiende a la expresión (3.1) que corresponde a la interface dieléctrico – metal de medios semi infinitos.

Utilizando métodos computacionales se calculó las frecuencias espaciales resonantes para la interface dieléctrico – metal – dieléctrico con capa metálica delgada de plata y oro para diferentes espesores desde 50 nm hasta 2 nm para una onda electromagnética incidente con vector de onda para el caso de la plata $k_0 = 1,22 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ $\epsilon_1 = \epsilon_3 = 1$, $\epsilon_2 = -10,67$, y para el caso del oro $k_0 = 1,20 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ $\epsilon_1 = \epsilon_3 = 1$, $\epsilon_2 = -3,95$ obteniéndose en ambos casos que el modo plasmónico simétrico débilmente cambia, sin embargo el modo plasmónico anti simétrico cambia significativamente. Por lo tanto, la velocidad de fase de los plasmones superficiales en el modo anti simétrico depende fuertemente del espesor de la capa metálica como se muestran en la tabla 3.1 y 3.2.

Los resultados obtenidos para la interface dieléctrico – metal – dieléctrico con capa metálica delgada de plata y oro nos muestran que las propiedades ópticas de este sistema dependerían significativamente del espesor de la capa metálica.

Referencias

Abrikosov, A. (1987). *Fundamentos de la teoría de los metales*. Moscú: Nauka.

- Camacho, A. (2018). ¿Cómo se pueden usar los nanoplasmones en la vida diaria?. *Revista de Física*, No. 56E, 14-21. Recuperado de <https://revistas.unal.edu.co/index.php/momento/article/view/71616/65622>
- Failache, H. S. (2002). *Phys. Rev. Lett.*, v.88, 243603.
- Kittel, C. (1987). *Quantum Theory of Solid*. New York: Jhon Wiley & Sons, Inc.
- Kovacs, G. J. (1977). *Phys. Rev. B*, v.16, 1297-1311.
- Lewotsky, K. (2007). *The promise of plasmonics*. SPIE Professional.
- Pines, D. (1963). *Elementary Excitation in Solids*. New York.
- Ritchie, R. (1957). *Phy. Rev.*, 106, 874.
- Rodríguez-Mijangos, R. & García-Llamas, R. (2018). Modos electromagnéticos en esferas metálicas; plasmones en micro y nanopartículas. *Revista Mexicana de Física E*, 64(2), 154-161. Recuperado de http://www.scielo.org.mx/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S1870-35422018000200154&lng=pt&tlng=pt.
- Schubert, M. T. (2000). *Phys. Rev. B*, v.61, 8187-8201.
- Zavitaev, E. V. (2003). *JTF T.72*.
- Zea, J., Talavera, M., Arenas, C., Pacheco, D., Osorio, A., & Vera, C. (2019). Obtención y caracterización del nanocomposito: nanopartículas de plata y carboximetilquitosano (NPsAg-CMQ). *Revista de la Sociedad Química del Perú*, 85(1), 14-24. Recuperado de http://www.scielo.org.pe/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S1810-634X2019000100003&lng=es&tlng=es.