

Trabajo Fin de Máster

# Ondas de D'yakonov en metamateriales

Josep Aitor Sorní Laserna



Universitat de València  
Facultat de Física  
Departament d'Òptica

**Tutores**

Prof. Carlos J. Zapata Rodríguez

Prof. Juan José Miret Marí

“Cuando escribas acerca de tus ideas [...], recuerda poner  
bajo cada proposición su utilidad, para que esta ciencia no  
sea inútil”

Leonardo da Vinci



# Índice general

|   |           |
|---|-----------|
| <b>1. Introducción.Ondas superficiales</b>                          | <b>1</b>  |
| 1.1. Objetivos del trabajo . . . . .                                | 1         |
| 1.2. Plasmones superficiales . . . . .                              | 3         |
| 1.3. Ondas de D'yakonov . . . . .                                   | 6         |
| <b>2. Aproximación del medio efectivo en estructuras periódicas</b> | <b>9</b>  |
| 2.1. Introducción . . . . .   | 9         |
| 2.2. Cristales plasmónicos 1D . . . . .                             | 10        |
| 2.3. Aproximación del medio efectivo . . . . .                      | 12        |
| 2.4. Ondas de superficie. Modos híbridos . . . . .                  | 13        |
| <b>3. Dyakonones en interfases de multicapas metalodieléctricas</b> | <b>17</b> |
| 3.1. Introducción . . . . .   | 17        |
| 3.2. Correcciones no locales . . . . .                              | 18        |
| 3.3. Efectos disipativos . . . . .                                  | 22        |
| 3.4. Paquetes de onda espaciales . . . . .                          | 25        |
| <b>4. Conclusiones</b>  | <b>29</b> |
| 4.1. Conclusiones del trabajo del fin de máster . . . . .           | 29        |
| 4.2. Perspectivas de futuro . . . . .                               | 29        |
| <b>Agradecimientos</b>  | <b>31</b> |
| <b>Bibliografía</b>   | <b>33</b> |



# 1 Introducción.Ondas superficiales

## 1.1. Objetivos del trabajo

El objetivo de este trabajo es el estudio de la propagación de ondas superficiales localizadas entre dos medios con permitividades dieléctricas  $\epsilon_1$  y  $\epsilon_2$  respectivamente, siendo uno de los medios un dieléctrico transparente isótropo y el otro un medio anisótropo. La aplicación de las ecuaciones de Maxwell y de las condiciones de frontera asociadas a ellas lleva a que se deban cumplir ciertas condiciones, que se estudiarán a fondo en este trabajo, para la existencia y propagación de estas ondas de superficie. Este trabajo final de máster se basa en los artículos publicados por el Grupo de Plasmónica y Nano-óptica de la Universitat de València, entre cuyos miembros se encuentra el autor de este trabajo, en las revistas *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*[1] y *Optics Express*[2].

Históricamente hay una serie de artículos que se consideran el comienzo del estudio de los plasmones. En el artículo publicado por Ritchie[3] en su tratamiento de las pérdidas de energía características de electrones rápidos que atraviesan una lámina fina de metal, predijo la existencia de excitaciones colectivas auto-sostenidas en superficies metálicas. Este resultado fue apuntado por Pines y Bohm[4, 5], que demostraron que la naturaleza de largo alcance de la interacción electromagnética entre los electrones de valencia en metales, producen oscilaciones colectivas de plasma similares a las oscilaciones de densidad electrónica observadas por Tonks y Langmuir[6] en descargas eléctricas en gases, explicando así los resultados experimentales de Ruthemann[7] y Lang[8] en el bombardeo de películas metálicas delgadas por electrones rápidos. Ritchie investigó el impacto de los límites de la película en la producción de excitaciones colectivas y encontró que el efecto de la frontera causa la aparición de nuevas y pequeñas pérdidas debido a la excitación de oscilaciones colectivas de superficie[3]. Dos años después, en una serie de experimentos de pérdida de energía de electrones, Powell y Swan[9] demostraron la existencia de estas oscilaciones colectivas, a cuyo cuanto, Stern y Ferrell[10] llamaron el plasmón de superficie o SPP por sus siglas en inglés (Surface Plasmon-Polariton).

Desde entonces, han habido avances significativos en la investigación, tanto teórica como experimental, de los SPPs. Éstos han jugado un papel clave, para los investigadores en los campos de estado sólido y física de superficies, en la interpretación y explicación de gran variedad de experimentos y en la comprensión de varias propiedades fundamentales de los sólidos. Entre ellos se incluye las fuerzas de Van der Waals[11], el problema del potencial imagen clásico actuando entre una

carga puntual clásica y una superficie metálica[12], la transferencia de energía en interacciones gas - superficie[13], las energías de superficie[14], la amortiguación de los modos vibracionales de superficie[15], la pérdida de energía en partículas cargadas moviéndose fuera de una superficie metálica[16] y la des-excitación de moléculas adsorbidas[17].

Los plasmones de superficie se han empleado también en un amplio espectro de estudios que van desde la electro-química[18], humectación y biosensores[19], a microscopía de barrido de efecto túnel[20], la eyección de iones de superficie[21], crecimiento de nanopartículas[22], microscopía de plasmón-superficie[23] y tecnología de resonadores superficie-plasmón[24]. El nuevo interés en los plasmones de superficie es debido a los recientes avances en la investigación de las propiedades electromagnéticas de materiales nano-estructurados, uno de cuyos aspectos más atractivos de estas excitaciones colectivas, esta siendo su uso para concentrar luz en estructuras menores que la longitud de onda de trabajo ( $\text{sub-}\lambda$ ) y permitir la transmisión a través de estructuras periódicas de agujeros con diámetros inferiores a la longitud de onda con que se trabaja, en películas metálicas ópticas finas. Los SPPs pueden servir, por ejemplo, como base para construir circuitos fotónicos a escalas nanométricas, que sean capaces de transportar señales ópticas y corrientes eléctricas, y como base para el diseño, fabricación y caracterización de componentes de guías de ondas  $\text{sub-}\lambda$ .

Se puede observar la importancia que ha tomado el campo de la plasmónica en la Figura 1.1



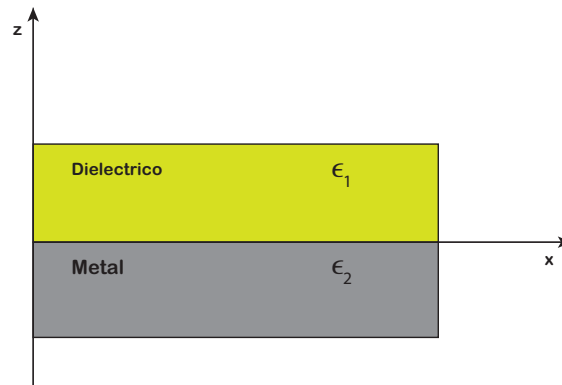
**Figura 1.1:** Algunas estadísticas sobre publicaciones científicas en el ámbito de plasmónica. Figuras obtenidas de la base de datos “Web Of Knowledge”

Dentro de las ondas de superficie, en este trabajo se estudiará con mayor detenimiento aquellas que se propagan cuando tenemos dos medios dieléctricos semi-infinitos, siendo uno de ellos un medio isótropo y el otro un medio anisótropo uniáxico, cuya permitividad dieléctrica se expresará como un tensor de permitividades relativas. Para resolver el problema, se hará uso del análisis realizado por D'yakonov[25] para obtener la ecuación de dispersión para el vector de ondas de la onda superficial.



## 1.2. Plasmones superficiales

La estructura más sencilla capaz de sostener SPPs es aquella en la que se tiene una única interfase plana entre un medio dieléctrico semi-infinito sin pérdidas ( $z > 0$ ) con una permitividad dieléctrica real positiva y un medio conductor de Drude semi-infinito descrito mediante una permitividad dieléctrica  $\epsilon_2 = \epsilon_2(\omega)$ . Puesto que se exige que sea un medio metálico, entonces se tiene que  $Re[\epsilon_2] < 0$ . Se buscan soluciones de ondas que se propagan confinadas en la interfase, y por tanto, con carácter evanescente en la dirección perpendicular  $z$  a la dirección de propagación. En la Figura 1.2 se ve el esquema utilizado para la resolución del sistema.



**Figura 1.2:** Geometría de la estructura simple Dieléctrico - Metal

Las ecuaciones de Maxwell para campos macroscópicos electromagnéticos son:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_{ext} \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1.4)$$

Adicionalmente, se tendrá en cuenta la relación entre los campos eléctrico y de desplazamiento

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (1.5)$$

En ausencia de cargas externas y densidades de corriente, la Ecuación 1.3 y la Ecuación 1.4 se pueden combinar para obtener

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{H} = -\epsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (1.6)$$

Para buscar soluciones del sistema, la Ecuación 1.6 tiene que ser resuelta en regiones con valores constantes de permitividad dieléctrica, y las soluciones han de ser unidas usando las condiciones de frontera del campo electromagnético en las interfaces. Para resolver la Ecuación 1.6, se asume de forma general un campo magnético con dependencia temporal armónica:  $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_y(z) e^{-i\omega t} e^{i\beta x}$ . Por simplicidad, se asume un problema unidimensional donde

$$\epsilon = \begin{cases} \epsilon_1 & \forall z > 0 \\ \epsilon_2(\omega) & \forall z < 0 \end{cases} \quad (1.7)$$

En el caso de problemas de electromagnetismo en superficie, el plano  $z = 0$  coincide con la interfase que sostiene a las ondas que se propagan.

Si se calculan las soluciones para los modos TM ( $H_z = 0$ ), para cada semi-espacio se tendrá:

$$H_y(z) = A_1 e^{i\beta x} e^{-k_1 z} \quad (1.8)$$

$$E_x(z) = iA_1 \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_1} k_2 e^{i\beta x} e^{-k_1 z} \quad (1.9)$$

$$E_z(z) = -A_1 \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_1} k_1 e^{i\beta x} e^{-k_1 z} \quad (1.10)$$

para  $z > 0$ , y

$$H_y(z) = A_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z} \quad (1.11)$$

$$E_x(z) = -iA_1 \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_2} k_1 e^{i\beta x} e^{-k_2 z} \quad (1.12)$$

$$E_z(z) = -A_1 \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_2} k_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 z} \quad (1.13)$$

para  $z < 0$ .  $k_i \equiv k_{z,i}$  ( $i = 1,2$ ) es la componente del vector de ondas perpendicular a la interfase en los dos medios.

La continuidad de  $H_y$  y  $\epsilon_i E_z$  en la interfase requiere que  $A_1 = A_2$  y

$$\frac{k_1}{k_2} = -\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \quad (1.14)$$

La expresión para  $H_y$  además debe cumplir la Ecuación 1.6 , lo que conduce a que

$$k_1^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_1 \quad (1.15)$$

$$k_2^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_2 \quad (1.16)$$

Combinando la Ecuación 1.15, la Ecuación 1.16 y la Ecuación 1.14, se obtiene, para el caso de SPPs en una única interfase, la ecuación de ligadura:

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} \quad (1.17)$$

donde el número de ondas es  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ . Los campos electromagnéticos de las ondas soportadas sobre la superficie que se propagan son:

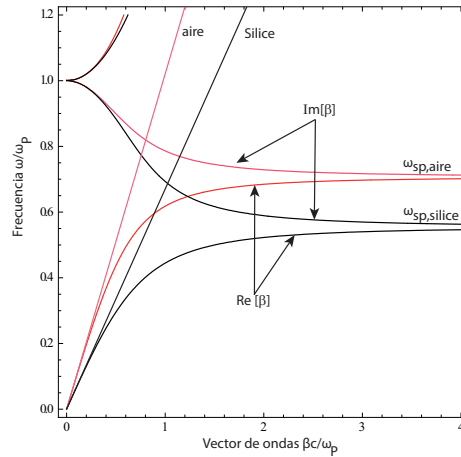
$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = H_y(z) e^{-i\omega t} e^{i\beta x} \hat{\mathbf{y}} \quad (1.18)$$

$$E_x = -i \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon} \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (1.19)$$

$$E_z = -\frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon} H_y \quad (1.20)$$

El cálculo realizado para los modos  $TM$ , se puede utilizar tanto para permitividades dieléctricas complejas como reales (conductores con o sin absorción). Al realizar los mismos cálculos para los modos  $TE$ , se llega a la conclusión de que no existen modos  $TE$  superficiales en estas condiciones. *Los SPPs solo existen con polarización  $TM$  para materiales no magnéticos.*

Se representa a continuación la relación de dispersión, (Ecuación 1.17), para dos medios distintos, aire ( $\epsilon_1 = 1$ ) y sílice fundida ( $\epsilon_1 = 2,25$ ) como dieléctricos y un metal de Drude cuya permitividad dieléctrica se expresa como  $\epsilon_m = 1 - 1/\omega^2$ , cuando la frecuencia se expresa en unidades de la frecuencia de plasma  $\omega_p$ .



**Figura 1.3:** Relación de dispersión de los SPPs en la interfase entre un metal de Drude con pérdidas despreciables y aire (rojo) o sílice fundida (negro). Los SPPs propagantes sólo lo serán para vectores de onda reales, no imaginarias.

La mayoría de las aplicaciones de los SPPs a frecuencias ópticas están muy limitadas por las pérdidas por absorción. La incorporación de ganancia óptica en el dieléctrico adyacente puede compensar la absorción en el metal [26]. No obstante, este es un procedimiento limitado a unas pocas aplicaciones en opto-electrónica.

### 1.3. Ondas de D'yakonov

Una alternativa atractiva al uso de SPPs fue elaborada por D'yakonov en 1988, quien demostró teóricamente la existencia de ondas de superficie sin pérdidas en la interfase de dos medios dieléctricos transparentes, siendo uno de ellos anisótropo [25, 27]. A esta clase de ondas de superficie se les ha llamado recientemente dyakonones [28] y, en oposición a los SPPs, tienen la peculiaridad de tener polarización híbrida. Por ejemplo, considerando un medio anisótropo uniáxico tal y como D'yakonov hizo, las ondas ordinarias y extraordinarias ayudan a la formación de la onda superficial [25]. se pueden hallar ondas superficiales híbridas con características similares a las propuestas por D'yakonov, cuando se reemplaza el medio uniáxico con un cristal biáxico[29, 30], un medio indefinido [31], o un medio con estructura quirál[32, 33]. Por el otro lado, en vez de un dieléctrico homogéneo, se puede usar un medio magnético [34], un metal noble [28, 35] o un material con índice de refracción negativo [36].

El rango de direcciones para la propagación de ondas de D'yakonov se ha hallado que es bastante pequeño si se utilizan materiales naturales birrefringentes. De hecho, esta es una de las razones que más han contribuido para retrasar, por más de 20 años, la primera observación experimental de las ondas de superficie de D'yakonov

[37]. Se han presentado varias propuestas como alternativas para incrementar sustancialmente el rango de direcciones. Mediante el uso del efecto Pockels, por ejemplo, el rango de direcciones puede ampliarse más de un orden de magnitud [38]. Sin embargo, el método más aceptado es mediante el uso de cristales fotónicos con anisotropía extrema. La primera propuesta para aumentar el rango angular hasta algunos grados [39] fue usar una matriz periódica de columnas insertadas en un cristal de silicio. De forma similar, se han usado laminas finas para obtener los mismos resultados. No obstante, se obtienen resultados sorprendentes si las estructuras anisótropas incluyen nanoelementos metálicos, como ocurre, por ejemplo, en una multicapa metalodieléctrica (MD), en cuyo caso, el rango angular puede superar los  $45^\circ$  [40, 41].

En los casos anteriores, la forma de la birrefringencia se modela simplemente utilizando el régimen de longitud de onda larga, lo que permite una homogeneización del metamaterial estructurado [42, 43]. Para nanoestructuras MD, sin embargo, la aproximación del medio efectivo conduce a una permitividad dieléctrica promedio, en forma de tensor, con elementos complejos. Es decir, el efecto de la anisotropía viene con pérdidas causadas por la absorción en el material. El resultado de utilizar materiales uniáxicos con pérdidas es que los dyakonones no se pueden propagar indefinidamente, y la longitud de propagación es finita [41, 44]. La aproximación del medio efectivo (EMA) es buena para estructuras fotónicas incluyendo elementos totalmente dieléctricos, con tamaños significativamente más pequeños que la longitud de onda [45, 46, 47, 48, 49]. Sin embargo, la inclusión de elementos metálicos provoca la necesidad de refinamiento en la EMA.

Para longitudes de ondas infrarrojas o visibles, la longitud de penetración de los metales nobles es claramente  $\text{sub-}\lambda$  y, en este caso, los modelos simples para la homogeneización requieren que las unidades metálicas tengan tamaños de algunos nanómetros [50, 51, 52]. Adicionalmente, la dispersión espacial de los compuestos metálicos pueden conducir a bandas múltiples debido a la excitación de los SPPs [48], afectando, presumiblemente, a la dispersión espacial de los dyakonones en la frontera de esas nanoestructuras fotónicas. Todos estos efectos van a ser detallados en los próximos capítulos.



# 2 Aproximación del medio efectivo en estructuras periódicas

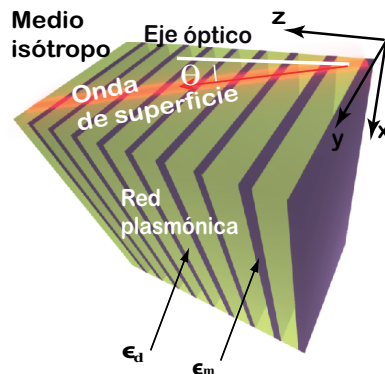
## 2.1. Introducción

Los materiales nanoestructurados artificiales pueden soportar modos electromagnéticos que no pueden propagarse en medios naturales, lo cual hace que estos materiales sean muy interesantes para dispositivos fotónicos con capacidades, por ejemplo, como el guiado de ondas a escala nanométrica, o la invisibilidad[53, 54].

Los materiales multicapa MD son considerados como los metamateriales más sencillos, pero a la vez más versátiles, capaces de sostener modos plasmónicos de alta frecuencia en volumen. Si se cortan estos materiales en la dirección perpendicular a las láminas, estos son también capaces de sostener ondas superficiales electromagnéticas. Esta propiedad ha sido explotada para excitar ondas superficiales ultra-confinadas (también conocidas como “spoof plasmons”) para frecuencias del orden del TeraHertz (THz), el cual es un régimen donde los plasmones superficiales no pueden existir[55]. Para longitudes de onda visibles o del infrarrojo cercano, los compuestos MD deben comportarse como un cristal plasmónico, permitiendo una descripción simplificada del medio mediante el uso de la aproximación de longitud de onda larga. Dicha aproximación implica una homogeneización del metamaterial estructurado[42, 43, 46]; por otro lado, en vez de un medio homogéneo, se podría utilizar un medio magnético[34], un metal noble[28, 35] o un material levógiro[36]. El caso de una multicapa MD es especialmente conveniente, dado que el rango de direcciones para la propagación de dyakonones puede ser mayor de  $45^\circ$  [40, 41]

En este contexto, Jacob et al.[40] mostraron por primera vez la existencia de ondas superficiales polarizadas híbridamente del tipo D'yakonov cuando se consideran medios anisótropos con permitividad no definida[40]. De todas formas, ese artículo estaba dedicado al problema del comportamiento de la formación de imágenes subdifractivas, observado en el experimento de superlentes de aumento[56], en el cual las ondas superficiales del tipo de D'yakonov (DSW) existen en la interfase de un metal y un dieléctrico anisótropo.

## 2.2. Cristales plasmónicos 1D



**Figura 2.1:** Vista esquemática del sistema en estudio, consistente en una superred de Ag-GaAs ( $x > 0$ ) y un sustrato isótropo ( $x < 0$ ). En las simulaciones numéricas, se toma o bien N-BAK1 o P-SF68 [SCHOTT])

Considerese una bicapa semi-infinita periódica hecha con dos materiales que se alternan a lo largo del eje  $z$ , tal y como puede verse en la Figura 2.1. La celda unidad de la multicapa fotónica 1D consiste en un medio transparente de constante dieléctrica  $\epsilon_d$  y anchura  $w_d$ , y a continuación una capa metálica con constante dieléctrica  $\epsilon_m$  y anchura  $w_m$ . El conductor es un metal de Drude con constante dieléctrica  $\epsilon_m = 1 - 1/\omega^2$  en unidades de la frecuencia de plasma  $\omega_p$ . En las simulaciones numéricas se tomarán como valores  $\epsilon_d^{GaAs} = 12,5$  y  $\epsilon_m^{Ag} = -103,3 + i8,1$ , valores que se corresponden para una  $\lambda_0 = 1,55 \mu m$ . Este metamaterial llena el semiespacio  $x > 0$ . Al lado del metamaterial, en el semiespacio  $x < 0$ , se pone un material isótropo con constante dieléctrica  $\epsilon_d$ . En la frontera entre el material isótropo y el metamaterial, en el plano  $x = 0$ , es donde se espera encontrar ondas ligadas con amplitudes evanescentes cuando  $|x| \rightarrow \infty$ .

En la próxima sección se buscarán soluciones de las ecuaciones de Maxwell en la forma de ondas de superficie que puedan propagarse en la frontera de la multicapa MD. Para ello, se configura la anisotropía óptica de la estructura periódica mediante el uso de estimaciones medias. En particular, la elevada birrefringencia de este tipo de dispositivos fotónicos puede ser modelada mediante el uso de la EMA.

La EMA está limitada a láminas metálicas con  $\Lambda \ll \lambda_0$ . Sin embargo, esta condición debe tomarse en cuenta con cuidado, dado que la profundidad de penetración de los metales nobles es extremadamente pequeña. Si el grosor del metal es comparable a la profundidad de penetración, la EMA se desvía sustancialmente de las soluciones exactas. Para trabajar con los efectos de retraso causados por el tamaño del metal en la composición de la MD, se considera un tratamiento electromagnético completo



basado en el método de matrices de transferencia para sistemas ópticos multicapas [49]. El mapa espectral exacto de de las ondas de Bloch se obtiene mediante la siguiente relación de dispersión espacial,

$$\cos(k_z\Lambda) = \cos\varphi_d \cos\varphi_m - \eta_{o,e} \sin\varphi_d \sin\varphi_m \quad (2.1)$$

aplicada para ondas propagándose en una estructura periódica bi-laminada.

En la Ecuación 2.1

$$\eta_o = \frac{k_{dz}^2 + k_{mz}^2}{2k_{dz}k_{mz}} \quad (2.2)$$

es el coeficiente aplicado para un campo ondulatorio cuya componente  $E_z$  se desvanece, esto es, una onda  $TE^z$ . Nótese que las ondas  $TE^z$  se aproximan a las ondas ordinarias en el régimen de validez de la EMA. En el caso de que  $H_z = 0$  (ondas  $TM^z$ ), se usa el coeficiente

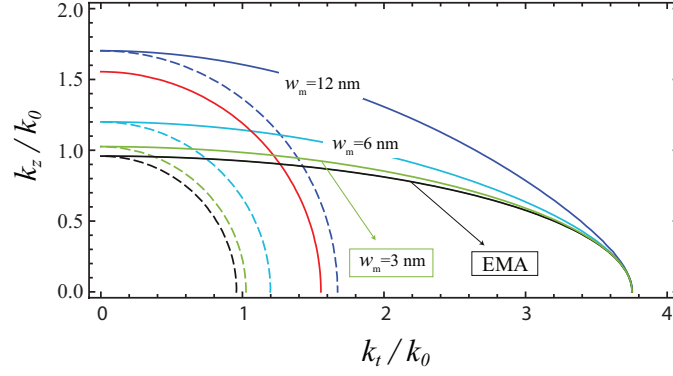
$$\eta_e = \frac{\epsilon_d^2 k_{dz}^2 + \epsilon_m^2 k_{mz}^2}{2\epsilon_d k_{dz} \epsilon_m k_{mz}} \quad (2.3)$$

Las ondas polarizadas  $TM^z$  están directamente asociadas con las ondas extraordinarias en el régimen de validez de la EMA. Desde ahora, se usarán los términos “onda ordinaria” y onda  $TE^z$  sin distinción, incluso fuera de la EMA; de igual forma, “onda extraordinaria” y onda  $TM^z$  representara el mismo tipo de ondas. Finalmente,  $\varphi_q = k_{qz}w_q$  donde

$$k_{qz}^2 + k_x^2 + k_y^2 = k_0^2 \epsilon_q \quad (2.4)$$

es la ecuación de dispersión para ondas volumétricas dentro del GaAs ( $q = d$ ) y plata ( $q = m$ ).

La Ecuación 2.1 se representa gráficamente en la figura 2.2 para el cristal Ag-GaAs considerando diferentes periodos  $\Lambda$  pero manteniendo un factor de llenado del metal  $f = 0.1$ . En ella se muestran las curvas predichas por la EMA. En la figura 2.2 se aprecia claramente como la EMA sólo es válida para anchuras de metal pequeñas, y que conforme aumenta la anchura, más se separa la solución real de la aproximada.



**Figura 2.2:** Curvas de isofrecuencias evaluadas desde la Ecuación 2.1 para una superred de Ag-GaAs con un factor de llenado  $f = 0,10$  para diferentes  $w_m$  a una longitud de onda  $\lambda_0 = 1,55 \mu m$ . Las líneas sólidas y las punteadas corresponden a ondas extraordinarias ( $TM^z$ ) y ondas ordinarias ( $TE^z$ ), respectivamente. La línea roja representa la curva de isofrecuencia para N-BAK1.

### 2.3. Aproximación del medio efectivo

La validez de la aproximación de medio efectivo, EMA por sus siglas en inglés (*Effective Medium Approach*) está relacionada a la hipótesis de que el periodo  $\Lambda = w_d + w_m$  es mucho más pequeño que la longitud de onda de trabajo,  $\Lambda \ll \lambda_0$ . En este caso, la multicapa se comporta como un cristal uniaxial cuyo eje óptico es normal a las capas. La permitividad dieléctrica relativa de la multicapa es un tensor de 9 componentes, cuyas únicas componentes no nulas permiten escribirla como  $\bar{\epsilon} = \epsilon_{\perp}(\mathbf{xx} + \mathbf{yy}) + \epsilon_{\parallel}\mathbf{zz}$ . Como se observa en la Figura 2.1, el eje óptico en este trabajo se toma en la dirección del eje  $z$ .

El modelo estima las permitividades relativas a lo largo del eje óptico serán

$$\epsilon_{\parallel} = \frac{\epsilon_m \epsilon_d}{(1-f)\epsilon_m + f\epsilon_d} \quad (2.5)$$

y transversalmente,

$$\epsilon_{\perp} = (1-f)\epsilon_d + f\epsilon_m \quad (2.6)$$

donde

$$f = \frac{w_m}{w_m + w_d} \quad (2.7)$$

es el factor de llenado metálico. La anisotropía introducida por el diseño del cristal MD está modulada justamente por este factor de llenado, pero también por su carácter fuertemente dispersivo. Nótese que incluso para pequeños factores de llenado del compuesto metálico provocan la aparición de enormes birrefringencias.

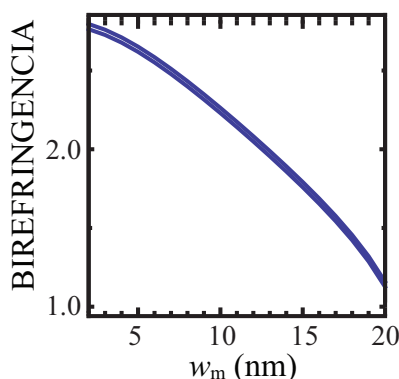
Si se desprecian las pérdidas haciendo  $Im(\epsilon_m) = 0$ , la birrefringencia efectiva de la multicapa Ag - GaAs es

$$\Delta n = \sqrt{\epsilon_{\parallel}} - \sqrt{\epsilon_{\perp}} \quad (2.8)$$

Incluso para factores de llenado metálicos pequeños se obtienen birrefringencias enormes. Si  $f \ll 1$  y  $|\epsilon_m| \gg \epsilon_d$ , se puede aproximar  $\Delta\epsilon \approx -\epsilon_m f$ .

En el ejemplo propuesto, la dispersión elíptica llega a valores de  $f_{max} = 0,108$ , donde  $\epsilon_{\perp} = 0$ . Si se tienen factores de llenado mayores que  $f_{max}$ , esto provocará la aparición de valores negativos para  $\epsilon_{\perp}$  y, como consecuencia, la dispersión efectiva se volverá hiperbólica. De otra forma,  $\Delta n > 0$ , ya que  $\epsilon_m < 0$  conduce directamente a  $\Delta\epsilon > 0$ . A pesar de que  $f_{max} \ll 1$ , la birrefringencia máxima alcanzable es  $[\Delta n]_{max} = 3,77$ . Se puede comparar este valor con la birrefringencia para el cuarzo cristalino,  $\Delta n = 0,0084$  y  $\Delta n = 0,22$  para cristal líquido BDH-E7. Así pues, se observa que el cristal uniáxico artificial tiene una birrefringencia mayor que los cristales uniáxicos naturales por más de un orden de magnitud.

Se puede observar gráficamente la birrefringencia de las ondas extraordinarias



**Figura 2.3:** Birrefringencia de las ondas extraordinarias en función de  $w_m$  en un cristal fotónico de Ag-GaAs.

## 2.4. Ondas de superficie. Modos híbridos

En su propuesta original, D'yakonov demostró teóricamente la existencia de ondas superficiales sin pérdidas en la interfase de dos dieléctricos diferentes transparentes,

siendo uno de ellos anisótropo[25, 27]. La presencia de ondas superficiales híbridas de características similares pueden ser halladas, adicionalmente, cuando se reemplaza el medio uniáxico con un cristal biáxico [29, 30] o un medio estructurado quiral[32, 33].

En el medio isótropo, se toman ondas  $TE^x(E_x = 0)$  y  $TM^x(H_x = 0)$  cuyos vectores de onda tienen la mismas componentes  $k_y$  y  $k_z$  en el plano  $x = 0$ . Todos estos campos son evanescentes en el medio isótropo, proporcional a  $\exp(-\kappa x)$ , donde

$$\kappa = \sqrt{k_y^2 + k_z^2 - k_0^2 \epsilon} \quad (2.9)$$

en el otro lado del plano, los campos también decaen proporcionalmente a  $\exp(\kappa_{o,e} x)$  a lo largo del plano  $x < 0$ , donde

$$\kappa_o = \sqrt{k_y^2 + k_z^2 - k_0^2 \epsilon_{\perp}} \quad (2.10)$$

y

$$\kappa_e = \sqrt{k_y^2 + k_z^2 - k_0^2 \epsilon_{\parallel}} \quad (2.11)$$

donde  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$

Se buscan soluciones de las ecuaciones de Maxwell en forma de ondas superficiales que se puedan propagar sobre la superficie de la red MD. Así pues, se espera encontrar ondas localizadas en  $x = 0$  con amplitudes evanescentes decayendo conforme  $|x| \rightarrow \infty$ . Dado que se trata a la red plasmónica como un cristal uniáxico, se puede establecer analíticamente la ecuación de dispersión que da el vector de ondas  $k_D = [0, k_y, k_z]$  en  $x = 0$ . Para ello se sigue el método de D'yakonov [25] considerando un tratamiento modal del problema. En el medio isótropo, se consideran ondas  $TE^x(E_x = 0)$  y  $TM^x(H_x = 0)$  cuyos vectores de onda tienen la misma componente real  $k_y$  y  $k_z$  en el plano  $x = 0$ . El campo eléctrico modal armónico temporal se puede escribir de forma completa como  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(x)f(y, z, t)$  donde

$$f(y, z, t) = \exp(ik_D r - i\omega t) \quad (2.12)$$

y

$$\mathbf{E}(x) = (\mathbf{a}_1 A_{TE} + \mathbf{a}_2 A_{TM}) \exp(-\kappa x) \quad (2.13)$$

en  $x > 0$ . Aquí las coordenadas temporales y espaciales están normalizadas a la inversa de  $\omega_P$  y  $k_p$ , respectivamente. Adicionalmente  $A_{TE}$  y  $A_{TM}$  son amplitudes complejas y los vectores

$$\mathbf{a}_1 = (0, k_z, -k_y) \quad (2.14)$$

$$\mathbf{a}_2 = (k_y^2 + k_z^2, -ik_y\kappa, -ik_z\kappa) \quad (2.15)$$

Notese que el vector de polarización  $\mathbf{a}_1$  está contenido en el plano  $x = 0$ , donde una onda superficial de D'yakonov (DSW) aparece, pero es perpendicular a su dirección de propagación,  $k_D$ . Para el campo magnético se aplica la ley de Faraday de la inducción,  $i\omega c\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{E}$ . En este caso  $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}(x)f(y, z, t)$ , donde

$$\mathbf{B}(x) = \frac{1}{c\omega} (\mathbf{a}_1 \epsilon \omega^2 A_{TM} - \mathbf{a}_2 A_{TE}) \exp(-\kappa x) \quad (2.16)$$

Al estudiar de la Ecuación 2.13 a la Ecuación 2.16, está claro que  $A_{TE}$  y  $A_{TM}$  representan las amplitudes de los modos  $TE^x$  y  $TM^x$  respectivamente.

Específicamente, la dependencia a lo largo la dirección  $x$  del campo eléctrico multimodal en  $x < 0$  puede ser escrito como

$$\mathbf{E}(x) = A_o \mathbf{b}_o \exp(\kappa_o x) + A_e \mathbf{b}_e \exp(\kappa_e x) \quad (2.17)$$

Aquí,  $A_o$  y  $A_e$  son las amplitudes de la onda  $o$  y la onda  $e$  respectivamente. De igual forma se definen los vectores

$$\mathbf{b}_{o,e} = (-k_y, i\kappa_{o,e}, 0) \quad (2.18)$$

$$\mathbf{c}_{o,e} = [-i\kappa_{o,e}k_z, k_y k_z, k_z^2 - \epsilon_{\perp} \omega^2] \quad (2.19)$$

Nótese que los vectores  $\mathbf{b}_{o,e}$  son perpendiculares al eje óptico. La parte del campo magnético que varía normalmente a la interfase isotropo - uniáxico se expresa ahora como

$$\mathbf{B}(x) = \frac{1}{c\omega} [\epsilon_{\perp} \omega^2 A_e \mathbf{b}_e \exp(\kappa_e x) + A_o \mathbf{c}_o \exp(\kappa_o x)] \quad (2.20)$$

Como es bien sabido, la Ecuación 2.17 y la Ecuación 2.20 verifican que la onda  $o$  se corresponde al modo  $TE^z$  y la onda  $e$  está asociada al modo  $TM^z$ . A continuación se aplica las condiciones estandar del electromagnetismo a las fronteras en  $x = 0$ , esto es, la continuidad de las componentes  $y$  y  $z$  de los campos  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{B}$  en la interfase plana. Se puede escribir este problema en forma matricial

$$\bar{M}\mathbf{A} = 0 \quad (2.21)$$

donde el vector  $\mathbf{A} = (A_{TE}, A_{TM}, A_o, A_e)$  incluye las amplitudes de los cuatro modos que integran las DSW. Adicionalmente la matriz se escribe como

$$\bar{M} = \begin{pmatrix} k_z & -ik_y\kappa & -i\kappa_o & -k_yk_z \\ -k_y & -ik_z\kappa & 0 & \epsilon_{\perp}\omega^2 - k_z^2 \\ ik_y\kappa & \epsilon\omega^2k_z & k_yk_z & i\epsilon_{\perp}\omega^2\kappa_e \\ ik_z\kappa & -\epsilon\omega^2k_y & k_z - \epsilon_{\perp}\omega^2 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

Se pueden encontrar soluciones no triviales de la Ecuación 2.21 si el determinante de  $\bar{M}$  se anula. De esta forma D'yakonov derivó la siguiente ecuación

$$(\kappa + \kappa_e)(\kappa + \kappa_o)(\epsilon_{\parallel}\kappa_o + \epsilon_{\perp}\kappa_e) = (\epsilon_{\parallel} - \epsilon)(\epsilon - \epsilon_{\perp})k_0^2\kappa_o \quad (2.23)$$

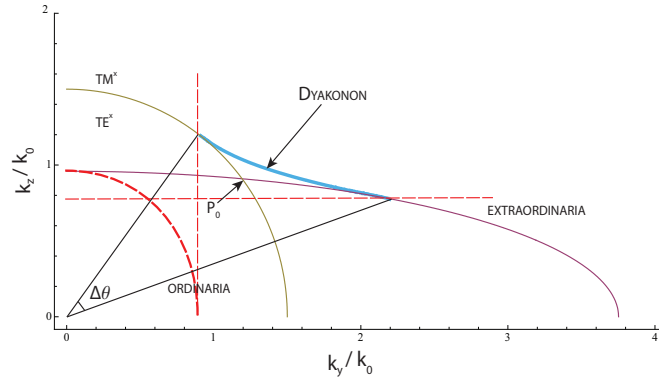
ecuación que nos da el mapa espectral de vectores de onda  $k_D$ .

Asumiendo que  $\epsilon_{\perp}$ ,  $\epsilon_{\parallel}$  y todos los ratios de decaimiento son positivos, la restricción adicional

$$\epsilon_{\parallel} < \epsilon < \epsilon_{\perp} \quad (2.24)$$

se puede deducir para la existencia de ondas superficiales. Como consecuencia, la birrefringencia positiva es obligatoria, en estas condiciones, para asegurar la existencia de una solución estacionaria de las ecuaciones de Maxwell. Así pues, las superredes laminadas creadas para tener ondas superficiales del tipo D'yakonov no pueden estar formadas por todo tipo de materiales dieléctricos.

Se puede representar gráficamente la Ecuación 2.23



**Figura 2.4:** Curva de dispersión para el dyakonón (línea azul) evaluada de la Ecuación 2.23 en el borde de una red semi-infinita de Ag-GaAs con factor de llenado  $f = 0,1$ .

# 3 Dyakonones en interfases de multicapas metalodieléctricas

## 3.1. Introducción

En este capítulo se analiza en profundidad la propagación de ondas de superficie localizadas en la interfase entre una nano-estructura semi-infinita laminada metal-dieléctrico, y un dieléctrico. Se demuestra que los dyakonones con polarización híbrida se propagarán en un amplio rango angular. Como consecuencia, los paquetes de ondas basados en dyakonones (DWPs: *Dyakonon Wave Packets*) pueden formar haces con anchuras menores que las longitudes de onda de trabajo. La dispersión cuadrática aparente del haz, sin embargo, es debida a los efectos de disipación en el metal.

Las discontinuidades en las propiedades electromagnéticas de los medios homogéneos pueden dar lugar a ondas ligeramente confinadas que se propagan a lo largo de la interfase. Para medios isotrópicos en los que hay interfases donde la permitividad del material cambia de signo, como ocurre, por ejemplo, en un metal en contacto con un dieléctrico, se pueden tener plasmones de superficie. La relevancia de las ondas de superficie recae, no solo en su localización por debajo de las longitudes de onda de trabajo, sino también en que permiten la amplificación de las señales evanescentes que viajan cerca de las superficies. Estas características están siendo implementadas mediante ingeniería de metamateriales durante la última década para lograr gran cantidad de aplicaciones, entre las que se incluyen enfocado subdifractivo con resolución sub- $\lambda$  de imágenes. Además, las características de los SPPs dependen fuertemente de los medios cercanos y, por tanto, son aplicados inteligentemente para sensores ópticos y filtrado de señales.

Muchas de las aplicaciones de las aplicaciones de los SPPs a frecuencias ópticas están fuertemente limitadas por las pérdidas absorbivas. La incorporación de ganancia óptica en el dieléctrico adyacente puede compensar la absorción en el metal. de todas formas, este procedimiento está limitado a un pequeño número de aplicaciones en opto-electrónica. Una opción atractiva que evita algunos de estos problemas fue descrita por D'yakonov en 1988, quien demostró teóricamente la existencia de ondas de superficie sin pérdidas en la interfase de dos dieléctricos transparentes diferentes, siendo uno de estos medios anisótropo. Este tipo de ondas de superficie se les ha llamado dyakonones y, en oposición a los SPPs, tienen la peculiaridad de tener polarización híbrida.

La aproximación del medio efectivo (EMA: *Effective Medium Approximation*) estudiada en el capítulo anterior, demuestra ser segura para estructuras fotónicas, incluyendo todos los elementos dieléctricos con tamaños que son significativamente más pequeños que las longitudes de onda de trabajo. Sin embargo, la inclusión de elementos metálicos hace necesario un reajuste en la EMA. Para longitudes de onda del infrarrojo y el visible, la longitud de propagación en los metales nobles es claramente por debajo de las longitudes de onda de trabajo y, en este caso, los modelos simples para la homogeneización de los materiales requieren que las partes metálicas tengan tamaños de unos pocos nanómetros. Adicionalmente, la dispersión espacial de los compuestos metálicos pueden conducir a bandas múltiples debido a la excitación de los SPPs, modificando presumiblemente la dispersión espacial de los dyakonones que bordean estas nano-estructuras fotónicas.

En las secciones siguientes, por tanto, se realiza un análisis exhaustivo de las ondas de D'yakonov que tienen lugar en matrices MD semi-infinitas. Se pone especial interés cuando la EMA no da resultados satisfactorios, lo que ocurre en la mayoría de configuraciones experimentales. A diferencia de estudios que explotan la dispersión hiperbólica, en este capítulo se examina estructuras plasmónicas que tienen curvas de dispersión espacial cerradas, de la misma forma que ocurre con los cristales birrefringentes naturales. El método de aproximación al problema de este artículo conlleva varios pasos con dificultad creciente en cuanto a computación numérica, empezando por el modelo de medio efectivo, ya estudiado en el capítulo anterior. Además se incluyen simulaciones numéricas que muestran por primera vez la evolución de un paquete de ondas plano en la parte superior de la interfase compuesto exclusivamente por dyakonones. La difusión de este paquete de ondas viene dado principalmente por un incremento del ancho del haz, que difiere del desenfoque usual difractivo inducido por el fuerte decaimiento de varias componentes transversales que forman la espectral del dyakonón. La dinámica de difusión de tipo cuadrática está controlada principalmente por los efectos disipativos en el metal.

## 3.2. Correcciones no locales

Si se retoma ahora lo visto en la sección 2.2 del capítulo 2 del presente trabajo, se observa un gran problema: Al trabajar con la EMA, estamos limitados a anchuras muy pequeñas de la lámina metálica. Estas anchuras son muy difíciles de lograr con la tecnología actual de crecimiento cristalino, por lo que hay que plantearse modificar la EMA para poder trabajar con ellas para anchuras metálicas de fabricación más realistas. Es por ello que se desarrolla en esta sección una posible modificación de la EMA y las consecuencias que producen estas modificaciones en el tratamiento que se está realizando de los dyakonones.

Despreciando las pérdidas, se observa que la EMA es suficientemente precisa para  $w_m = 3 \text{ nm}$  ( $\Lambda = 30 \text{ nm}$ ). Sin embargo, las desviaciones a lo largo de los contornos son evidentes para anchuras mayores. Aparentemente, la Ecuación 2.1 está de



acuerdo con la EMA en las cercanías de  $k_z = 0$  solo para ondas  $TM^z$ . Si se asume que su permitividad efectiva, a lo largo del eje  $z$ , es en el límite  $k_z \rightarrow 0$ , y por tanto la Ecuación 2.6 es todavía válida. En contraste, la propagación a lo largo del eje  $z$ , donde  $k_x = k_y = 0$ , resulta en grandes discrepancias entre la aproximación y el resultado exacto. En este caso, el número de onda de Bloch  $k_z$  se incrementa para  $w_m$  mayores, lo que es un efecto observado simultáneamente tanto para ondas  $TE^z$  como  $TM^z$ . Si ahora

$$\epsilon_{\perp} = \lim_{k_t \rightarrow 0} \frac{k_z^2}{k_0^2} \quad (3.1)$$

la Ecuación 2.1 se satisface, por lo que se concluye que aumenta con  $w_m$ . En consecuencia, el tamaño de la birrefringencia visto por las ondas extraordinarias se reduce, lo cual es representado en la figura 2.3.

Por otro lado, la isotropía de la curva de isofrecuencia está prácticamente conservada para las ondas ordinarias. Por ejemplo,  $n_{\perp} = 1,70$  y  $n_{\parallel}(TE^z, E_z = 0) = 1,67$  para  $w_m = 12 \text{ nm}$ . Se enfatiza el hecho de que cambios moderados en la birrefringencia del cristal plasmónico afectarán sustancialmente a la existencia de dyakonones. Específicamente, un aumento de  $\epsilon_{\perp}$ , dado por el aumento de  $w_m$ , y para un factor  $f$  fijo, conducirá a una modificación significativa en la curva de dispersión de los dyakonones. En principio, se podrían usar las estimaciones de la Ecuación 2.5 y la Ecuación 3.1 para extraer la curva de dispersión de ondas superficiales de tipo D'yakonov (Ecuación 2.1) directamente de la Ecuación 2.23. Siguiendo este procedimiento, las soluciones de la Ecuación 2.23 son generalmente inexactas, lo cual es causado por desviaciones críticas de la ecuación de dispersión de la onda completa Ecuación 2.1, desde la ecuación de dispersión elíptica para la onda extraordinaria

$$\frac{k_t^2}{\epsilon_{\parallel}} + \frac{k_z^2}{\epsilon_{\perp}} = k_0^2 \quad (3.2)$$

donde se ha definido

$$k_t^2 = k_x^2 + k_y^2 \quad (3.3)$$

De acuerdo con la construcción de la figura 2.2, estas discrepancias son significativas especialmente cerca del punto de cruce  $P_0$  con la curva  $\kappa = 0$ . Finalmente, este fenómeno está claramente atribuido a efectos no locales en la respuesta del medio efectivo de metamateriales nano-laminados [47, 45, 52]. En otras palabras, el origen de este efecto reside en la fuerte variación de los campos a escala de una capa, y por tanto, las permitividades efectivas variarán con el vector de ondas  $(k_y, k_z)$ . Se espera que la ecuación de D'yakonov (Ecuación 2.23) de valores precisos de  $(k_y, k_z)$  con ondas superficiales polarizadas híbridamente, dado que  $\epsilon_{\parallel}$  y  $\epsilon_{\perp}$  se han calculado de forma más precisa.

Debido a ese hecho, se va a realizar la siguiente aproximación: Primero se evalúa el punto de cruce  $P_0 = (k_{y0}, k_{z0})$  (asumiendo  $k_{y0}, k_{z0} \geq 0$ ) de la curva de isofrecuencia

$\kappa = 0$ , correspondiente al medio isotrópico de que la curva exacta (Ecuación 2.1) que está asociada al medio periódico Ag–GaAs, para  $k_x = 0$ . Este procedimiento básicamente toma la curva derivada de la Ecuación 2.1 para ser aproximada por una elipse efectiva como la Ecuación 3.2 cerca de  $P_0$ . En orden para evaluar los valores adecuados de  $\epsilon_{\parallel}$  y  $\epsilon_{\perp}$  apropiadamente, también se calcula  $dk_z/dk_y$  en  $P_0$  a lo largo de la curva (Ecuación 2.1), cuyo valor se denota por  $k'_{z0}$ . En una aproximación a primer orden, la elipse efectiva incluye el punto  $P_0$  y también la pendiente de la línea tangente a  $P_0$  señalada como  $k'_{z0}$ . Estas dos condiciones conducen a la estimación de  $\epsilon_{\parallel}$  y  $\epsilon_{\perp}$  sin ambigüedades. Nótese que ambas estimaciones dependen del punto de cruce  $P_0$  y, por tanto, provee una “corrección no local” a la birrefringencia para las ondas extraordinarias. Además el punto de cruce  $P_0$ , y por tanto la birrefringencia no local del cristal plasmónico semi-infinito, dependen del periodo ( $\Lambda$ ) del medio bilaminado y varía también con el índice de refracción del sustrato isotrópico. Específicamente, para determinar la corrección no local a la birrefringencia cerca de  $P_0 = (k_{y0}, k_{z0})$  se usan las siguientes fórmulas

$$\epsilon_{\perp} = \frac{(1 + \gamma) k_{z0}^2}{k_0^2} \quad (3.4)$$

y

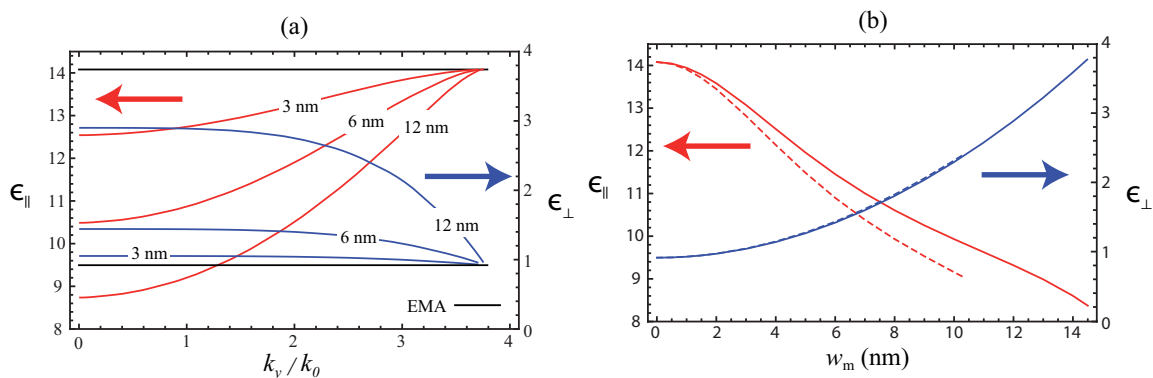
$$\epsilon_{\parallel} = \frac{(1 + \gamma^{-1}) k_{y0}^2}{k_0^2} \quad (3.5)$$

donde

$$\gamma = -\frac{k'_{z0} k_{y0}}{k_{z0}} \quad (3.6)$$

Nótese que la Ecuación 3.4 y la Ecuación 3.5 se aproximan a la Ecuación 2.5, y la Ecuación 2.6 en el límite  $\Lambda \rightarrow 0$ , donde la EMA es precisa. Se observa que  $\gamma \rightarrow 0$  si  $k_{y0} = 0$  y por tanto  $\epsilon_{\parallel}$  no puede estimarse de esta forma. En este caso se emplea una expansión en serie de Taylor a segundo orden del que se calcula  $k''_{z0}$ , que es de la Ecuación 2.1 en el punto  $P_0$ . En este caso se obtiene la ecuación  $\epsilon_{\parallel} = -k_{z0}/k''_{z0}k_0^2$ .

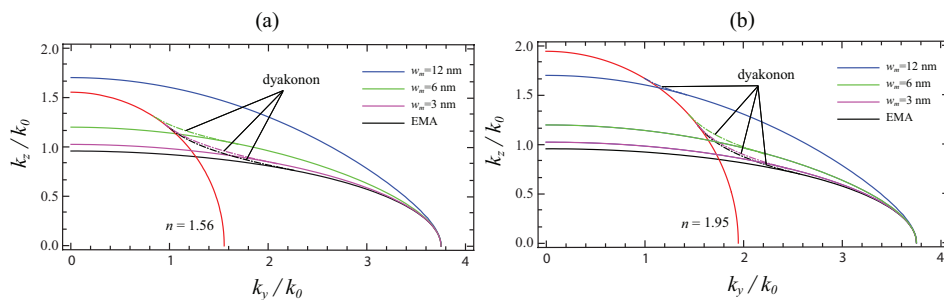
En la figura 3.2(a) se representa  $\epsilon_{\parallel}$  y  $\epsilon_{\perp}$  de la Ecuación 3.4 y la Ecuación 3.5 como funciones de  $k_{y0}$ , lo que determina  $P_0$  unívocamente, para la red Ag–GaAs ( $f = 0,1$ ). En este caso se observa que para  $w_m = 3nm$ , tanto  $\epsilon_{\parallel}$  como  $\epsilon_{\perp}$  son casi invariantes y cercanos a los valores dados por la Ecuación 2.5 y la Ecuación 2.6.



**Figura 3.1:** Correcciones no locales a la birrefringencia representadas en términos de  $\epsilon_{||}$  y  $\epsilon_{\perp}$  como función de: (a)  $k_{y0}$ , para algunos espesores de láminas metálicas de la red Ag-GaAs ( $f = 0,1$ ) y (b)  $w_m$ , teniendo en mente dos sustratos diferentes: N-BAK1 (línea discontinua) y P-SF68 (línea sólida).

En general la mayor desviación ocurre en  $k_{y0} = 0$ , que en la propagación de la onda en el eje, donde  $\epsilon_{||}$  decrece para valores altos de  $w_m$  pero  $\epsilon_{\perp}$  se incrementa. Esto conduce a una birrefringencia más pobre en el régimen paraxial. Por otro lado, la Ecuación 2.5 y la Ecuación 2.6 son válidas para  $k_{y0} = 3,75k_0$  ( $k_{z0} = 0$ ), alcanzando la mayor birrefringencia no local. En la figura 3.2(b) se dibuja  $\epsilon_{||}$  y  $\epsilon_{\perp}$  de la Ecuación 3.4 y la Ecuación 3.5 como función de  $w_m$  considerando dos posibles sustratos, lo que determina la posición del punto de cruce  $P_0$ . Uno de ellos es N-BAK1 ( $n = 1,56$ ) y el segundo medio isótropo es P-SF68 [SCHOTT] con  $n = 1,95$ . Se observa que  $\epsilon_{||}$  es igual para ambos sustratos cuando  $w_m \rightarrow 0$ . Esto también se observa para  $\epsilon_{\perp}$ . En contraste, para mayor  $w_m$ , la birrefringencia no local se desvía para diferentes sustratos. Para N-BAK1, los elementos del tensor de permitividades deben ser calculados para una anchura del metal que no exceda  $w_m = 10,3 \text{ nm}$ , dando  $\epsilon_{||} = 90,5$  y  $\epsilon_{\perp} = 2,43$ . Este caso límite ocurre cuando  $\epsilon_{\perp} \rightarrow \epsilon$ . De acuerdo con la Ecuación 2.24, esto significa que no se obtendrán dyakonones con  $w_m \geq 10,3 \text{ nm}$ . Por el contrario, para el P-SF68, el rango se extiende a  $w_m = 14,5 \text{ nm}$ , para los que  $\epsilon_{||} = 8,37$  y  $\epsilon_{\perp} = 3,80$ .

Como regla básica, para poder excitar dyakonones, debemos contrarrestar la disminución de la birrefringencia en la red plasmónica mediante un sustrato dieléctrico de mayor índice. Un ejemplo de esto se puede observar en la figura 3.2.



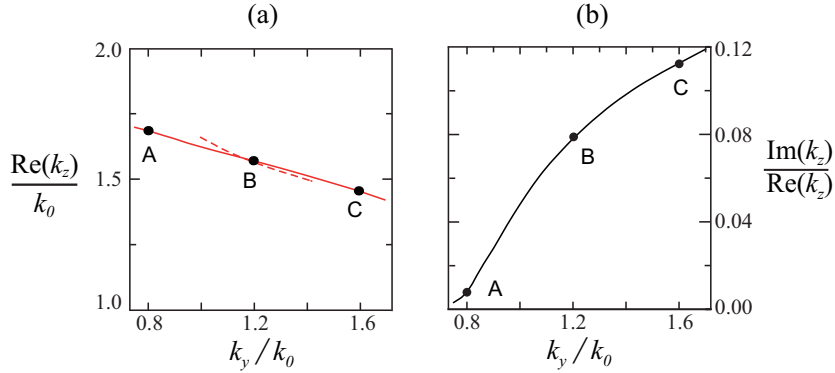
**Figura 3.2:** Solución de la ecuación de D'yakonov (Ecuación 2.23), dibujada en líneas punteadas-discontinuas, usando estimaciones de la birrefringencia no local para una red de Ag–GaAs con el mismo factor de llenado ( $f = 0,1$ ) pero diferente  $w_m$ . Ahora, la línea sólida roja representa la curva de isofrecuencia del sustrato isótropo (a) N-BAK1 y (b) P-SF68 (línea continua).

En esta figura se representa la ecuación de dispersión (Ecuación 2.23) para dyakonones si se usan de  $\epsilon_{\parallel}$  y  $\epsilon_{\perp}$  de la Ecuación 3.4 y la Ecuación 3.5. Cuando  $w_m$  crece pero  $f$  está fijo, la curva de dispersión de las ondas superficiales de D'yakonov tienden a aproximarse al eje óptico. Para un sustrato N-BAK1, como se muestra en la figura 5(a),  $\theta_{max} = 68,2^{\circ}$  y  $58,7^{\circ}$  para  $w_m = 3$  nm y 6 nm respectivamente. Asimismo  $\theta_{min} = 37,6^{\circ}$  y  $32,1^{\circ}$  para estos dos casos. Como consecuencia, el rango angular  $\Delta\theta$  disminuye. En el límite  $\epsilon_{\perp} \rightarrow \epsilon$ , el cual ocurre para  $w_m = 10,3$  nm si se usa un sustrato N-BAK1, las ondas de superficie de D'yakonov no son soportadas en la interfase de la red MD y el dieléctrico isótropo. La curva de dispersión del dyakonón esta representada en la figura 5(b) para una multicapa de Ag–GaAs con  $w_m = 12$  nm y un medio isótropo P-SF68. En este caso la nano-estructura MD tiene permitividades  $\epsilon_{\parallel} = 2,89$  y  $\epsilon_{\perp} = 9,32$  para los cuales  $\theta_{max} = 43,4^{\circ}$  y  $\theta_{min} = 30,9^{\circ}$ . Por tanto, el rango angular  $\Delta\theta = 12,5^{\circ}$  se reduce claramente cuando se compara con los casos anteriores para el N-BAK1.

### 3.3. Efectos disipativos

Se procede ahora a analizar un importante efecto que tiene lugar en los dispositivos plasmónicos, la disipación en los elementos metálicos. En este sentido, la Ecuación 2.5 y la Ecuación 2.6 son fundamentalmente complejas, y por tanto la ecuación de D'yakonov (Ecuación 2.23) se espera que de valores complejos de  $(k_y, k_z)$ . Este procedimiento ha sido recientemente discutido ampliamente en la referencia [41]. Fuera del límite de longitud de onda larga, se puede considerar una mejor aproximación mediante el modelo de medio efectivo no local. Sin embargo, será necesario resolver numéricamente las ecuaciones de Maxwell para proporcionar una caracterización concluyente de las ondas superficiales del tipo de D'yakonov en el límite de redes metalo-dieléctricas.

Para manejar este problema, se evalúa numéricamente el valor del número de onda de Bloch  $k_z$ , para un  $k_y$  dado. Dado que la parte imaginaria de  $\epsilon_m$  ya no se desprecia,  $k_z$  es compleja. Esto significa que la onda superficial no puede propagarse indefinidamente. De hecho, este fenómeno puede caracterizarse por una longitud de atenuación de la energía. Adicionalmente se asume que la parte real de los parámetros  $\kappa$ ,  $\kappa_o$  y  $\kappa_e$  son todos positivos. Nótese que  $\kappa_o$  y  $\kappa_e$  representan parámetros efectivos en el cristal plasmónico. Estos valores positivos se relacionan con un decaimiento del campo en  $|x| \rightarrow \infty$  y así tener un confinamiento de la onda cerca de  $x = 0$ .

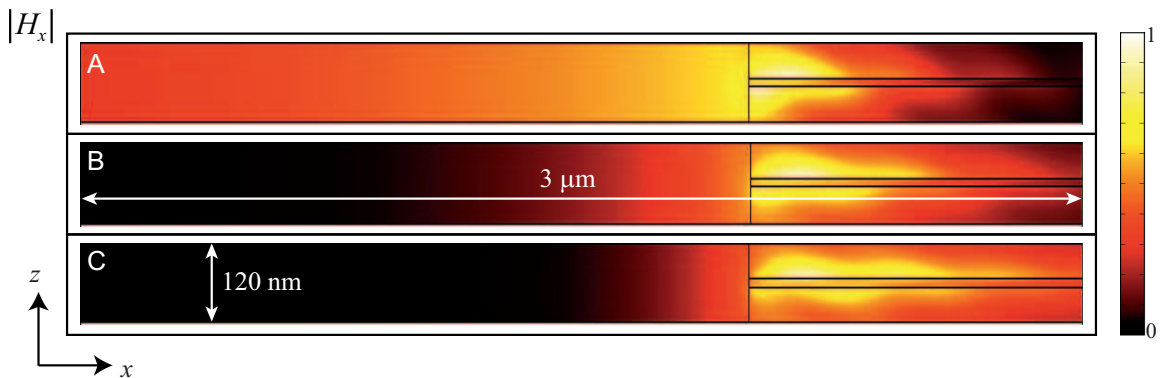


**Figura 3.3:** (a) Curva de isofrecuencia correspondiente a ondas superficiales que existen en la frontera entre un sustrato semi-infinito P-SF68 y una superred plasmónica de Ag-GaAs de  $f = 0,10$  y  $w_m = 12$  nm. (b) Ratio de  $\text{Im}(k_z)$  sobre  $\text{Re}(k_z)$  representando los efectos de disipación en la propagación de dyakonones. Las letras A, B y C designan las frecuencias espaciales transversales  $k_y = 0,8k_0$ ,  $1,2k_0$  y  $1,6k_0$ , respectivamente.

La figura 3.4(a) muestra la curva de dispersión correspondiente a dyakonones con pérdidas, para el caso de una red con pérdidas de Ag-GaAs con  $f = 0,10$  y  $w_m = 12$  nm. La simulación numérica se ha realizado mediante el software COMSOL Multiphysics 3.5 y está basado en el método de elementos finitos (FEM). En esta simulación no se observan ondas superficiales para un sustrato de N-BAK1 con  $n = 1,56$ , lo cual es claramente un efecto no local. En particular, la figura 3.3(a) representa las curvas de isofrecuencia cuando  $n = 1,95$ , que se corresponde con P-SF68 [SCHOTT]. Se observa que la curva de dispersión para dyakonones disipativos es más ancha y larga que la curva obtenida cuando se despreciaban las pérdidas. Específicamente,  $\theta_{max} = 49,9^\circ$  y  $\theta_{min} = 23,7^\circ$ , dando un rango angular  $\Delta\theta = 26,2^\circ$ . Adicionalmente, la figura 3.3(b) muestra  $\text{Im}(k_z)/\text{Re}(k_z)$  en el rango de existencia de las ondas superficiales. En las dos figuras las letras A, B, y C designan las frecuencias espaciales transversales  $k_y = 0,8k_0$ ,  $1,2k_0$  y  $1,6k_0$ , respectivamente. Las ligaduras de la curva de isofrecuencia de los dyakonones se establecen de acuerdo a la propensión del campo electromagnético a estar confinado en  $x = 0$ . En otras palabras, la onda de campo

ligada de una onda superficial de D'yakonov debe decaer conforme  $|x|$  toma valores mayores.

Con esta intención se realiza la evaluación numérica de los campos de onda usando de nuevo la FEM. La figura 3.4 muestra el campo magnético  $|H_x|$  para tres casos distintos denotados por las letras A, B, C, que como en el caso de propagación sin pérdidas, designan a las frecuencias espaciales transversales correspondientes a  $k_y = 0,8k_0, 1,2k_0$  y  $1,6k_0$ , respectivamente. Se apunta el hecho de que para ondas superficiales paraxiales, para las que  $k_y$  alcanza el mínimo valor (caso A), dando lugar a que  $Im[k_z] \ll Re[k_z]$  como se representa en la figura 3.3(b). Esto es debido a un gran desplazamiento del máximo del campo hacia el medio isótropo, como se muestra en la figura 3.4, donde los efectos disipativos tienen escasa importancia en la propagación de la onda superficial.

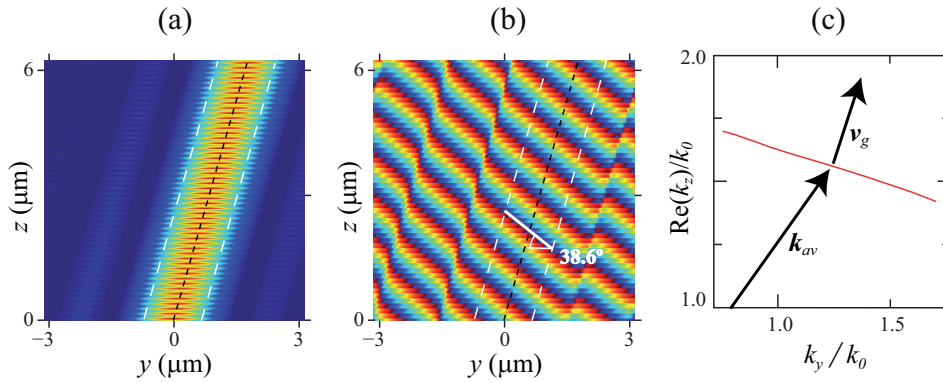


**Figura 3.4:** Tres gráficas de contorno del campo magnético  $|H_x|$  calculado usando el método de los elementos finitos. La superred está a la derecha, donde solo se ha dibujado un periodo. De nuevo las letras A, B, y C designan las frecuencias espaciales transversales,  $k_y = 0,8k_0, 1,2k_0$  y  $1,6k_0$ , respectivamente.

En términos del parámetro efectivo de los materiales, esto sería consistente con la condición  $Re[\kappa] \ll Re[\kappa_e]$ . Por otro lado, para ondas no paraxiales, que tienen grandes valores de  $k_y$ , los campos muestran un decaimiento pequeño de la energía dentro de la superred plasmónica. En el caso C, representado en la figura 3.4, el campo magnético  $|H_x|$  está localizado alrededor de la lámina metálica y toma valores significativos lejos de la frontera con el sustrato. Como consecuencia, las pérdidas en el metal se traducen en un aumento significativo en los valores de  $Im(k_z)$ .

### 3.4. Paquetes de onda espaciales

A continuación se analiza el comportamiento difractivo de ondas superficiales del tipo de D'yakonov localizadas (focalizadas). Considérese un paquete de ondas compuesto exclusivamente de dyakonones. Para el mayor confinamiento espacial en  $z = 0$  se asume una señal limitada y modificada con un ancho de banda espectral uniforme, donde  $k_y \in (0,8k_0, 1,7k_0)$ . Nótese que los parámetros ópticos que describen los materiales se han tomado de las figuras 3.3 y 3.4. Así pues, el ancho de banda espectral de los dyakonones está extendido sobre su dominio de existencia. En las figuras 3.5(a) y (b) se representa el módulo del campo  $H_x$  y su distribución de fase, respectivamente, correspondiente propagación resultante de paquetes de onda de dyakonones (DWP, *Dyakonov Wave-Packets*) a lo largo de la superficie  $x = 0$ .

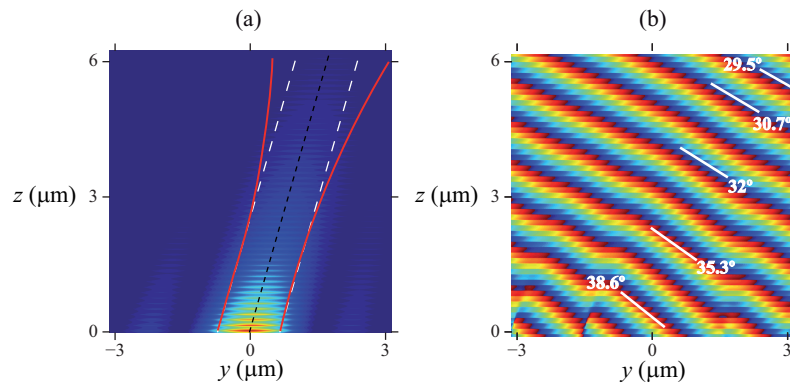


**Figura 3.5:** Evolución de DWPs con distribución espectral “Flat-Top” y máxima anchura de banda espectral: (a) amplitud, y (b) fase de la onda de campo  $H_x$  evaluada en la superficie  $x = 0$ . (c) Ilustración de la orientación de la velocidad de grupo,  $v_g$ , y la frecuencia espacial de la portadora,  $k_{av}$ , en el haz superficial.

Por claridad primero se omiten las pérdidas óhmicas haciendo  $\text{Im}(k_z) = 0$ . Bajo estas circunstancias, el ancho del paquete de ondas en  $z = 0$  está claramente por debajo de la longitud de onda (la FWHM es  $1,39 \mu\text{m}$ ) y se mantiene inalterado para distancias de propagación grandes, como se ve claramente en la figura 3.5(a). Se concluye que el DWP se propaga en el régimen de canalización. El paquete de ondas no difractivo exhibe una dirección de propagación oblicua que está determinada por la velocidad de grupo  $v_g$ [25], que es perpendicular a la curva de isofrecuencia como se ve en la figura 3.5(c). En el ejemplo numérico,  $v_g$  tiene una desviación angular de  $\alpha = 16,1^\circ$  respecto al eje óptico del cristal fotónico.

Se tienen ahora en cuenta los efectos disipativos, causados por el metal en el cristal MD, considerando un valor no nulo de  $\text{Im}(k_z)$ . En este caso, debido a las pérdidas óhmicas, la onda superficial no podrá propagarse indefinidamente. La figura 3.6 muestra la evolución del campo  $H_x$ , el cual muestra un rápido declive conforme se

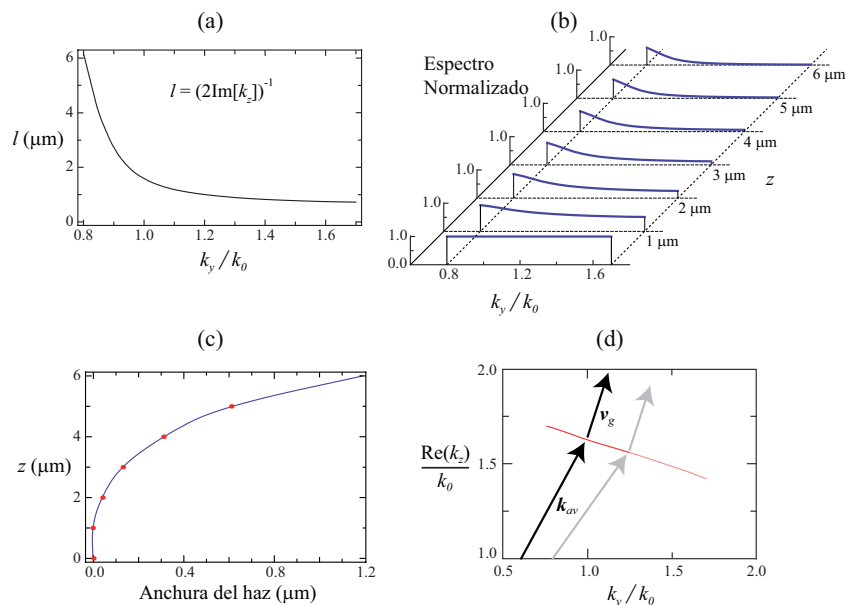
propaga oblicuamente. Nótese también que el paquete de ondas se va difuminando cada vez más conforme la coordenada axial  $z$  aumenta. Este fenómeno ocurre a pesar de la existencia de la curva de dispersión ultra-ancha de los dyakonones. Finalmente, se ve que la orientación de los frentes de ondas no es fija, sino que rotan en el sentido de las agujas del reloj conforme se propaga el DWP.



**Figura 3.6:** Igual que en la figura 3.5 (a) y (b), pero ahora con pérdidas óhmicas. Las líneas sólidas en (a) indican el lugar de la mitad del máximo de  $|H_x|$ , derivado para todos los valores de  $z$ , lo cual determina el FWHM del haz conforme este se propaga en la superficie  $x = 0$ . Las líneas punteadas se han tomado de la figura 3.5 (a), indicando la dispersión ignorada.

Es interesante observar que la longitud de propagación es muy diferente para las distintas componentes espectrales del DWP, como se muestra en la figura 3.7(a). Los dyakonones con  $k_y$  mayor decaen más rápido que aquellos con frecuencias espaciales menores. Como consecuencia, el espectro espacial del paquete de ondas se modifica a lo largo de todo el eje  $z$ , lo que es producido por pérdidas óhmicas. En la figura 3.7(b) se representa el espectro espacial normalizado para diferentes coordenadas axiales. Mientras que la coordenada  $z$  aumenta, el ancho de banda espacial, el cual es la inversa al ancho del haz, se va estrechando. Así pues este filtrado espacial es la causa del crecimiento continuado de la anchura del haz, como se muestra en la figura 3.7(c), en lugar de desenfocarse como sería de esperar si tuviéramos un fenómeno difractivo.





**Figura 3.7:** (a) Variación de la longitud de propagación,  $l$ , en términos del espectro espacial transversal  $k_y$ . (b) Esto conduce a una modificación selectiva del contenido espectral conforme se propaga la DWP superficial. (c) Crecimiento de la FWHM conforme se propaga el haz. (d) Ilustración de la rotación de la frecuencia espacial portadora  $k_{av}$  y conservación de la velocidad de grupo  $v_g$ , cuando el espectro espacial se va estrechando y deriva a frecuencias menores.

Adicionalmente, el espectro espacial se mueve a frecuencias espaciales  $k_y$  más bajas conforme se incrementa  $z$ . En consecuencia, la frecuencia transversal principal también se mueve a valores menores. Más aun,  $k_y$  rota hacia el eje óptico, como se ilustra en la figura 3.7(d). Finalmente, la rotación de la frecuencia portadora espacial inducida por pérdidas óhmicas conducen a una rotación mutuamente vinculante de los frentes de onda conforme el haz se propaga. Nótese, sin embargo que la velocidad de grupo  $v_g$  del paquete de ondas se conserva debido a la curva de dispersión extensa de los dyakonones. Como resultado, el DWP no cambia su dirección de propagación, en oposición a la orientación del frente de ondas.



# 4 Conclusiones

## 4.1. Conclusiones del trabajo del fin de máster

El principal resultado de este trabajo ha sido constatar la existencia de onda de superficie con polarización híbrida, que se propagan oblicuamente en la frontera entre una multicapa plasmónica y un material isótropo transparente. Es gracias al empleo de estos metamateriales que se ha podido aumentar significativamente el rango angular de existencia de estas ondas frente a la propuesta original de D'yakonov.

Sin embargo, las dimensiones realistas de las capas conduce a que, cuando resolvemos las ecuaciones de Maxwell sin ningún tipo de aproximación, las soluciones obtenidas de esta forma difieren de forma importante de los resultados predichos mediante el uso de la EMA. De hecho, para ciertas configuraciones, las simulaciones numéricas prescriben el uso de materiales isótropos con un índice de refracción mayor que el obtenido por la EMA.

Se han obtenido tanto la curva de dispersión como los campos para un caso totalmente realista (en cuanto a tamaños y materiales), confirmándose que el rango angular de existencia sigue siendo considerablemente grande. Esto ha permitido construir un paquete de ondas constituido únicamente por estos dyakonones (DWP) y generar así un haz de tamaño espacial claramente sub- $\lambda$ .

Se ha demostrado que los DWPs puros se propagan en el régimen de canalización. No obstante, al incluir las pérdidas del metal se genera una atenuación significativa a lo largo del eje  $z$ , especialmente para los dyakonones no paraxiales. Como resultado, los DWPs se ensanchan conforme se propagan, no debido a la difracción, sino por un proceso de apariencia similar a la difusión, que es causado por un filtrado espacial que es gobernado por la absorción del metal.

Finalmente, se apunta el hecho de que las propiedades de estas ondas superficiales dependen fuertemente del índice de refracción del medio envolvente (sustrato), lo que sugiere aplicaciones potencialmente interesantes para sensores químicos y biológicos.

## 4.2. Perspectivas de futuro

Dado que el curso académico que viene será alumno de doctorado, mis perspectivas son profundizar más en diversos aspectos relacionados con el tema aquí presentado.

Por una parte, se pretende analizar los mecanismos de excitación de estas ondas de superficie, haciendo uso, por ejemplo, del efecto túnel. Los resultados de este estudio resultarían claves de cara a una posible y deseable interacción con alguno de los grupos experimentales con los que mi grupo tiene contactos, con la idea de constatar experimentalmente estos resultados.

Por otra parte, resultaría interesante plantearse la casi segura existencia de ondas superficiales de este tipo, pero ahora en medios hiperbólicos, estudiando las similitudes y diferencias con respecto a lo ya conocido.

# Agradecimientos

Gracias a mi madre, sin ella jamás estaría aquí.

Gracias a mis tutores Prof. Carlos Zapata y Prof. Juanjo Miret, por su paciencia y el tiempo gastado para enseñarme el fantástico mundo de la plasmónica y la nano-óptica. Gracias también a los profesores del Máster de Física Avanzada: Fotónica de la UV por el tiempo y las ganas enseñándonos el ámbito de la fotónica.

Por último, y no menos importante, gracias a mis amigos, por su paciencia y sus distracciones, sin las cuales habría terminado mucho antes este trabajo.



# Bibliografía

- [1] C. Zapata-Rodriguez, J. J. Miret, J. A. Sorni, V. Vukovic, “Propagation of dyakonon wave-packets at the boundary of metallodielectric lattices,” *IEEE Sel. Top. Quantum Electron*, vol. 19, pp. 4 601 408–4 601 417, 2013.
- [2] Carlos J. Zapata-Rodriguez, Juan J. Miret, Slobodan Vukovic, and Milivoj R. Belic, “Engineered surface waves in hyperbolic metamaterials,” *Opt. Express*, p. Accepted, 2013.
- [3] R. H. Ritchie, “Plasma losses by fast electrons in thin films,” *Physical Review*, vol. 106, p. 874, 1957.
- [4] D. Pines and D. Bohm, *Physical Review*, vol. 85, p. 338, 1952.
- [5] D. Pines, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 28, p. 184, 1956.
- [6] L. Tonks and I. Langmuir, “Oscillations in ionized gases,” *Phys. Rev.*, vol. 33, p. 195, 1929.
- [7] G. Ruthermann, “Elektronenbremsung an rontgenniveaus,” *Naturwiss.*
- [8] W. Lang, *Optik*, vol. 3, p. 233, 1948.
- [9] C. J. Powell and J. B. Swan, “Origin of the characteristic electron energy losses in aluminum,” *Phys. Rev.*, vol. 115, p. 869, 1959.
- [10] E. A. Stern and R. A. Ferrell, “Surface plasma oscillations of a degenerate electron gas,” *Phys. Rev.*, vol. 120, p. 130, 1960.
- [11] B. E. Sernelius, “Effects of spatial dispersion on electromagnetic surface modes and modes associated with a gap between two half spaces,” *Phys. Rev. B*, vol. 71, p. 235114, 2005.
- [12] P. J. Feibelman, “Inclusion of dynamics in the ion-metal surface interaction,” *Surface Science*, vol. 33, p. 179, 1971.
- [13] J. W. Gadzuk and H. Metiu, *Phys. Rev. B*, vol. 22, p. 2603, 1980.
- [14] J. Schmit and A. Lucas, *Solid State Commun.*, vol. 11, p. 405, 1972.
- [15] B. Persson and R. Ryberg, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 54, p. 2119, 1985.
- [16] P. M. Echenique, R. H. Ritchie, N. Barberan, and J. Inkson, *Phys. Rev. B*, vol. 23, p. 6486, 1981.
- [17] H. Ueba, *Phys. Rev. B*, vol. 45, p. 3755, 1992.

- 
- [18] W. Knoll, *Annu. Rev. Phys. Chem.*, vol. 49, p. 569, 1998.
- [19] S. Herminghaus, J. Vorberg, H. Gau, R. Conradt, D. Reinelt, H. Ulmer, P. Leiderer, and M. Przyrembel, *Ann. Phys.-Leipzig*, vol. 6, p. 425, 1997.
- [20] R. Berndt, J. K. Gimzewski, and P. Johansson, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, p. 3796, 1991.
- [21] M. J. Shea and R. N. Compton, *Phys. Rev. B*, vol. 47, p. 9967, 1993.
- [22] R. Jin, C. Cao, E. Hao, G. S. Metraux, G. C. Schatz, and C. Mirkin, *Nature*, vol. 425, p. 487, 2003.
- [23] R. J. Green, R. A. Frazier, K. M. Shakesheff, M. C. Davies, C. J. Roberts, and S. J. B. Tendler, *Biomaterials*, vol. 21, p. 1823, 2000.
- [24] E. Prodan, C. Radloff, N. J. Halas, and P. Nordlander, *Science*, vol. 302, p. 419, 2003.
- [25] M. I. Dyakonov, “New type of electromagnetic wave propagating at an interface,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 67, pp. 714–716, 1988.
- [26] I. D. Leon and P. Berini, “Amplification of long-range surface plasmons by a dipolar gain medium,” *Nature Photonics*, vol. 4, pp. 4382–387, 2010.
- [27] O. Takayama, L. C. Crasovan, S. K. Johansen, D. Mihalache, D. Artigas, and L. Torner, “Dyakonov surface waves: A review,” *Electromagnetics*, vol. 28, pp. 126–145, 2008.
- [28] O. Takayama, L. Crasovan, D. Artigas, and L. Torner, “Coupling plasmons and dyakonons,” *Opt. Lett.*, vol. 37, pp. 1983–1985, 2012.
- [29] D. Walker, E. N. Glytsis, and T. K. Gaylord, “Surface mode at isotropic-uniaxial and isotropic-biaxial interfaces,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 15, pp. 248–260, 1998.
- [30] M. Liscidini and J. E. Sipe, “Quasiguided surface plasmon excitations in anisotropic materials,” *Phys. Rev. B*, vol. 81, p. 115335, 2010.
- [31] W. Yan, L. Shen, L. Ran, and J. A. Kong, “Surface modes at the interfaces between isotropic media and indefinite media,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 24, pp. 530–535, 2010.
- [32] J. Gao, A. Lakhtakia, J. A. Polo, Jr., and M. Lei, “Dyakonov-tamm wave guided by a twist defect in a structurally chiral material,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 26, pp. 1615–1621, 2009.
- [33] J. Gao, A. Lakhtakia, and M. Lei, “Dyakonov-tamm waves guided by the interface between two structurally chiral materials that differ only in handedness,” *Phys. Rev. A*, vol. 81, p. 013801, 2010.
- [34] L. C. Crasovan, D. Artigas, D. Mihalache, and L. Torner, “Optical dyakonov surface waves at magnetic interfaces,” *Opt. Lett.*, vol. 30, pp. 3075–3077, 2005.



- [35] R. Li, C. Cheng, F. -F. Ren, J. Chen, Y. -X. Fan, J. Ding, and H. T. Wanga, “Hybridized surface plasmon polaritons at an interface between a metal and a uniaxial crystal,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, p. 141115, 2008.
- [36] L. C. Crasovan, O. Takayama, D. Artigas, S. K. Johansen, D. Mihalache and L. Torner, “Enhanced localization of dyakonov-like surface waves in left-handed materials,” *Phys. Rev. B*, vol. 74, p. 155120, 2006.
- [37] O. Takayama, L. Crasovan, D. Artigas, and L. Torner, “Observation of dyakonov surface waves,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, p. 043903, 2009.
- [38] S. R. Nelatury, J. A. Polo Jr., and A. Lakhtakia, “On widening the angular existence domain for dyakonov surfaces waves using the pockels effect,” *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 50, pp. 2360–2362, 2008.
- [39] D. Artigas and L. Torner, “Dyakonov surface waves in photonic meta- materials,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 94, p. 013901, 2005.
- [40] Z. Jacob and E. E. Narimanov, “Optical hyperspace for plasmons: Dyakonov states in metamaterials,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, p. 221109, 2008.
- [41] M. Vukovic, J. J. Miret, C. J. Zapata-Rodriguez, and Z. Jaksic, “Oblique surface waves at an interface of metal-dielectric superlattice and isotropic dielectric,” *Phys. Scripta*, vol. T149, p. 014041, 2012.
- [42] S. M. Rytov, “Electromagnetic properties of layered media,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 2, p. 466, 1956.
- [43] A. Yariv and P. Yeh, “Electromagnetic propagation in periodic stratified media. ii. birefringence, phase matching, and x-ray lasers,” *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 67, pp. 438–448, 1977.
- [44] R. Warmbier, G. S. Manyali, and A. Quandt, “Surface plasmon polari- tons in lossy uniaxial anisotropic materials,” *Phys. Rev. B*, vol. 85, p. 085442, 2012.
- [45] A. V. Chebykin, A. A. Orlov, A. V. Vozianova, S. I. Maslovski, Y. S. Kivshar, and P. A. Belov, “Nonlocal effective medium model for multilayered metal-dielectric metamaterials,” *Phys. Rev. B*, vol. 84, p. 115438, 2011.
- [46] S. M. Vukovic, I. V. Shadrivov, and Y. S. Kivshar, “Surface bloch waves in metamaterial and metal-dielectric superlattices,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, p. 041902, 2009.
- [47] J. Elser, V. A. Podolskiy, I. Salakhutdinov, and I. Avrutsky, “Nonlocal effects in effective-medium response of nanolayered metamaterials,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, p. 191109, 2007.
- [48] A. A. Orlov, P. M. Voroshilov, P. A. Belov, and Y. S. Kivshar, “Engineered optical nonlocality in nanostructured metamaterials,” *Phys. Rev. B*, vol. 84, p. 045424, 2011.
- [49] P. Yeh, *Optical Waves in Layered Media*. Wiley, 1988.

- 
- [50] B. Wood, J. B. Pendry and D. P. Tsai, “Directed subwavelength imaging using a layered metal-dielectric system,” *Phys. Rev. B*, vol. 74, p. 115116, 2006.
- [51] S. T. Wu, U. Efron, and L. D. Hess, “Birefringence measurements of liquid crystals,” *Appl. Opt.*, vol. 23, pp. 3911–3915, 1984.
- [52] O. Kidwai, S. V. Zhukovsky, and J. E. Sipe, “Dipole radiation near hyperbolic metamaterials: applicability of effective-medium approximation,” *Opt. Lett.*, vol. 36, pp. 2530–2532, 2011.
- [53] S. Lal, S. Link, and N. J. Halas, “Nano-optics from sensing to waveguiding,” *Nature Photonics*, vol. 1, pp. 641–648, 2007.
- [54] W. Cai, U. K. Chettiar, A. V. Kildishev, and V. M. Shalaev, “Optical cloaking with metamaterials,” *Nat. Photon.*, vol. 1, pp. 224–227, 2007.
- [55] Z. Ruan and M. Qiu, “Slow electromagnetic wave guided in subwavelength region along onedimensional periodically structured metal surface,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, p. 201906, 2007.
- [56] I. I. Smolyaninov, Y. -J. Hung, and C. C. Davis, “Magnifying superlens in the visible frequency range,” *Science*, vol. 315, pp. 1699–1701, 2007.
- [57] C. J. Zapata-Rodriguez, D. Pastor, M. T. Caballero, and J. J. Miret, “Diffraction-managed superlensing using plasmonic lattices,” *Opt. Commun.*, vol. 285, pp. 3358–3362, 2012.
- [58] C. M. Wang, Y. C. Chang, M. W. Tsai, Y. H. Ye, C. Y. Chen, Y. W. Jiang, S. C. Lee, and D. P. Tsai, “Angle-independent infrared filter assisted by localized surface plasmon polariton,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 20, pp. 201 103–1105, 2008.
- [59] D. de Ceglia, M. A. Vincenti, M. G. Cappeddu, M. Centini, N. Akozbek, A. D’Orazio, J. W. Haus, M. J. Bloemer, and M. Scalora, “Tailoring metallodielectric structures for superresolution and superguiding applications in the visible and near-ir ranges,” *Phys. Rev. A*, vol. 77, p. 03848, 2008.
- [60] J. A. Polo Jr., S. R. Nelatury, and A. Lakhtakia, “Propagation of surface waves at the planar interface of a columnar thin film and an isotropic substrate,” *J. Nanophoton.*, vol. 1, p. 013501, 2007.
- [61] P. Lalanne and J. P. Hugonin, “High-order effective-medium theory of subwavelength gratings in classical mounting: application to volume holograms,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 15, pp. 1843–1851, 1998.
- [62] M. I. Stockman, K. B. Kurlayev, and T. F. George, “Linear and nonlinear optical susceptibilities of maxwell garnett composites: Dipolar spectral theory,” *Phys. Rev. B*, vol. 60, pp. 17 071–17 083, 1999.
- [63] S. Maier, *Plasmonics: Fundamentals and applications*. Springer, 2007.

- [64] J. J. Miret and C. J. Zapata-Rodriguez, “Diffraction-free propagation of sub-wavelength light beams in layered media,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 27, pp. 1435–1445, 2010.
- [65] N. Fang, Z. Liu, T. J. Yen, and X. Zhang, “Regenerating evanescent waves from a silver superlens,” *Opt. Express*, vol. 11, pp. 682–687, 2003.
- [66] A. Pastuszczak and R. Kotynski, “Optimized low-loss multilayers for imaging with sub-wavelength resolution in the visible wavelength range,” *J. Appl. Phys.*, vol. 109, p. 084302, 2011.
- [67] E. Popov and S. Enoch, “Mystery of the double limit in homogenization of finitely or perfectly conducting periodic structures,” *Opt. Lett.*, vol. 32, pp. 3441–3443, 2007.
- [68] X. Fan, G. P. Wang, J. C. W. Lee, and C. T. Chan, “All-angle broadband negative refraction of metal waveguide arrays in the visible range: Theoretical analysis and numerical demonstration,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, p. 073901, 2006.
- [69] F. C. Chien and S. J. Chen, *Biosensors and bioelectronics*, vol. 20, p. 633, 2004.
- [70] G. Flatgen, K. Krischer, B. Pettinger, K. Doblhofer, H. Junkes, and G. Ertl, *Science*, vol. 269, p. 668, 1995.
- [71] H. J. Lezec, A. Degiron, E. Devaux, R. A. Linke, L. Martin-Moreno, F. J. Garcia-Vidal, and T. W. Ebbesen, *Science*, vol. 297, p. 820, 2002.
- [72] D. R. Smith and D. Schurig, “Electromagnetic wave propagation in media with indefinite permittivity and permeability tensors,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 90, p. 077405, 2003.
- [73] I. I. Smolyaninov, E. Hwang, and E. Narimanov, “Hyperbolic metamaterial interfaces: Hawking radiation from rindler horizons and spacetime signature transitions,” *Phys. Rev. B*, vol. 85, p. 235122, 2012.
- [74] E. D. Palik and G. Ghosh, *The electronic handbook of optical constants of solids*. Academic, 1999.

