



HẤP THỤ QUANG-TỬ VÀ CỘNG HƯỞNG CYCLOTRON-TẠP CHẤT TRONG GRAPHENE ĐƠN LỚP

Nguyễn Ngọc Hiếu¹, Trần Thị Ngọc Anh², Bùi Đình Hợi^{2*}

¹Viện Nghiên cứu và Phát triển Công nghệ cao, Trường Đại học Duy Tân, Đà Nẵng

²Khoa Vật lý, Trường Đại học Sư phạm, Đại học Huế, 34 Lê Lợi, Huế, Việt Nam

Tóm tắt. Chúng tôi nghiên cứu sự hấp thụ quang-tử trong graphene đơn lớp đặt trong từ trường vuông góc khi có một sóng điện từ (SĐT) lan truyền trong hệ. Hệ số hấp thụ được tính toán khi xét ảnh hưởng của tương tác điện từ-tạp chất. Sự phụ thuộc của hệ số hấp thụ vào năng lượng photon SĐT được tính số và vẽ đồ thị. Các đỉnh hấp thụ cộng hưởng thỏa mãn điều kiện cộng hưởng cyclotron đã được quan sát cho quá trình hấp thụ một và hai photon. Đỉnh hấp thụ đối với quá trình hai photon luôn nhỏ hơn nhiều so với quá trình một photon. Tuy nhiên, đóng góp của quá trình hai photon là đáng kể và không thể bỏ qua khi xét các hiệu ứng quang phi tuyến. Ngoài ra, sự phụ thuộc của vị trí các đỉnh hấp thụ cộng hưởng vào từ trường ngoài và nhiệt độ đã được phân tích và so sánh với các nghiên cứu trước đó cũng như các bán dẫn thấp chiều truyền thống.

Từ khóa: Hấp thụ quang-tử; cộng hưởng cyclotron-tạp chất; graphene; tương tác điện từ-tạp chất

1 Giới thiệu

Khi một cấu trúc vật liệu được đặt đồng thời trong một từ trường không đổi và một sóng điện từ (SĐT), ta có thể quan sát thấy hiệu ứng cộng hưởng cyclotron [1, 2]. Cộng hưởng cyclotron xảy ra khi tần số (năng lượng) SĐT bằng một số nguyên lần tần số (năng lượng) cyclotron. Xác suất dịch chuyển trạng thái của các hạt tải (điện tử, lỗ trống) khi đó còn được quyết định trực tiếp bởi tương tác của chúng với các hạt khác trong vật liệu như phonon, ion tạp, các sai hỏng mạng,... bên cạnh tương tác với photon sóng điện từ. Khi hạt tải dịch chuyển giữa các mức Landau do hấp thụ photon kèm theo phát xạ/hấp thụ phonon quang, ta có cộng hưởng cyclotron-phonon [1 - 6]. Nếu dịch chuyển do hấp thụ photon và tương tác với ion tạp chất, ta có cộng hưởng cyclotron-tạp chất [7, 8]. Cho đến nay, cộng hưởng cyclotron đã được nghiên cứu và ứng dụng rộng rãi trong nhiều lĩnh vực khoa học kỹ thuật. Trong lĩnh vực vật lý các chất cô đặc, hiệu ứng cộng hưởng cyclotron được xem là một công cụ phổ mạnh để thu được các thông tin về cấu trúc vật liệu như khối lượng hiệu dụng hạt tải, khoảng cách giữa các mức năng lượng, năng lượng phonon [6]. Do vậy các hiệu ứng cộng hưởng như cộng hưởng từ phonon,

* Liên hệ: buidinhhoi@hueuni.edu.vn

cộng hưởng cyclotron trong các vật liệu nói chung và vật liệu nano nói riêng luôn được quan tâm nghiên cứu mạnh mẽ bởi các nhà nghiên cứu.

Graphene - một cấu trúc đơn lớp của các nguyên tử cacbon được sắp xếp thành mạng tinh thể hai chiều dạng tổ ong (honeycomb) được chế tạo thành công năm 2004 [9]. Với cấu trúc tinh thể hoàn toàn khác thường so với các vật liệu đã biết đến trước đó, graphene sở hữu hàng loạt các tính chất vật lý mới lạ [10, 11]. Các hạt tải (điện tử và lỗ trống) trong graphene có thể được mô tả bằng phương trình Dirac cho các fermion không khối lượng (giống như photon). Do vậy độ linh động hạt tải trong graphene rất lớn (cỡ 200.000 cm²/V.s ở nhiệt độ phòng) làm cho graphene trở thành vật liệu có độ dẫn điện tốt nhất hiện nay. Các tính chất quang học, cơ học, nhiệt học của graphene cũng thể hiện rất nhiều đặc điểm thú vị và đưa đến hàng loạt ứng dụng trong khoa học và công nghệ [10 - 12]. Do vậy, các nghiên cứu liên quan đến graphene và các vật liệu dựa trên graphene bùng nổ với số lượng rất lớn [12].

Các nghiên cứu lý thuyết về cộng hưởng cyclotron kèm theo hấp thụ/phát xạ phonon trong graphene gần đây đã được tiến hành [13 - 15]. Trong các công trình này, các tác giả đã nghiên cứu sự hấp thụ SĐT trong graphene đơn lớp tự do (đặt trong chân không) và graphene đơn lớp đặt trên các đế phân cực khác nhau. Quá trình hấp thụ hai photon (phi tuyến) cũng đã được xét đến. Đặc biệt, độ rộng vạch phổ cộng hưởng đã được thu nhận bằng tính số và khảo sát chi tiết sự phụ thuộc vào từ trường cũng như nhiệt độ. Tuy nhiên, theo chúng tôi được biết cộng hưởng cyclotron dưới ảnh hưởng của tương tác điện tử-tạp chất vẫn chưa được nghiên cứu lý thuyết. Trong công trình này, chúng tôi nghiên cứu cộng hưởng cyclotron-tạp chất thông qua việc tính toán và khảo sát hệ số hấp thụ quang-từ trong graphene đơn lớp khi được đặt trong một từ trường không đổi vuông góc với tấm graphene và sóng điện từ. Trong mục tiếp theo (mục 2) chúng tôi sẽ giới thiệu tóm tắt về mô hình tính toán lý thuyết và kết quả giải tích của hệ số hấp thụ. Mục 3 trình bày các kết quả tính số và thảo luận. Cuối cùng, một số kết luận quan trọng được đưa ra ở mục 4.

2 Mô hình tính toán và kết quả giải tích

Xét một tấm graphene đơn lớp giả thiết được đặt trong mặt phẳng (x, y) . Đặt một từ trường không đổi, đều theo phương vuông góc với tấm graphene (phương z), khi đó phổ năng lượng và hàm sóng của các fermion Dirac (điện tử, lỗ trống) đối với thể vectơ $\vec{A} = (Bx, 0)$ được cho bởi [16, 17]:

$$E_{\xi} = E_{n, s_n} = s_n \sqrt{|n|} \hbar \omega_c, \quad (1)$$

$$|\xi\rangle \equiv \Psi_{n, s_n}(\vec{r}) = \frac{C_n}{\sqrt{L_y}} e^{-iyx_0/a_B^2} \begin{bmatrix} s_n \phi_{|n|-1}(x-x_0) \\ \phi_{|n|}(x-x_0) \end{bmatrix}, \quad (2)$$

trong đó $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ là chỉ số mức Landau; $\phi_n(x - x_0)$ miêu tả hàm riêng dao động tử điều hòa, có tâm tại $x_0 = k_y a_B^2$, $a_B = (\hbar / eB)^{1/2}$ bán kính quỹ đạo cyclotron, L_y là chiều dài chuẩn hóa của hệ theo phương y , $C_n = \sqrt{(1 + \delta_{n,0}) / 2}$, $\vec{r} = (x, y)$ là vectơ tọa độ hạt tải trong mặt phẳng của tấm graphene, $\hbar\omega_c = \sqrt{2}\gamma a_B^{-1}$ là năng lượng cyclotron, với $\gamma = \gamma_0 a \sqrt{3} / 2$ là thông số vùng, a là hằng số mạng của graphene, γ_0 là tích phân dịch chuyển giữa obitan π của các nguyên tử cacbon gần nhau nhất; $\phi_n(x) = i^n (2^n n! \sqrt{\pi} a_B)^{1/2} \exp[-x^2 / (2a_B^2)] H_n(x / a_B)$, $H_n(x)$ là đa thức Hermite. Khi $n > 0$ thì $s_n = 1$, khi $n < 0$ thì $s_n = -1$, khi $n = 0$ thì $s_n = 0$.

Tiếp tục cho một SĐT có tần số ω và biên độ E_0 lan truyền trong tấm graphene nói trên, đồng thời xét điều kiện nhiệt độ thấp mà ở đó tương tác của hạt tải với các tạp chất ion là nổi trội, bỏ qua tất cả các tương tác khác (điện tử - điện tử, điện tử - phonon). Xác suất dịch chuyển của hạt tải giữa các trạng thái do tương tác với photon SĐT và tạp chất trong gần đúng Born đối với hệ hai chiều được cho bởi công thức [8]:

$$W_{\xi, \xi'}^\ell = \frac{2\pi n_i}{\hbar S_0} \sum_\ell \sum_q |U(q)|^2 |I_{n, s_n}^{n', s_n'}(q)|^2 \ell J_\ell^2(\alpha_0 q) \delta_{k_y, k_y + q} \delta(E_{\xi'} - E_\xi - \ell \hbar \omega), \tag{3}$$

trong đó n_i là nồng độ tạp chất, $q = |k_x - k_x'|$ và $J_\ell(\alpha_0 q)$ là hàm Bessel, S_0 là diện tích chuẩn hóa của hệ, $\alpha_0 = \frac{eE_0}{2m^* (\omega^2 - \omega_c^2)}$, với m^* là khối lượng hiệu dụng của hạt tải. $U(q)$ là hệ số Fourier của thế tán xạ được cho bởi công thức $U(q) = U_0 / (q^2 + k_s^2)^{1/2}$, $U_0 = e^2 / (2\epsilon_r \epsilon_0)$ với ϵ_r là hằng số điện môi trong graphene, ϵ_0 là hằng số điện (độ thấm chân không), k_s là môđun của vectơ sóng chẵn và $I_{n, s_n}^{n', s_n'}(q)$ là thừa số dạng được cho bởi [15]:

$$|I_{n, s_n}^{n', s_n'}(q)|^2 = C_n^2 C_{n'}^2 \frac{m!}{(m+j)!} e^{-u} u^j \left[s_n s_{n'} \sqrt{\frac{m+j}{m}} L_{m-1}^j(u) + L_m^j(u) \right]^2 \tag{4}$$

với $m = \min(|n|, |n'|)$, $j = ||n'| - |n||$, $L_m^j(u)$ là đa thức Laguerre liên kết, $u = a_B^2 q^2 / 2$.

Sự tán xạ điện tử-tạp chất có thể làm cho các electron thay đổi trạng thái ban đầu của chúng và cho đóng góp vào hệ số hấp thụ. Hệ số hấp thụ đối với quá trình ℓ -photon liên hệ với xác suất dịch chuyển bởi công thức [8]:

$$\Gamma^{(\ell)} = \frac{16\pi \hbar n_0}{c \sqrt{\epsilon(\omega)} \alpha^2 \omega} \left[1 - \exp\left(-\frac{\hbar \omega}{k_B T}\right) \right] \sum_{\xi, \xi'} f(E_\xi) [1 - f(E_{\xi'})] W_{\xi, \xi'}^\ell, \tag{5}$$

trong đó $f(E_\xi)$ là phân bố Fermi-Dirac cân bằng cho fermion, n_0 là mật độ điện tử (lỗ trống), c là vận tốc ánh sáng trong chân không, $\epsilon(\omega)$ là hằng số điện môi cao tần trong graphene, $\alpha = E_0 / \omega$. Sau đây chúng tôi sẽ giới hạn các tính toán cho trường hợp hấp thụ một và hai

photon, đồng thời sử dụng các khai triển gần đúng sau đây đối với các hàm Bessel trong công thức (3):

$$J_1^2(\alpha_0 q) = \left[\frac{eE_0 q}{2m^*(\omega^2 - \omega_c^2)} \right]^2, \tag{6}$$

$$J_2^2(\alpha_0 q) = \frac{1}{4} \left[\frac{eE_0 q}{2m^*(\omega^2 - \omega_c^2)} \right]^4. \tag{7}$$

Để thu được biểu thức tường minh cho hệ số hấp thụ ta thực hiện chuyển tổng thành tích phân như sau:

$$\sum_{\xi, \xi'} \rightarrow \frac{g_v g_s S_0}{2\pi a_B^2} \sum_{n, s_n}, \tag{8}$$

$$\sum_q \rightarrow \frac{S_0}{(2\pi a_B)^2} \int_0^\infty du \int_0^{2\pi} d\varphi, \tag{9}$$

với $g_v = 2$ và $g_s = 2$ tương ứng là độ suy biến vùng (valley) và độ suy biến spin [16]. Sau khi thực hiện các tính toán ta thu được biểu thức giải tích cho hệ số hấp thụ như sau:

$$\Gamma^{(l)} \equiv \Gamma = \frac{4n_0 n_i (g_s S_0 U_0 \alpha_0)^2}{\pi c \sqrt{\varepsilon(\omega)} U_{sb} \alpha^2 \omega a_B^6} C_n^2 C_n^2 \left[1 - \exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) \right] \sum_{n, n', s_n, s_n'} f(E_{n, s_n}) \left[1 - f(E_{n', s_n'}) \right] \tag{10}$$

$$\left[SH_1 \delta(E_{n', s_n'} - E_{n, s_n} - \hbar\omega) + \left(\frac{\alpha_0}{a_B}\right)^2 SH_2 \delta(E_{n', s_n'} - E_{n, s_n} - 2\hbar\omega) \right],$$

với $U_{sb} = \frac{1}{2} k_s^2 \ell_B^2,$

$$SH_1 = (2m + j - 1) - 2\sqrt{(m + j)m} s_n s_{n'} + (2m + j + 1), \tag{11}$$

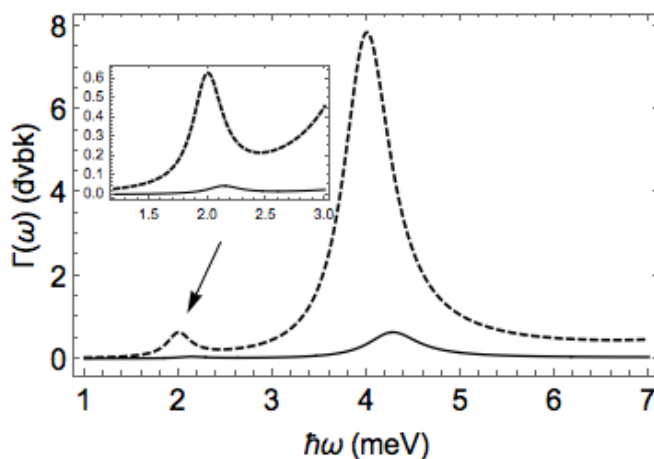
$$SH_2 = 4 + 12m^2 + 2j(j + 6m) - 4\sqrt{m(m + j)}(j + 2m) s_n s_{n'}. \tag{12}$$

3 Kết quả tính số và biện luận

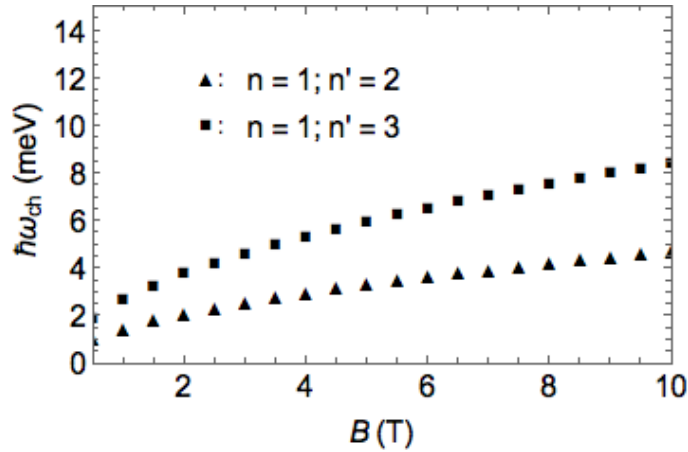
Để làm rõ hơn đặc điểm của phổ hấp thụ và rút ra được các kết luận vật lý, trong mục này chúng tôi sẽ thực hiện khảo sát số sự phụ thuộc của hệ số hấp thụ vào các thông số như năng lượng photon, từ trường ngoài, nhiệt độ. Các tham số của vật liệu được sử dụng trong tính toán số được cho như sau [10, 16, 17]: $n_i = 5 \times 10^{14} \text{ m}^{-2}$, $n_0 = 5 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$, $\gamma_0 = 3,03 \text{ eV}$, $\varepsilon = 4$, $\varepsilon_0 = 8,86 \times 10^{-12} \text{ C}^2/\text{N.m}^2$, $v_F = 10^6 \text{ m/s}$, $E_0 = 10^5 \text{ V/m}$, $a = 0,246 \text{ nm}$.

Hình 1 mô tả sự phụ thuộc của hệ số hấp thụ vào năng lượng photon ở nhiệt độ $T = 4\text{K}$ đối với dịch chuyển $n=1, s_n=1 \rightarrow n'=2, s_{n'}=1$ cho hai trường hợp: $B=7\text{T}$ (đường đứt nét) và $B=8\text{T}$ (đường liền nét). Hình vẽ cho thấy xuất hiện các đỉnh cực đại hấp thụ trong cả hai trường hợp của từ trường B . Bằng phân tích số, chúng tôi có thể rút ra được ý nghĩa của các cực đại này như sau. Trường hợp $B=7\text{T}$ (tương ứng với $E_{2,1}=13,5838\text{ meV}$ và $E_{1,1}=9,6052\text{ meV}$), đỉnh cực đại cao hơn (bên phải) định vị tại năng lượng photon $\hbar\omega = 3,9786\text{ meV}$. Giá trị này thỏa mãn điều kiện $E_{2,1} - E_{1,1} = \hbar\omega$. Đây chính là điều kiện cộng hưởng cyclotron mô tả dịch chuyển của điện tử giữa hai mức năng lượng Landau $n=1$ và $n'=2$ bằng cách hấp thụ một photon SDT. Do vậy, đỉnh cực đại này có thể gọi là đỉnh cộng hưởng cyclotron hay cyclotron-tạp chất do có sự đóng góp của tương tác điện tử-tạp chất vào xác suất dịch chuyển điện tử. Đỉnh cực đại thấp hơn (đỉnh bên trái) định vị tại năng lượng photon $\hbar\omega = 1,9893\text{ meV}$, thỏa mãn điều kiện $E_{2,1} - E_{1,1} = 2\hbar\omega$. Như vậy, đỉnh này mô tả dịch chuyển của điện tử giữa hai mức Landau $n=1$ và $n=2$ bằng cách hấp thụ hai photon có năng lượng $1,9893\text{ meV}$. Quá trình này gọi là cộng hưởng cyclotron do hấp thụ nhiều photon hay cộng hưởng cyclotron phi tuyến. Đối với đường cong hấp thụ trong trường hợp $B=8\text{T}$ (đường liền nét), ta có thể giải thích hoàn toàn tương tự.

Ngoài ra, đỉnh cộng hưởng đối với quá trình hấp thụ hai photon luôn luôn thấp hơn nhiều so với quá trình một photon. Điều đó cho thấy đóng góp của quá trình hấp thụ nhiều photon vào phổ hấp thụ là thứ yếu so với quá trình một photon. Đặc điểm này hoàn toàn tương tự với các quan sát thực nghiệm đã có trong các hệ vật liệu và tính toán lý thuyết gần đây trong graphene đơn lớp khi xét tương tác điện tử-phonon [13 - 15, 18].



Hình 1. Sự phụ thuộc của hệ số hấp thụ Γ vào năng lượng photon $\hbar\omega$ ở nhiệt độ $T = 4\text{K}$ đối với dịch chuyển $n=1, s_n=1 \rightarrow n'=2, s_{n'}=1$ với hai giá trị khác nhau của từ trường $B=7\text{T}$ (đường đứt nét) và $B=8\text{T}$ (đường liền nét).



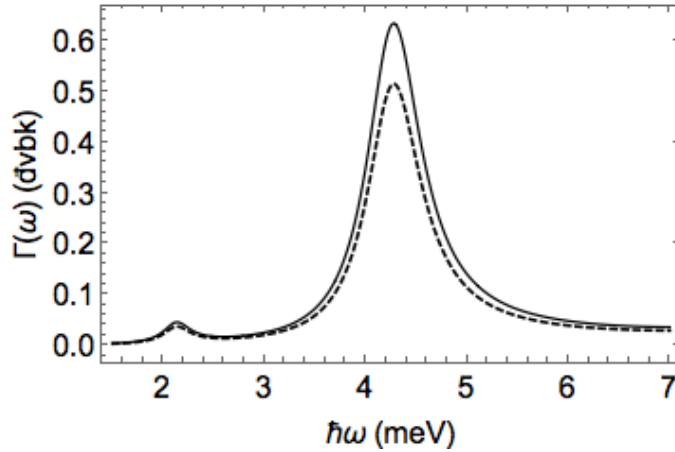
Hình 2. Sự phụ thuộc của năng lượng photon cộng hưởng ($\hbar\omega_{ch}$) vào từ trường B với hai bộ dịch chuyển $n = 1, n' = 2$ và $n = 1, n' = 3$ và hấp thụ một photon.

Hình 1 cũng cho thấy giá trị của hệ số hấp thụ và vị trí các đỉnh cộng hưởng thay đổi khi từ trường B thay đổi. Điều đó chứng tỏ từ trường có ảnh hưởng mạnh lên phổ hấp thụ. Khi giá trị từ trường B tăng thì năng lượng photon tại các đỉnh cộng hưởng cũng tăng. Để thấy rõ hơn sự phụ thuộc này, chúng tôi xét đỉnh cộng hưởng cyclotron đối với trường hợp hấp thụ một photon như một ví dụ. Thay đổi từ trường B chúng tôi thu được sự phụ thuộc của năng lượng photon tại các đỉnh cộng hưởng vào B , được chỉ ra trên Hình 2 đối với hai bộ dịch chuyển của điện tử giữa các mức Landau $n = 1 \rightarrow n' = 2$ và $n = 1 \rightarrow n' = 3$. Phân tích cho thấy năng lượng photon cộng hưởng tăng khi từ trường tăng theo quy luật $\hbar\omega_{ch} \sim \sqrt{B}$. Quy luật này hoàn toàn phù hợp với các điều kiện cộng hưởng cyclotron vừa nêu ở trên do các mức năng lượng Landau đối với graphene tỉ lệ với \sqrt{B} , tức là $E_{n',s_n} - E_{n,s_n} \sim \sqrt{B}$. Có thể thấy quy luật này là khác so với trong hố lượng tử bán dẫn 2 chiều, ở đó các mức Landau tỉ lệ với B [19].

Từ các phân tích trên có thể kết luận rằng các đỉnh cộng hưởng cyclotron thỏa mãn điều kiện tổng quát

$$E_{\xi'} - E_{\xi} - \ell\hbar\omega = 0, \quad \ell = 1, 2. \tag{12}$$

Ta thấy rằng điều kiện này không chứa tham số nhiệt độ, có nghĩa rằng vị trí các đỉnh cộng hưởng không phụ thuộc vào nhiệt độ. Ta có thể kiểm nghiệm điều này qua Hình 3 khi chúng tôi vẽ sự phụ thuộc của hệ số hấp thụ vào năng lượng photon tại các giá trị nhiệt độ khác nhau. Hình vẽ cho thấy, khi nhiệt độ tăng thì các đỉnh cộng hưởng cao hơn và mở rộng ra nhưng vị trí của các đỉnh không thay đổi. Điều này có thể được giải thích là do khi nhiệt độ tăng, tính linh động của các điện tử tăng lên dẫn đến xác suất dịch chuyển trạng thái do hấp thụ photon và tương tác với tạp chất tăng, làm cho giá trị của hệ số hấp thụ quang-từ tăng lên.



Hình 3. Sự phụ thuộc của hệ số hấp thụ Γ vào năng lượng photon $\hbar\omega$ tại từ trường $B = 8$ T đối với dịch chuyển $n = 1, s_n = 1 \rightarrow n' = 2, s_{n'} = 1$ tại hai giá trị khác nhau của nhiệt độ $T = 3$ K (đường đứt nét) và $T = 4$ K (đường liền nét).

4 Kết luận

Chúng tôi đã nghiên cứu sự hấp thụ SĐT trong graphene đơn lớp đặt trong từ trường ngoài không đổi vuông góc với tấm graphene. Sử dụng lý thuyết nhiễu loạn chúng tôi đã thu được biểu thức cho hệ số hấp thụ quang-từ có tính đến ảnh hưởng của tương tác điện từ-tạp chất. Qua khảo sát sự phụ thuộc của hệ số hấp thụ vào năng lượng photon, chúng tôi đã quan sát được các đỉnh cộng hưởng cyclotron cho cả quá trình hấp thụ một và hai photon. Khi tăng giá trị của từ trường không đổi, vị trí các đỉnh cộng hưởng dịch chuyển về phía năng lượng photon lớn (blue shift) theo quy luật $\hbar\omega_{ch} \sim \sqrt{B}$, trong khi quy luật này đối với các bán dẫn thấp chiều truyền thống là $\hbar\omega_{ch} \sim B$. Ngoài ra, khi thay đổi nhiệt độ thì vị trí các đỉnh cộng hưởng không thay đổi. Kết quả cũng cho thấy đỉnh hấp thụ đối với quá trình hai photon luôn nhỏ hơn so với quá trình một photon. Tuy nhiên, đóng góp của quá trình hai photon vào phổ hấp thụ là đáng kể và không thể bỏ qua, đặc biệt là trong nghiên cứu các hiệu ứng quang phi tuyến. Kết quả nghiên cứu góp phần củng cố lý thuyết và là cơ sở cho các nghiên cứu ứng dụng của vật liệu graphene trong các thiết bị quang-điện tử nano.

Lời cảm ơn

Tác giả trân trọng cảm ơn sự hỗ trợ của Đại học Huế cho công trình nghiên cứu này thông qua đề tài nghiên cứu khoa học mã số DHH2018-03-114.

Tài liệu tham khảo

1. Bass F. G. and Levinson I. B. (1966), Cyclotron-phonon resonance in semiconductors, *Soviet Physics JETP*, Vol. 22, 635 – 642.
2. Bakanas R. K., Bass R. K., and Levinson I. B. (1978), Cyclotron-phonon resonance in semiconductors (review), *Soviet Physics Semiconductors*, Vol. 12(8), 863 - 877.
3. Enck R. C., Saleh A. S., and Fan H. Y. (1969), Phonon Cyclotron Resonance in the Infrared Absorption in -Type, *Physical Review*, Vol. 182, 790 - 794.
4. Johnson E. J. and Dickey D. H. (1970), Infrared Cyclotron Resonance and Related Experiments in the Conduction Band of , *Physical Review B*, Vol. 1, 2676 – 2692.
5. Rynne T. M. and Spector H. N. (1981), Free-carrier absorption in quantizing magnetic fields: Transverse configuration, *Journal of Applied Physics*, Vol. 52, 393 - 396.
6. Bhat J. S., Kubakaddi S. S., and Mulimany B. G. (1991), Cyclotron-phonon resonance in quasi-two-dimensional semiconducting structures, *Journal of Applied Physics*, Vol. 70 , 2216 - 2219.
7. Gurvich Y. A. (1971), Cyclotron resonance harmonics in a quantizing magnetic field, *Soviet Physics JETP*, Vol. 34, 598 - 604.
8. Margulis V. A. (2004), Nonlinear Cyclotron-Impurity Resonance in Semiconductors, *Journal Experimental and Theoretical Physics* , Vol. 99, 633 - 669.
9. Novoselov K. S., Geim A. K., Morozov S. V., Jiang D., Zhang Y., Dubonos S. V., Gregorieva I. V. and Firsov A. A. (2004), Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films, *Science*, Vol. 306, 666 – 669.
10. Castro Neto A. H., Guinea F., Peres N. M. R., Novoselov K. S. and Geim A. K. (2009), The electronic properties of graphene, *Reviews of Modern Physics*, Vol. 81, 109 – 155.
11. Das Sarma S., Shaffique A., Hwang E. H., and Enrico R. (2011), Electronic transport in two-dimensional graphene, *Review of Modern Physics*, Vol. 83, 407 - 470.
12. Edward P. Randviir, Dale A. C. Brownson and Craig E. Banks (2014), A decade of graphene research: production, applications and outlook, *Materials Today*, Vol. 17, 426 - 432.
13. Phuc H. V., Hieu N. N. (2015), Nonlinear optical absorption in graphene via two-photon absorption process, *Optics Communications*, Vol. 344, 12 - 16.
14. Phuc H. V., Dinh L. (2015), Surface optical phonon-assisted cyclotron resonance in graphene on polar substrates, *Materials Chemistry and Physics*, Vol. 163, 116 - 122.
15. Hoi B. D., Phuong L. T. T., and Phong T. C. (2018), Magneto-optical absorption and cyclotron-phonon resonance in graphene monolayer, *Journal of Applied Physics*, Vol. 123, 094303 (6 pages).
16. Mori N. and Ando T. (2011), Magnetophonon Resonance in Monolayer Graphene, *Journal of the Physical Society of Japan*, Vol. 80, 044706 .
17. C. H. Yang, F. M. Peeters, and W. Xu (2010), *Physical Review B*, Vol. 82, 205428 (9 pages).
18. Orlita M., Faugeras C., Plochocka P., Neugebauer P., Martinez G., Maude D. K., Barra A. L., Sprinkle M., Berger C., de Heer W. A. , and Potemski M. (2008), Approaching the Dirac Point in High-Mobility Multilayer Epitaxial Graphene, *Physical Review Letters*, Vol. 101, 267601 (4 pages).
19. Khang D. P., Hieu N. N., Phuong L. T. T., Hoi B. D., Chuong N. V., Phuc H. V. (2018), Phonon-assisted cyclotron resonance in special symmetric quantum wells, *Applied Physics A*, Vol 124, 656 (8 pages).

MAGNETO-OPTICAL ABSORPTION AND CYCLOTRON-IMPURITY RESONANCE IN MONOLAYER GRAPHENE

Abstract. We theoretically investigate the magneto-optical absorption in monolayer graphene, subjected to a perpendicular static magnetic field and an electromagnetic wave. The absorption coefficient (AC) is calculated taking account of the influence of the electron – impurity interaction. The dependence of the AC on the photon energy is numerically evaluated and graphed. The absorption maxima satisfying the cyclotron resonant conditions are observed for both one- and two-photon absorption processes. The resonant peaks for the two-photon absorption are always much lower than that for the one-photon absorption. However, the contribution of the two-photon absorption is considerable and can not be neglected in nonlinear optical phenomena. Moreover, the dependence of the position of resonant peaks on the static magnetic field and temperature is analyzed and compared with those in previous works as well as in conventional low-dimensional semiconductors.