

HẤP THỤ QUANG-TỬ TRONG BOROPHENE ĐƠN LỚP DƯỚI ẢNH HƯỞNG CỦA TƯƠNG TÁC ĐIỆN TỬ – PHONON

TA THỊ THƠ¹, NGUYỄN THỊ TUYẾT ANH², BÙI DÌNH HỢI^{2,*}

¹Bộ môn Vật lý, Khoa Cơ khí Xây dựng, Trường Đại học Xây dựng Hà Nội

²Khoa Vật lý, Trường Đại học Sư Phạm, Đại học Huế

*Email: buidinhhoi@hueuni.edu.vn

Tóm tắt: Chúng tôi khảo sát hệ số hấp thụ sóng điện tử trong borophene đơn lớp khi đặt trong từ trường tĩnh vuông góc và một sóng điện tử. Hệ số hấp thụ phi tuyến được tính bằng lý thuyết nhiễu loạn khi xét đến tương tác điện tử – phonon quang. Phổ hấp thụ cho thấy sự xuất hiện các đỉnh cộng hưởng từ-phonon dò tìm bằng quang học tuyến tính (hấp thụ một photon) và phi tuyến (hấp thụ hai photon). Độ rộng phổ của các đỉnh cộng hưởng tăng theo căn bậc hai của từ trường và hầu như không thay đổi theo nhiệt độ. Quá trình hấp thụ hai photon đóng góp vào phổ hấp thụ nhỏ hơn nhiều so với quá trình hấp thụ một photon nhưng có thể thấy rõ và không thể bỏ qua khi nghiên cứu các quá trình quang phi tuyến. Các kết quả trên là cơ sở cho các nghiên cứu ứng dụng của vật liệu mới borophene trong việc chế tạo các thiết bị quang-điện tử nano.

Từ khóa: Borophene, hệ số hấp thụ, cộng hưởng từ-phonon, tương tác điện tử – phonon.

1 MỞ ĐẦU

Borophene là một mạng tinh thể hai chiều của các nguyên tử boron (B) với nhiều dạng cấu trúc tinh thể khác nhau [1, 2, 3]. Trong bảng tuần hoàn các nguyên tố hóa học, B là nguyên tố ở vị trí thứ năm, nằm giữa cacbon phi kim và beri kim loại. B có ba điện tử hóa trị ($2s^2 2p^1$), điện tử $2p$ và bán kính quỹ đạo của nó gần trạng thái $2s$ làm cho B có cả tính kim loại và tính phi kim. Borophene sở hữu nhiều tính chất vật lý đặc biệt thú vị. Dải tần quang học của boron là 2,25 eV. Độ linh động hạt tải trong borophene lên tới $280000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$, cao hơn so với graphene và cao nhất trong số vật liệu 2D. Cả điện tử σ và điện tử π trong borophene chiếm các trạng thái điện tử của bề mặt Fermi làm cho nó trở nên dẫn điện rất tốt. Các tính chất cơ học của borophene cũng đặc biệt thú vị, với độ bền lý tưởng và độ cứng trong mặt phẳng cao, borophene có thể được sử dụng làm nguyên tố hỗ trợ để thiết kế vật liệu tổng hợp và thích hợp để chế tạo thiết bị nano linh hoạt vì tiêu chuẩn cao về tính linh hoạt chống lại biến dạng ngoài mặt phẳng [4, 5].

Về phương diện quang học, do có cấu trúc năng lượng điện tử rất khác biệt so với các vật liệu thấp chiều truyền thống (hố lượng tử, siêu mạng, dây lượng tử) nên borophene tương

tác một cách khác lạ với sóng điện từ [6]. Khi có thêm một sóng điện từ lan truyền trong vật liệu cùng với từ trường không đổi, ta có thể quan sát được một số hiệu ứng như cộng hưởng từ-phonon dò tìm bằng quang học, cộng hưởng cyclotron [7]. Do đó, các nghiên cứu liên quan đến hấp thụ sóng điện từ và các hiệu ứng cộng hưởng trong borophene hiện nay rất được quan tâm.

Trong công trình này chúng tôi tính toán và khảo sát hệ số hấp thụ sóng điện từ trong borophene đơn lớp đặt trong từ trường tĩnh vuông góc với tấm borophene, có xét đến ảnh hưởng của tương tác điện tử – phonon. Chúng tôi sử dụng lý thuyết nhiễu loạn để tính toán biểu thức tường minh của hệ số hấp thụ cho cả quá trình hấp thụ một và hai photon. Các kết quả giải tích được tính số với các tham số cụ thể để thấy sự phụ thuộc của hệ số hấp thụ vào các tham số như năng lượng photon, từ trường ngoài và nhiệt độ. Bài báo được cấu trúc như sau: Trong mục 2, chúng tôi giới thiệu mô hình lý thuyết và tóm tắt quá trình tính toán biểu thức của hệ số hấp thụ sóng điện từ trong borophene đơn lớp. Các kết quả tính số và thảo luận được trình bày ở mục 3. Cuối cùng, một số kết luận quan trọng được đưa ra ở mục 4.

2 BIỂU THỨC GIẢI TÍCH CỦA HỆ SỐ HẤP THỤ SÓNG ĐIỆN TỬ TRONG BOROPHENE ĐƠN LỚP DƯỚI ẢNH HƯỞNG CỦA TƯƠNG TÁC ĐIỆN TỬ - PHONON

Xét một tấm borophene đơn lớp được đặt trong mặt phẳng (x, y) . Đặt một từ trường tĩnh, đều $\vec{B} = (0, 0, B)$ vào tấm borophene, khi đó phổ năng lượng và hàm sóng của hạt tải (điện tử và lỗ trống) đối với chuẩn Landau cho thể vec-tơ $\vec{A} = (0, xB, 0)$ được cho bởi [8]

$$E_\alpha = \lambda \hbar \omega_c \sqrt{2n}, \quad (1)$$

$$\psi(\vec{r}) \equiv |\alpha\rangle = \frac{e^{ik_y y}}{\sqrt{2L_y}} \begin{bmatrix} \xi \lambda \phi_{n-1}(X) \\ i \phi_n(X) \end{bmatrix}, \quad (2)$$

trong đó, $\xi = +1(-1)$ đối với thung lũng $K(K')$, $\lambda = +1(-1)$ tương ứng với vùng dẫn (vùng hóa trị), n ($= 0, 1, 2, \dots$) là chỉ số các mức Landau, ω_c ($= v_c/l_c$) là tần số cyclotron với $v_c = \sqrt{v_{0x}v_{0y}}$, $(v_{0x}, v_{0y}) = (0.86v_0, 0.69v_0)$ ($v_0 = 10^6 \text{ m.s}^{-1}$) là các thành phần vận tốc tương ứng theo các phương x và y , $l_c = \sqrt{\hbar/eB}$ với e là độ lớn điện tích điện tử, $\vec{r} = (x, y)$ là véc-tơ vị trí của hạt tải trong mặt phẳng của tấm borophene, $\phi_n(X)$ là hàm sóng của dao động tử điều hòa đơn giản, $X = (x + x_0)/l_c$, $x_0 = k_y l_c^2$, k_y và L_y tương ứng là số sóng và độ dài chuẩn hóa theo phương y .

Khi có một sóng điện từ (trường quang học) với tần số ω và biên độ E_0 lan truyền trong tấm borophene, các điện tử trong tấm borophene được kích thích và quá trình tương tác của chúng với photon sóng điện từ cũng như các hạt khác trong vật liệu (tạp chất, phonon, sai hỏng mạng) gây nên sự chuyển dời trạng thái của chúng. Xác suất chuyển dời trạng thái của điện tử giữa các trạng thái $|\alpha\rangle$ và $|\alpha'\rangle$ do tương tác điện tử – photon – phonon được cho bởi công thức [9]

$$W_{\alpha\alpha'}^l = \frac{2\pi}{\hbar} g_s g_v \sum_q \sum_{l=1}^{\infty} g(\theta) |C(\vec{q})|^2 |J_{\alpha\alpha'}(q)|^2 J_l^2(\alpha_0 q)$$

$$\times \{N_{\vec{q}}\delta(E_{\alpha'} - E_{\alpha} - \hbar\omega_{\vec{q}} - l\hbar\omega) + (1 + N_{\vec{q}})\delta(E_{\alpha'} - E_{\alpha} + \hbar\omega_{\vec{q}} - l\hbar\omega)\}, \quad (3)$$

trong đó, g_s và g_v tương ứng là độ suy biến spin và suy biến thung lũng (valley), α_0 là tham số mặc áo (có thứ nguyên chiều dài), $J_l(x)$ hàm Bessel đối số x , $C(\vec{q})$ là thế năng tương tác điện tử – phonon, $N_{\vec{q}}$ là hàm phân bố cân bằng của phonon có năng lượng $\hbar\omega_{\vec{q}}$ và véc-tơ sóng \vec{q} , $g(\theta) = \cos^2(\theta/2)$ là tích phân bao phủ của hàm sóng spinor với θ là góc giữa các véc-tơ sóng ở trạng thái đầu và trạng thái cuối của điện tử và thừa số dạng $J_{\alpha\alpha'}(q)$ được cho bởi

$$|J_{\alpha\alpha'}(q)|^2 = \frac{1}{4} \frac{m!}{(m+j)!} e^{-u} u^j \left[L_m^j(u) + \xi\lambda\xi'\lambda' \sqrt{\frac{m+j}{m}} L_{m-1}^j(u) \right]^2, \quad (4)$$

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

Hệ số hấp thụ (HSHT) sóng điện từ liên hệ với xác suất chuyển dời trạng thái và được cho bởi công thức [10]

$$\Gamma = \frac{\sqrt{\varepsilon}}{cN_f} \sum_{\alpha,\alpha'} f(E_{\alpha}) (1 - f(E_{\alpha'})) W_{\alpha\alpha'}^l, \quad (5)$$

trong đó, $f(E_{\alpha})$ là hàm phân bố Fermi-Dirac cho điện tử, ε là hằng số điện môi của vật liệu, N_f là số photon ứng với năng lượng $\hbar\omega$ và c là tốc độ ánh sáng trong chân không. Sau đây, chúng tôi giới hạn tính toán với các quá trình hấp thụ 1 và 2 photon, tức là xét $l = 1$ và $l = 2$ trong (3). Đồng thời, chúng tôi chỉ lấy các số hạng đầu tiên trong khai triển của các hàm Bessel, tức là

$$J_1^2(\alpha_0 q) \approx \frac{(\alpha_0 q)^2}{4}, J_2^2(\alpha_0 q) \approx \frac{1}{4} \left(\frac{\alpha_0 q}{2} \right)^4. \quad (6)$$

Xét tương tác điện tử – phonon quang ở nhiệt độ cao, khi đó

$$|C(\vec{q})|^2 = \frac{\hbar D_{\text{op}}^2}{2\rho S_0 \omega_{\vec{q}}}, \quad (7)$$

với D_{op} là thế biến dạng quang, ρ là mật độ khối lượng hai chiều, S_0 là diện tích chuẩn hóa. Giả thiết phonon quang ít tán sắc, tức là $\omega_{\vec{q}} \approx \omega_0 =$ hằng số và $N_{\vec{q}} = \{\exp[\hbar\omega_0/(k_B T)] - 1\}^{-1} \equiv N_0$ với T là nhiệt độ của hệ. Để thu được biểu thức tường minh của HSHT ta thay (3) vào (5) và thực hiện các phép chuyển tổng thành tích phân như sau

$$\sum_q \rightarrow \frac{S_0}{2\pi} \int_0^{\infty} q dq, \quad (8)$$

$$\sum_{k_y} \rightarrow \frac{L_y}{2\pi} \int_{\frac{-L_x}{2l_c^2}}^{\frac{L_x}{2l_c^2}} dk_y = \frac{S_0}{2\pi l_c^2}. \quad (9)$$

Sau khi thực hiện các phép tính giải thích cơ bản, ta có biểu thức của HSHT như sau

$$\Gamma = \Gamma^{(+)} + \Gamma^{(-)}, \quad (10)$$

trong đó

$$\Gamma^{(\pm)} = \frac{\sqrt{\varepsilon}}{cN_f} \frac{2\pi}{\hbar} g_s g_v \sum_{n,n'} \sum_{\xi,\xi'} \sum_{\lambda,\lambda'} f(E_n) [1 - f(E_{n'})] \left(I_1^{(\pm)} + I_2^{(\pm)} \right), \quad (11)$$

$$I_1^{(+)} = \frac{D_{\text{op}}^2 \hbar \alpha_0^2}{64 \rho \omega_0 l_c^4} \left\{ (2m + j + 1) - 2\xi \lambda \xi' \lambda' \sqrt{m(m+j)} \right. \\ \left. + (\xi \lambda \xi' \lambda')^2 (2m + j - 1) \right\} (1 + N_0) \delta(E_{\alpha'} - E_\alpha + \hbar \omega_0 - \hbar \omega), \quad (12)$$

$$I_2^{(+)} = \frac{D_{\text{op}}^2 \hbar \alpha_0^4}{512 \rho \omega_0 l_c^6} \left\{ [2 + 6m(m+1) + j(j+6m+3)] \right. \\ \left. - 4\xi \lambda \xi' \lambda' \sqrt{m(m+j)} (2m+j) + (\xi \lambda \xi' \lambda')^2 [2 + 6m(m-1) + j(j+6m-3)] \right\} \\ \times N_0 \delta(E_{\alpha'} - E_\alpha + \hbar \omega_0 - 2\hbar \omega), \quad (13)$$

$$I_1^{(-)} = \frac{D_{\text{op}}^2 \hbar \alpha_0^2}{64 \rho \omega_0 l_c^4} \left\{ (2m + j + 1) - 2\xi \lambda \xi' \lambda' \sqrt{m(m+j)} \right. \\ \left. + (\xi \lambda \xi' \lambda')^2 (2m + j - 1) \right\} N_0 \delta(E_{\alpha'} - E_\alpha - \hbar \omega_0 - \hbar \omega), \quad (14)$$

$$I_2^{(-)} = \frac{D_{\text{op}}^2 \hbar \alpha_0^4}{512 \rho \omega_0 l_c^6} \left\{ [2 + 6m(m+1) + j(j+6m+3)] \right. \\ \left. - 4\xi \lambda \xi' \lambda' \sqrt{m(m+j)} (2m+j) + (\xi \lambda \xi' \lambda')^2 [2 + 6m(m-1) + j(j+6m-3)] \right\} \\ \times (1 + N_0) \delta(E_{\alpha'} - E_\alpha - \hbar \omega_0 - 2\hbar \omega). \quad (15)$$

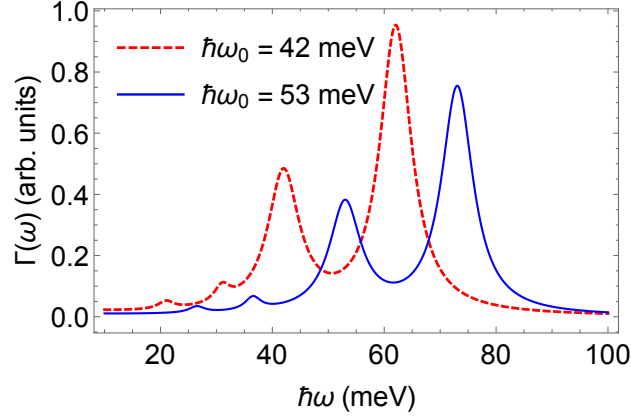
Ở đây dấu (+)/(-) tương ứng với quá trình phát xạ/hấp thụ phonon. Để tránh sự phân kỳ của các hàm delta Dirac khi đối số của chúng bằng không trong tính số, chúng tôi thay thế các hàm này bởi các hàm Lorentz như sau

$$\delta(x) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma_{\alpha\alpha'}}{(x^2 + \gamma_{\alpha\alpha'}^2)}, \quad (16)$$

với $\gamma_{\alpha\alpha'}$ là tham số mở rộng hay hệ số tắt dần do tương tác điện tử - phonon thu được từ tính toán giải tích tương tự như trong tài liệu [11].

3 KẾT QUẢ TÍNH SỐ VÀ THẢO LUẬN

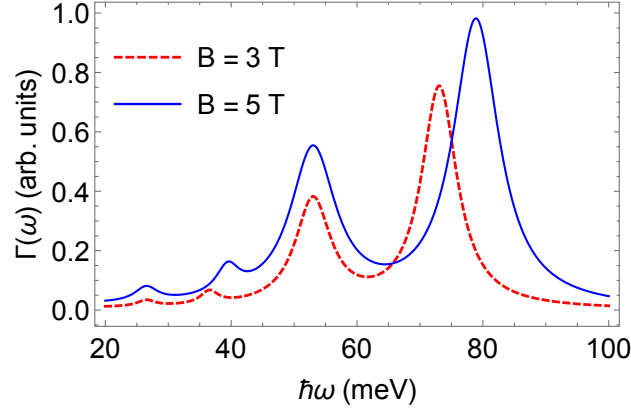
Trong mục này chúng tôi sẽ thực hiện tính số các kết quả giải tích vừa thu được ở trên để làm rõ một số đặc trưng vật lý của hệ số hấp thụ sóng điện từ trong borophene đơn lớp khi đặt trong từ trường tính vuông góc với tấm borophene. Các tham số sử dụng để tính toán được lấy từ tài liệu [4].



Hình 1: Sự phụ thuộc hệ số hấp thụ vào năng lượng photon ứng với các giá trị khác nhau của năng lượng phonon quang. Ở đây, $B = 3$ T và $T = 200$ K.

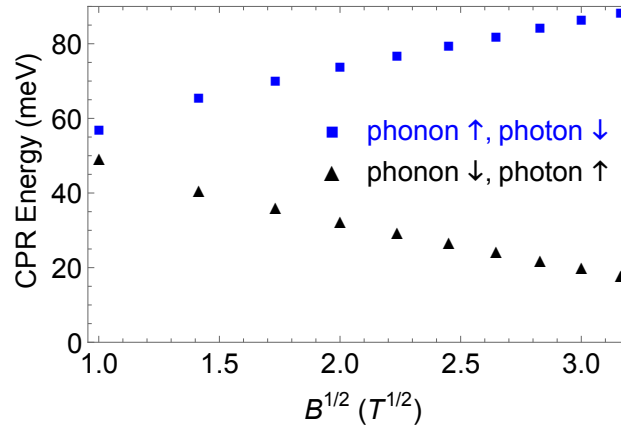
Hình 1 mô tả sự phụ thuộc của hệ số hấp thụ vào năng lượng photon tại hai giá trị khác nhau của năng lượng phonon quang: $\hbar\omega_0 = 42$ meV (đường nét đứt đỏ) và $\hbar\omega_0 = 53$ meV (đường nét liền xanh). Ta có thể thấy rõ sự xuất hiện của các đỉnh cực đại trong phổ hấp thụ. Từ việc xác định giá trị năng lượng photon tại các đỉnh cực đại này, ta có thể rút ra được ý nghĩa vật lý của chúng. Chẳng hạn, đối với đường đứt nét trên đồ thị (ứng với $\hbar\omega_0 = 42$ meV) các đỉnh hấp thụ theo thứ tự từ trái qua phải lần lượt định vị tại các giá trị năng lượng photon bằng 21,00 meV, 31,03 meV, 42,00 meV và 62,06 meV. Chúng tôi tìm được các điều kiện tương ứng với các đỉnh hấp thụ này như sau. Đỉnh thứ nhất thỏa mãn điều kiện $\hbar\omega_0 = 2\hbar\omega$ mô tả dịch chuyển nội mức Landau của điện tử bằng cách hấp thụ/phát xạ một phonon quang đồng thời phát xạ/hấp thụ hai photon có năng lượng $\hbar\omega$. Đỉnh thứ hai ứng với điều kiện $E_2 - E_1 = -\hbar\omega_0 + 2\hbar\omega$. Đây chính là điều kiện cộng hưởng từ-phonon dò tìm bằng quang học phi tuyến (hấp thụ hai photon) mô tả dịch chuyển của điện tử từ mức Landau $n = 1$ lên mức Landau $n' = 2$ bằng cách phát xạ một phonon quang kèm theo hấp thụ hai photon. Đỉnh thứ ba thỏa mãn điều kiện $\hbar\omega_0 = \hbar\omega$, tương tự như đỉnh thứ nhất, đỉnh này mô tả dịch chuyển nội mức Landau của điện tử khi hấp thụ/phát xạ một phonon quang đồng thời phát xạ/hấp thụ một photon. Đỉnh thứ tư thỏa mãn điều kiện $E_2 - E_1 = -\hbar\omega_0 + \hbar\omega$, đây chính là điều kiện cộng hưởng từ-phonon dò tìm bằng quang học tuyến tính (hấp thụ một photon).

Bây giờ chúng tôi sẽ khảo sát sự phụ thuộc hệ số hấp thụ vào từ trường tĩnh. Trên Hình 2 chúng tôi vẽ hệ số hấp thụ theo năng lượng photon tại các giá trị khác nhau của từ trường. Ta thấy khi từ trường tăng thì nhìn chung giá trị của hệ số hấp thụ tăng lên. Đặc biệt, một số đỉnh cộng hưởng xuất hiện tại cùng một giá trị của năng lượng photon và một số đỉnh lại dịch về phía năng lượng photon lớn hơn (dịch chuyển lam) khi từ trường tăng lên. Các đỉnh xuất hiện ở cùng một năng lượng photon (đỉnh thứ nhất và thứ ba) là các đỉnh ứng với các dịch chuyển nội mức Landau và các đỉnh thể hiện dịch chuyển lam (đỉnh thứ hai và thứ tư) là các đỉnh ứng với dịch chuyển liên mức Landau của điện tử. Các dịch chuyển này đã được phân tích trên Hình 1. Dịch chuyển lam và sự gia tăng của hệ số hấp thụ khi



Hình 2: Sự phụ thuộc hệ số hấp thụ vào năng lượng photon ứng với các giá trị khác nhau của từ trường tĩnh. Ở đây, $\hbar\omega_0 = 53$ meV và $T = 200$ K.

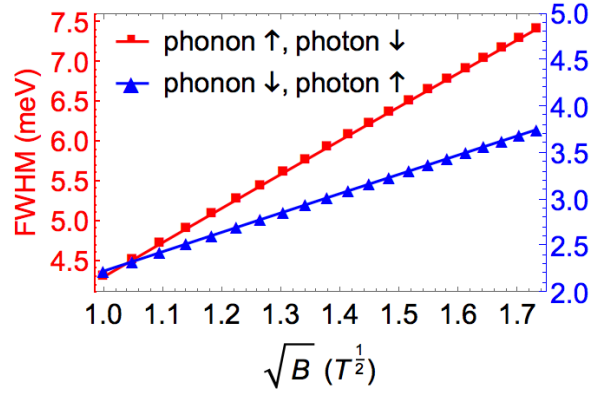
tăng cường độ từ trường cũng đã được quan sát trước đó ở một số vật liệu đơn lớp như graphene [7, 9, 12], silicene [13, 14, 15], MoS₂ [16, 17]. Để chi tiết hơn, chúng tôi đã khảo sát phổ hấp thụ tại nhiều giá trị khác nhau của từ trường tĩnh và đưa ra mối liên hệ giữa năng lượng photon cộng hưởng (vị trí đỉnh cộng hưởng) với từ trường B . Kết quả khảo sát được đưa ra trên Hình 3 đối với dịch chuyển $(n, n') = (1, 2)$.



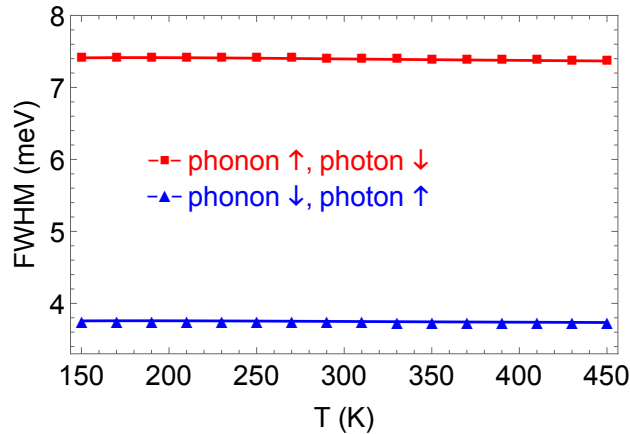
Hình 3: Sự phụ thuộc của năng lượng photon cộng hưởng vào từ trường tĩnh đối với dịch chuyển $(n, n') = (1, 2)$. Các mũi tên hướng lên (\uparrow) và hướng xuống (\downarrow) lần lượt biểu thị sự phát xạ và hấp thụ.

Bên cạnh vị trí đỉnh cộng hưởng, độ rộng vạch phổ (full width at half maximum - FWHM) của các đỉnh cộng hưởng cũng là một thông số quan trọng khi khảo sát phổ hấp thụ. FWHM cho ta biết mức độ mở rộng của các mức năng lượng hạt tải do tương tác với các hạt khác trong mạng tinh thể. FWHM càng lớn thì mức độ tương tác giữa các hạt càng

mạnh. Do vậy, chúng tôi cũng đã khảo sát sự phụ thuộc của FWHM vào từ trường tĩnh. Sử dụng phương pháp xác định FWHM bằng lập trình tính toán trên máy tính, chúng tôi thu được FWHM của các đỉnh hấp thụ cộng hưởng tại các giá trị khác nhau của từ trường và biểu thị trên Hình 4. Ta thấy rằng, FWHM tăng khi cường độ từ trường tăng theo quy luật $\text{FWHM}[\text{meV}] = \beta\sqrt{B}[\text{T}]$. FWHM được quyết định bởi tham số mở rộng $\gamma_{\alpha\alpha'}$, trong đó $\gamma_{\alpha\alpha'}$ được xác định bởi các tham số đặc trưng như hằng số điện môi, cơ chế tương tác điện tử – phonon,... Sự phụ thuộc của FWHM vào từ trường trong borophene ở đây có quy luật tương tự như trong graphene đơn lớp [7, 9, 12] và silicene đơn lớp [13, 14, 15], chỉ khác biệt về giá trị của hệ số β . Ngoài ra, từ hình vẽ ta cũng thấy rằng FWHM đối với quá trình phát xạ phonon luôn lớn hơn đối với quá trình hấp thụ phonon. Điều này chứng tỏ xác suất dịch chuyển trạng thái của điện tử do phát xạ phonon là lớn hơn



Hình 4: Sự phụ thuộc của FWHM vào căn bậc hai của cường độ từ trường tại nhiệt độ $T = 200$ K. Ở đây, $(n, n') = (1, 2)$.



Hình 5: Sự phụ thuộc của FWHM vào nhiệt độ tại $B = 3$ T. Ở đây, $(n, n') = (1, 2)$.

Ảnh hưởng của nhiệt độ lên phổ hấp thụ cũng đã được chúng tôi khảo sát chi tiết. Từ điều kiện cộng hưởng từ-phonon ta thấy rằng năng lượng photon cộng hưởng (vị trí đỉnh cộng hưởng) không phụ thuộc vào nhiệt độ T , bởi vì ở đây chúng tôi đã bỏ qua sự phụ thuộc nhiệt độ của phổ năng lượng điện tử và năng lượng phonon do các sự phụ thuộc này đã được chứng minh trong nhiều vật liệu là rất yếu. Do vậy, chúng tôi chỉ quan tâm đến ảnh hưởng của nhiệt độ lên FWHM. Qua tính toán chúng tôi thấy FWHM hầu như không thay đổi khi nhiệt độ thay đổi trong một khoảng rất rộng (từ 150 K đến 450 K). Sự phụ thuộc yếu của FWHM vào nhiệt độ cũng đã được quan sát trước đó đối với graphene, silicene và MoS₂ đơn lớp. Điều đó cho thấy sự khác biệt rõ rệt giữa các vật liệu 2D đơn lớp so với các vật liệu chuẩn thấp chiều truyền thống trước đây như giếng lượng tử, dây lượng tử và siêu mạng bán dẫn.

4 KẾT LUẬN

Trong công trình này, chúng tôi đã nghiên cứu sự hấp thụ sóng điện từ trong borophene đơn lớp khi đặt trong từ trường vuông góc xét ảnh hưởng của tương tác điện tử – phonon quang. Kết quả khảo sát sự phụ thuộc của hệ số hấp thụ vào năng lượng photon cho thấy sự xuất hiện của các đỉnh cộng hưởng từ-phonon dò tìm bằng quang học tuyến tính và phi tuyến. FWHM của các đỉnh cộng hưởng phụ thuộc tuyến tính vào căn bậc hai của cường độ từ trường và phụ thuộc rất yếu vào nhiệt độ. Quá trình hấp thụ hai photon có đóng góp đáng kể vào phổ hấp thụ cho thấy tầm quan trọng của quá trình này, đặc biệt khi nghiên cứu các quá trình quang phi tuyến. Các kết quả trên là cơ sở cho các nghiên cứu ứng dụng của vật liệu mới borophene trong việc chế tạo các thiết bị quang-điện tử nano.

LỜI CẢM ƠN

Công trình này được hoàn thành với sự hỗ trợ về tài chính của Trường Đại học Xây dựng Hà Nội trong đề tài nghiên cứu mã số 29-2021/KHXD-TĐ.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] Xie Z. et al. (2020). Two-Dimensional Borophene: Properties, Fabrication, and Promising Applications. *AAAS Research*, Volume 2020, Article ID 2624617, 23 pages.
- [2] Mir S.H., Chakraborty S., Jha P.C. et al. (2016). Two-dimensional boron: lightest catalyst for hydrogen and oxygen evolution reaction. *Applied Physics Letters*, 109 (5), 053903–053907.
- [3] Zhang Z., Penev E.S., Yakobson B.I. (2017). Two-dimensional boron: structures, properties and applications. *Chemical Society Reviews*, 46 (22), 6746–6763.
- [4] Kong L., Liu L., Chen L. et al. (2019). One-dimensional nearly free electron states in borophene. *Nanoscale*, 11 (33), 15605–15611.

- [5] Yang J., Quhe R., Feng S. et al. (2017). Interfacial properties of borophene contacts with two-dimensional semiconductors. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 19 (35), 23982–23989.
- [6] Bui D.H. et al. (2020). Effects of charged impurity scattering and substrate on the magneto optical absorption properties in gapped monolayer graphene. *Physica E*, 121, 114149–114153.
- [7] Bui D.H., Le T.T.P., Tran C.P. (2018). Magneto-optical absorption and cyclotron-phonon resonance in graphene monolayer. *Journal of Applied Physics*, 123, 094303–094306.
- [8] Islam S. F. (2018). Magnetotransport properties of 8-Pmmn borophene: effects of Hall field and strain. *Journal of Physics: Condensed Matter* 30(27) (2018) 275301.
- [9] Huynh V.P., Nguyen N.H. (2015). Nonlinear optical absorption in graphene via two-photon absorption process. *Optics Communications*, 344, 12–16.
- [10] Edward R.G and Harold N.S. (1979). Free carrier absorption in quantizing magnetic fields. *Physical Review B*, 20, 5162-5167.
- [11] Vasilopoulos P. (1986). Magnetophonon oscillations in quasi-two-dimensional quantum wells. *Physical Review B*, 33(12), 8587-8594.
- [12] Huynh V.P., Le D. (2015). Surface optical phonon-assisted cyclotron resonance in graphene on polar substrates. *Materials Chemistry and Physics*, 163, 16-122.
- [13] Tabert C.J and Nicol E.J. (2013). Magneto-optical conductivity of silicene and other buckled honeycomb lattices. *Physical Review B*, 88, 085434.
- [14] Muoi D. et al. (2020). Magneto-optical absorption in silicene and germanene induced by electric and Zeeman fields. *Physical Review B*, 101, 205408.
- [15] Le T. T. P. et al. (2019). Cyclotron-phonon resonance line-width in monolayer silicene, *Superlattices and Microstructures*, 131, 117-123.
- [16] Binh N. et al. (2018). Investigation of cyclotron-phonon resonance in monolayer molybdenum disulfide. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 125, 74-79.
- [17] Chuong V. N. et al. (2017). Magneto-optical transport properties of monolayer MoS₂ on polar substrates. *Physical Review B*, 96, 125411.

Title: MAGNETO-OPTICAL ABSORPTION IN MONOLAYER BOROPHENE UNDER THE INFLUENCE OF ELECTRON – PHONON INTERACTION

Abstract: We investigate the electromagnetic wave absorption coefficient in monolayer borophene placed in a perpendicular static magnetic field and an electromagnetic wave.

The nonlinear absorption coefficient is calculated using perturbation theory considering the electron – optical phonon interaction. The absorption spectrum shows the appearance of the linear (one-photon absorption) and nonlinear (two-photon absorption) optically detected magneto-phonon resonance peaks. The full width at half maximum of resonant peaks increases linearly with the square root of the magnetic field and remains almost unchanged with temperature. The two-photon absorption processes contribute to the absorption spectrum much less than the one-photon absorption ones but being clearly observed and cannot be ignored when studying nonlinear optical processes. The obtained results are the basis for further studies on the applications of borophene to nano-optoelectronic devices.

Keywords: Borophene, absorption coefficient, magneto-phonon resonance, electron – phonon interaction.