

RESPUESTA ÓPTICA ULTRARÁPIDA DE UN CONDENSADO DE PARES ELECTRÓN-HUECO EN SEMICONDUCTORES

A. Olaya-Castro, F. J. Rodríguez, L. Quiroga.

Departamento de Física, Universidad de Los Andes, , A.A. 4976, Bogotá D.C., Colombia

RESUMEN

En este trabajo se estudian las propiedades de coherencia de un condensado cuasi-bidimensional de pares electrón-hueco y de la luz que emite. Nuestros resultados sugieren el desarrollo de nuevos tipos de experimentos para detectar la condensación en semiconductores.

INTRODUCCIÓN

Desde los trabajos de Keldysh[1], el asunto de la condensación de Bose-Einstein (CBE) de excitones en semiconductores ha recibido considerable atención. Recientemente este interés se ha dirigido hacia el estudio de la coherencia de dicho sistema. Siguiendo a Glauber[2], la coherencia cuántica de un campo de partículas se describe por funciones de coherencia de primero, segundo o mayor orden[3]. El propósito de este trabajo es estudiar la evolución dinámica de las coherencias de primero y segundo orden del campo fotones emitido por un condensado de pares electrón-hueco (eh) a temperatura cero. El sistema considerado es un doble pozo cuántico indirecto. El estado inicial de la materia es un condensado tipo BCS[4] y el de la radiación, el vacío de fotones: $|0_{fotones}\rangle \times \prod_{\vec{k}} (u_{\vec{k}} + v_{\vec{k}} e_{\vec{k}}^{\dagger} h_{-\vec{k}}^{\dagger})|0\rangle$ donde $e_{\vec{k}}(h_{\vec{k}})$ es el operador de electrón (hueco) con \vec{k} el vector de onda bidimensional y $u_{\vec{k}}$ y $v_{\vec{k}}$ coeficientes variacionales que se encuentran con la solución autoconsistente de la ecuación del gap en la teoría BCS, para un potencial químico dado μ y por tanto para una densidad fija, n . Para los cálculos numéricos hemos tomado como unidad de energía el Rydberg bidimensional \mathcal{R}_0 , para la longitud el radio de Bohr del exciton en dos dimensiones y el tiempo en unidades de \mathcal{R}_0^{-1} .

COHERENCIAS DE LA POLARIZACIÓN

El campo de polarización está descrito por el operador $P_{\vec{q}} = \sum_{\vec{k}} h_{\vec{q}-\vec{k}} e_{\vec{k}}$. Las funciones de correlación de primer y segundo orden en este caso se definen como $G_P^{(1)}(t_1; t_2) = \langle P_{\vec{0}}^{\dagger}(t_1) P_{\vec{0}}(t_2) \rangle$ y $G_P^{(2)}(t_1; t_2) = \langle P_{\vec{0}}^{\dagger}(t_1) P_{\vec{0}}^{\dagger}(t_2) P_{\vec{0}}(t_2) P_{\vec{0}}(t_1) \rangle$, respectivamente. Dado que los fotones emitidos son de longitud de onda larga, solo los modos $\vec{q} = \vec{0}$ son importantes. En términos de las llamadas funciones de Green normal, $\mathcal{G}(t_1 - t_2)$ y anómala $\mathcal{F}(t_1 - t_2)$ [5] se tiene que $G_P^{(1)}(t_1 - t_2) = \mathcal{G}(t_1 - t_2) + |\mathcal{F}(0)|^2$. Es importante notar que el sistema de pares eh permanece en estado estacionario, tal que las funciones de correlación y coherencia, dependen de la diferencia de tiempos $\tau = t_2 - t_1$ pero no del promedio $T = (t_1 + t_2)/2$. La función de coherencia de primer orden se puede expresar como

$$g_P^{(1)}(\tau) = \frac{G_P^{(1)}(\tau)}{G_P^{(1)}(0)} = \frac{\sum_{\vec{k}} |v_{\vec{k}}|^4 e^{iE_{\vec{k}}\tau} + [\sum_{\vec{k}} u_{\vec{k}} v_{\vec{k}}]^2}{\sum_{\vec{k}} |v_{\vec{k}}|^4 + [\sum_{\vec{k}} u_{\vec{k}} v_{\vec{k}}]^2} \quad (1)$$

donde $E_{\vec{k}}$ es la energía de excitación de las quasipartículas de Bogoliubov. La función de coherencia de segundo orden para el campo de polarización viene dada por

$$g_P^{(2)}(\tau) = 1 + |g_P^{(1)}(\tau)|^2 - \frac{|\mathcal{F}(0)|^4}{|G_P^{(1)}(0)|^2} \quad (2)$$

where $|\mathcal{F}(0)|^2 = [\sum_{\vec{k}} u_{\vec{k}} v_{\vec{k}}]^2$. Aquí es necesario recordar que $g_P^{(2)}(0) = 1$ para un campo coherente, mientras que $g_P^{(2)}(0) = 2$ para un campo caótico[3]. Los resultados para $g_P^{(2)}(\tau)$ a diferentes densidades se presentan en la Fig. 1, la cual muestra que el campo de polarización presenta distinto grado de coherencia dependiendo de la densidad. En el límite de baja densidad la polarización es completamente coherente en el sentido Glauber. En este caso se tiene que $v_{\vec{k}}^2 \ll 1$, tal que $|g_P^{(1)}(\tau)| = |g_P^{(2)}(\tau)| \simeq 1$, como se espera en el caso de un CBE de excitones. A medida que la densidad incrementa $g_P^{(2)}(0)$ es mayor que 1, hasta que llega a un valor máximo de 2 en el límite de alta densidad. Como función de τ , $g_P^{(2)}$ decrece desde su valor inicial, en forma oscilatoria con período determinado por $E_{\vec{k}=0}$.

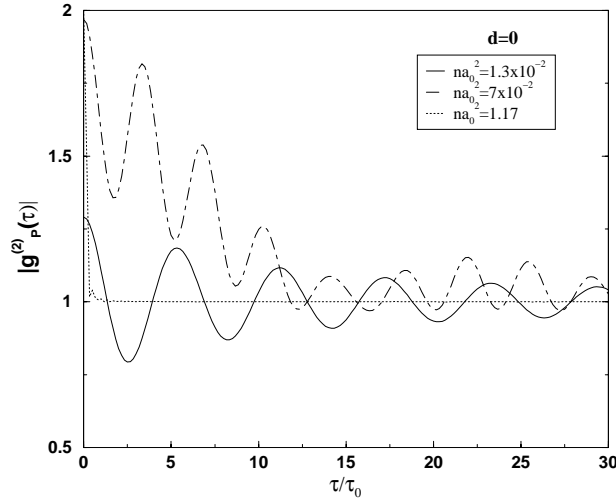


Figure 1: $g_P^{(2)}$ como función de τ , para diferentes densidades.

COHERENCIA DE LA LUZ EMITIDA

Las funciones de correlación para la luz emitida vienen dadas por las expresiones $G_{\vec{q}}^{(1)}(t_1; t_2) = \langle C_{\vec{q}}^\dagger(t_1) C_{\vec{q}}(t_2) \rangle$ y $G_{\vec{q}}^{(2)}(t_1; t_2) = \langle C_{\vec{q}}^\dagger(t_1) C_{\vec{q}}^\dagger(t_2) C_{\vec{q}}(t_2) C_{\vec{q}}(t_1) \rangle$ donde $C_{\vec{q}}^\dagger$ ($C_{\vec{q}}$) es el operador creador (aniquilador) de fotones. Para fotones con momentum $\vec{q} = 0$, $G^{(1)}(t_1; t_2) = |M_o|^2 e^{-i(\omega_0)(t_2-t_1)} \int_0^{t_1} dt_a \int_0^{t_2} dt_b f(t_b - t_a)$ con

$f(t_b - t_a) = e^{i(\omega_0 - E_g - \mu)(t_b - t_a)} G_P^{(1)}(t_b - t_a)$, ω_0 la frecuencia de seleccionada para la luz emitida, E_g la energía del gap del semiconductor y M_0 el acoplamiento de los electrones con los pares eh. Igualmente, $G_q^{(2)}(t_1; t_2)$ está directamente relacionada con $G_P^{(2)}(t_1; t_2)$. Estas expresiones muestran la transferencia de coherencia del campo de polarización al campo de fotones. Las coherencias de primero y segundo orden par la luz son respectivamente,

$$g^{(1)}(T, \tau) = \frac{G^{(1)}(T, \tau)}{\sqrt{G^{(1)}(t_1; t_1)G^{(1)}(t_2; t_2)}} \quad (3)$$

$$g^{(2)}(T, \tau) = 1 + |g^{(1)}(T, \tau)|^2 - \frac{|A(T, \tau)|^2}{G^{(1)}(t_1; t_1)G^{(1)}(t_2; t_2)} \quad (4)$$

Detalles de estos cálculos pueden encontrarse en la ref.[6].

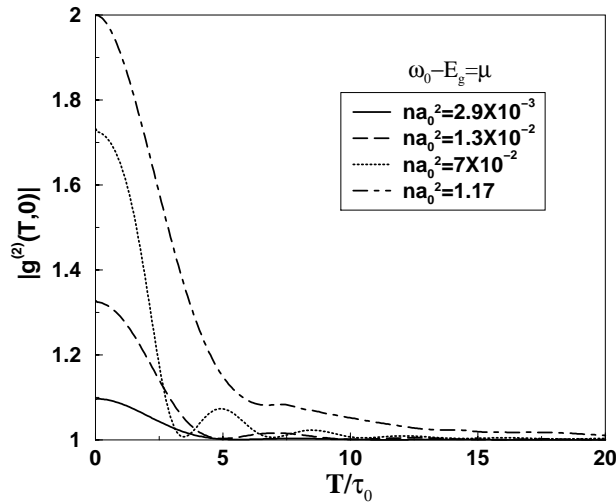


Figure 2: $g^{(2)}(T, 0)$ para luz emitida a $\omega = E_g + \mu$, para diferentes densidades.

En la Fig. 2 se presenta $g^{(2)}(T, 0)$ con $\omega_0 = E_g + \mu$, para diferentes densidades. Se observan dos comportamientos diferentes a distintas escalas de tiempo. A tiempos cortos, la radiación emitida es *parcialmente coherente* dado que $g^{(2)} > 1$. Para $T \rightarrow 0$, $g^{(2)}(T, 0)$ se aproxima $g_P^{(2)}(0)$ que dependen exclusivamente de la densidad. De esta forma los fotones emitidos traen información que identifica el

estado colectivo del sistema. En una escala de tiempo larga dicho efecto desaparece y la radiación llega a ser *asintóticamente coherente*: $g^{(2)}(T, 0) \rightarrow 1$, para cualquier densidad finita. El tiempo en llegar a este estado es mayor entre mayor es la densidad. Por ejemplo, en GaAs, en el cual $\mathcal{R}_0 \simeq 16\text{meV}$, $a_0 \simeq 62.5\text{Å}$, para una densidad $3 \times 10^{10}\text{cm}^{-2}$, el régimen estacionario es aproximadamente alcanzado después de 1 picosegundo.

CONCLUSIONES

En este trabajo hemos estudiado las coherencias de un condensado y de la luz que éste emite. El condensado presenta diferentes grados de coherencia dependiendo de la densidad. Dicho grado se transfiere a la luz emitida en una escala de tiempo de pocos femtosegundos. La coherencia total asociada al estado colectivo del sistema se transfiere únicamente a la luz emitida con frecuencia determinada por el potencial químico del sistema.

Los autores agradecen financiación de UNIANDES y COLCIENCIAS proyecto No. 1204-05-10326. AOC además agradece financiación parcial del ICFES.

REFERENCIAS

- [1] L.V. Keldysh and Y.V.Kopaev, Fiz. Tverd. Tela **6**, 2791 (1964) [Sov. Phys. Solid State **6**, 2219 (1965)].
- [2] R.J. Glauber, Phys. Rev. **131**, 2766 (1966).
- [3] R. Loudon, *The Quantum Theory of Light*, 3rd. edition (Oxford University Press, New York, 2000).
- [4] C.Comte and P.Nozieres, J.Physique **43**, 1069 (1982).
- [5] B.Laikhtman, Europhys.Lett. **43**, 53 (1998).
- [6] A.Olaya-Castro, Tesis de Maestría, Universidad de los Andes, 2001 (sin publicar).