

DISPERSIÓN DIPOLO-DIPOLO EN REDES ÓPTICAS 1D

J. Zapata^{1,3,4} y A. M. Guzmán^{1,2}

¹Depto. de Física, Universidad Nacional de Colombia, Bogotá

²Georgia Tech Lorraine, 57070 Metz, France

³Depto. de Física, Universidad del Atlántico, Barranquilla, Colombia

⁴Depto. de Física, Universidad del Norte, Barranquilla, Colombia

Resumen

Estudiamos procesos de dispersión por interacción dipolo-dipolo entre átomos en redes ópticas 1D. Usando el formalismo de segunda cuantización, hemos calculado los elementos matriciales de la interacción dipolo-dipolo dando lugar a la dispersión entre átomos ligados y cuasilibres en la red. Algunos procesos de dispersión conllevan cambios de spin de uno o de ambos átomos. En cualquier proceso de dispersión dipolo-dipolo el cambio de momentum atómico total es igual a un vector de la red recíproca. Dispersión resonante sin cambio de spin se presenta para ángulos de incidencia del proyectil que satisfacen la condición Bragg. Para procesos de dispersión con cambio de spin, en los cuales no se conserva el spin atómico total, la dispersión Bragg es suprimida por conservación del momentum angular total.

Abstract

We study scattering processes by dipole-dipole interaction between atoms in 1D optical lattices. Using second quantization formalism, we have calculated dipole-dipole matrix elements giving rise to bound-free atom interactions in the lattice. Some scattering processes may involve spin flip of one or both atoms. In any dipole-dipole scattering process the total atomic momentum change is equal to a reciprocal lattice vector. Resonant scattering without spin flip takes place for incidence at Bragg condition. Bragg scattering is suppressed whenever the total atomic spin is not conserved, in order to conserve the total angular momentum.

1. Introducción

El estudio de redes ópticas ha sido uno de los tópicos más importantes de la óptica atómica durante los últimos años^[1]. La estructura de bandas de energía asociada con el movimiento de los átomos en redes ópticas ha sido estudiada teórica^[2,3] y experimentalmente^[4-6]. Las redes ópticas pueden ser usadas para el estudio de muchos efectos normalmente asociados con la física del estado sólido. Los átomos confinados en redes ópticas aceleradas no resonantes muestran comportamientos cuánticos tales como oscilaciones de Bloch^[7], escaleras de Wannier-Stark^[8-10], y fenómenos de tunelamiento^[11-13] usualmente asociados con electrones en cristales sólidos. Las redes ópticas aceleradas son configuradas con láseres contrapropagantes no resonantes y con diferencia de frecuencias variando linealmente en el tiempo, ejerciendo una fuerza inercial constante sobre los átomos en este sistema de referencia. Recientemente, compuertas lógicas cuánticas han sido propuestas^[14-16] usando átomos neutros en redes ópticas que interactúan a través del potencial dipolo-dipolo.

Los átomos en redes ópticas adquieren un momento dipolar eléctrico inducido e interactúan a través de un potencial dipolo-dipolo que resulta del acoplamiento con el campo electromagnético de vacío. El operador de interacción dipolo-dipolo ha sido calculado en detalle^[17]. Usando una base de funciones de Wannier, efectos dinámicos de la interacción dipolo-dipolo en redes ópticas son descritos en la Ref [18]. En este trabajo estudiamos procesos de dispersión dipolo-dipolo entre átomos ligados y cuasilibres en redes ópticas unidimensionales usando una base de funciones de Bloch y teniendo en cuenta las propiedades periódicas del potencial óptico.

2. Átomos no interactuantes en redes ópticas

Consideramos la situación de átomos ultrafríos de masa m atrapados en el potencial óptico resultante de dos láseres contrapropagantes a lo largo del eje z , con polarizaciones mutuamente perpendiculares, configuración $lin \perp lin$, de frecuencia ω_L y número de onda $k_L = 2\pi/\lambda$. El campo láser interactúa con el sistema atómico a través de la transición $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$ con frecuencia de Bohr ω_A . Para grandes

desintonizaciones $\delta = \omega_L - \omega_A$ entre la frecuencia láser y la frecuencia de la transición atómica, los estados excitados pueden ser eliminados adiabáticamente, y la interacción láser-átomo puede ser descrita a través de un potencial óptico efectivo, diagonal en la base de subniveles magnéticos $|g, M = \pm 1/2\rangle$ con elementos matriciales^[19]

$$U_{\pm}(z) = \frac{U_0}{2} (2 \mp \cos 2k_L z), \quad (1)$$

donde $U_0 = (2/3)\hbar\delta s_0$ es la profundidad del potencial y s_0 es el parámetro de saturación dado por

$$s_0 = (\Omega^2 / 2) / (\delta^2 + \Gamma^2 / 4), \quad (2)$$

donde Ω es la frecuencia de Rabi y Γ la tasa de decaimiento espontáneo de la transición atómica. La red óptica está constituida por dos subredes independientes para los dos subniveles magnéticos $M_{J_g} = \pm \frac{1}{2}$. Las propiedades de periodicidad del potencial óptico son expresadas por

$$U_{\pm}(z + \lambda / 2) = U_{\pm}(z), \quad (3)$$

$$U_{-}(z + \lambda / 4) = U_{+}(z). \quad (4)$$

Ambas subredes tienen el mismo vector de traslación $\mathbf{T} = \ell \mathbf{a}$, donde ℓ es entero y $\mathbf{a} = (\lambda / 2)\hat{\mathbf{e}}_z$ es el vector primitivo de la red directa. Los vectores de onda $\mathbf{K}_1 = k_L \hat{\mathbf{e}}_z$ y $\mathbf{K}_2 = -k_L \hat{\mathbf{e}}_z$ de los láseres contrapropagantes definen el vector primitivo de la red recíproca

$$\mathbf{b} = \mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2 = 2k_L \hat{\mathbf{e}}_z, \quad (5)$$

tal que, la bien conocida relación del estado sólido^[20] $\mathbf{a} \cdot \mathbf{b} = 2\pi$ se satisface.

Sin tener en cuenta procesos de bombeo óptico e interacciones de dos cuerpos, la dinámica del sistema atómico es gobernada por la ecuación de Schrödinger:

$$\left[\frac{\hat{p}_z^2}{2m} + U_M(z) \right] \phi_{n,q_z}^M(z) = E_n(q_z) \phi_{n,q_z}^M(z), \quad (6)$$

donde $E_n(q_z)$ es la energía de los átomos en la banda de energía n y cuasimomentum q_z , y las funciones de Bloch $\phi_{n,q_z}^M(z)$ son convenientemente expresadas como

$$\phi_{n,q_z}^M(z) = \exp[iq_z z] \chi_{n,q_z}^M(z), \quad (7)$$

donde las funciones $\chi_{n,q_z}^M(z)$ son periódicas en el espacio directo. La ecuación (6) es del tipo de la ecuación de Mathieu^[21]. Las funciones $\chi_{n,q_z}^M(z)$ pueden ser expresadas como series de Fourier,

$$\chi_{n,q_z}^M(z) = \frac{1}{\sqrt{L}} \sum_{s=-\infty}^{s=+\infty} c_s^{n,q_z,M} \exp[iG_z z], \quad (8)$$

donde L es la longitud de la red óptica finita, s es entero, y $\mathbf{G}_s = s\mathbf{b}$ son vectores de la red recíproca. Los coeficientes de la expansión $c_s^{n,q_z,M}$ son evaluados numéricamente por el método de fracciones continuas^[21]. La serie (8) converge rápidamente y puede ser aproximada por un número de términos relativamente pequeño.

El movimiento libre en la dirección transversal puede ser representado por ondas planas normalizadas, y la función total del movimiento del centro de masa queda expresada así:

$$\phi_{n,\mathbf{q}}^M(\mathbf{r}) = \frac{1}{L_\perp} \exp[i(q_x x + q_y y)] \phi_{n,\mathbf{q}}^M(z), \quad (9)$$

donde $L_\perp$ es la longitud transversal de la trampa óptica, y $\hbar\mathbf{q} = \hbar q_x \hat{\mathbf{e}}_x + \hbar q_y \hat{\mathbf{e}}_y + \hbar q_z \hat{\mathbf{e}}_z$ es el momentum total del átomo. La energía total del movimiento del centro de masa del átomo $\hbar\omega_{n,\mathbf{q}}$ es la suma de la energía cinética del movimiento transversal más la energía $E_n(q_z)$ del átomo en la red óptica,

$$\hbar\omega_{n,\mathbf{q}} = \frac{\hbar^2 \mathbf{q}_\perp^2}{2m} + E_n(q_z), \quad (10)$$

donde $\hbar\mathbf{q}_\perp = \hbar q_x \hat{\mathbf{e}}_x + \hbar q_y \hat{\mathbf{e}}_y$ es el momentum transversal del átomo. Para bandas de energías altas (átomos cuasilibres) las funciones de onda pueden ser aproximadas por ondas planas.

En el formalismo de segunda cuantización el operador de campo de Schrödinger puede ser expresado en términos de operadores atómicos de destrucción $\hat{b}_v = \hat{b}_{n,\mathbf{q},M}$, que aniquilan un átomo en el subnivel magnético $|M\rangle$, en la banda de energía n , y momentum $\hbar\mathbf{q}$:

$$\Psi(\mathbf{r}) = \sum_v \phi_v(\mathbf{r}) \hat{b}_v, \quad (11)$$

donde estamos usando el índice compuesto $v = \{n, \mathbf{q}, M\}$. Los operadores de creación y destrucción para átomos bosónicos considerados aquí satisfacen relaciones de conmutación $[\hat{b}_v, \hat{b}_{v'}^\dagger] = \delta_{v,v'}$, $[\hat{b}_v, \hat{b}_{v'}] = [\hat{b}_v^\dagger, \hat{b}_{v'}^\dagger] = 0$. El Hamiltoniano de átomos no interactuantes en segunda cuantización se escribe así:

$$\hat{H} = \sum_{n,\mathbf{q},M} \hbar\omega_{n,\mathbf{q}} \hat{b}_{n,\mathbf{q},M}^\dagger \hat{b}_{n,\mathbf{q},M}. \quad (12)$$

3. Interacción dipolo-dipolo en redes ópticas

Los átomos en la red óptica adquieren un momento dipolar eléctrico inducido e interactúan a través de la interacción dipolo-dipolo que depende de los números cuánticos magnéticos, por lo que la interacción de dos cuerpos en la red óptica puede ser descrita por un potencial dependiente de spin. La intensidad de la interacción dipolo-dipolo puede ser variada en varios órdenes de magnitud ajustando los parámetros de la red tales como la desintonización o la intensidad del campo óptico. En la aproximación de grandes desintonizaciones, donde los estados electrónicos excitados pueden ser eliminados adiabáticamente, los átomos en el estado base interactúan a través de un potencial de interacción dipolo-dipolo efectivo que depende explícitamente del potencial óptico. El operador de interacción dipolo-dipolo puede acoplar

átomos pertenecientes a la misma subred, o a subredes diferentes. En el formalismo de segunda cuantización, el operador de interacción dipolo-dipolo se escribe:

$$\hat{V}_{dd} = \frac{1}{2} \sum_{v_1 v_2, v'_1 v'_2} V_{v_1 v_2, v'_1 v'_2} \hat{b}_{v'_1}^+ \hat{b}_{v'_2}^+ \hat{b}_{v_2} \hat{b}_{v_1}, \quad (13)$$

donde

$$V_{v_1 v_2, v'_1 v'_2} = \int d\mathbf{r}_1 \int d\mathbf{r}_2 \phi_{v'_1}^*(\mathbf{r}_1) \phi_{v'_2}^*(\mathbf{r}_2) V_{M_1 M_2, M'_1 M'_2}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \phi_{v_1}(\mathbf{r}_1) \phi_{v_2}(\mathbf{r}_2). \quad (14)$$

Expresiones explícitas de la interacción dipolo-dipolo son dadas en la Ref. [17]. Sin embargo, es útil expresar los términos $V_{M_1 M_2, M'_1 M'_2}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ en su forma integral antes de realizar la integración sobre los modos del continuo del campo electromagnético de vacío^[18]:

$$V_{M_1 M_2, M'_1 M'_2}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{V_0}{k_L} \times \wp \int \frac{k d\mathbf{k}}{k - k_L} \sum_{\alpha\beta=1}^2 \left[A_{\alpha\beta}^{M_1 M_2, M'_1 M'_2}(\Omega) \chi_{\alpha\beta}^-(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) + B_{\alpha\beta}^{M_1 M_2, M'_1 M'_2}(\Omega) \chi_{\alpha\beta}^+(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \right], \quad (15)$$

donde $\wp$ corresponde a la parte principal de la integral, α y β se utilizan para caracterizar los láseres contrapropagantes, $V_0 = \hbar \Gamma (\Omega^2 / 8 \delta^2)$, y las funciones $A_{\alpha\beta}^{M_1 M_2, M'_1 M'_2}(\Omega)$ y $B_{\alpha\beta}^{M_1 M_2, M'_1 M'_2}(\Omega)$ son combinaciones lineales de armónicos esféricos para el ángulo sólido Ω del vector de onda $\mathbf{k}$ del campo electromagnético de vacío. La única dependencia sobre los vectores de posición $\mathbf{r}_1$ y $\mathbf{r}_2$ es a través de las funciones $\chi_{\alpha\beta}^{\pm}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \exp[i(\mathbf{Q}_{\alpha}^{\pm} \cdot \mathbf{r}_1 - \mathbf{Q}_{\beta}^{\pm} \cdot \mathbf{r}_2)]$, donde $\mathbf{Q}_{\alpha}^{\pm} = \mathbf{k} \pm \mathbf{K}_{\alpha}$.

Para evaluar los elementos matriciales de la interacción dipolo-dipolo, realizamos primero la integración espacial y luego la integración en el espacio de vacío $\mathbf{k}$ que aparece en la expresión (15). Como las funciones $\chi_{\alpha\beta}^{\pm}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ son separables en un producto de funciones de $\mathbf{r}_1$ y de $\mathbf{r}_2$ solamente, la integración espacial en (14) puede ser expresada como el producto de integrales de la forma

$$S_{v,v'}(\pm \mathbf{Q}_\alpha^\pm) = \int d\mathbf{r}_i \phi_{v'}^*(\mathbf{r}_i) \exp[\pm i \mathbf{Q}_\alpha^\pm \cdot \mathbf{r}_i] \phi_v(\mathbf{r}_i), \quad (16)$$

donde $\mathbf{r}_i$ es la posición del centro de masa del átomo i , $\{i=1,2\}$.

En un proceso típico de colisión en la red óptica, átomos cuasilibres inicialmente en el estado de Bloch v_1 con spin M , y momentum $\hbar \mathbf{q}_1$ tal que el ángulo polar con respecto al eje de la red es θ_0 , interactúan en la red con átomos ligados a una subred en un estado de Bloch v_2 , con spin M o M' . Después de la colisión, el haz es dispersado en un ángulo Θ en el estado de Bloch v'_1 , con momentum $\hbar \mathbf{q}'_1$, y spin M o M' . El blanco queda en el estado v'_2 . En primera aproximación de Born, la sección eficaz es proporcional al cuadrado del elemento matricial de la interacción dipolo-dipolo evaluado entre los estados asintóticos que definen el canal de colisión:

$$\sigma^{v_1 v_2, v'_1 v'_2}(\Theta, \Phi) = (2\pi)^4 \frac{m^2 |\mathbf{q}'_1|}{\hbar^4 |\mathbf{q}_1|} \left| \langle v'_1 v'_2 | \mathcal{V}_{dd} | v_1 v_2 \rangle \right|^2. \quad (17)$$

En reciente trabajo^[22], hemos presentado los cálculos analíticos de los elementos matriciales (14),

$$V_{v_1 v_2, v'_1 v'_2} = \frac{V_0}{k_L^3} \delta_{\Delta \mathbf{q}_{1\perp}, -\Delta \mathbf{q}_{2\perp}} \sum_{\alpha\beta=1}^2 \sum_s c_s^{v_2} \times \quad (18)$$

$$\left[c_{s-\ell_{\alpha\beta}-\ell_z}^{v'_2} \frac{\Delta_\alpha^-}{\Delta_\alpha^- - k_L} A_{\alpha\beta}^{M_1 M_2, M'_1 M'_2}(\Omega_{\Delta_\alpha^-}) + c_{s+\ell_{\alpha\beta}-\ell_z}^{v'_2} \frac{\Delta_\alpha^+}{\Delta_\alpha^+ - k_L} B_{\alpha\beta}^{M_1 M_2, M'_1 M'_2}(\Omega_{\Delta_\alpha^+}) \right]$$

donde $\hbar \Delta \mathbf{q}_{i\perp} = \hbar \Delta q_{ix} \hat{\mathbf{e}}_x + \hbar \Delta q_{iy} \hat{\mathbf{e}}_y$ es el cambio de momentum transversal

del átomo i , $\ell_{\alpha\beta}$ toma los valores 0, ± 1 y es determinado por

$K_\alpha - K_\beta = 2\ell_{\alpha\beta} k_L$. Para un proceso de dispersión dado, el cambio de momentum atómico total a lo largo del eje de la red es necesariamente un vector de la red recíproca, $\Delta q_{1z} + \Delta q_{2z} = 2\ell_z k_L$, con ℓ_z entero. $\Delta_\alpha^\mp$ y $\Omega_{\Delta_\alpha^\mp}$ son respectivamente la magnitud y el ángulo sólido del vector:

$$\bar{\Delta}_\alpha^\mp = \Delta \mathbf{q}_1 \pm \mathbf{K}_\alpha. \quad (19)$$

La ecuación (18) implica la ley de conservación de momentum total para procesos de dispersión en redes ópticas:

$$\Delta \mathbf{q}_1 + \Delta \mathbf{q}_2 = \ell_z \mathbf{b} . \quad (20)$$

Los procesos de intercambio resultan solamente de la simetrización de la función de onda atómica y son de naturaleza cuántica. Después de la colisión el átomo 1 inicialmente cuasilibre viene a quedar en el estado ligado v'_2 , y el átomo 2 inicialmente ligado viene a quedar cuasilibre en el estado v'_1 . El cálculo de elementos matriciales de intercambio resulta:

$$V_{v_1 v_2, v'_2 v'_1} = \frac{V_0}{k_L^3} \delta_{\Delta \mathbf{q}_{1\perp}, -\Delta \mathbf{q}_{2\perp}} \sum_{\alpha\beta=1}^2 \sum_s c_s^{v_2} \times \quad (21)$$

$$\left[c_{s-\ell_{\alpha\beta}-\ell_z}^{v'_2} \frac{\Delta_{\beta,s}^-}{\Delta_{\beta,s}^- - k_L} A_{\alpha\beta}^{M_1 M_2, M'_2 M'_1}(\Omega_{\Delta_{\beta,s}^-}) + c_{s+\ell_{\alpha\beta}-\ell_z}^{v'_2} \frac{\Delta_{\beta,s}^+}{\Delta_{\beta,s}^+ - k_L} B_{\alpha\beta}^{M_1 M_2, M'_2 M'_1}(\Omega_{\Delta_{\beta,s}^+}) \right]$$

donde $\Delta_{\beta,s}^\mp$ y $\Omega_{\Delta_{\beta,s}^\mp}$ son respectivamente la magnitud y el ángulo sólido del vector:

$$\bar{\Delta}_{\beta,s}^\mp = -(\mathbf{q}'_1 - \mathbf{q}'_2) \pm \mathbf{K}_\beta + s\mathbf{b} . \quad (22)$$

4. Dispersión elástica

Para analizar algunos procesos de dispersión, asumimos que el blanco está inicialmente en un estado de Bloch v_2 , con energía $E_{n_2}(q_{2z})$, donde n_2 es la banda de energía. Asumimos también, que tanto el cuasimomentum $\hbar q_{2z}$ como el momentum transversal $\hbar \mathbf{q}_{2\perp}$ del blanco son nulos. El proyectil está inicialmente en el estado asintótico cuasilibre v_1 , polarizado en el subnivel magnético $|g, M_1 = -1/2\rangle$, con momentum $\hbar \mathbf{q}_1$ y ángulo polar θ_0 con respecto al eje de la red óptica.

Al final de la interacción el sistema atómico no toma energía del campo láser o del campo electromagnético de vacío. Por esto, buscamos estados atómicos finales que satisfagan las reglas explícitas de conservación de

momentum de la interacción dipolo-dipolo y la condición de conservación de energía:

$$\frac{\hbar^2 \mathbf{q}_1^2}{2m} + E_{n_2}(q_{2z}) = \frac{\hbar^2 \mathbf{q}'_1{}^2}{2m} + \frac{\hbar^2 \mathbf{q}'_{2\perp}{}^2}{2m} + E_{n'_2}(q'_{2z}). \quad (23)$$

Definimos colisión elástica como el proceso de dispersión en el cual $\Delta E_{n_2} = E_{n'_2} - E_{n_2} = 0$, pero es importante tener presente que el proyectil puede transferir momentum transversal al átomo ligado, y por la dependencia del spin de la interacción dipolo-dipolo, procesos elásticos pueden conducir a cambios de spin de uno o de ambos átomos. Estamos interesados en procesos de dispersión elásticos para los cuales el ángulo de incidencia $\theta_0 = \theta_{\text{Bragg}}$ satisface la condición Bragg^[23], que puede ser escrita en términos de la componente longitudinal del momentum inicial del proyectil:

$$\hbar q_{1z} = \hbar |\mathbf{q}_1| \cos \theta_{\text{Bragg}} = \pm \hbar k_L. \quad (24)$$

En la dispersión Bragg la magnitud del momentum del proyectil se conserva $\hbar |\mathbf{q}'_1| = \hbar |\mathbf{q}_1|$, y su momentum final es la adición vectorial del momentum inicial y un vector primitivo de la red recíproca $\mathbf{q}'_1 = \mathbf{q}_1 \pm \mathbf{b}$. Ni el momentum ni la energía del blanco cambian.

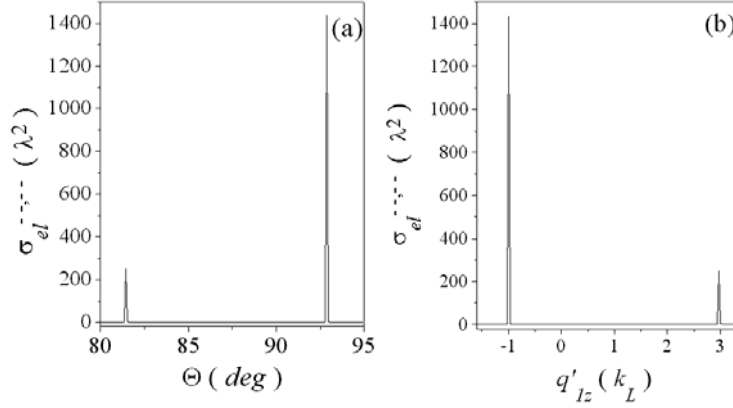


Fig.1. Sección eficaz diferencial elástica σ_{el}^{--+-} , en unidades de λ^2 , como función de (a) el ángulo de dispersión Θ , y (b) el momentum final a lo largo de la red q'_{1z} , en unidades de k_L , para $\theta_{Bragg} = \cos^{-1}[1/20] \approx 87.13^\circ$, $|\mathbf{q}_1| = 20k_L$, $n_2 = 0$, $q_{2z} = |\mathbf{q}_{2\perp}| = 0$, $U_0 = -100E_R$ (E_R energía de retroceso), y $\delta = -10\Gamma$.

La Figura 1(a) muestra la sección eficaz diferencial elástica $\sigma_{el}^{--+-}(\Theta)$ como función del ángulo de dispersión Θ , para procesos sin cambio de spin, y cuyo ángulo de incidencia satisface la condición Bragg. Debido a conservación de energía y momentum, la sección eficaz en direcciones de retroceso es despreciable y no se incluye en la Figura. La característica más importante es la aparición de dos picos que revelan una fuerte direccionalidad de la dispersión dipolo-dipolo. Dispersión Bragg de primer orden toma lugar en $\Theta \approx 92.87^\circ$. Sin embargo, procesos dipolo-dipolo de primer orden también se dan para transferencia de momentum de la red de $+2k_L \hat{e}_z$, como se muestra en la Figura 1(b), donde la sección eficaz diferencial es graficada como función del momentum longitudinal final del proyectil. La componente longitudinal del momentum inicial del proyectil es $\hbar k_L$. Se ve claramente que, mientras el máximo absoluto corresponde a dispersión Bragg, el máximo secundario aparece alrededor de $\Theta \approx 81.40^\circ$ para $\Delta q_{1z} \approx 1.97675k_L$. En este caso, el momentum asociado con un vector primitivo de la red recíproca es compartido por el proyectil y el blanco, y este último cambia su momentum dentro de la primera

zona de Brillouin^[20]. Desde que la energía en la banda más baja es en la práctica una constante en la primera zona de Brillouin para un potencial con profundidad $U_0 = -100E_R$, el blanco no cambia su energía asociada con el estado ligado longitudinal. Pero ambos, el proyectil y el blanco adquieren momentum transversal opuesto para balancear conservación de energía y momentum. El momentum transversal del átomo ligado es $\hbar|\mathbf{q}'_{2\perp}| \approx 0.1987\hbar k_L$, y la energía cinética asociada a su movimiento transversal es $0.0395E_R$. Es importante anotar que por conservación de energía y momentum en la difracción atómica por una onda estacionaria de luz, solamente el máximo que satisface la condición Bragg es permitido^[23]. En nuestro caso, la difracción de un haz atómico por un campo de Schrödinger a través de la interacción dipolo-dipolo, los átomos pueden también adquirir momentum transversal en valores específicos relacionados a la naturaleza cuántica de la interacción.

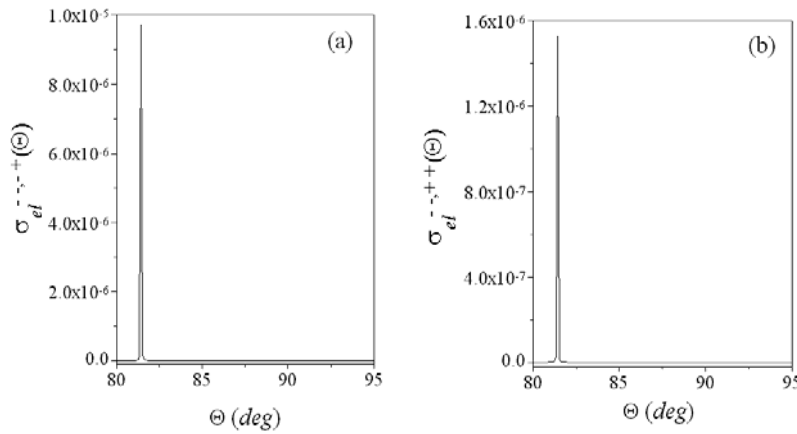


Fig. 2. Sección eficaz diferencial elástica para procesos con cambio de spin (a) $\sigma_{el}^{--,++}(\Theta)$ y (b) $\sigma_{el}^{--,++}(\Theta)$, en unidades de λ^2 , como función del ángulo de dispersión Θ , para los mismos parámetros de la Fig. 1.

Cambio de spin en una red requiere hopping entre las dos subredes coexistentes. Mientras para átomos cuasilibres, el hopping entre subredes implica principalmente un corrimiento de fase, para átomos ligados la probabilidad de hopping es proporcional al traslape entre funciones de onda con máximos desplazados espacialmente por $\lambda/4$. Usando las

mismas condiciones iniciales como también los mismos parámetros de la red óptica usados arriba, hemos calculado las secciones eficaces $\sigma_{el}^{--,++}(\Theta)$ y $\sigma_{el}^{--,++}(\Theta)$, correspondientes a dos canales de colisión diferentes que conllevan cambios de spin. En el primer caso el átomo ligado cambia su spin, mientras que en el segundo ambos átomos cambian spin. Las secciones eficaces diferenciales para incidencia con ángulo apropiado para dispersión Bragg son graficadas en las Figuras 2(a) y 2(b) respectivamente. En ambos procesos con cambios de spin, el pico correspondiente a la dispersión Bragg es suprimido. Esto es una consecuencia de la conservación del momentum angular total. Procesos de dispersión que no conservan el spin atómico total requieren una rotación del sistema atómico para balancear el momentum angular total. Pero en la dispersión Bragg, el blanco no experimenta cambio alguno de momentum. Luego, la dispersión Bragg está prohibida para procesos de dispersión que no conservan el spin atómico total, de acuerdo a la conservación de energía, momentum y momentum angular.

5. Conclusiones

Hemos estudiado procesos de dispersión a primer orden entre átomos cuasilibres y ligados en redes ópticas 1D. Obtenemos reglas para la transferencia de momentum entre los átomos, los láseres, y la red recíproca. El cambio de momentum atómico total es igual a un vector de la red recíproca. Las secciones eficaces diferenciales muestran una marcada anisotropía espacial, y ciertas direcciones son favorecidas para procesos de dispersión. La dispersión elástica sin cambios de spin es resonante para ángulos de incidencia que cumplen la condición de Bragg. Para procesos de dispersión elásticos con cambios de spin, la dispersión Bragg es suprimida por conservación del momentum angular total.

Referencias

- [1] P. S. Jessen y I. H. Deutsch, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **37**, 95 (1996).
- [2] Y. Castin y J. Dalibard, Europhys. Lett. **14**, 761 (1991).
- [3] M. Wilkens, E. Schumacher, y P. Meystre, Phys. Rev. A **44**, 3130 (1991).
- [4] P. S. Jessen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 49 (1992).
- [5] P. Verkerk *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 3861 (1992).

- [6] M. Doery *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 2546 (1994).
- [7] M. Ben Dahan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4508 (1996).
- [8] Q. Niu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4504 (1996).
- [9] S. R. Wilkinson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4512 (1996).
- [10] J. Zapata, A. M. Guzmán, M. G. Moore, y P. Meystre, Phys. Rev. A **63**, 023607 (2001).
- [11] M. Raizen, C. Salomon, y Q. Niu, Phys. Today **50**, 30 (1997).
- [12] C. F. Bharucha *et al.*, Phys. Rev. A **55**, R857 (1997).
- [13] Q. Niu y M. G. Raizen, Phys. Rev. Lett. **80**, 3491 (1998).
- [14] G. K. Brennen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1060 (1999).
- [15] D. Jaksch *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1975 (1999).
- [16] A. Hemmerich, Phys. Rev. A **60**, 943 (1999).
- [17] E. V. Goldstein, P. Pax, y P. Meystre, Phys. Rev. A **53**, 2604 (1996).
- [18] A. M. Guzmán y P. Meystre, Phys. Rev. A **57**, 1139 (1998).
- [19] Y. Castin, J. Dalibard, y C. Cohen-Tannoudji, en *Light Induced Kinetic Effects on Atoms*, editado por L. Moi, S. Gozzini, C. Gabbanini, E. Arimondo, y F. Strumina (ETS Editrice, Pisa, 1992).
- [20] N. W. Ashcroft y N. D. Mermin, *Solid State Physics* (Saunders College, Philadelphia, 1976)
- [21] M. Abramowitz y I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*, (Dover, New York, 1970)
- [22] J. Zapata y A. M. Guzmán, *Reglas de selección para la interacción dipolo-dipolo en redes ópticas*, Revista Colombiana de Física **32**, 360 (2000).
- [23] P. J. Martin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **60**, 515 (1988).