

Fuerza de Casimir 1D en semiconductores excitónicos

A. D. Hernández de la Luz, M. A. Rodríguez Moreno, J. Olvera Hernández
 Centro de Investigaciones en Dispositivos Semiconductores, ICUAP
 Apdo. Postal 1651, Puebla, Pue. 72000 México

G. Hernández Cocoltzi
 Instituto de Física, Universidad Autónoma de Puebla
 Apdo. Postal J-48, Puebla, Pue. 72570 México
 (Recibido: 19 de marzo de 2006; Aceptado: 27 de mayo de 2006)

Se presentan cálculos de la fuerza de Casimir unidimensional entre placas paralelas semiconductoras excitónicas no locales homogéneas y no homogéneas. Los efectos no locales se generan por las transiciones excitónicas $A_{n=1}$ y $B_{n=1}$ en CdS. La fuerza se calcula, en el caso homogéneo, como una función de los espesores de las placas $d_1 = d_2 = d$ y del ancho de la región de vacío L entre ellas. Asimismo, para el caso inhomogéneo se consideran placas construidas por superredes semiinfinitas con celda unitaria semiconductor-aislante, siendo la fuerza función del periodo de superred $d = d_S + d_A$ y del ancho de separación L . La fuerza de Casimir en el caso no local siempre es más grande para el excitón $A_{n=1}$, lo cual corresponde a la transición excitónica de menor energía.

Palabras claves: Fuerza de Casimir, transiciones excitónicas, efectos no locales, superredes.

We present one-dimensional calculations of the Casimir force between homogeneous and nonhomogeneous parallel nonlocal excitonic semiconductor slabs. Non local effects are generated by $A_{n=1}$ and $B_{n=1}$ excitonic transitions in CdS. The force is calculated, in the homogeneous case, as a function of the slab thicknesses $d_1 = d_2 = d$ and the vacuum gap width L between the slabs. In the nonhomogeneous case, the slabs are made up of semiinfinite superlattices with an excitonic semiconductor-insulator unit cell, in such case the force is a function of the superlattice period $d = d_S + d_A$ and L . The non local Casimir force for the $A_{n=1}$ exciton, which corresponds to the lower excitonic transition energies, is always greater.

Keywords: Casimir force, excitonic transitions, nonlocal effects, superlattices.

1. Introducción

En 1948 Hendrick Casimir [1] demostró que cuando dos placas conductoras neutras se colocan paralelamente en el vacío, hay una fuerza atractiva entre ellas proporcional al inverso de la cuarta potencia de la distancia de separación. Esta fuerza se puede comprender como proveniente del cambio en la energía electromagnética del punto cero de las fluctuaciones del vacío cuántico. Otra forma de ver el origen de la fuerza, es que proviene de la presión de radiación: de los modos electromagnéticos en el estado fundamental, exteriores a las placas, que empuja a éstas una a otra, mientras que esta fuerza no está completamente balanceada por la presión de radiación de los modos confinados en la región interior de las mismas.

Hoy en día, se muestra un gran interés por la fuerza de Casimir tanto teórica como experimentalmente. La habilidad para medir fuerzas tan pequeñas en el rango de piconewtons (pN) [2] ha permitido estudiar los efectos de esta tipo de fuerzas que son relevantes en la escala micrométrica y nanométrica. Diferentes autores han reportado mediciones de alta precisión usando dispositivos tales como microscopios de fuerza atómica, balanzas de torsión, osciladores micromecánicos y otros más [3].

La exactitud de estos experimentos obliga a considerar una caracterización óptica completa de los materiales tal como su función de respuesta dieléctrica. Generalmente se usa una función local dependiente sólo de la frecuencia $\varepsilon(\omega)$ [4]. Sin embargo, diversos factores pueden influir en

la respuesta óptica del sistema, por lo que puede ser necesario una función de respuesta dieléctrica espacialmente dispersiva o no local dependiente del vector de onda, $\varepsilon(\omega, q)$ para una descripción óptica correcta del material. El efecto de la no localidad en la fuerza de Casimir se ha explorado usando el modelo hidrodinámico entre placas metálicas [5]. Otros estudios en la fuerza de Casimir que incluyen la no localidad, se han realizado debido al efecto skin anómalo y placas metálicas con recubrimiento, resaltando una reducción porcentual en su valor respecto al caso local [6].

En este reporte, consideramos placas paralelas semiconductoras con una función de respuesta dieléctrica no local. Calculamos la fuerza de Casimir tomando en cuenta las dos transiciones excitónicas $A_{n=1}$ y $B_{n=1}$ en CdS [7]. Ambas transiciones requieren cantidades diferentes de absorción de energía de los campos electromagnéticos para su generación y por tanto, pueden cambiar el comportamiento de la fuerza de Casimir, por lo que un estudio comparativo de ambas transiciones excitónicas resulta de gran interés. Introducimos los efectos excitónicos a través de una función de respuesta dependiente de la frecuencia y del vector de onda $\varepsilon(\omega, q)$. Cálculos unidimensionales (1D) de la fuerza se realizan para placas homogéneas e inhomogéneas donde la influencia de las transiciones excitónicas modifican sensiblemente sus propiedades ópticas [7] y en consecuencia, la intensidad de la fuerza de Casimir por

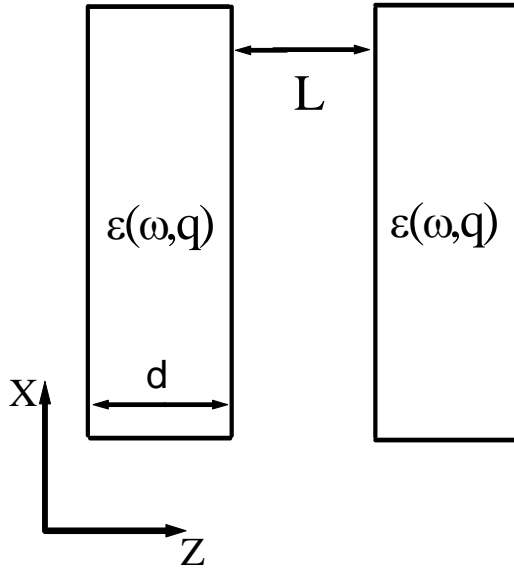


Figura 1. Representación esquemática del sistema placas paralelas de espesor d que se describen a través de la función dieléctrica $\epsilon(\omega, q)$. Una región de vacío de ancho L separa las placas.

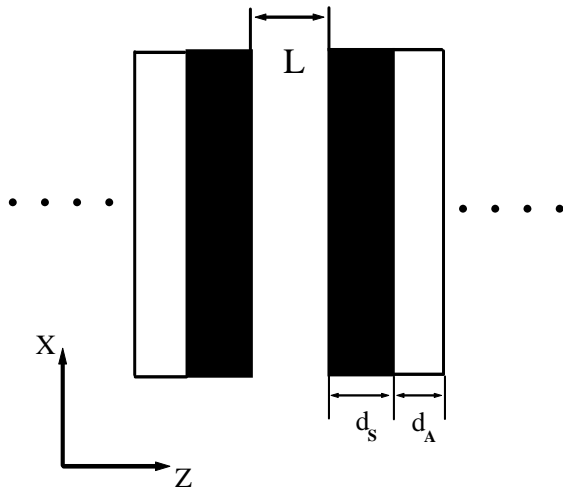


Figura 2. Geometría del sistema para el caso placas inhomogéneas formadas por superredes semiinfinitas con celda unitaria semiconductor-aislante. La capa semiconductora tiene una función dieléctrica no local $\epsilon_S(\omega, q)$ y el aislante una local $\epsilon_A(\omega)$. El periodo de la superred es $d = d_s + d_A$.

dependen fuertemente de estas propiedades. El principal interés en calcular la fuerza de Casimir 1D, en una primera aproximación, es que ella presenta las características esenciales del efecto Casimir, esto es, reproduce la naturaleza atractiva de la fuerza correspondiente al sistema de placas paralelas [8]. Este reporte se organiza como sigue: en la sección 2 se presenta el formalismo y en la sección 3 se presentan los resultados y su discusión así como las conclusiones.

2. Formalismo

Sean dos placas $a = 1,2$ paralelas al plano x-y en la región de vacío, separadas por una distancia L a lo largo de la dirección z con fronteras internas en $z = 0$ y $z = L$ como se muestra en la Figura 1. Consideremos que las placas tienen simetría traslacional y son isotrópicas dentro del plano x-y, además, son idénticas una a otra con un espesor finito. Se quiere describir los campos electromagnéticos en el vacío, tomando en cuenta los modos excitónicos generados en las placas. Los detalles de las interacciones de los excitones con los campos están incluidos en las amplitudes de reflexión $r_a (a = 1,2)$, las cuales están determinadas a través de las impedancias de superficie expresadas por [7,8]

$$r_a = \frac{Z_a - Z_0}{Z_a + Z_0} \tag{1}$$

Aquí, Z_a está definida como la razón $E_a // H_a$ de las componentes paralelas de los campos eléctrico y magnético evaluada en la a-ésima interface y que deberá calcularse para el sistema de placas paralelas, además, $Z_0 = q/k$ es la impedancia de superficie del vacío, $q_{\pm} = \pm k$ es la componente normal del vector de onda en el vacío, con $q = \sqrt{q_{\pm}^2} = \omega/c$, donde ω es la frecuencia y c es la velocidad de la luz. EL signo de k se elige de tal manera que q_+ se propague (decaiga) cuando z se incrementa. La ecuación (1) se aplica para estudiar sistemas arbitrarios.

Para explorar los efectos no locales en la fuerza de Casimir, consideremos la influencia de las transiciones excitónicas $A_{n=1}$ y $B_{n=1}$ en CdS como un material de interés y la función de respuesta dieléctrica $\epsilon(\omega, \vec{q})$, propia para cada tipo de transición. Para $B_{n=1}$ las energías de los excitones cerca de una transición excitónica en la presencia de un desdoblamiento lineal en q de la banda de energía [7,9] son

$$W_{\pm}(q) = \hbar\omega_{\pm}(q) = \hbar\omega_T + \hbar^2 q^2 / 2m \pm \phi q \tag{2}$$

donde $\hbar\omega_T = W_{\pm}(0)$, m es la masa del excitón, y ϕ es el parámetro del desdoblamiento de banda del excitón. Para este caso, el modelo de la función dieléctrica, es

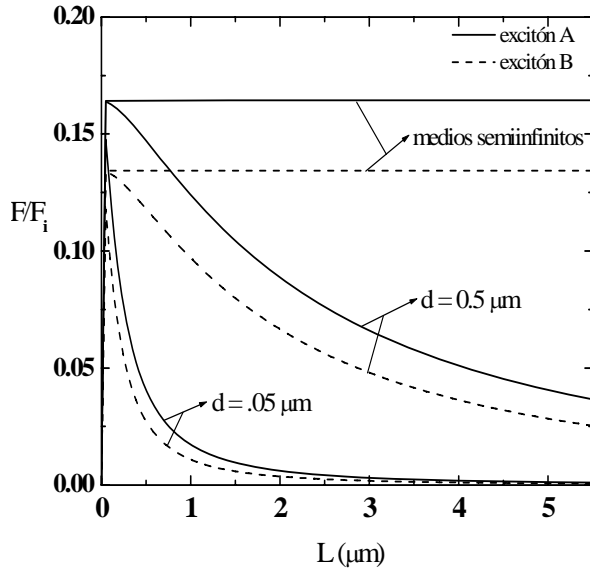


Figura 3. Fuerza de Casimir como una función del ancho de la brecha de vacío L y los espesores de las placas $d = 0.05 \mu\text{m}$, $d = 0.5 \mu\text{m}$ y medios semiinfinitos ($d \rightarrow \infty$); tomando en cuenta las transiciones excitónicas. Las líneas continuas representan la fuerza de Casimir del excitón $A_{n=1}$ y las discontinuas las del excitón $B_{n=1}$.

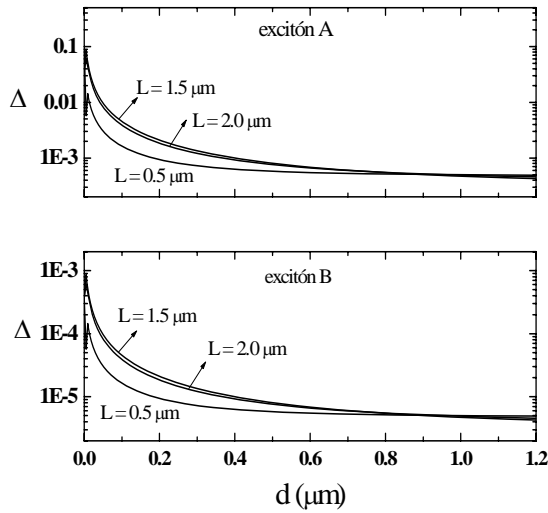


Figura 4. Comparación de la fuerza de Casimir local y no local para los dos tipos de transición excitónica a través de $\Delta = (F_{loc} - F_{nloc}) / F_{nloc}$ como una función del espesor de las placas d y para tres anchos de separación L entre ellas. Se observa una mayor diferencia en el valor de las fuerza para espesores delgados de las placas.

$$\varepsilon(\omega, \vec{q}) = \varepsilon_0 + \frac{2\pi\beta\omega_T^2}{\omega_+^2(q) - \omega^2 - i\nu\omega} + \frac{2\pi\beta\omega_T^2}{\omega_-^2(q) - \omega^2 - i\nu\omega}, \quad (3)$$

aquí, ε_0 es la constante dieléctrica de fondo, $2\pi\beta$ es la fuerza de oscilador del excitón sin desdoblamiento y, ν es la frecuencia de amortiguamiento fenomenológica.

Por otro lado, para la transición excitónica $A_{n=1}$, el modelo de la función dieléctrica está dado por [10]

$$\varepsilon(\omega, \vec{q}) = \varepsilon_0 + \frac{\omega_p^2}{\omega_T^2 + Dq^2 - \omega^2 - i\nu\omega}, \quad (4)$$

donde ε_0 es la constante dieléctrica de fondo, $D = \hbar\omega_T / (m_e + m_h)$, con m_e y m_h las masas efectivas del electrón y hueco, además, ν la frecuencia de amortiguamiento fenomenológica, y $\hbar\omega_T$ le energía de formación del excitón. Los modos transversales de polaritón excitón generados dentro del semiconductor, satisfacen la relación de dispersión $\varepsilon(\omega, \vec{q}) = c^2 q^2 / \omega^2$ para incidencia normal. Con esta ecuación y usando la función dieléctrica apropiada para cada transición excitónica, obtenemos los campos electromagnéticos propagándose dentro de las placas semiconductoras.

Para el excitón $B_{n=1}$ hay seis modos transversales en cada placa, de los cuales tres viajan hacia delante y tres hacia atrás. Los campos independientes para construir la matriz de transferencia, son E_y , H_x , $P_y(\pm)$ y $\partial_z P_y(\pm)$ que expresados en términos de las amplitudes E_n^\pm de los modos transversales que viajan a la derecha (+) y la izquierda (-), se escriben como

$$E_y(z) = \sum_{n=1}^3 (E_n^+ e^{iq_n z} + E_n^- e^{-iq_n z}), \quad (5)$$

$$H_x(z) = \sum_{n=1}^3 Y_n (-E_n^+ e^{iq_n z} + E_n^- e^{-iq_n z}), \quad (6)$$

$$P_y(z)_\pm = \sum_{n=1}^1 \chi_n^\pm (E_n^+ e^{iq_n z} + E_n^- e^{-iq_n z}), \quad (7)$$

$$\partial_z P_y(z)_\pm = \sum_{n=1}^3 iq_n \chi_n^\pm (E_n^+ e^{iq_n z} - E_n^- e^{-iq_n z}), \quad (8)$$

con $\chi_n^\pm = \gamma / \Omega_n^\pm(q_n)$, $\gamma = \beta\omega_T^2 / 2$, y $\Omega_n^\pm = \omega_\pm^2(q_n) - \omega - i\nu\omega$. Aquí $Y_n = 1/Z_n$ es la admitancia de su-perficie y, $Z_n = q_0 / q_n$ es la impedancia de superficie, con $q_0 = \omega / c$ el vector de onda en el vacío. Escribiendo las anteriores ecuaciones en forma matricial,

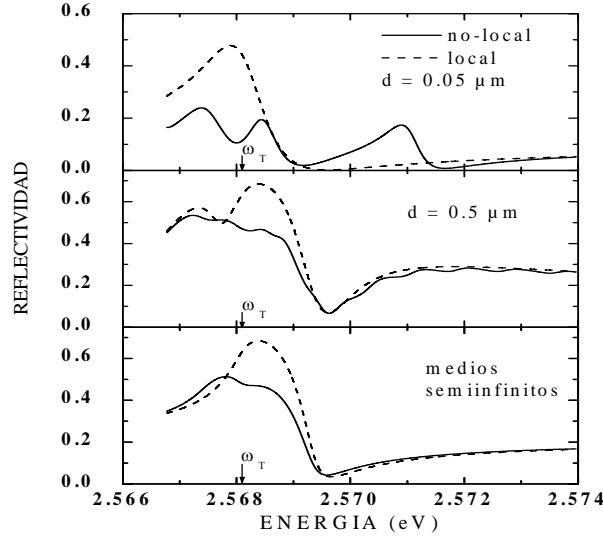


Figura 5. Curvas de reflectividad para la transición excitónica $B_{n=1}$ para diferentes espesores d de las placas semiconductoras. Los efectos importantes de las transiciones se dan en la vecindad de la energía del excitón $\hbar\omega_T$. Se comparan los espectros de reflectividad para el caso no local ($\epsilon = \epsilon(\omega, q)$) y local ($\epsilon = \epsilon(\omega)$).

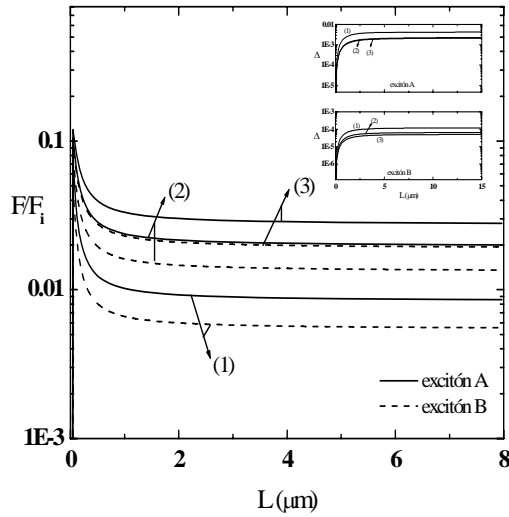


Figura 6. Fuerza de Casimir para placas simétricas formadas por superredes semiinfinitas incluyendo los efectos de dispersión espacial debido al excitón $A_{n=1}$ y $B_{n=1}$ en la capa excitónica de CdS. Se consideran tres periodos de superred $d = d_S + d_A$: (1) $d_S = 0.008 \mu\text{m}$, $d_A = 0.1 \mu\text{m}$; (2) $d_S = 0.015 \mu\text{m}$, $d_A = 0.1 \mu\text{m}$ y (3) $d_S = 0.02 \mu\text{m}$, $d_A = 0.1 \mu\text{m}$. En la gráfica insertada se muestra la variación $\Delta = (F_{loc} - F_{nloc})/F_{loc}$ para las tres curvas con los mismos parámetros para cada transición excitónica.

$$\begin{pmatrix} F \\ P(\pm) \\ \partial_z P(\pm) \end{pmatrix}_z = G \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{pmatrix}_z, \quad (9)$$

$$\text{donde } F = \begin{pmatrix} E_y \\ H_x \end{pmatrix}, \quad P(\pm) = \begin{pmatrix} P_y(+), \\ P_y(-) \end{pmatrix},$$

$$A_n = \begin{pmatrix} E_n^+ e^{iq_n z} \\ E_n^- e^{-iq_n z} \end{pmatrix}. \text{ La matriz } G \text{ está dada por,}$$

$$G = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ -Y_1 & Y_1 & -Y_2 & Y_2 & -Y_3 & Y_3 \\ \chi_1^+ & \chi_1^+ & \chi_2^+ & \chi_2^+ & \chi_3^+ & \chi_3^+ \\ \chi_1^- & \chi_1^- & \chi_2^- & \chi_2^- & \chi_3^- & \chi_3^- \\ iq_1 \chi_1^+ & -iq_1 \chi_1^+ & iq_2 \chi_2^+ & -iq_2 \chi_2^+ & iq_3 \chi_3^+ & -iq_3 \chi_3^+ \\ iq_1 \chi_1^- & -iq_1 \chi_1^- & iq_2 \chi_2^- & -iq_2 \chi_2^- & iq_3 \chi_3^- & -iq_3 \chi_3^- \end{pmatrix} \quad (10)$$

Los campos en las fronteras izquierda z_S^L y derecha $z_S^R = z_S^L + L$ de las placas satisfacen la ecuación

$$\begin{pmatrix} F \\ P(\pm) \\ \partial_z P(\pm) \end{pmatrix}_{z_S^R} = M \begin{pmatrix} F \\ P(\pm) \\ \partial_z P(\pm) \end{pmatrix}_{z_S^L}. \quad (11)$$

Aquí $M = GT(d)G^{-1}$ es una matriz de transferencia de 6×6 , d es el espesor de la placa y $T(d) = \text{diag}(e^{iq_1 z}, e^{-iq_1 z}, e^{iq_2 z}, e^{-iq_2 z}, e^{iq_3 z}, e^{-iq_3 z})$ es una matriz diagonal. Los campos E_y , H_x , $P_y(\pm)$, y $\partial_z P_y(\pm)$ en el volumen son independientes, pero en la superficie se relacionan uno a otro a través de las condiciones adicionales a la frontera (CAF) y de las condiciones de frontera de origen electromagnético. En este reporte tomamos las (CAF)'s de la siguiente forma $[\alpha \bar{P} + \partial_n \bar{P}]_S = 0$ [10], donde $\partial_n \bar{P}$ es la derivada normal apuntando hacia fuera de la superficie y α un parámetro. A través de aplicar las (CAF)'s es posible colapsar la matriz de 6×6 a una de dimensión 2×2 .

Para las transiciones excitónicas $A_{n=1}$, tenemos cuatro ondas propagándose de las cuales dos viajan en dirección hacia delante y dos hacia atrás, los campos ahora son E_y, H_x, P_y y $\partial_y P$. Siguiendo un proceso similar al anterior, llegamos a una matriz de transferencia $M = GT(d)G^{-1}$ de dimensión 4×4 la cual se puede reducir a una matriz de 2×2 como en el caso anterior [7, 10].

Finalmente, la impedancia de superficie $Z_a = E_y(z_a)/H_x(z_a)$, $a = 1, 2$, ($z_1 = 0, z_2 = L$) se puede determinar para ambos casos, así como también la reflectividad usando la ecuación (1).

Desarrollemos, ahora, el formalismo para el caso de una superred excitónica semiinfinita, formada de capas

alternadas de un aislante de constante dieléctrica ϵ_A y espesor d_A y de un semiconductor excitónico S con respuesta dieléctrica $\epsilon_S(\omega, \vec{q})$ y espesor d_S , Figura 2. La matriz excitónica denotada por $M = M_S$ satisface la relación,

$$\vec{F}(z_S^R) = M_S \vec{F}(z_S^L), \quad (12)$$

donde z_S^R y z_S^L representan las superficies derecha e izquierda de la capa semiconductor, con $z_S^R = z_S^L + d_S$, la matriz es de dimensión 2×2 , por lo que se pueden usar las (CAF)'s y las condiciones de continuidad de las componentes tangenciales \vec{E} y \vec{H} para obtener la matriz de transferencia de un periodo de superred. Aquí, la matriz M_S es la matriz general tanto para polarización S como P [7].

La matriz de transferencia del aislante, $M = M_A$ tiene la forma

$$M_A = \begin{pmatrix} \cos(q_A d_A) & \pm i Z_A^\alpha \text{sen}(q_A d_A) \\ \pm i Y_A^\alpha \text{sen}(q_A d_A) & \text{sen}(q_A d_A) \end{pmatrix}, \quad (13)$$

donde $\alpha = S, P$, y (+) corresponde a la polarización P y (-) a la S. De las condiciones de la interface semiconductor-aislante, se puede obtener que, $\vec{F}(z_S^R) = \vec{F}(z_S^L)$, además, de las ecuaciones matriciales $\vec{F}(z_S^R) = M_S \vec{F}(z_S^L)$, y $\vec{F}(z_A^L) = M_A^{-1} \vec{F}(z_S^R)$, se obtiene [10]

$$\vec{F}(z_S^L + d) = M_A M_S \vec{F}(z_S^L) = M \vec{F}(z_S^R), \quad (14)$$

donde $d = d_S + d_A$ es el periodo de la superred. Usando el teorema de Bloch para expresar

$$\vec{F}(z + d) = e^{ipd} \vec{F}(z), \quad (15)$$

con p el vector de onda unidimensional, podemos escribir la ecuación

$$(M - e^{ipd}) \vec{F}(z) = 0, \quad (16)$$

de aquí, se obtiene que P satisface

$$e^{ipd} = \frac{1}{2} \text{Tr}(M) \pm \left\{ \left(\frac{\text{Tr}(M)}{2} \right)^2 - 1 \right\}^{1/2}, \quad (17)$$

donde se ha usado que $\det(M) = 1$, además,

$\text{Tr}(M) = M_{11} + M_{22}$, [10]. Finalmente, la impedancia de superficie para la superred semiinfinita es

$$Z_a^\alpha = -\frac{M_{12}}{M_{11} - e^{ipd}} = -\frac{M_{22} - e^{ipd}}{M_{12}}, \quad (18)$$

para $\alpha = S, P$. Para el caso local, se sustituye la matriz M_S por la matriz local correspondiente M_S^{local} .

Para el cálculo de la fuerza de Casimir, usamos la expresión considerando únicamente la contribución de los modos en el vacío con vector de onda k perpendicular a las placas [8]

$$F = \int_0^\infty dk \frac{\hbar kc}{2\pi} \left\{ \frac{1 - |r|^4}{|1 - r^2 e^{2ikL}|} - 1 \right\}. \quad (19)$$

con r los coeficientes de reflexión de las placas y L la separación entre ellas. Esta expresión es aplicable sin importar la naturaleza de las placas (homogéneas, inhomogéneas, locales y no locales, etc.). En el límite $|r| \rightarrow 1$ la fuerza de Casimir entre dos placas conductoras perfectas se recupera con el valor ideal $F_i = -\pi \hbar c / (12L^2)$.

3. Resultados y discusión

En esta sección mostramos los resultados la fuerza de Casimir con efectos no locales para placas homogéneas con espesores $d_1 = d_2 = d$ y para el caso inhomogéneo, donde las placas se forman de superredes semiinfinitas con celda unitaria semiconductor excitónico (CdS)-aislante (aire con $\epsilon_A = 1$). El cálculo se realiza tomando en cuenta, en forma independiente, las transiciones excitónicas $A_{n=1}$ y $B_{n=1}$. Los parámetros para el excitón $B_{n=1}$ son [9]: $\varphi = 5.6 \times 10^{-12} \text{ eVm}$, $\hbar \nu = 7.5 \times 10^{-5} \text{ eV}$, $m = 1.2m_0$, $\omega_T = 20712.3 \text{ cm}^{-1}$, $\epsilon_0 = 7.2$, y $\beta = 0.00058$. Para el excitón $A_{n=1}$ [10]: $\epsilon_0 = 9.1$, $\hbar \omega_T = 2.55272 \text{ eV}$, $\omega_p = 0.1151 \omega_T$, $D = 5.3147 \times 10^{-6} \text{ c}^2$ y $\nu = 1.8839 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$.

Para determinar las reflectividades de las placas, aplicamos las condiciones adicionales a la frontera de Pekar para la polarización excitónica, lo que corresponde a tomar $\alpha \rightarrow \infty$ en la ecuación de las (CAF)'s. Los resultados se presentan en términos de la fuerza relativa $F_r = F / F_i$, de tal forma que el caso ideal corresponde cuando $F_r = 1$. Exploramos los efectos no locales en la fuerza de Casimir variando el espesor d de las placas, el ancho de la región de vacío L y el periodo de superred para ambas transiciones excitónicas. Las contribuciones excitónicas importantes a la fuerza de Casimir se dan cerca de la energía de transición $\hbar \omega_T$, donde para el excitón $A_{n=1}$ corresponde a $\hbar \omega_T = 2.55272 \text{ eV}$ y para el excitón $B_{n=1}$, $\hbar \omega_T = 2.56806 \text{ eV}$.

La Figura 3 muestra la fuerza relativa tanto para el excitón $A_{n=1}$ (curva continua) como para el $B_{n=1}$ (curva discontinua). Los cálculos son para $d = 0.05 \mu\text{m}$,

$d = 0.5\mu\text{m}$ y medios semiinfinitos. Resalta una característica importante para placas muy delgadas, la fuerza de Casimir se desvanece en el límite cuando $L \rightarrow 0$ y además, muestra un pico agudo para $L \approx 0.12\mu\text{m}$ el cual desaparece al incrementarse el espesor de las placas. Por arriba de este valor de L , la fuerza empieza a decrecer monótonamente al aumentar L . Aunque ambas curvas de fuerza continua y discontinua presentan un comportamiento similar, ellas difieren en magnitud, resultando una fuerza más intensa para la transición excitónica $A_{n=1}$, como una consecuencia de que se requiere una menor energía para la transición $A_{n=1}$ que para la $B_{n=1}$. Para medios semiinfinitos, ($d \rightarrow \infty$), F_r se satura, alcanzando la fuerza de Casimir la misma dependencia funcional con L como en el caso ideal. Los múltiples modos polaritón excitón generados en las placas no locales disminuyen las reflectividades en la vecindad de la transición excitónica ω_r (ver Figura 4).

La Figura 5 muestra la diferencia de fuerzas comparando el caso local ($\varepsilon = \varepsilon(\omega)$, despreciando q y q^2) y no local ($\varepsilon = \varepsilon(\omega, q)$) vía $\Delta = (F_{loc} - F_{nloc})/F_{loc}$ variando los parámetros d y L . Se observa en el panel superior los efectos de las transiciones $A_{n=1}$ donde los valores positivos de Δ indican que la fuerza local es mayor, habiendo diferencias hasta del orden de 5% para placas con espesores muy delgados ($d \leq 0.1\mu\text{m}$) y anchos de separación $L \geq 1.5\mu\text{m}$. Para las transiciones $B_{n=1}$ (panel inferior), Δ sigue un comportamiento similar excepto que las diferencias en el valor de las fuerzas se reducen en un orden de 10^{-2} . La Figura 6 corresponde a la fuerza relativa para el caso de placas formadas por superredes semiinfinitas en función de L y del periodo de superred d , haciendo variar el espesor de la capa excitónica d_S y manteniendo fijo el del aislante d_A (aire con $\varepsilon_A = 1$). El incremento en d_S modula la intensidad de la fuerza e incrementa el valor de la misma. El mayor número de modos transversales polaritón excitón para las transiciones excitónicas $B_{n=1}$ en relación a las $A_{n=1}$, marca una diferencia de fuerzas aproximadamente constante, excepto a distancias de separación pequeñas donde ésta se reduce a cero. Dentro de la misma gráfica, se inserta la gráfica que muestra la comparación de la fuerza local y no local. La mayor diferencia en las fuerzas es del orden de 5% y se da para la transición $A_{n=1}$, el panel inferior corresponde a las transiciones $B_{n=1}$, con un comportamiento similar a las transiciones $A_{n=1}$ excepto que las mayores diferencias son del orden de 0.01%.

3. Conclusiones

Hemos estudiado la fuerza de Casimir entre dos placas paralelas simétricas homogéneas y no homogéneas con

semiconductores excitónicos considerando las transiciones $A_{n=1}$ y $B_{n=1}$ en CdS. Para explorar los efectos no locales en la fuerza de Casimir, se ha utilizado una función de respuesta dieléctrica dependiente de la frecuencia y del vector de onda para describir las transiciones excitónicas. Para realizar el cálculo unidimensional de la fuerza, se obtienen las amplitudes de reflexión de las placas en incidencia normal de las ondas electromagnéticas en la región de vacío entre las placas. Los resultados muestran que la fuerza es sensible al ancho de separación de las placas y al espesor de las mismas así como al periodo de superred. La contribución importante no local a la reflectividad y por ende a la fuerza, se da en la vecindad de la transición excitónica donde la intensidad de la fuerza se ve modificada, generando diferencias entre los valores de la fuerza local y no local siendo éstas mayores para placas delgadas.

Agradecimientos

Este trabajo fue apoyado por el Posgrado en Dispositivos Semiconductores del CIDS-IC-BUAP y por la VIEP-BUAP a través del proyecto 15/EXC/06-I.

Referencias

- [1] H. B. G. Casimir, Proc. K. Akad. Wet. Amsterdam, 51, 793 (1948). H. B. G. Casimir, Proc. of the Royal Natherland Academy of Arts and Sciences, Schoonhoven, L. M. (eds.), Amsterdam 61 (1997). <http://www.digitalibrary.nl>. Dorota Kupiszewska, Jan Mostowski, Phys. Rev. A, 41, 4636 (1990).
- [2] H. B. Chan, V. A. Aksyuk, R. N. Kleiman, D. J. Bishop, Federico Capasso, Science, 291, 1941 (2001). B. W. Harris, F. Chen, V. Mohideen, Phys. Rev. A, 62, 052109 (2000).
- [3] S. K. Lamoreaux, Phys. Rev. Lett., 78, 5 (1997). H. B. Chan, V. A. Aksyuk, R. N. Kleiman, D. J. Bishop, F. Capasso, Phys. Rev. Lett., 87, 211801 (2001). S. K. Lamoreaux, Rep. Prog. Phys., 68, 201 (2005).
- [4] Reza Matloob, Hossain Falinejad, Phys. Rev. A, 64, 042102 (2001). M. Bordag, B. Geyer, G. L. Klimchitskaya, V. M. Mostepanenko, Phys. Rev. Lett., 85, 503 (2000). B. Geyer, G. L. Klimchitskaya, V. M. Mostepanenko, 72, Phys. Rev. D, 085009 (2005).
- [5] Ana María Contrera-Reyes, W. Luis Mochán, Phys. Rev. A, 72, 034102 (2005).
- [6] R. Esquivel-Sirvent, V. B. Svetovoy, Phys. Rev. B, 72, 045443 (2005); Phys. Rev. A, 69, 062102 (2004).
- [7] P Halevi, Olivier, B. M. Hardouin Duparc, A. A. Maradudin, R. F. Wallis, Phys. Rev. B, 36, 2783 (1987). Gregorio H. Cocolletzi, W. Luis Mochán, Surf. Sci. Reports, 57, 1 (2005).
- [8] R. Esquivel Sirvent, C. Villarreal, W. L. Mochán, G. H. Cocolletzi, Phys. Stat. Sol. (b), 230, 409 (2002); Phys. Rev. A, 64, 052108 (2001).
- [9] P. Halevi, Olivier B. M. Hardouin Duparc, A. A. Maradudin, F. R. Wallis, Phys. Rev. B, 32, 6986 (1985). G. D. Mahan, J. J. Hopfield, Phys. Rev. B, 135, A428 (1964).
- [10] G. H. Cocolletzi, W. Luis Mochán, Phys. Rev. B, 39, 8403 (1989).