

POLARITONES DE MAGNETOPLASMA EN LA INTERFASE ENTRE UN SEMICONDUCTOR Y UNA PANTALLA METALICA

P. Halevi y C. Guerra Vela^{†*}

Instituto de Ciencias,
Universidad Autónoma de Puebla

RESUMEN

La interfase entre un semiconductor y una pantalla metálica altamente conductora, permite la presencia de polaritones propagando perpendicularmente al campo magnético estático exterior, el cual es paralelo al plano de la interfase (geometría de Voigt). En el caso de que se desprece la interacción plasmón-fonón, existe una ventana de propagación abajo de la frecuencia ciclotrónica, y otra, arriba de la frecuencia híbrida ciclotrónica del plasma. Para una orientación dada del campo magnético, esos modos propagan en direcciones opuestas. En caso de tratar con un semiconductor polar, existen tres ventanas de propagación cuyas frecuencias límite dependen de las siguientes frecuencias: ciclotrónica, de plasma, de los fonones transversales, y de los longitudinales. Esos modos también exhiben la propiedad de no reciprocidad respecto a su dirección de propagación. Se discuten además los efectos de amortiguación, efectos derivados de una conductividad finita en la pantalla metálica, y la posibilidad de detección experimental de los modos predichos.

ABSTRACT

An interface between a semiconductor and a highly conducting metallic screen supports polaritons which propagate at a right angle to a static magnetic field lying in the plane of the interface (Voigt geometry). In case of negligible plasmon-phonon interaction there is a propagation window below the cyclotron frequency and another one above the hybrid cyclotron-plasma frequency. For a given orientation of the magnetic field these modes propagate in opposite directions. In case of a *polar* semiconductor there are three propagation windows whose limiting frequencies depend on the cyclotron, plasma, transverse phonon, and longitudinal phonon frequencies. These modes also exhibit nonreciprocity with respect to their direction of propagation. Effects of damping, of the finite conductivity of the metallic screen, and the possibility of experimental detection of the predicted modes are discussed.

† Becario del CONACyT.

* Dirección actual: Department of Physics, Purdue University, W. Lafayette, Indiana, EEUU.

1. INTRODUCCION

Los polaritones de superficie han sido estudiados intensivamente en el transcurso de los diez últimos años. En particular, han sido estudiados con detalle los efectos que produce sobre ellos la presencia de un campo magnético estático aplicado a su superficie; el lector puede enterarse acerca de esto acudiendo a varios artículos de repaso que han sido escritos⁽¹⁻⁴⁾ sobre la materia. La dirección del campo magnético ha sido usualmente tomada a lo largo de la superficie o perpendicularmente a ella. En el primer caso, las configuraciones más frecuentemente estudiadas son dos: la primera, con la onda propagando a lo largo del campo magnético (geometría de Faraday), y la segunda, con la onda propagando en dirección perpendicular a dicho campo (geometría de Voigt). Wallis et al.⁽⁵⁾ han hecho un estudio detallado de las tres geometrías. En algunas publicaciones^(1,2,4,6) se ha considerado que los efectos de los fonones no son importantes; esto se justifica si se supone que la frecuencia de plasma y la ciclotrónica de los portadores de carga, así como la de la onda, son mucho mayores que la frecuencia longitudinal de los fonones. Otros trabajos^(3,7,8), sin embargo, sí los han tomado en cuenta y han mostrado que en tales circunstancias se incrementa el número de modos posibles.

Independientemente de que sean tomados en cuenta o no los efectos que pueden introducir los fonones al considerar un semiconductor polar, la presencia de un campo magnético exterior produce varios cambios cualitativos: 1) los modos que existen sin campo magnético sufren un corrimiento en la frecuencia; este corrimiento es del orden de la frecuencia ciclotrónica; 2) un semiconductor originalmente isotrópico se convierte en anisotrópico, es decir, las propiedades de los modos, y aun su existencia, dependen de la dirección del campo magnético respecto a la dirección de propagación y a la de la normal a la superficie; 3) los modos de polaritón dependen no sólo de la dirección del campo magnético sino también de su sentido. En otras palabras, al invertir la dirección del campo, desaparecen algunos modos y aparecen otros. Este comportamiento es llamado algunas veces, "no recíproco"; 4) en la geometría de Voigt, ciertos modos terminan en valores finitos del vector de onda, por lo tanto, no son verdaderas excitaciones de plasma en la superficie crista-

lina. Estas son llamadas excitaciones virtuales o "photon driven" de los plasmones de superficie; 5) si el campo magnético es perpendicular a la superficie y también en la geometría de Faraday cada modo de superficie se compone de una combinación lineal de dos ondas inhomogéneas, las cuales, en general, tienen diferentes constantes de decaimiento. Esta característica da lugar a una variedad de modos de superficie no comunes llamados "generalizados"^(5,9), "leaky"^(5,9) y "degenerados"^(10,11); 6) con excepción de la geometría de Voigt, el plano de polarización del campo eléctrico no coincide con el plano sagital; como consecuencia de esto, es necesario considerar una combinación de luz polarizada s y p, a fin de excitar los modos de superficie al emplear técnicas ópticas.

Una técnica como esa fue empleada por Palik et al.^(12,9) para excitar polaritones de superficie en el InSb tipo n en la geometría de Faraday. Otros experimentos fueron realizados en el caso mucho más simple de la geometría de Voigt, por Hartstein et al.⁽¹³⁻¹⁵⁾. Estos autores confirmaron la existencia del comportamiento no recíproco y de las excitaciones virtuales para InSb con una alta concentración de electrones (interacción despreciable con los fonones⁽¹³⁾) y con una baja concentración de electrones (interacción fonón-plasmón)⁽¹⁴⁾.

El efecto de un perfil de alta concentración de electrones en la superficie del semiconductor, fue investigado por Wallis et al.⁽¹⁶⁾. - En su presencia, los efectos no locales juegan un papel importante, siendo la razón que se pueden excitar ondas de pequeña longitud de onda en el "escalón" de un perfil de densidad.

El problema de los polaritones de superficie, propagándose en la interfase entre dos magnetoplasmas, no tiene una solución sencilla. El caso de la geometría de Voigt fue recientemente estudiado con detalle por Uberoi y Rao^(18,20). Ellos obtuvieron una relación de dispersión general, aunque implícita (ver la ec. 1 de la ref. 19), la cual fue aplicada a casos particulares en donde ambos medios eran: a) plasmas⁽¹⁸⁾ (incluyendo el efecto de los iones), b) semiconductores⁽¹⁹⁾ (despreciando el efecto de los fonones) y c) semiconductores polares⁽²⁰⁾. Los autores analizaron el problema en términos de un conjunto de parámetros relevantes para la interfase. Desafortunadamente el análisis es bastante complicado; por ejemplo, en el caso de una interfase entre dos plasmas, se discuten las raíces de la relación de dispersión en una diagrama di-

vidido en no menos de 25 regiones⁽¹⁸⁾. Para una interfase entre dos semiconductores hay uno o dos modos auténticos, dependiendo de la orientación del campo magnético⁽¹⁹⁾. En adición a esos, pueden aparecer ventanas asociadas con excitaciones virtuales. Una interfase entre dos semiconductores polares puede dar lugar hasta a un número de siete modos⁽²⁰⁾.

2. POLARITONES EN LA INTERFASE ENTRE UN SEMICONDUCTOR POLAR Y UNA PANTALLA METALICA EN LA GEOMETRIA DE VOIGT

En este artículo discutimos un caso particularmente simple de una interfase entre dos conductores, cuyo análisis matemático e interpretación física, son directos. Uno de los conductores es un semiconductor polar, y el otro es una pantalla metálica altamente conductora. Los campos no pueden penetrar en este último medio; en particular, la componente tangencial del campo eléctrico y la componente normal del campo magnético son cero. Entonces, como resultado de la continuidad de esas componentes a través de la frontera, el campo eléctrico \vec{E} en el semiconductor debe ser perpendicular a la interfase y el campo magnético \vec{B} debe ser paralelo a ella. Sujetos a esas condiciones a la frontera, resolvemos las ecuaciones de Maxwell para el semiconductor polar, sin olvidar que existe un campo magnético exterior.

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\tilde{\epsilon} \cdot \vec{E}) \quad (2)$$

Aquí $\tilde{\epsilon}$ es el tensor de magnetoplasma del medio. Eliminando \vec{B} llegamos fácilmente a la siguiente ecuación de onda⁽²¹⁾

$$\nabla^2 \vec{E} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\tilde{\epsilon} \cdot \vec{E}) = 0 \quad (3)$$

Para $\vec{E} \propto \exp i(\vec{q} \cdot \vec{r} - \omega t)$ la última ecuación resulta ser

$$q^2 \vec{E} - \vec{q}(\vec{q} \cdot \vec{E}) - q_0^2 \tilde{\epsilon} \cdot \vec{E} = 0 \quad (4)$$

donde $q_0 = \omega/c$ es el vector de onda en el vacío. Esta ecuación es válida para una dirección arbitraria del campo magnético estático \vec{B}_0 . Si escogemos el eje Z a lo largo de \vec{B}_0 , el tensor dieléctrico está dado por⁽²²⁾

$$\tilde{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{XX} & -\epsilon_{YX} & 0 \\ \epsilon_{YX} & \epsilon_{XX} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{ZZ} \end{pmatrix} \quad (5)$$

donde

$$\epsilon_{XX} = \epsilon_{\infty} \left(\frac{\omega^2 - \omega_L^2}{\omega^2 - \omega_T^2} - \frac{\omega_P^2}{\omega^2 - \omega_C^2} \right) \quad (6)$$

$$\epsilon_{YX} = -i\epsilon_{\infty} \frac{\omega_C \omega_P^2}{\omega(\omega^2 - \omega_C^2)} \quad (7)$$

$$\epsilon_{ZZ} = \epsilon_{\infty} \left(\frac{\omega^2 - \omega_L^2}{\omega^2 - \omega_T^2} - \frac{\omega_P^2}{\omega^2} \right) \quad (8)$$

Aquí ω_T y ω_L son las frecuencias transversal y longitudinal de los fonones respectivamente, $\omega_P = (4\pi ne^2/m^* \epsilon_{\infty})^{1/2}$ es la frecuencia de plasma de los portadores de carga, $\omega_C = eB_0/m^*c$ es la frecuencia ciclotrónica, y ϵ_{∞} es la constante dieléctrica para altas frecuencias. Nosotros hemos despreciado las frecuencias de amortiguamiento de las vibraciones de la red y de las ondas de plasma. Ahora nos limitaremos a tratar el caso de un campo magnético estático dirigido paralelamente a la interfase. Si escogemos el eje Y normal a la interfase, las condiciones a la frontera implican que la única componente no cero del campo eléctrico es E_y , es decir, $E_x = E_z = 0$. Todos los términos diferentes de cero en la ecuación

(4) son proporcionales a E_y , por lo cual, podemos cancelar a este último. De aquí resulta que las componentes X , Y y Z de dicha ecuación se reducen a las siguientes ecuaciones

$$q_x q_y = q_0^2 \epsilon_{yx} \quad (9)$$

$$q_x^2 + q_z^2 = q_0^2 \epsilon_{xx} \quad (10)$$

$$q_y q_z = 0 \quad (11)$$

Por la ec. (9) $q_y \neq 0$ y por lo tanto, por la ec. (11), $q_z = 0$. Esto significa que no hay propagación a lo largo del campo magnético; en otras palabras, en la configuración de Faraday no pueden existir soluciones del tipo de "una sola onda plana", sino, como se dijo antes, deben ser ondas planas formadas por combinación lineal de dos ondas. Las ecs. (9) y (10) conducen a ⁽²³⁾

$$q_x = q_0 \sqrt{\epsilon_{xx}} \quad (12)$$

$$q_y = q_0 \epsilon_{yx} / \sqrt{\epsilon_{xx}} \quad (13)$$

Las condiciones para la propagación de un polaritón de interfase exigen que q_x sea real (positivo o negativo) e iq_y , real y negativo. La última condición garantiza el decaimiento exponencial de la amplitud de la onda en el semiconductor ($y > 0$), a medida que se aleja de la interfase. Por la ec. (6) ϵ_{xx} es real, por lo tanto, por la ec. (12), q_x es real siempre que $\epsilon_{xx} > 0$. La onda puede propagar hacia la dirección positiva o hacia la negativa del eje X ($q_x > 0$ o $q_x < 0$) dependiendo del signo de la raíz cuadrada en la ec. (12). Si $q_x > 0$, entonces, de acuerdo con la ec. (9), iq_y es real y negativo para $\omega < \omega_c$; por otro lado, si $q_x < 0$, entonces iq_y es real y negativo para $\omega > \omega_c$. De aquí podemos concluir que *la interfase permite polaritones siempre que $\epsilon_{xx} > 0$; ellos propagarán en la dirección positiva (negativa) de X para $\omega < \omega_c$ ($\omega > \omega_c$)*. Este comportamiento corresponde a la naturaleza no recíproca de los polaritones de

superficie en la presencia de un campo magnético estático.

De acuerdo con todo esto, la naturaleza de la onda resultante es muy simple; ver la figura 1. Dicha onda propaga a ángulos rectos con el campo magnético aplicado (geometría de Voigt) con velocidad de fase $\omega/q_x = c/\sqrt{\epsilon_{xx}}$; ver la ec. (12)⁽²⁴⁾. Decae exponencialmente dentro del medio semiconductor con una constante de decaimiento dada por $|q_y|$; ver la ec. (13)⁽²⁵⁾. La onda está linealmente polarizada con su campo eléctrico perpendicular a la interfase. Se sigue de la ec. (1) que el campo magnético de la onda es paralelo a \vec{B}_0 . Usando las ecs. (1) y (12) obtenemos $B_z = \sqrt{\epsilon_{xx}} E_y$.

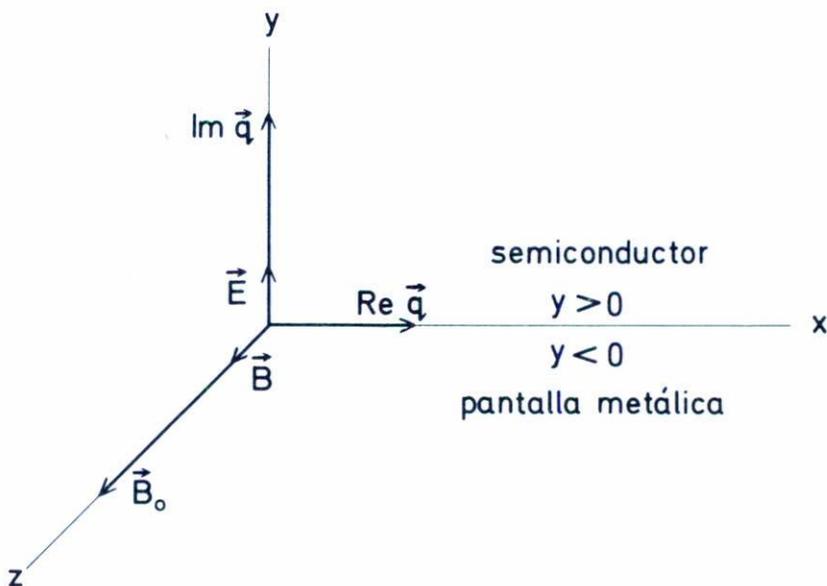


Fig. 1. La geometría de Voigt. La onda de interface propaga en la dirección $\text{Re } \vec{q}$, a un ángulo recto con el campo magnético estático \vec{B}_0 ; ambos vectores son paralelos a la interfase. La onda está linealmente polarizada, con su campo eléctrico \vec{E} perpendicular a la interfase y su campo magnético \vec{B} paralelo al campo magnético estático \vec{B}_0 . El decaimiento dentro del semiconductor está dada por $\text{Im } \vec{q}$, mientras que el decaimiento dentro de la pantalla metálica es despreciable. Note que el campo eléctrico, actuando sobre un electrón, causa una velocidad de arrastre \vec{v}_d en la dirección Y. Entonces hay una fuerza adicional, $-e\vec{v}_d \times \vec{B}_0$, en la dirección +X. Esta dirección preferencial es la responsable de la naturaleza no recíproca de la propagación.

De la observación de la ec. (6) puede concluirse que ϵ_{XX} tiene dos polos; estos se encuentran localizados en $\omega = \omega_T$ y en $\omega = \omega_C$; también tiene dos ceros; uno de ellos en $\omega = \omega_1$ y el otro en $\omega = \omega_2$; siendo ω_1 y ω_2 las soluciones de la ecuación

$$\omega^4 - (\omega_L^2 + \omega_P^2 + \omega_C^2)\omega^2 + (\omega_T^2\omega_P^2 + \omega_L^2\omega_C^2) = 0 \quad (14)$$

Sabemos que $\omega_T < \omega_L$; podemos escoger $\omega_1 < \omega_2$. Tomando en cuenta que $\epsilon_{XX}(0)$ y $\epsilon_{XX}(\infty)$ son cantidades positivas, es fácil establecer que

$$\min(\omega_T, \omega_C) < \omega_1 < \max(\omega_T, \omega_C) < \omega_2 \quad (15)$$

Esto es válido para cualquier conjunto de frecuencias ω_T , ω_L , ω_P , y ω_C . Aquí $\min(\omega_T, \omega_C)$ representa a la frecuencia más pequeña entre ω_T y ω_C . En la figura 2a presentamos una gráfica esquemática de la función $\epsilon_{XX}(\omega)$. Esta es positiva en las regiones indicadas por líneas gruesas sobre el eje de las frecuencias. Entonces hay tres "ventanas" de propagación para polaritones de interfase; estas se definen así

$$\text{I) } \omega < \min(\omega_T, \omega_C) \quad (16)$$

$$\text{II) } \omega_1 < \omega < \max(\omega_T, \omega_C) \quad (17)$$

$$\text{III) } \omega > \omega_2 \quad (18)$$

En estas regiones la relación de dispersión de los modos está dada por la ec. (12), y aparece dibujada esquemáticamente en la figura 2b. Es bueno hacer notar que este comportamiento general es válido para cualquier dopado y con cualquier campo magnético B_0 .

Ahora, en la región I, ω es siempre más pequeña que ω_C , por lo tanto, el modo de baja frecuencia en la figura 2b puede propagar únicamente en la dirección positiva de $X(q_x > 0)$. Por otro lado, en la región III, ω es siempre mayor que ω_C , entonces el modo de alta frecuencia en la figura 2b puede propagar únicamente en la dirección negativa de

X ($q_x < 0$). En la región II, $\omega < \omega_C$ cuando $\omega_T < \omega_C$ y viceversa; esto significa que el modo II propaga en la dirección positiva (negativa) de X cuando $\omega_T < \omega_C$ ($\omega_C < \omega_T$). Este comportamiento no recíproco es característico de los polaritones de interfase en la geometría de Voigt, y fue predicho^(7,26) y observado^(13,14) con anterioridad para superfi-

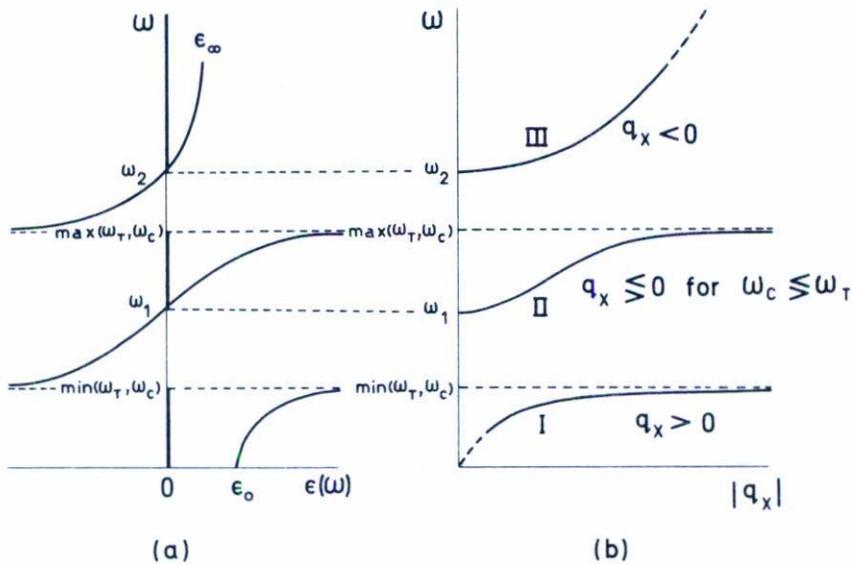


Fig. 2(a) El elemento ϵ_{XX} del tensor dieléctrico, graficado en función de la frecuencia ω , para un semiconductor polar, de acuerdo con la ec. (6). Esta representación esquemática es válida para una configuración arbitraria de las frecuencias características ω_T , ω_L , ω_C y ω_p . Comoquiera que ϵ_{XX} sea mayor que cero, existirá una ventana de propagación para polaritones de interfase; el ancho de esta ventana está marcado con líneas gruesas a lo largo del eje de las frecuencias.

(b) Los modos de polaritón de una interfase compuesta por un semiconductor polar y una pantalla metálica, correspondiendo a las ventanas de propagación de (a). El modo I propaga en la dirección +X, el modo III propaga en la dirección -X, y el modo II propaga en la dirección +X (-X) para $\omega_C > \omega_T$ ($\omega_C < \omega_T$). La razón para este comportamiento no recíproco está explicada en el pie de la figura 1. La línea punteada muestra que nuestro modelo falla a muy bajas frecuencias ($\omega \sim \nu$) y a muy altas frecuencias ($\omega \sim \omega_p'$). El modo III de hecho termina a la frecuencia de resonancia dada por la ec. (22).

cies conductoras. También fue predicho para interfases entre dos semiconductores en la misma geometría^(19,20). El efecto puede observarse experimentalmente invirtiendo la dirección del campo magnético aplicado, pues en tales circunstancias serán detectados polaritones en regiones en donde no los había, y desaparecerán los que existían en otras.

Suponemos que los modos de la figura 2b son fácilmente observables por técnicas de reflexión total atenuada (ATR), y hacemos énfasis en que para este caso no deberá existir la región de aire (gap) característica de esta técnica; la película de semiconductor de espesor óptimo deberá ser "emparedada" entre la pantalla metálica y un prisma de alto índice de refracción⁽²⁷⁾. En otro caso los modos de polaritón en la superficie conductora libre serían excitados, en adición a los modos en la interfase semiconductor-pantalla metálica. Esos modos serían acoplados y se encontrarían a la derecha de la "línea de la luz" en el vacío, a diferencia de los modos polaritón de la figura 2b. Tales modos acoplados en la ausencia de un campo magnético aplicado fueron predichos⁽²⁸⁾ y observados por López-Ríos et al⁽²⁹⁾.

Recientemente Halevi y Hernández-Cocoletzi⁽³⁰⁾ calcularon el espectro de reflectividad de una configuración prisma-metal-metal. Fueron encontrados mínimos bien definidos como resultado de la excitación de plasmones en la interfase bimetalica. Esos modos de interfase plasmón-polaritón fueron predichos⁽³¹⁾ y revisados recientemente⁽³²⁾ por el primer autor. Esperamos que la fuerte excitación persistirá en la presencia de un campo magnético aplicado; por supuesto que este deberá ser perpendicular al plano sagital.

3. LOS EFECTOS DE AMORTIGUAMIENTO

En la sección 2 despreciamos los efectos de amortiguamiento. Si introducimos frecuencias de amortiguamiento finitas en las funciones dieléctricas (6) - (8), entonces ϵ_{xx} se hace compleja. Considerando que su parte imaginaria ϵ_{xx}'' es mucho más pequeña que su parte real ϵ_{xx}' , la ec. (6) se expresa así

$$q_x = q_0 (\epsilon_{xx}' + i\epsilon_{xx}'')^{1/2} \cong q_0 \sqrt{\epsilon_{xx}'} + iq_0 \epsilon_{xx}'' / 2\sqrt{\epsilon_{xx}'} \quad (19)$$

Para amortiguamiento espacial ω es real y $q_x = q'_x + iq''_x$ es complejo. La relación de dispersión $\omega(q'_x)$ sufrirá ciertos cambios. El más importante es el que ocurre en la ventana de propagación I; ver la ec. (16); el cual no se extenderá a la región de muy baja frecuencia como en la figura 2b. En efecto, la propagación será limitada a frecuencias $\omega \geq \nu$, donde ν es la frecuencia de amortiguación del plasmón (esta es típicamente mucho mayor que la frecuencia de amortiguación del fonón). También esperamos fuertes amortiguaciones en la vecindad de las frecuencias ω_1 , ω_2 , ω_T y ω_C . Como resultado de esto, las ventanas de propagación II y III ya no continuarán siendo tan claramente delineadas. El vector de onda q'_y no tenderá a cero cerca de ω_1 y ω_2 ni tenderá a ∞ cuando $\omega \rightarrow \omega_T$ y $\omega \rightarrow \omega_C$. Como el usual en el caso de amortiguamiento espacial, la relación de dispersión deberá "doblar" hacia atrás cuando sean alcanzadas dichas frecuencias.

El segundo término en la ecuación (19) describe la atenuación de la onda a lo largo de su dirección de propagación. La distancia de propagación está dada por

$$L = 1/2q''_x = \sqrt{\epsilon''_{xx}}/q'_x \epsilon''_{xx} \quad (20)$$

4. EL CASO DE INTERACCION DESPRECIABLE ENTRE FONONES Y PLASMONES

Es importante ver qué sucede en un caso de interés experimental; a saber, cuando $\omega_L \ll \min(\omega_C, \omega_P)$. Entonces la interacción entre los plasmones y los fonones puede ser despreciada, y podemos tomar $\omega_T = \omega_L = 0$ en la región de frecuencias en donde $\omega \gg \omega_L$. Las soluciones de la ec. (14) son $\omega_1 = 0$ y $\omega_2 = (\omega_P^2 + \omega_C^2)^{1/2}$. Entonces las ventanas de propagación I y II se colapsan en una sola ventana. La relación de dispersión para esta situación es dibujada en la figura 3. En este caso el modo de frecuencia más alta (más baja) propaga siempre en la dirección positiva (negativa) de X.

En la ausencia de un campo magnético estático $\omega_C = 0$, y el modo de más baja frecuencia en la figura 3 desaparece. El modo de más alta frecuencia empieza ahora en ω_P ; este es el modo de polaritón en la interfase entre dos conductores, predicho por el primer autor⁽³¹⁾. Sin embargo, este modo tiene una frecuencia límite dada por

$$\omega_S = \left(\frac{\epsilon_\infty \omega_P^2 + \epsilon'_\infty \omega_P'^2}{\epsilon_\infty + \epsilon'_\infty} \right)^{1/2} \quad (21)$$

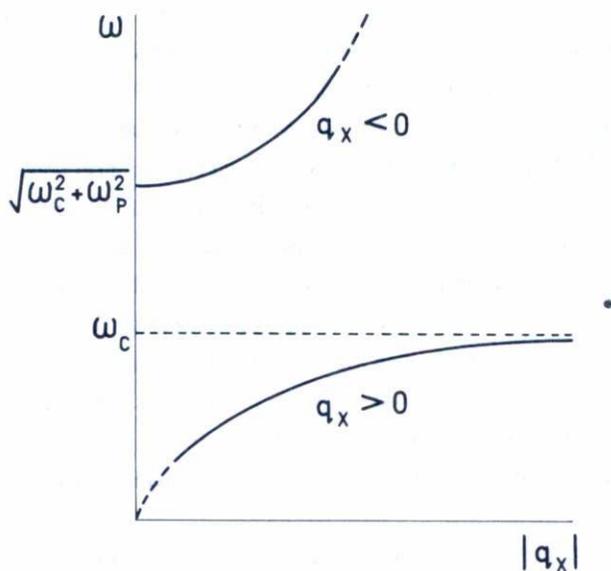


Fig. 3. Los modos de polaritón de una interfase compuesta por un semiconductor y una pantalla metálica en el caso de que la interacción entre los fonones y los plasmones sea considerada despreciable. (ϵ_{xx} está dado por la ec. (6) con $\omega_T = \omega_L = 0$). El significado de las líneas punteadas es explicado en el pié de la figura 2b.

La frecuencia de plasma ω_p' de una "pantalla metálica altamente conductora" es mucho mayor que la ω_p del semiconductor, y $\epsilon_\infty' = 1$. Entonces la ec. (21) puede escribirse en forma aproximada

$$\omega_s = \frac{\omega_p'}{(\epsilon_\infty + 1)^{1/2}} \quad (22)$$

Nuestro modelo considera implícitamente que $\omega_p' \rightarrow \infty$. Por lo tanto no es de sorprender que $\omega \rightarrow \infty$ cuando $q_x \rightarrow \infty$ para los modos de alta frecuencia en las figuras 2b y 3. Es claro que este comportamiento es una manifestación de las limitaciones de nuestro modelo. Para un medio metálico con una frecuencia finita de plasma ω_p' , los modos de alta frecuencia en las figuras 2b y 3 deberán terminar en alguna frecuencia de corte. Este frecuencia depende, en principio, de los parámetros que caracterizan a los dos conductores en contacto, sin embargo, es aproximadamente dada por la ec. (22) suponiendo que ω_p' es mucho mayor que el $\max(\omega_L, \omega_p, \omega_c)$ (33).

Otro efecto de una ω_p' finita consiste en la caída exponencial del polaritón dentro de la pantalla metálica. Su distancia de decaimiento es c/ω_p' en lugar de cero.

Nosotros notamos que los modos discutidos en este trabajo son los modos típicos de polaritones de interfase; no encontramos modos virtuales. Esto puede entenderse fácilmente recurriendo a un simple criterio que caracteriza la existencia de dichos modos; este criterio fue dado por Uberoi y Rao⁽¹⁹⁾ y consiste en que las desigualdades $\omega_p < \omega_p'$ y $\epsilon_\infty < \epsilon_\infty'$ deben ser satisfechas simultáneamente. En el caso presente la segunda desigualdad no tiene cabida porque $\epsilon_\infty > 1$ y $\epsilon_\infty' = 1$.

5. EL CASO DE \vec{B}_0 PERPENDICULAR A LA SUPERFICIE SEMICONDUCTORA

Hasta este punto el campo magnético aplicado fue restringido a permanecer en el plano de la interfase. Ahora discutiremos el caso en que este es perpendicular a la interfase. Por lo tanto $\vec{B}_0 \parallel \vec{E} \parallel \hat{z}$, donde \hat{z} es un vector unitario normal a la interfase. La ec. (4) debe ser resuelta sujetándonos a las condiciones a la frontera $E_x = E_y = 0$; resulta directo que

$$q = q_0 \sqrt{\epsilon_{zz}}, \quad q_z = 0 \quad (23)$$

Entonces la onda propaga en una dirección arbitraria en el plano de la interfase y no decae en absoluto dentro del medio semiconductor. Esto es simplemente un polaritón de volumen con interacción plasmón-fonón. Hay dos ventanas de propagación: una entre ω' y ω_T , y otra arriba de ω'' , donde ω' y ω'' son los ceros de $\epsilon_{zz}(\omega)$.

Las propiedades de las ondas son independientes del campo magnético. Esto es explicado por el hecho de que los portadores de carga son acelerados en la dirección de \vec{B}_0 (porque $\vec{E} \parallel \vec{B}_0$) y, por lo tanto, no sufren la fuerza de Lorentz.

REFERENCES

1. K.W. Chiu and J.J. Quinn, Nuovo Cimento B10 (1972) 1.
2. J.J. Quinn and K.W. Chiu, in Proceedings of the Taormina Research Conference on the Structure of Matter-Polaritons 1972. Pergamon, Oxford (1974), p. 259.
3. K.L. Kliewer and R. Fuchs, Advan. Chem. Phys. 27 (1974) 355.
4. A. Otto, in Optical Properties of Solids, New Developments, ed. B.O. Seraphin. North Holland (1975).
5. R.F. Wallis, J.J. Brion, E. Burstein, and A. Hartstein, Phys. Rev. B9 (1974) 3424.
6. A.B. Davydov and V.A. Zakharov, Fiz. Tverd. Tela 17 (1975) 201. (Sov. Phys. Solid State 17 (1975) 117).
7. K.W. Chiu and J.J. Quinn, Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 600.
8. J.J. Brion, R.F. Wallis, A. Hartstein, and E. Burstein, Surf. Sci. 34 (1973) 73.
9. E.D. Palik, R. Kaplan, R.W. Gammon, H. Kaplan, R.F. Wallis, and J. J. Quinn, Phys. Rev. B13 (1976) 2497.
10. P.G. Flahive and J.J. Quinn, Phys. Rev. Lett. 9 (1973) 586.
11. U.J. Rao and C. Uberoi, Phys. Rev. B15, en prensa.
12. E.D. Palik, R. Kaplan, R.W. Gammon, H. Kaplan, J.J. Quinn, and R.F. Wallis, Phys. Lett. A45 (1973) 143.
13. A. Hartstein and E. Burstein, Solid State. Commun. 14 (1974) 1223.
14. A. Hartstein, E. Burstein, E.D. Palik, R. Kaplan, R.W. Gammon, and B.W. Hennis, in Proceedings of the International Conference on the Physics of Semiconductors, Stuttgart, 1974. Teubner, Stuttgart, (1974), p. 546.
15. A. Hartstein, E. Burstein, E.D. Palik, R.W. Gammon, and B.W. Hennis, Phys. Rev. B12 (1975) 3186.
16. R.F. Wallis, J.J. Brion, E. Burstein, and A. Hartstein, Proceedings of the 11 th International Conference on the Physics of Semiconductors PWN Polish Scientific Publishers, Warsaw, (1972), p. 1448.
17. A. Eguiluz and J.J. Quinn, Phys. Rev. B10 (1976) 4299; A.D. Boardman and E.D. Isaac, Solid State Comm. 18 (1976) 97; G.C. Aers and A.D. Boardman, J. Phys. C11 (1978) 945.
18. C. Uberoi and U.J. Rao, Plasma Phys. 17 (1975) 659.
19. C. Uberoi and U.J. Rao, Surface Sci. 66 (1977) 210.
20. U.J. Rao and C. Uberoi, Phys. Lett. A, en prensa.
21. Se sigue de la ec. (2) que $\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \nabla \cdot (\vec{\epsilon} \cdot \vec{E}) = 0$. Sin embargo, $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} \neq 0$, lo cual es una consecuencia de la anisotropía causada por el campo magnético estático. En efecto, de la ec. (13) y de las consideraciones que la preceden resulta que $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = iq_V E_Y = iE_Y q_0 \epsilon_{YX} / \sqrt{\epsilon_{XX}}$.
22. Ver, por ejemplo, la ref. (9); nosotros definimos ω_C como una cantidad positiva para un semiconductor tipo "n" ($\epsilon > 0$).
23. La ec. (12) puede también obtenerse de la relación general de dispersión de Uberoi y Rao(19) tomando el caso límite en el cual la frecuencia de plasma del medio se hace infinita.
24. Es interesante notar que la velocidad de fase no depende de los elementos de la matriz $\tilde{\epsilon}$ que quedan fuera de la diagonal. A manera de comparación, la velocidad de fase de los polaritones de volumen en la geometría de Voigt es $c/\sqrt{\epsilon_V}$, donde $\epsilon_V = \epsilon_{XX} + \epsilon_{YX}^2/\epsilon_{XX}$. En efecto, de las ecs. (12) y (13) encontramos que $q_X^2 + q_Y^2 = q_0^2 \epsilon_V$.

25. Hemos considerado que el campo ondulatorio no penetra a la pantalla metálica, lo que corresponde a una constante de decaimiento cero. Si la pantalla metálica tiene una frecuencia de plasma finita ω_p^1 , la constante de decaimiento es aproximadamente c/ω_p^1 .
26. J.J. Brion, R.F. Wallis, A. Hartstein and E. Burstein, Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 1455.
27. Esto corresponde a la "configuración de Otto" porque el semiconductor es "surface-wave inactive", mientras que la pantalla metálica es "surface-wave active". Otra posibilidad es la "configuración de Kretschmann" con una pantalla metálica de espesor $\sim c/\omega_p^1$ "emparejada" entre el prisma y un substrato semiconductor. Esta configuración tiene la ventaja de que el espesor óptimo de la película es prácticamente independiente de la frecuencia.
28. T. López-Ríos, Opt. Commun. 17 (1976) 342.
29. T. López-Ríos, F. Abeles and G. Vuye, J. Physique, en prensa.
30. P. Halevi y G. Hernández-Cocoletzi, Phys. Rev. B18, (1978) 590.
31. P. Halevi, Phys. Rev. B12 (1975) 4032.
32. P. Halevi, Surface Sci., 76 (1978) 64.
33. Una ecuación cúbica para las frecuencias de resonancia fue obtenida por Uberoi y Rao⁽¹⁹⁾; dicha ecuación se reduce a la (22) para muy altos valores de ω_p^1 .