

ĐẠI HỌC QUỐC GIA HÀ NỘI
TRƯỜNG ĐẠI HỌC KHOA HỌC TỰ NHIÊN

Nguyễn Thị Lâm Quỳnh

ẢNH HƯỞNG CỦA SỰ LƯỢNG TỬ HOÁ
DO GIẢM KÍCH THƯỚC
LÊN HIỆU ỨNG ETTINGSHAUSEN
TRONG SIÊU MẠNG VÀ HỒ LƯỢNG TỬ

Chuyên ngành: Vật lý lý thuyết và vật lý toán

Mã số : 9440130.01

DỰ THẢO TÓM TẮT LUẬN ÁN TIẾN SĨ VẬT LÝ HỌC

Hà Nội – 2022

Công trình được hoàn thành tại
Trường Đại học Khoa học Tự nhiên, Đại học Quốc gia Hà Nội

NGƯỜI HƯỚNG DẪN KHOA HỌC:

1. PGS.TS. Nguyễn Bá Đức
2. GS. TS. Nguyễn Quang Báo

Phản biện 1:

Phản biện 2:

Phản biện 3:

Luận án sẽ được bảo vệ trước hội đồng cấp ĐHQGHN chấm luận án tiến sĩ họp tại Trường Đại học Khoa học Tự nhiên, Đại học Quốc gia Hà Nội

Vào hồi:giờ.....ngàytháng.....năm 2022.

Có thể tìm thấy luận án tại:

- Thư viện Quốc gia Việt Nam;
- Trung tâm Thư viện và Tri thức số, Đại học Quốc gia Hà Nội.

MỞ ĐẦU

1. Lý do chọn đề tài

Sự ra đời của công nghệ epitaxy chùm phân tử (MBE) thúc đẩy sự phát triển của ngành công nghệ chế tạo vật liệu bán dẫn thấp chiều có cấu trúc nano với các tính chất động thay đổi đáng kể do sự xuất hiện của các hiệu ứng kích thước [3]. Khi đặt hệ thấp chiều dưới tác động của trường ngoài như từ trường, điện trường và sóng điện từ mạnh, biểu thức của định luật bảo toàn năng lượng thay đổi [5], các hiệu ứng quang phi tuyến và hiệu ứng cao tần xuất hiện [15, 20, 36, 59, 57], các hiệu ứng động xảy ra với nhiều điểm khác biệt so với bán dẫn khối [13, 18, 40, 50, 55, 63, 67].

Phát hiện sự tồn tại của gradient nhiệt độ khi nghiên cứu các vật liệu bán dẫn dưới tác động của trường ngoài đã đánh dấu sự khởi đầu cho một hướng nghiên cứu mới về các hiệu ứng từ - nhiệt - điện, trong đó có hiệu ứng Ettingshausen (EE) và hiệu ứng Peltier (PE). Đây là hai hiệu ứng từ - nhiệt - điện điển hình, có nhiều ứng dụng trong các lĩnh vực khác nhau của đời sống [24, 42, 43]. Theo quan điểm cổ điển, bài toán về hai hiệu ứng này được giải quyết dựa trên phương trình động cổ điển Boltzmann [53] và cho kết quả giới hạn ở vùng nhiệt độ cao. Để vượt qua giới hạn cổ điển này, phương pháp phương trình động lượng tử đã được sử dụng như một giải pháp hiệu quả [44, 58].

Lý thuyết về EE và PE đã bước đầu được nghiên cứu trong các hệ bán dẫn hai chiều (2D) [10, 11, 27, 28, 58] và trong các hệ một chiều [33, 43]. Tuy nhiên, các nghiên cứu trước đây mới chỉ đề cập tới sự giam cầm của điện tử mà chưa kể tới ảnh hưởng của phonon giam cầm. Nội dung của luận án này với đề tài "*Ảnh hưởng của sự lượng tử hóa do giảm kích thước lên hiệu ứng Ettingshausen trong siêu mạng và hố lượng tử*" tập trung trình bày các kết quả nghiên cứu về mặt lý thuyết lượng tử đối với hai hiệu ứng từ - nhiệt - điện này trong các hệ 2D có kể tới sự giam cầm của cả điện tử và phonon.

2. Mục tiêu nghiên cứu

Mục tiêu của luận án là nghiên cứu ảnh hưởng sự giam cầm của phonon lên EE và PE trong các hệ 2D bao gồm hố lượng tử (QW), siêu mạng bán dẫn pha tạp (DSS) và siêu mạng bán dẫn hợp phần (CSS).

3. Nội dung nghiên cứu

Chúng tôi đã thực hiện nghiên cứu các nội dung sau: thiết lập phương trình động lượng tử cho hàm phân bố của điện tử; giải phương trình động lượng tử, tìm hàm phân bố không cân bằng của điện tử, tính toán mật độ dòng toàn phần, mật độ thông lượng nhiệt; đưa ra biểu thức giải tích cho các ten-xơ động, hệ số Ettingshausen (EC) và hệ số Peltier (PC); tính toán số, vẽ đồ thị sự phụ thuộc của EC và PC vào các đại lượng đặc trưng của trường ngoài và các tham số cấu trúc của vật liệu; so sánh, đánh giá các kết quả thu được với trường hợp bán dẫn khối và trường hợp không kể tới sự giam cầm của phonon.

4. Phương pháp nghiên cứu

Chúng tôi áp dụng phương pháp phương trình động lượng tử. Đây là phương pháp ưu việt, phạm vi ứng dụng rộng, cho kết quả tổng quát, nghiệm đúng với mọi nhiệt độ.

Ngoài ra, phần mềm Matlab được chúng tôi sử dụng để tính toán số và vẽ đồ thị các kết quả giải tích thu được.

5. Phạm vi nghiên cứu

Luận án nghiên cứu ảnh hưởng của sự giam cầm phonon lên EE và PE trong các hệ 2D khi đặt trong điện trường không đổi, từ trường và sóng điện từ mạnh. Luận án tập trung xét các quá trình tán xạ hoặc hấp thụ không quá một photon với giả thiết tương tác điện tử giam cầm - phonon giam cầm là trội, bao gồm hai cơ chế tán xạ: tán xạ điện tử giam cầm - phonon âm giam cầm (CAP) và tán xạ điện tử giam cầm - phonon quang giam cầm (COP).

6. Ý nghĩa khoa học và thực tiễn của luận án

Các kết quả của luận án góp phần xây dựng và hoàn thiện lý thuyết lượng tử về EE và PE trong các hệ 2D. Các kết quả được trình bày trong luận án là cơ sở cho việc tiến hành các thực nghiệm trong

lĩnh vực công nghệ bán dẫn nano, nghiên cứu và chế tạo các vật liệu mới.

7. Cấu trúc của luận án

Ngoài phần mở đầu, kết luận, danh mục các công trình khoa học liên quan đến luận án, tài liệu tham khảo, phụ lục, phần nội dung của luận án gồm 4 chương: Chương I trình bày tổng quan về EE và PE trong bán dẫn khối; Chương II trình bày các kết quả nghiên cứu trong hồ lưỡng tử parabol (PQW); Chương III trình bày các kết quả nghiên cứu trong DSS; Chương IV trình bày các kết quả nghiên cứu trong CSS.

Các kết quả chính của luận án đã được trình bày trong 07 công trình khoa học: 02 bài báo đăng trên tạp chí thuộc danh mục ISI, 02 bài báo đăng trên tạp chí thuộc danh mục Scopus, 03 bài trên các tạp chí khoa học trong nước.

CHƯƠNG 1

TỔNG QUAN VỀ HIỆU ỨNG ETTINGSHAUSEN VÀ HIỆU ỨNG PELTIER TRONG BÁN DẪN KHỐI

1.1. Hiệu ứng Etingshausen và hiệu ứng Peltier

EE được đặc trưng bởi một EC (P) [44]

$$P = -\frac{\nabla_y T}{4\pi B_z j_x} \quad (1.1)$$

và PE được đặc trưng bởi PC (Π) [25, 66]

$$\vec{Q} = \Pi \vec{j}. \quad (1.2)$$

1.2. Lí thuyết lưỡng tử về hiệu ứng Etingshausen và hiệu ứng Peltier trong bán dẫn khối

Đặt mẫu bán dẫn khối trong một điện trường không đổi \vec{E} , từ trường không đổi \vec{B} và một sóng điện từ mạnh biến thiên điều hòa theo thời gian $\vec{E}_0(t) = \vec{E}_0 \sin \omega t$. Phương trình động lưỡng tử cho hàm phân bố điện tử có dạng:

$$\frac{\partial n_{\vec{k}}(t)}{\partial t} = \frac{1}{i} \left\langle \left[a_{\vec{k}}^+ a_{\vec{k}}, H \right] \right\rangle_t. \quad (1.6)$$

Trong đó: H là Hamiltonian của hệ điện tử-phonon trong bán dẫn khối, và $a_{\vec{k}}^+$, $a_{\vec{k}}$ lần lượt là toán tử sinh và toán tử huỷ điện tử. Giải phương trình động lượng tử ta tìm được biểu thức của hàm phân bố không cân bằng của điện tử trong bán dẫn khối. Từ đó, tính toán mật độ dòng toàn phần và mật độ thông lượng nhiệt thông qua các công thức:

$$\vec{J} = \int_0^{+\infty} \vec{R}(\varepsilon) d\varepsilon = L_0(\vec{P}) + L_0(\vec{D}) \quad (1.34)$$

$$\vec{Q}_e = \frac{1}{e} \int_0^{+\infty} (\varepsilon - \varepsilon_F) \vec{R}(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (1.52)$$

với $\vec{R}(\varepsilon)$ là mật độ dòng riêng. So sánh biểu thức giải tích của J với cách biểu diễn $J = \sigma_{iv} E_v + \beta_{iv} \nabla_v T$ và biểu thức giải tích Q với cách biểu diễn $Q = \gamma_{iv} E_v + \xi_{iv} \nabla_v T$, ta thu được biểu thức giải tích cho các ten-xơ động σ_{xx} , σ_{xy} , γ_{xx} , β_{xx} và ξ_{xx} . Biểu thức của EC và PC lần lượt được xác định bởi [44]:

$$P = \frac{1}{4\pi B} \frac{\sigma_{xx} \gamma_{xy} - \sigma_{xy} \gamma_{xx}}{\sigma_{xx} [\beta_{xx} \gamma_{xx} - \sigma_{xx} (\xi_{xx} - K_L)]} \quad (1.63)$$

$$\Pi = \gamma_{xx} \sigma_{xx}^{-1} \quad (1.64)$$

Các bước tính toán trên được chúng tôi áp dụng để giải bài toán về EE và PE trong các hệ 2D.

CHƯƠNG 2

ẢNH HƯỞNG CỦA SỰ LƯỢNG TỬ HÓA DO GIẢM KÍCH THƯỚC LÊN HIỆU ỨNG ETTINGSHAUSEN VÀ HIỆU ỨNG PELTIER TRONG HỐ LƯỢNG TỬ VỚI THỂ GIAM GIỮ PARABOL

2.1. Sự giam cầm của điện tử và phonon trong hố lượng tử parabol

2.2. Biểu thức giải tích của hệ số Ettingshausen và hệ số Peltier

Phương trình động lượng tử cho hàm phân bố cân bằng của điện tử trong PQW dưới ảnh hưởng của hiệu ứng giảm kích thước là:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial f_{N,n,\vec{k}_y}(t)}{\partial \vec{k}_y} + \left(e\vec{E} + \hbar\omega_c \left[\vec{k}_y, \vec{h} \right] \right) \frac{\partial f_{N,n,\vec{k}_y}(t)}{\partial \vec{k}_y} = \frac{2\pi}{\hbar} \times \\
& \times \sum_{N',N,m,\vec{q}_\perp} \left| C_{m,\vec{q}_\perp}^{PQW} \right|^2 \left| I_{m,n,n'}^{PQW} \right|^2 \left| J_{N,N'}(u) \right|^2 \sum_{\ell} J_{\ell}^2 \left(\frac{\Lambda}{\omega} \right) \times \\
& \times \left\{ \left[f_{N',n',\vec{k}_y+\vec{q}_y}(t) (N_{m,\vec{q}_\perp} + 1) - f_{N,n,\vec{k}_y}(t) N_{m,\vec{q}_\perp} \right] \times \right. \\
& \times \delta \left(\varepsilon_{N',n'}^{PQW}(\vec{k}_y + \vec{q}_y) - \varepsilon_{N,n}^{PQW}(\vec{k}_y) - \hbar\omega_{m,\vec{q}_\perp}^{PQW} + \hbar\ell\omega \right) + \\
& + \left[f_{N',n',\vec{k}_y-\vec{q}_y}(t) N_{m,\vec{q}_\perp} - f_{N,n,\vec{k}_y}(t) (N_{m,\vec{q}_\perp} + 1) \right] \times \\
& \left. \times \delta \left(\varepsilon_{N',n'}^{PQW}(\vec{k}_y - \vec{q}_y) - \varepsilon_{N,n}^{PQW}(\vec{k}_y) + \hbar\omega_{m,\vec{q}_\perp}^{PQW} - \hbar\ell\omega \right) \right\}. \tag{2.12}
\end{aligned}$$

*** Tán xạ điện tử giam cầm - phonon âm giam cầm.**

Xét hàm phân bố CAP là cân bằng và giả thiết rằng $\omega_{m,\vec{q}_\perp}^{PQW-A} \simeq \omega_m^\Lambda = v_s \frac{m\pi}{L}$. Từ tính toán mật độ dòng toàn phần và mật độ thông lượng nhiệt, chúng tôi thu được biểu thức giải tích của EC và PC lần lượt như sau:

$$\begin{aligned}
P^{PQW-A} &= \frac{1}{4\pi B} \left[\sigma_{xx}^{PQW-A}(m) \gamma_{xy}^{PQW-A}(m) - \sigma_{xy}^{PQW-A}(m) \gamma_{xx}^{PQW-A}(m) \right] \times \\
& \times \left\{ \sigma_{xx}^{PQW-A}(m) \left\{ \beta_{xx}^{PQW-A}(m) \gamma_{xx}^{PQW-A}(m) - \sigma_{xx}^{PQW-A}(m) \left[\xi_{xx}^{PQW-A}(m) - K_L \right] \right\} \right\}^{-1} \\
& \tag{2.21}
\end{aligned}$$

$$\Pi^{PQW-A} = \frac{\gamma_{xx}^{PQW-A}(m)}{\sigma_{xx}^{PQW-A}(m)} \tag{2.22}$$

trong đó:

$$\begin{aligned}
\sigma_{xx}^{PQW-A}(m) = & a \frac{e\tau(\mathcal{E}_F)}{1 + \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_F)} + \\
& + \frac{e}{m_e} \left\{ a_1(m) \frac{\tau^2(\mathcal{E}_{1m})}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{1m})]^2} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{1m})] + \right. \\
& + a_2(m) \frac{\tau^2(\mathcal{E}_{2m})}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{2m})]^2} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{2m})] + \\
& + a_3(m) \frac{\tau^2(\mathcal{E}_{3m})}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{3m})]^2} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{3m})] + \\
& + a_4(m) \frac{\tau^2(\mathcal{E}_{4m})}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{4m})]^2} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{4m})] + \\
& + a_5(m) \frac{\tau^2(\mathcal{E}_{5m})}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{5m})]^2} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{5m})] + \\
& \left. + a_6(m) \frac{\tau^2(\mathcal{E}_{6m})}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{6m})]^2} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{6m})] \right\}, \tag{2.23}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{xy}^{PQW-A}(m) = & -a \frac{e\omega_c \tau^2(\mathcal{E}_F)}{1 + \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_F)} - \frac{2\omega_c e}{m_e} \times \\
& \times \left\{ a_1(m) \frac{\tau^3(\mathcal{E}_{1m})}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{1m})]^2} + a_2(m) \frac{\tau^3(\mathcal{E}_{2m})}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{2m})]^2} + \right. \\
& + \frac{a_3(m) \tau^3(\mathcal{E}_{3m})}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{3m})]^2} + \frac{a_4(m) \tau^3(\mathcal{E}_{4m})}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{4m})]^2} + \\
& \left. + \frac{a_5(m) \tau^3(\mathcal{E}_{5m})}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{5m})]^2} + \frac{a_6(m) \tau^3(\mathcal{E}_{6m})}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{6m})]^2} \right\}, \tag{2.24}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\beta_{xx}^{PQW-A}(m) = & -\frac{1}{m_e T} \left\{ a_1(m) \frac{(\mathcal{E}_{1m} - \mathcal{E}_F) \tau^2(\mathcal{E}_{1m})}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{1m})]^2} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{1m})] + \right. \\
& + a_2(m) \frac{(\mathcal{E}_{2m} - \mathcal{E}_F) \tau^2(\mathcal{E}_{2m})}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{2m})]^2} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{2m})] + \\
& + a_3(m) \frac{(\mathcal{E}_{3m} - \mathcal{E}_F) \tau^2(\mathcal{E}_{3m})}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{3m})]^2} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{3m})] + \\
& + a_4(m) \frac{(\mathcal{E}_{4m} - \mathcal{E}_F) \tau^2(\mathcal{E}_{4m})}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{4m})]^2} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{4m})] + \\
& + a_5(m) \frac{(\mathcal{E}_{5m} - \mathcal{E}_F) \tau^2(\mathcal{E}_{5m})}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{5m})]^2} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{5m})] + \\
& \left. + a_6(m) \frac{(\mathcal{E}_{6m} - \mathcal{E}_F) \tau^2(\mathcal{E}_{6m})}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{6m})]^2} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{6m})] \right\}, \tag{2.25}
\end{aligned}$$

$$\gamma_{xx}^{PQW-A}(m) = -T \beta_{xx}^{PQW-A}(m), \tag{2.26}$$

$$\begin{aligned}
\gamma_{xy}^{PQW-A}(m) = & -\frac{2\omega_c}{m_e} \left\{ a_1(m)(\varepsilon_{1m} - \varepsilon_F) \frac{\tau^3(\varepsilon_{1m})}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{1m})]^2} + \right. \\
& + a_2(m)(\varepsilon_{2m} - \varepsilon_F) \frac{\tau^3(\varepsilon_{2m})}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{2m})]^2} + \\
& + a_3(m)(\varepsilon_{3m} - \varepsilon_F) \frac{\tau^3(\varepsilon_{3m})}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{3m})]^2} + \\
& + a_4(m)(\varepsilon_{4m} - \varepsilon_F) \frac{\tau^3(\varepsilon_{4m})}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{4m})]^2} + \\
& + a_5(m)(\varepsilon_{5m} - \varepsilon_F) \frac{\tau^3(\varepsilon_{5m})}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{5m})]^2} + \\
& \left. + a_6(m)(\varepsilon_{6m} - \varepsilon_F) \frac{\tau^3(\varepsilon_{6m})}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{6m})]^2} \right\}, \tag{2.27}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\xi_{xx}^{PQW-A}(m) = & -\frac{1}{em_e T} \left\{ a_1(m)(\varepsilon_{1m} - \varepsilon_F)^2 \frac{\tau^3(\varepsilon_{1m}) [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{1m})]}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{1m})]^2} + \right. \\
& + a_2(m)(\varepsilon_{2m} - \varepsilon_F)^2 \frac{\tau^3(\varepsilon_{2m}) [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{2m})]}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{2m})]^2} + \\
& + a_3(m)(\varepsilon_{3m} - \varepsilon_F)^2 \frac{\tau^3(\varepsilon_{3m}) [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{3m})]}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{3m})]^2} + \\
& + a_4(m)(\varepsilon_{4m} - \varepsilon_F)^2 \frac{\tau^3(\varepsilon_{4m}) [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{4m})]}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{4m})]^2} + \\
& + a_5(m)(\varepsilon_{5m} - \varepsilon_F)^2 \frac{\tau^3(\varepsilon_{5m}) [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{5m})]}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{5m})]^2} + \\
& \left. + a_6(m)(\varepsilon_{6m} - \varepsilon_F)^2 \frac{\tau^3(\varepsilon_{6m}) [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{6m})]}{[1 + \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{6m})]^2} \right\}. \tag{2.28}
\end{aligned}$$

*** Tán xạ điện tử giam cầm - phonon quang giam cầm.**

Trong điều kiện nhiệt độ cao, tán xạ điện tử - COP là trội [69, 72].

Biểu thức của EC và PC lần lượt được xác định bởi

$$\begin{aligned}
P^{PQW-O} = & \frac{1}{4\pi B} [\sigma_{xx}^{PQW-O}(m) \gamma_{xy}^{PQW-O}(m) - \sigma_{xy}^{PQW-O}(m) \gamma_{xx}^{PQW-O}(m)] \times \\
& \times \{ \sigma_{xx}^{PQW-O}(m) \{ \beta_{xx}^{PQW-O}(m) \gamma_{xx}^{PQW-O}(m) - \sigma_{xx}^{PQW-O}(m) [\xi_{xx}^{PQW-O}(m) - K_L] \} \}^{-1} \tag{2.29}
\end{aligned}$$

$$\Pi^{PQW-O} = \frac{\gamma_{xx}^{PQW-O}(m)}{\sigma_{xx}^{PQW-O}(m)} \tag{2.30}$$

với các ten-xơ động:

$$\begin{aligned}
\sigma_{xx}^{PQW-O}(m) &= b \frac{e\tau(\varepsilon_F)}{1 + \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_F)} + \frac{e}{m_e} \times \\
&\times \{ [b_1(m) + b_3(m)] f_{13} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{13})] + \\
&+ [b_2(m) + b_4(m)] f_{24} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{24})] + \\
&+ b_5(m) f_5 [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_5)] + b_6(m) f_6 [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_6)] + \\
&+ b_7(m) f_7 [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_7)] + b_8(m) f_8 [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_8)] \},
\end{aligned} \tag{2.31}$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{xy}^{PQW-O}(m) &= -e\omega_c \left\{ b \frac{\tau^2(\varepsilon_F)}{1 + \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_F)} + \frac{2}{m_e} \{ [b_1(m) + b_3(m)] f_{13} \tau(\varepsilon_{13}) + \right. \\
&+ [b_2(m) + b_2(m)] f_{24} \tau(\varepsilon_{24}) + b_5(m) f_5 \tau(\varepsilon_5) + \\
&\left. + b_6(m) f_6 \tau(\varepsilon_6) + b_7(m) f_7 \tau(\varepsilon_7) + b_8(m) f_8 \tau(\varepsilon_8) \} \right\},
\end{aligned} \tag{2.32}$$

$$\begin{aligned}
\beta_{xx}^{PQW-O}(m) &= -\frac{1}{m_e T} \times \{ [b_1(m) + b_3(m)] f_{13} a_{13} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{13})] + \\
&+ [b_2(m) + b_4(m)] f_{24} a_{24} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{24})] + \\
&+ b_5(m) f_5 a_5 [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_5)] + b_6(m) f_6 a_6 [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_6)] + \\
&+ b_7(m) f_7 a_7 [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_7)] + b_8(m) f_8 a_8 [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_8)] \},
\end{aligned} \tag{2.33}$$

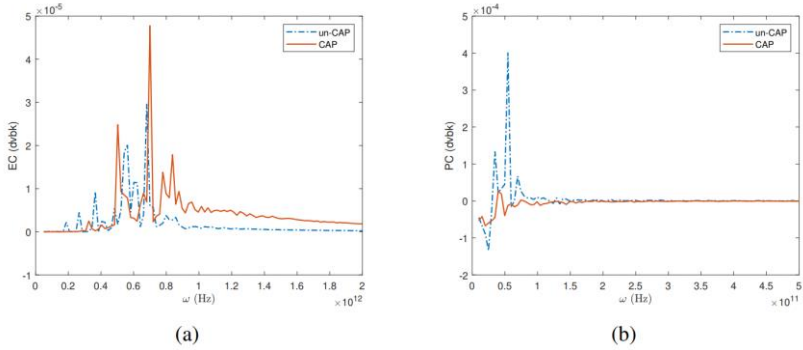
$$\gamma_{xx}^{PQW-O}(m) = -T \beta_{xx}^{PQW-O}(m) \tag{2.34}$$

$$\begin{aligned}
\gamma_{xy}^{PQW-O}(m) &= -\frac{2\omega_c}{m_e} \{ [b_1(m) + b_3(m)] a_{13} f_{13} \tau(\varepsilon_{13}) + \\
&+ [b_2(m) + b_2(m)] a_{24} f_{24} \tau(\varepsilon_{24}) + b_5(m) a_5 f_5 \tau(\varepsilon_5) + \\
&+ b_6(m) a_6 f_6 \tau(\varepsilon_6) + b_7(m) a_7 f_7 \tau(\varepsilon_7) + b_8(m) a_8 f_8 \tau(\varepsilon_8) \},
\end{aligned} \tag{2.35}$$

$$\begin{aligned}
\xi_{xx}^{PQW-O}(m) &= -\frac{1}{em_e T} \{ [b_1(m) + b_3(m)] a_{13}^2 f_{13} \tau(\varepsilon_{13}) [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{13})] + \\
&+ [b_2(m) + b_4(m)] a_{24}^2 f_{24} \tau_{24}(m) [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{24})] + \\
&+ b_5(m) a_5^2 f_5 \tau(\varepsilon_5) [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_5)] + \\
&+ b_6(m) a_6^2 f_6 \tau(\varepsilon_6) [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_6)] + \\
&+ b_7(m) a_7^2 f_7 \tau(\varepsilon_7) [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_7)] + \\
&+ b_8(m) a_8^2 f_8 \tau(\varepsilon_8) [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_8)] \}.
\end{aligned} \tag{2.36}$$

2.3. Kết quả tính số và thảo luận

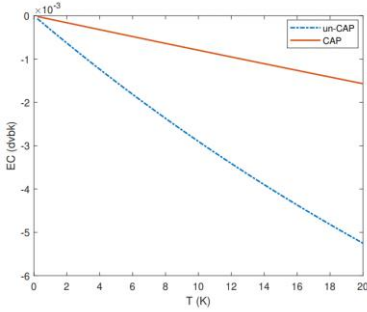
* Tán xạ điện tử giam cầm - phonon âm giam cầm.



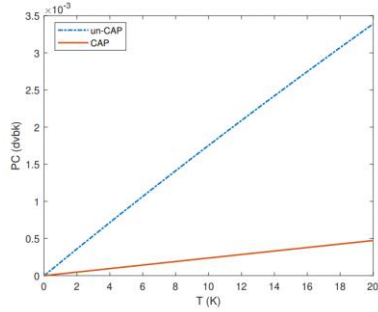
Hình 2.2: Sự phụ thuộc của EC (a) và PC (b) vào tần số của sóng điện từ với $E_0 = 2.10^6$ V/m, $T = 5$ K, $B = 5$ T.

Hình (2.2) cho thấy cả EC và PC đều dao động và có rất nhiều đỉnh cộng hưởng. Các đỉnh cộng hưởng được xác định bởi điều kiện cộng hưởng từ - phonon - photon (MPPRC): $(N-N')\square\omega_c + (n-n')\square\omega_z + eE\bar{r} \pm \square\omega_m^A \pm \square\omega = 0$ với $\omega_m^A = \frac{m\pi}{L}$. CAP đóng góp vào điều kiện cộng hưởng này thông qua thành phần $\square\omega_m^A$ tạo nên điểm khác biệt so với trường hợp phonon âm không giam cầm (un-CAP) [11]. Do ảnh hưởng của CAP, cả hai hệ số này đều có sự thay đổi về độ lớn và vị trí của các đỉnh cộng hưởng so với trường hợp un-CAP.

Theo Hình 2.3, EC và PC phụ thuộc vào nhiệt độ theo quy luật gần như tuyến tính: trong khi EC giảm nhanh khi nhiệt độ tăng (Hình 2.3(a)) thì PC lại tăng theo nhiệt độ (Hình 2.3(b)). Trong trường hợp khi cho chỉ số lượng tử m tiến về 0, chúng tôi thu được kết quả cho hiệu ứng Ettingshausen trong PQW khi không kể tới sự giam cầm của phonon âm, phù hợp với kết quả đã được công bố trước đây [11].



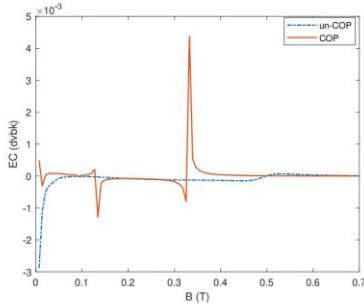
(a)



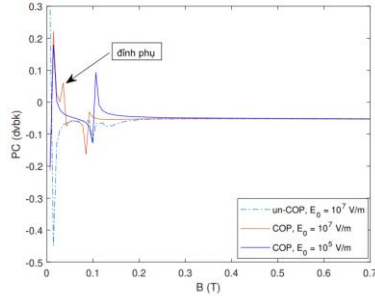
(b)

Hình 2.3: Sự phụ thuộc của EC (a) và PC (b) vào nhiệt độ với $E = 1,3 \cdot 10^5$ V/m, $E_0 = 3 \cdot 10^6$ V/m, $\omega = 10^{12}$ Hz, $B = 1$ T.

* Tán xạ điện tử giam cầm - phonon quang giam cầm



(a)

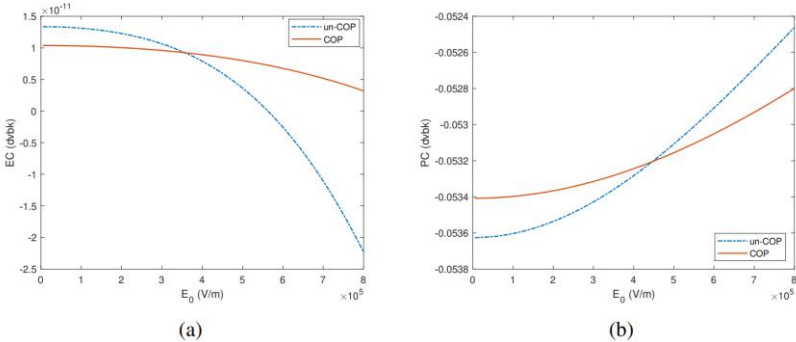


(b)

Hình 2.4: Sự phụ thuộc của EC (a) và PC (b) vào từ trường với $T = 100$ K, $\omega = 2,6 \cdot 10^{13}$ Hz, $E_0 = 5 \cdot 10^7$ V/m.

Theo Hình 2.4(a), do ảnh hưởng của phonon giam cầm, EC có nhiều đỉnh cộng hưởng trong vùng từ trường khảo sát so với trường hợp phonon quang không giam cầm (un-COP). Trong Hình 2.4(b), PC có nhiều đỉnh cộng hưởng khi từ trường nhỏ hơn 0,2 T trong cả hai trường hợp COP và un-COP. Sự giam cầm phonon không chỉ làm tăng độ lớn PC mà còn làm xuất hiện thêm các đỉnh cộng hưởng và dịch chuyển vị trí của các đỉnh cộng hưởng. Sự xuất hiện các đỉnh cộng hưởng của PC là kết quả của sự thay đổi các mức năng lượng do ảnh hưởng của từ trường và cũng đã được quan sát trong điểm tiếp xúc lượng tử 2D [17]. Bên cạnh đó, sự có mặt của sóng điện từ mạnh cũng ảnh hưởng tới sự cộng hưởng của trong trường hợp kể

đến sự giam cầm của phonon quang và làm xuất hiện đỉnh cộng hưởng phụ. Đây là một tính chất mới của PE và được giải thích bởi quá trình đa photon trong đó một điện tử bị kích thích bởi các mức Landau và có thể hấp thụ nhiều hơn một photon [21].



Hình 2.6: Sự phụ thuộc của EC (a) và PC (b) vào biên độ của sóng điện từ mạnh với $T = 300$ K, $\omega = 5.10^{13}$ Hz, $B = 1$ T.

Hình 2.6(a) chỉ rõ sự giảm phi tuyến của EC theo chiều tăng biên độ của sóng điện từ mạnh. Tuy nhiên, khi kể tới sự giam cầm của phonon quang thì độ lớn của EC giảm, tốc độ giảm của hệ số này theo biên độ của sóng điện từ mạnh chậm hơn. Sự tăng phi tuyến của PC theo chiều tăng biên độ của sóng điện từ mạnh được chỉ biểu thị rõ trong Hình 2.6(b). Do ảnh hưởng của COP, độ lớn của PC giảm và tốc độ tăng chậm hơn so với trường hợp un-COP.

2.4. Kết luận chương 2

- Kết quả giải tích: biểu thức của EC và PC đều phụ thuộc phức tạp vào các tham số của trường ngoài, nhiệt độ của hệ và chỉ số lượng tử m đặc trưng cho sự giam cầm của phonon.
- Kết quả tính toán số trong PQW *GaAs/AlGaAs* cho thấy: phonon giam cầm làm giảm độ lớn của EC và PC (so với trường hợp phonon không giam cầm); CAP làm dịch chuyển vị trí và thay đổi độ cao của đỉnh cộng hưởng; COP làm tăng độ cao và dịch chuyển vị trí của các đỉnh cộng hưởng, làm xuất hiện thêm các đỉnh cộng hưởng mới của EC và PC.

CHƯƠNG 3 ẢNH HƯỞNG CỦA SỰ LƯỢNG TỬ HÓA

DO GIẢM KÍCH THUỐC LÊN HIỆU ỨNG ETTINGSHAUSEN VÀ HIỆU ỨNG PELTIER TRONG SIÊU MẠNG PHA TẠP

3.1. Sự giam cầm của điện tử và phonon trong siêu mạng pha tạp

3.2. Biểu thức giải tích của hệ số Ettingshausen và hệ số Peltier

Phương trình động lượng tử cho hàm phân bố điện tử trong DSS có dạng tương tự như trong PQW nhưng khác nhau ở thành phần chứa phổ năng lượng của điện tử và véc tơ sóng của phonon. Từ biểu thức của mật độ dòng toàn phần và mật độ thông lượng nhiệt, chúng tôi thu được biểu thức của EC và PC như sau:

* Tán xạ điện tử giam cầm - phonon âm giam cầm

Biểu thức của EC và PC lần lượt được xác định bởi

$$P^{DSS-A} = \frac{1}{4\pi B} [\sigma_{xx}^{DSS-A}(m) \gamma_{xy}^{DSS-A}(m) - \sigma_{xy}^{DSS-A}(m) \gamma_{xx}^{DSS-A}(m)] \times \\ \times \sigma_{xx}^{DSS-A}(m) \{ \beta_{xx}^{DSS-A}(m) \gamma_{xx}^{DSS-A}(m) - \sigma_{xx}^{DSS-A}(m) [\xi_{xx}^{DSS-A}(m) - K_L] \}^{-1} \quad (3.11)$$

$$\Pi^{DSS-A} = \frac{\gamma_{xx}^{DSS-A}(m)}{\sigma_{xx}^{DSS-A}(m)} \quad (3.12)$$

trong đó:

$$\sigma_{xx}^{DSS-A}(m) = \kappa \frac{e\tau(\mathcal{E}_F)}{1 + \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_F)} + \frac{e}{m_e} \{ [\kappa_1(m) + \kappa_3(m)] a_{\mathcal{E}_{13}} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{13})] + \\ + [\kappa_2(m) + \kappa_4(m)] a_{\mathcal{E}_{24}} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{24})] + \\ + \kappa_5(m) a_{\mathcal{E}_5} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_5)] + \kappa_6(m) a_{\mathcal{E}_6} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_6)] + \\ + \kappa_7(m) a_{\mathcal{E}_7} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_7)] + \kappa_8(m) a_{\mathcal{E}_8} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_8)] \}, \quad (3.13)$$

$$\sigma_{xy}^{DSS-A}(m) = -\kappa \frac{e\omega_c \tau^2(\mathcal{E}_F)}{1 + \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_F)} - \frac{2e\omega_c}{m_e} \{ [\kappa_1(m) + \kappa_3(m)] a_{\mathcal{E}_{13}} \tau(\mathcal{E}_{13}) + \\ + [\kappa_2(m) + \kappa_4(m)] a_{\mathcal{E}_{24}} \tau(\mathcal{E}_{24}) + \kappa_5(m) a_{\mathcal{E}_5} \tau(\mathcal{E}_5) + \\ + \kappa_6(m) a_{\mathcal{E}_6} \tau(\mathcal{E}_6) + \kappa_7(m) a_{\mathcal{E}_7} \tau(\mathcal{E}_7) + \kappa_8(m) a_{\mathcal{E}_8} \tau(\mathcal{E}_8) \}, \quad (3.14)$$

$$\beta_{xx}^{DSS-A}(m) = -\frac{e}{m_e} \{ [\kappa_1(m) + \kappa_3(m)] (\hbar\omega_m^A) a_{\mathcal{E}_{13}} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{13})] + \\ + [\kappa_2(m) + \kappa_4(m)] (-\hbar\omega_m^A) a_{\mathcal{E}_{24}} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_{24})] + \\ + \kappa_5(m) (-\hbar\omega_m^A + \hbar\omega) a_{\mathcal{E}_5} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_5)] + \\ + \kappa_6(m) (-\hbar\omega_m^A - \hbar\omega) a_{\mathcal{E}_6} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_6)] + \\ + \kappa_7(m) (\hbar\omega_m^A + \hbar\omega) a_{\mathcal{E}_7} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_7)] + \\ + \kappa_8(m) (\hbar\omega_m^A - \hbar\omega) a_{\mathcal{E}_8} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\mathcal{E}_8)] \}, \quad (3.15)$$

$$\gamma_{xx}^{DSS-A}(m) = -T\beta_{xx}^{DSS-A}(m), \quad (3.16)$$

$$\begin{aligned} \gamma_{xy}^{DSS-A}(m) = & -\frac{2\omega_c}{m_e} \{ [\kappa_1(m) + \kappa_3(m)] (\hbar\omega_m^A) a_{\varepsilon_{13}} \tau(\varepsilon_{13}) + \\ & + [\kappa_2(m) + \kappa_4(m)] (-\hbar\omega_m^A) a_{\varepsilon_{24}} \tau(\varepsilon_{24}) + \\ & + \kappa_5(m) (-\hbar\omega_m^A + \hbar\omega) a_{\varepsilon_5} \tau(\varepsilon_5) + \kappa_6(m) (-\hbar\omega_m^A - \hbar\omega) a_{\varepsilon_6} \tau(\varepsilon_6) + \\ & + \kappa_7(m) (\hbar\omega_m^A + \hbar\omega) a_{\varepsilon_7} \tau(\varepsilon_7) + \kappa_8(m) (\hbar\omega_m^A - \hbar\omega) a_{\varepsilon_8} \tau(\varepsilon_8) \}, \end{aligned} \quad (3.17)$$

$$\begin{aligned} \xi_{xx}^{DSS-A}(m) = & -\frac{1}{em_e T} \left\{ (\hbar\omega_m^A)^2 \{ [\kappa_1(m) + \kappa_3(m)] a_{\varepsilon_{13}} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{13})] + \right. \\ & + [\kappa_2(m) + \kappa_4(m)] a_{\varepsilon_{24}} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{24})] \} + \\ & + (-\hbar\omega_m^A + \hbar\omega)^2 \{ \kappa_5(m) a_{\varepsilon_5} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_5)] + \kappa_6(m) a_{\varepsilon_6} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_6)] \} + \\ & \left. + (\hbar\omega_m^A + \hbar\omega)^2 \{ \kappa_7(m) a_{\varepsilon_7} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_7)] + \kappa_8(m) a_{\varepsilon_8} [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_8)] \} \right\}, \end{aligned} \quad (3.18)$$

*** Tán xạ điện tử giam cầm - phonon quang giam cầm**

Trong trường hợp này, biểu thức giải tích của EC và PC lần lượt được xác định bởi các công thức

$$\begin{aligned} P^{DSS-O} = & \frac{1}{4\pi B} [\sigma_{xx}^{DSS-O}(m) \gamma_{xy}^{DSS-O}(m) - \sigma_{xy}^{DSS-O}(m) \gamma_{xx}^{DSS-O}(m)] \times \\ & \times \sigma_{xx}^{DSS-O}(m) \{ \beta_{xx}^{DSS-O}(m) \gamma_{xx}^{DSS-O}(m) - \sigma_{xx}^{DSS-O}(m) [\xi_{xx}^{DSS-O}(m) - K_L] \}^{-1} \end{aligned} \quad (3.19)$$

$$\Pi^{DSS-O} = \frac{\gamma_{xx}^{DSS-O}(m)}{\sigma_{xx}^{DSS-O}(m)} \quad (3.20)$$

với các ten-xơ động:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx}^{DSS-O}(m) = & \kappa_0 + \frac{e}{m_e} \{ [\kappa_1(m) + \kappa_3(m)] [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{13})] \eta_{13} + \\ & + [\kappa_2(m) + \kappa_4(m)] [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_{24})] \eta_{24} + \\ & + \kappa_5(m) [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_5)] \eta_5 + \kappa_6(m) [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_6)] \eta_6 + \\ & + \kappa_7(m) [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_7)] \eta_7 + \kappa_8(m) a_{\varepsilon_8}(m) [1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_8)] \eta_8 \}, \end{aligned} \quad (3.21)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{xy}^{DSS-O}(m) = & -\kappa_0 \omega_c \tau(\varepsilon_F) - \frac{2e\omega_c}{m_e} \{ [\kappa_1(m) + \kappa_3(m)] \tau(\varepsilon_{13}) \eta_{13} + \\ & + [\kappa_2(m) + \kappa_4(m)] \tau(\varepsilon_{24}) \eta_{24} + \kappa_5(m) \tau(\varepsilon_5) \eta_5 + \\ & + \kappa_6(m) \tau(\varepsilon_6) \eta_6 + \kappa_7(m) \tau(\varepsilon_7) \eta_7 + \kappa_8(m) \tau(\varepsilon_8) \eta_8 \}, \end{aligned} \quad (3.22)$$

$$\begin{aligned}
\beta_{xx}^{DSS-O}(m) = & -\frac{e}{m_e} \{ [\kappa_1(m) + \kappa_3(m)] (\hbar\omega_m^O) [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_{13})] \eta_{13} + \\
& + [\kappa_2(m) + \kappa_4(m)] (-\hbar\omega_m^O) [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_{24})] \eta_{24} + \\
& + \kappa_5(m) (-\hbar\omega_m^O + \hbar\omega) [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_5)] \eta_5 + \\
& + \kappa_6(m) (-\hbar\omega_m^O - \hbar\omega) [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_6)] \eta_6 + \\
& + \kappa_7(m) (\hbar\omega_m^O + \hbar\omega) [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_7)] \eta_7 + \\
& + \kappa_8(m) (\hbar\omega_m^O - \hbar\omega) [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_8)] \eta_8 \}, \tag{3.23}
\end{aligned}$$

$$\gamma_{xx}^{DSS-O}(m) = -T \beta_{xx}^{DSS-O}(m), \tag{3.24}$$

$$\begin{aligned}
\gamma_{xy}^{DSS-O}(m) = & -\frac{2\omega_c}{m_e} \{ [\kappa_1(m) + \kappa_3(m)] (\hbar\omega_m^O) \tau (\varepsilon_{13}) \eta_{13} + \\
& + [\kappa_2(m) + \kappa_4(m)] (-\hbar\omega_m^O) \tau (\varepsilon_{24}) \eta_{24} + \\
& + \kappa_5(m) (-\hbar\omega_m^O + \hbar\omega) \tau (\varepsilon_5) \eta_5 + \kappa_6(m) (-\hbar\omega_m^O - \hbar\omega) \tau (\varepsilon_6) \eta_6 + \\
& + \kappa_7(m) (\hbar\omega_m^O + \hbar\omega) \tau (\varepsilon_7) \eta_7 + \kappa_8(m) (\hbar\omega_m^O - \hbar\omega) \tau (\varepsilon_8) \eta_8 \}, \tag{3.26}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\xi_{xx}^{DSS-O}(m) = & -\frac{1}{em_e T} \{ (\hbar\omega_m^O)^2 \{ [\kappa_1(m) + \kappa_3(m)] [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_{13})] \eta_{13} + \\
& + [\kappa_2(m) + \kappa_4(m)] [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_{24})] \eta_{24} \} + \\
& + (-\hbar\omega_m^O + \hbar\omega)^2 \{ \kappa_5(m) [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_5)] \eta_5 + \kappa_8(m) [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_8)] \eta_8 \} + \\
& + (\hbar\omega_m^O + \hbar\omega)^2 \{ \kappa_6(m) [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_6)] \eta_6 + \kappa_7(m) [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_7)] \eta_7 \} \}. \tag{3.26}
\end{aligned}$$

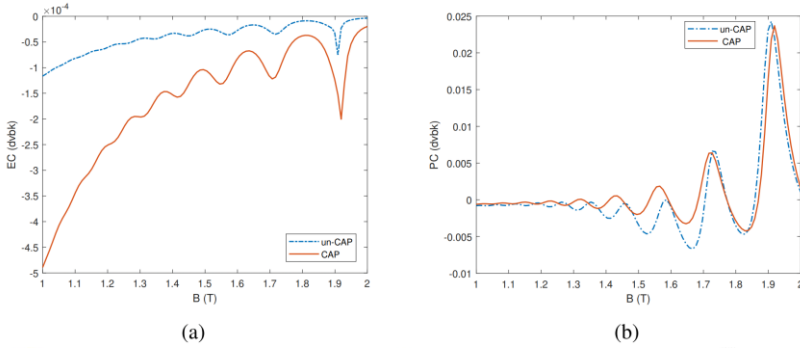
3.3. Kết quả tính toán số và thảo luận

Tính toán số các kết quả giải tích thu được ở trên đối với DSS GaAs:Si/GaAs:Be, chúng tôi thu được kết quả như sau:

* Tán xạ điện tử giam cầm - phonon âm giam cầm

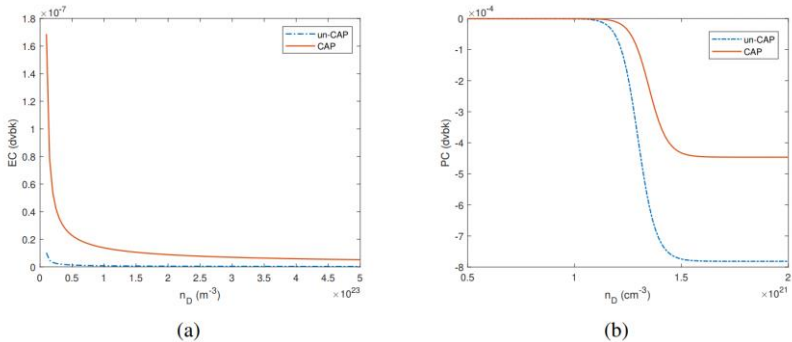
Hình 3.3 cho thấy, sự giam cầm của phonon âm không chỉ làm giảm độ lớn mà còn làm thay đổi vị trí các đỉnh trong dao động của cả EC (Hình 3.3(a)) và PC (Hình 3.3(b)). Sự xuất hiện của các dao động kiểu Shubnikov-de Hass này đã chứng minh sự xuất hiện của quá trình lượng tử hoá Landau với sự gia tăng của từ trường [45]. Nguồn gốc của những tính chất mới này có thể được giải thích thông qua MPPRC: $(N'-N) \square \omega_p = (n'-n) \square \omega_c + eE \pm \square v_s \frac{m\pi}{d} \mp \square \omega$. Chỉ số lượng tử m đặc trưng cho sự giam cầm của phonon âm giữ vai trò quyết định trong việc xác định vị trí của các đỉnh cộng hưởng. Sự giam cầm của phonon âm không chỉ ảnh hưởng tới vị trí của các đỉnh trong dao động của các hệ số EC và PC, gây nên sự dịch chuyển

các đỉnh về vùng năng lượng thấp hơn so với trường hợp un-CAP mà còn làm cho các dao động trở nên rõ nét.



Hình 3.3: Sự phụ thuộc của EC (a) và PC (b) vào từ trường với $E_0 = 4, 8.10^5$ V/m, $T = 5$ K.

Dao động lượng tử của EC tương ứng với các công trình nghiên cứu lý thuyết về hiệu ứng từ - nhiệt - điện trong các hệ bán dẫn 2D [10, 29], và dữ liệu thực nghiệm đối với Bismuth [35]. Thực nghiệm cũng chỉ ra rằng mật độ điện tích và mật độ dòng trong thiết bị bán dẫn GaAs tăng lên khi nồng độ pha tạp tăng [64]. Có thể nồng độ pha tạp cao và sự có mặt của sóng điện từ mạnh đã làm thay đổi các tính chất điện của DSS *GaAs/AlGaAs* và làm cho nó có các tính chất tương tự như kim loại mặc dù DSS hoàn toàn khác với Bismuth.

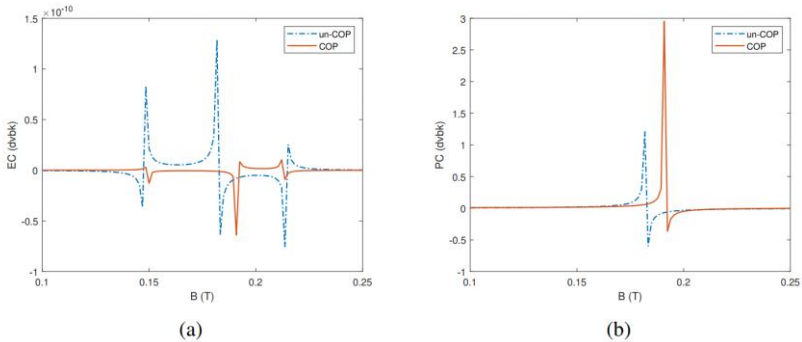


Hình 3.5: Sự phụ thuộc của EC (a) và PC (b) vào nồng độ pha tạp với $T = 5$ K, $B = 1,5$ T.

Hình 3.5 cho thấy: khi xét đến sự giam cầm của phonon âm hay không xét tới sự giam cầm loại phonon này trong DSS thì cả EC và

PC đều phụ thuộc không tuyến tính vào nồng độ pha tạp. Kết quả mà chúng tôi thu được phù hợp với nghiên cứu lí thuyết về hiệu ứng Peltier trong DSS InGaAs [71]. Nồng độ pha tạp trong bán dẫn có giới hạn riêng. Với nồng độ pha tạp cao, hệ suy biến gần như hoàn toàn, tính dẫn điện tương tự kim loại [71], dòng đi qua lớp chuyển tiếp p - n ổn định [64]. Đây được coi như một trong những nguyên nhân dẫn đến sự ổn định của EC và PC trong DSS với nồng độ pha tạp cao. Chúng tôi đề xuất sử dụng kết quả này như một cơ sở để tiến hành các thực nghiệm nhằm xác định nồng độ pha tạp của vật liệu.

*** Tán xạ điện tử giam cầm - phonon quang giam cầm**



Hình 3.6: Sự phụ thuộc của EC (a) và PC (b) vào từ trường với $E_0 = 5.10^3$ V/m, $\omega = 5.10^{13}$ Hz, $T = 100$ K.

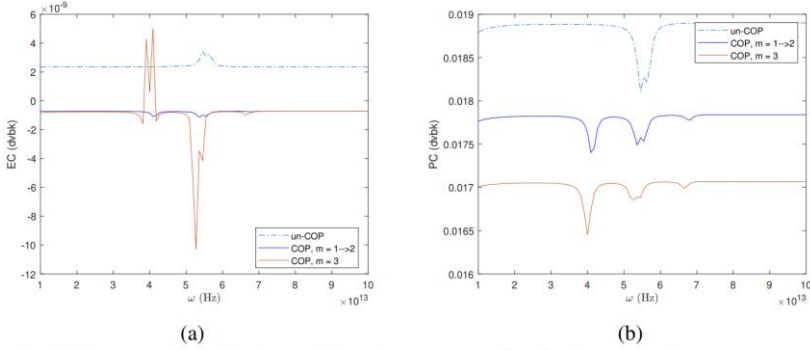
Trong Hình 3.6, cả EC và PC đều đạt cộng hưởng trong vùng từ trường khảo sát. Do ảnh hưởng của COP, các đỉnh cộng hưởng đều có sự dịch chuyển vị trí và thay đổi độ cao so với trường hợp phonon quang không giam cầm (un-COP). Giá trị của cảm ứng từ tương ứng với các đỉnh cộng hưởng được xác định thông qua biểu thức:

$$B = m_e \frac{(n-n') \omega_p + eE\Gamma \pm \omega_m^O \pm \omega}{2e\hbar} \quad \text{với} \quad \omega_m^O = \sqrt{\omega_0^2 + v^2(\pi\tau/d)^2} .$$

Khi m thay đổi, điều kiện cộng hưởng thay đổi làm cho các đỉnh cộng hưởng được xác định ở một vị trí mới.

Hình 3.7(a) cho thấy EC có nhiều đỉnh cộng hưởng khi khảo sát sự phụ thuộc vào tần số của sóng điện từ mạnh. Khi kê đến sự giam cầm của phonon quang, tuy EC nhận các giá trị nhỏ hơn trong trường hợp un-COP nhưng các đỉnh cộng hưởng rõ nét hơn, vị trí các đỉnh thay đổi và xuất hiện thêm các đỉnh cộng hưởng mới. Kết quả này

hoàn toàn khác với các tính chất của EE đã được nghiên cứu trong bán dẫn khối [53].



Hình 3.7: Sự phụ thuộc của EC (a) và PC (b) vào tần số của sóng điện từ mạnh với $E_0 = 3.10^3$ V/m, $B = 0,15$ T.

Kết quả khảo sát sự phụ thuộc của PC vào tần số của sóng điện từ mạnh biểu thị trong Hình 3.7(b) cho thấy: COP là nguyên nhân gây nên sự thay đổi vị trí các đỉnh cộng hưởng, gia tăng số lượng các đỉnh cộng hưởng của PC và làm giảm độ lớn của hệ số này so với trường hợp un-COP. Điều kiện cộng hưởng trong DSS được nêu ở trên là cơ sở giải tích để giải thích cho các kết quả này.

3.4. Kết luận chương 3

- Biểu thức giải tích của EC và PC đều cho thấy sự phụ thuộc của hai hệ số này vào các đại lượng đặc trưng cho sóng điện từ mạnh, từ trường, điện trường không đổi, nồng độ pha tạp của DSS, nhiệt độ của hệ, đặc biệt là các chỉ số lượng tử m đặc trưng cho sự giam cầm của phonon.

- Kết quả tính số đối với cho thấy phonon giam cầm làm tăng độ lớn của EC và giảm độ lớn của PC khi khảo sát sự phụ thuộc của các hệ số này vào biên độ của sóng điện từ mạnh và nồng độ pha tạp của siêu mạng; CAP làm tăng biên độ dao động từ của EC và giảm biên độ dao động từ của PC; COP gây nên sự dịch chuyển vị trí các đỉnh cộng hưởng, làm xuất hiện các đỉnh cộng hưởng của EC và PC khi khảo sát sự phụ thuộc của chúng vào tần số của sóng điện từ mạnh.

CHƯƠNG 4
ẢNH HƯỞNG CỦA SỰ LƯỢNG TỬ HÓA
DO GIẢM KÍCH THƯỚC LÊN ETTINGSHAUSEN
VÀ HIỆU ỨNG PELTIER TRONG SIÊU MẠNG HỢP PHẦN

4.1. Sự giam cầm của điện tử và phonon trong siêu mạng hợp phần
4.2. Biểu thức giải tích của hệ số Etingshausen và hiệu ứng Peltier

Áp dụng phương pháp phương trình động lượng tử, chúng tôi tính toán và thu được biểu thức của EC và PC trong CSS như sau:

*** Tán xạ điện tử giam cầm - phonon âm giam cầm**

Biểu thức của EC và PC được xác định thông qua các công thức

$$P^{CSS-A} = \frac{1}{4\pi B} [\sigma_{xx}^{CSS-A}(m) \gamma_{xy}^{CSS-A}(m) - \sigma_{xy}^{CSS-A}(m) \gamma_{xx}^{CSS-A}(m)] \times \\ \{\sigma_{xx}^{CSS-A}(m) \{\beta_{xx}^{CSS-A}(m) \gamma_{xx}^{CSS-A}(m) - \sigma_{xx}^{CSS-A}(m) [\xi_{xx}^{CSS-A}(m) - K_L]\}\}^{-1} \quad (4.18)$$

$$\Pi^{CSS-A} = \frac{\gamma_{xx}^{CSS-A}(m)}{\sigma_{xx}^{CSS-A}(m)} \quad (4.19)$$

trong đó:

$$\sigma_{xx}^{CSS-A}(m) = \kappa_0 + \frac{e}{m_e} \left\{ [\kappa_1(m) + \kappa_3(m)] \eta_{\varepsilon_m^+} [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_m^+)] + \right. \\ + [\kappa_2(m) + \kappa_4(m)] \eta_{\varepsilon_m^-} [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_m^-)] + \\ + \kappa_5(m) \eta_{\varepsilon_{5m}} [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_{5m})] + \kappa_6(m) \eta_{\varepsilon_{6m}} [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_{6m})] + \\ \left. + \kappa_7(m) \eta_{\varepsilon_{7m}} [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_{7m})] + \kappa_8(m) \eta_{\varepsilon_{8m}} [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_{8m})] \right\}, \quad (4.20)$$

$$\sigma_{xy}^{CSS-A}(m) = -\kappa_0 \omega_c \tau (\varepsilon_F) - \frac{2\omega_c e}{m_e} \left\{ [\kappa_1(m) + \kappa_3(m)] \eta_{\varepsilon_m^+} \tau (\varepsilon_m^+) + \right. \\ + [\kappa_2(m) + \kappa_4(m)] \eta_{\varepsilon_m^-} \tau (\varepsilon_m^-) + \kappa_5(m) \eta_{\varepsilon_{5m}} \tau (\varepsilon_{5m}) \\ \left. + \kappa_6(m) \eta_{\varepsilon_{6m}} \tau (\varepsilon_{6m}) + \kappa_7(m) \eta_{\varepsilon_{7m}} \tau (\varepsilon_{7m}) + \kappa_8(m) \eta_{\varepsilon_{8m}} \tau (\varepsilon_{8m}) \right\}, \quad (4.21)$$

$$\begin{aligned}
\beta_{xx}^{CSS-A}(m) = & -\frac{1}{m_e T} \{ [\kappa_1(m) + \kappa_3(m)] (\hbar\omega_m) \eta_{\varepsilon_m^+} [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_m^+)] + \\
& + [\kappa_2(m) + \kappa_4(m)] (-\hbar\omega_m^A) \eta_{\varepsilon_m^-} [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_m^-)] + \\
& + \kappa_5(m) (-\hbar\omega_m^A - \hbar\omega) \eta_{\varepsilon_{5m}} [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_{5m})] + \\
& + \kappa_6(m) (\hbar\omega_m^A + \hbar\omega) \eta_{\varepsilon_{6m}} [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_{6m})] + \\
& + \kappa_7(m) (-\hbar\omega_m^A + \hbar\omega) \eta_{\varepsilon_{7m}} [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_{7m})] + \\
& + \kappa_8(m) (\hbar\omega_m^A - \hbar\omega) \eta_{\varepsilon_{8m}} [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_{8m})] \},
\end{aligned} \tag{4.22}$$

$$\gamma_{xx}^{CSS-A}(m) = -T \beta_{xx}^{CSS-A}(m), \tag{4.23}$$

$$\begin{aligned}
\gamma_{xy}^{CSS-A}(m) = & \frac{-2\omega_c}{m_e} \{ [\kappa_1(m) + \kappa_3(m)] (\hbar\omega_m)^2 \eta_{\varepsilon_m^+} \tau (\varepsilon_m^+) + \\
& + [\kappa_2(m) + \kappa_4(m)] (\hbar\omega_m^A)^2 \eta_{\varepsilon_m^-} \tau (\varepsilon_m^-) + \\
& + \kappa_5(m) (-\hbar\omega_m^A - \hbar\omega)^2 \eta_{\varepsilon_{5m}} \tau (\varepsilon_{5m}) + \kappa_6(m) (\hbar\omega_m^A + \hbar\omega)^2 \eta_{\varepsilon_{6m}} \tau (\varepsilon_{6m}) + \\
& + \kappa_7(m) (-\hbar\omega_m^A + \hbar\omega)^2 \eta_{\varepsilon_{7m}} \tau (\varepsilon_{7m}) + \kappa_8(m) (\hbar\omega_m^A - \hbar\omega)^2 \eta_{\varepsilon_{8m}} \tau (\varepsilon_{8m}) \},
\end{aligned} \tag{4.24}$$

$$\begin{aligned}
\xi_{xx}^{CSS-A}(m) = & -\frac{1}{em_e T} \left\{ [\kappa_1(m) + \kappa_3(m)] (\hbar\omega_m)^2 \eta_{\varepsilon_m^+} [1 - \omega_c^2 \tau (\varepsilon_m^+)]^2 + \right. \\
& + [\kappa_2(m) + \kappa_4(m)] (\hbar\omega_m^A)^2 \eta_{\varepsilon_m^-} [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_m^-)] + \\
& + \kappa_5(m) (-\hbar\omega_m^A - \hbar\omega)^2 \eta_{\varepsilon_{5m}} [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_{5m})] + \\
& + \kappa_6(m) (\hbar\omega_m^A + \hbar\omega)^2 \eta_{\varepsilon_{6m}} [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_{6m})] + \\
& + \kappa_7(m) (-\hbar\omega_m^A + \hbar\omega)^2 \eta_{\varepsilon_{7m}} [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_{7m})] + \\
& \left. + \kappa_8(m) (\hbar\omega_m^A - \hbar\omega)^2 \eta_{\varepsilon_{8m}} [1 - \omega_c^2 \tau^2 (\varepsilon_{8m})] \right\}.
\end{aligned} \tag{4.25}$$

* Tán xạ điện tử giam cầm - phonon quang giam cầm

Tương tự trường hợp tán xạ điện tử giam cầm - CAP, biểu thức giải tích của EC và PC trong trường hợp này lần lượt được xác định thông qua các công thức:

$$P^{CSS-O} = \frac{1}{4\pi B} [\sigma_{xx}^{CSS-O}(m) \gamma_{xy}^{CSS-O}(m) - \sigma_{xy}^{CSS-O}(m) \gamma_{xx}^{CSS-O}(m)] \times \{ \sigma_{xx}^{CSS-O}(m) \{ \beta_{xx}^{CSS-O}(m) \gamma_{xx}^{CSS-O}(m) - \sigma_{xx}^{CSS-O}(m) [\xi_{xx}^{CSS-O}(m) - K_L] \} \}^{-1} \tag{4.26}$$

$$\Pi^{CSS-O} = \frac{\gamma_{xx}^{CSS-O}(m)}{\sigma_{xx}^{CSS-O}(m)} \tag{4.27}$$

với các ten-xơ động:

$$\begin{aligned}
\sigma_{xx}^{CSS-O}(m) = & \kappa_0 \eta_{\varepsilon_F} + \frac{e}{m_e} \left\{ [\kappa_1(m) + \kappa_3(m)] \eta_{\varepsilon_m^+} \mu_{\varepsilon_m^+} + [\kappa_2(m) + \kappa_4(m)] \eta_{\varepsilon_m^-} \mu_{\varepsilon_m^-} \right. \\
& \left. + \kappa_5(m) \eta_{\varepsilon_{5m}} \mu_{\varepsilon_{5m}} + \kappa_6(m) \eta_{\varepsilon_{6m}} \mu_{\varepsilon_{6m}} + \kappa_7(m) \eta_{\varepsilon_{7m}} \mu_{\varepsilon_{7m}} + \kappa_8(m) \eta_{\varepsilon_{8m}} \mu_{\varepsilon_{8m}} \right\},
\end{aligned} \tag{4.28}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{xy}^{CSS-O}(m) = & -\omega_c \left\{ \kappa_0 \eta_{\epsilon_F} \tau(\epsilon_F) + \frac{2e}{m_e} \left\{ [\kappa_1(m) + \kappa_3(m)] \eta_{\epsilon_m^+} \tau(\epsilon_m^+) + \right. \right. \\ & + [\kappa_2(m) + \kappa_4(m)] \eta_{\epsilon_m^-} \tau(\epsilon_m^-) + \kappa_5(m) \eta_{\epsilon_{5m}} \tau(\epsilon_{5m}) \\ & \left. \left. + \kappa_6(m) \eta_{\epsilon_{6m}} \tau(\epsilon_{6m}) + \kappa_7(m) \eta_{\epsilon_{7m}} \tau(\epsilon_{7m}) + \kappa_8(m) \eta_{\epsilon_{8m}} \tau(\epsilon_{8m}) \right\} \right\}, \end{aligned} \quad (4.29)$$

$$\begin{aligned} \beta_{xx}^{CSS-O}(m) = & -\frac{1}{m_e T} \left\{ [\kappa_1(m) + \kappa_3(m)] (\hbar\omega_m) \eta_{\epsilon_m^+} \mu_{\epsilon_m^+} + \right. \\ & + [\kappa_2(m) + \kappa_4(m)] (-\hbar\omega_m^O) \eta_{\epsilon_m^-} \mu_{\epsilon_m^-} + \\ & + \kappa_5(m) (-\hbar\omega_m^O - \hbar\omega) \eta_{\epsilon_{5m}} \mu_{\epsilon_{5m}} + \kappa_6(m) (\hbar\omega_m^O + \hbar\omega) \eta_{\epsilon_{6m}} \mu_{\epsilon_{6m}} + \\ & \left. + (\hbar\omega_m^O - \hbar\omega) [\kappa_7(m) \eta_{\epsilon_{7m}} \mu_{\epsilon_{7m}} + \kappa_8(m) \eta_{\epsilon_{8m}} \mu_{\epsilon_{8m}}] \right\}, \end{aligned} \quad (4.30)$$

$$\gamma_{xx}^{CSS-O}(m) = -T \beta_{xx}^{CSS-O}(m), \quad (4.31)$$

$$\begin{aligned} \gamma_{xy}^{CSS-O}(m) = & \frac{-2\omega_c}{m_e} \left\{ (\hbar\omega_m^O)^2 [\kappa_1(m) + \kappa_3(m)] \eta_{\epsilon_m^+} \tau(\epsilon_m^+) + \right. \\ & + (\hbar\omega_m^O)^2 [\kappa_2(m) + \kappa_4(m)] \eta_{\epsilon_m^-} \tau(\epsilon_m^-) + \\ & + (\hbar\omega_m^O + \hbar\omega)^2 [\kappa_5(m) \eta_{\epsilon_{5m}} \tau(\epsilon_{5m}) + \kappa_6(m) \eta_{\epsilon_{6m}} \tau(\epsilon_{6m})] + \\ & \left. + (\hbar\omega_m^O - \hbar\omega)^2 [\kappa_7(m) \eta_{\epsilon_{7m}} \tau(\epsilon_{7m}) + \kappa_8(m) \eta_{\epsilon_{8m}} \tau(\epsilon_{8m})] \right\}, \end{aligned} \quad (4.32)$$

$$\begin{aligned} \xi_{xx}^{CSS-O}(m) = & -\frac{1}{em_e T} \left\{ (\hbar\omega_m^O)^2 [\kappa_1(m) + \kappa_3(m)] \eta_{\epsilon_m^+} \mu_{\epsilon_m^+} + \right. \\ & + (\hbar\omega_m^O)^2 [\kappa_2(m) + \kappa_4(m)] \eta_{\epsilon_m^-} \mu_{\epsilon_m^-} + \\ & + (\hbar\omega_m^O + \hbar\omega)^2 [\kappa_5(m) \eta_{\epsilon_{5m}} \mu_{\epsilon_{5m}} + \kappa_6(m) \eta_{\epsilon_{6m}} \mu_{\epsilon_{6m}}] + \\ & \left. + (\hbar\omega_m^O - \hbar\omega)^2 [\kappa_7(m) \eta_{\epsilon_{7m}} \mu_{\epsilon_{7m}} + \kappa_8(m) \eta_{\epsilon_{8m}} \mu_{\epsilon_{8m}}] \right\}, \end{aligned} \quad (4.33)$$

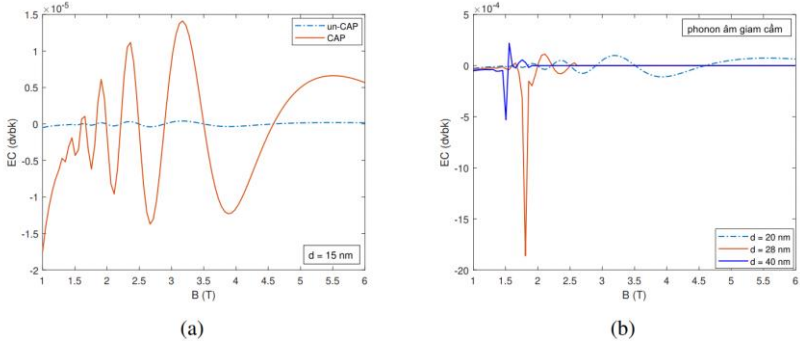
4.3. Kết quả tính số và thảo luận

Các kết quả giải tích thu được ở trên được tính số đối với CSS $GaAs/Al_{0.25}Ga_{0.75}As$.

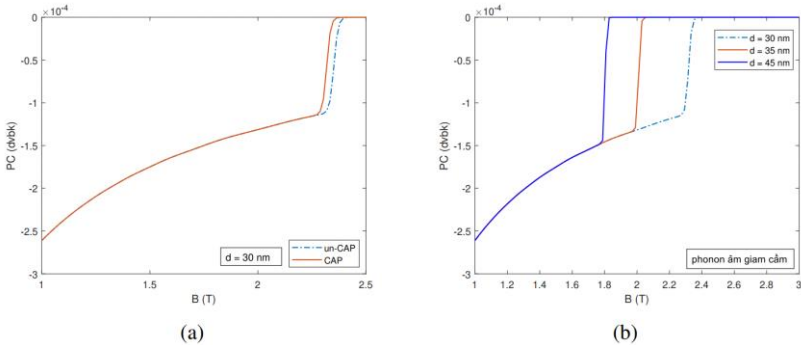
* Tán xạ điện tử giam cầm - phonon âm giam cầm

Hình 4.1 cho thấy sự dao động đã xảy ra khi khảo sát sự phụ thuộc của EC vào từ trường và biên độ dao động tăng khi từ trường tăng. So với trường hợp un-CAP, sự dao động của EC mạnh hơn với nhiều đỉnh cộng hưởng có biên độ lớn khi kể tới sự giam cầm của phonon âm. Sự dao động từ của EC mà chúng tôi thu được phù hợp với các nghiên cứu lý thuyết về các hiệu ứng từ - nhiệt - điện xảy ra trong các hệ bán dẫn 2D [29], các dữ liệu thực nghiệm quan sát được trong kim loại [35] và trong một số hệ bán dẫn thấp chiều khác [40,

58]. Trong siêu mạng GaAs/AlGaAs, sự dao động từ có nguyên nhân từ sự cộng hưởng với sự chuyển tiếp điện tử và lỗ trống ở các mức Landau, mỗi cộng hưởng tương ứng với một đỉnh [47] được xác định bởi $(N-N') \frac{eB}{m_e} = \epsilon_{n,\pi} - \epsilon_{n,0} - eE\bar{\tau} \pm \omega_m^A \pm \omega$ với $\omega_m^A = v_s \frac{m\pi}{d_l}$ phụ thuộc vào bề dày d_l của lớp GaAs. Khi d_l càng nhỏ, chu kỳ của siêu mạng càng nhỏ, phonon âm bị giam cầm càng mạnh và hiệu ứng lượng tử thể hiện rõ nét. Đây là nguyên nhân dẫn đến sự mất dần các dao động, giảm số lượng các đỉnh cộng hưởng khi d_l tăng dần. Kết quả này được biểu thị trong Hình 4.1(b) và phù hợp với kết quả thu được trong CSS khi chưa kể đến sự giam cầm của phonon âm [10].



Hình 4.1: Sự phụ thuộc của EC vào từ trường với $E_0 = 10^6$ V/m, $\omega = 3.10^{12}$ Hz, $T = 3$ K



Hình 4.2: Sự phụ thuộc của PC vào từ trường với $E_0 = 10^6$ V/m, $\omega = 3.10^{12}$ Hz, $T = 3$ K.

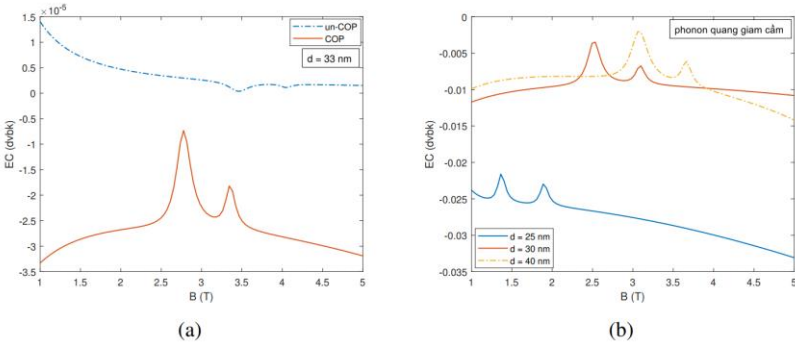
Hình 4.2(a) cho thấy PC trong trường hợp CAP và trong trường hợp chưa kể đến sự giam cầm của phonon âm đều tăng phi tuyến khi từ trường tăng nhưng các đồ thị gần như trùng nhau. Như vậy, sự giam cầm của phonon âm có ảnh hưởng không đáng kể đối với PC trong CSS khi khảo sát sự phụ thuộc của hệ số này vào từ trường. Hình 4.2(b) chỉ rõ: PC tăng chậm ở vùng từ trường yếu và đột ngột tăng nhanh trước khi đạt giá trị ổn định ở vùng từ trường lớn hơn; chu kỳ siêu mạng càng lớn thì sự ổn định của PC càng được mở rộng về vùng từ trường có giá trị nhỏ.

*** Tán xạ điện tử giam cầm - quang giam cầm**

Từ Hình 4.5 có thể nhận thấy rằng, các dao động kiểu Shubnikov - de Hass đã không xuất hiện như trong trường hợp CAP, thay vào đó là sự xuất hiện của các đỉnh cộng hưởng. Các đỉnh cộng hưởng này được xác định bởi MPPRC:

$$(N'-N) \omega_c = \epsilon_{n,0} - \epsilon_{n,d} + eE\bar{\tau} \pm \omega_m^0 \pm \omega \quad \text{với}$$

$$\omega_m^0 = \sqrt{\omega_0^2 + v^2(m\pi/d)^2}.$$



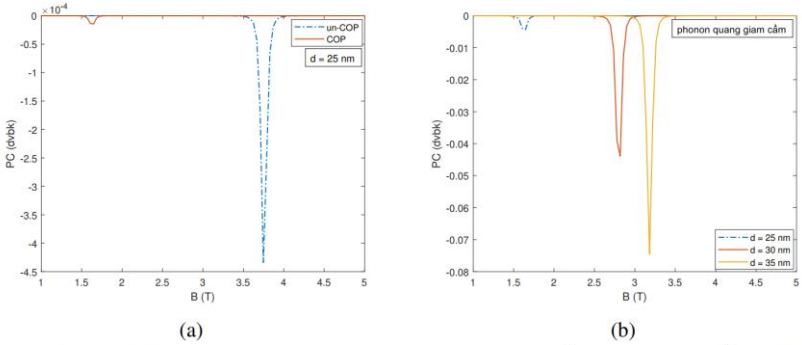
Hình 4.5: Sự phụ thuộc của EC vào từ trường với $E_0 = 2.10^5$ V/m, $\omega = 5.10^{12}$ Hz, $T = 300$ K.

Khi cho chỉ số lượng tử m tiến về giá trị 0, chúng tôi thu được lại kết quả thu được cho trường hợp chưa kể đến sự giam cầm của phonon trong nghiên cứu đã được công bố trước đây [10]. Trong trường hợp COP, các đỉnh cộng hưởng của EC cao hơn và dịch chuyển vùng mà điện tử có năng lượng cyclotron nhỏ hơn, giá trị của hệ số này giảm đáng kể so với trường hợp un-COP. Hơn nữa, EC nhận các giá trị âm thay vì các giá trị dương khi chưa kể đến ảnh

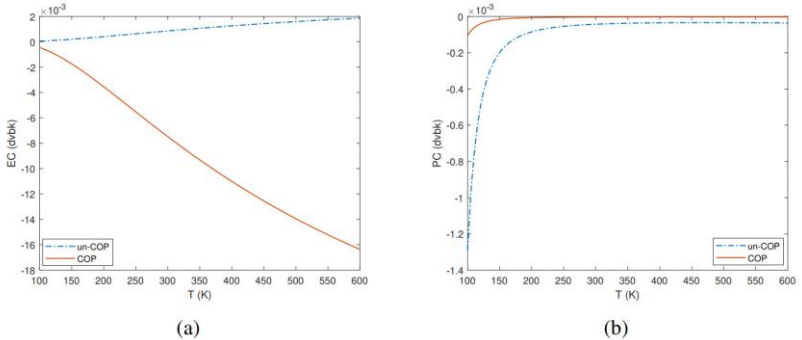
hường của hiệu ứng giam cầm phonon [10]. Ngoài ra, khi chu kỳ của CSS tăng, các đỉnh cộng hưởng dịch chuyển về vùng từ trường mạnh, đồng thời, giá trị của EC tăng dần.

Hình 4.6 cho thấy: dù có xét tới sự giam cầm của phonon quang hay không, PC chỉ nhận các giá trị âm. Tuy nhiên, do ảnh hưởng của COP, giá trị của PC tăng đáng kể so với trường hợp un-COP (Hình 4.6(a)). Tương tự như với EC, chu kỳ của siêu mạng ảnh hưởng mạnh đến PC (Hình 4.6(b)). Khi chu kỳ của CSS tăng, giá trị của PC giảm mạnh; vị trí các đỉnh cộng hưởng dịch chuyển về phía từ trường mạnh ứng với vùng năng lượng cyclotron của điện tử lớn.

Hình 4.8(a) cho thấy COP làm giảm EC so với trường hợp un-COP, đồng thời làm thay đổi quy luật biến đổi của hệ số này theo nhiệt độ: trong trường hợp COP, EC giảm nhanh khi nhiệt độ tăng; khi chưa kể tới sự giam cầm của phonon quang, hệ số này tăng phi tuyến theo nhiệt độ.



Hình 4.6: Sự phụ thuộc của PC vào từ trường với $E_0 = 2.10^5$ V/m, $\omega = 5.10^{12}$ Hz, $T = 300$ K.



Hình 4.8: Sự phụ thuộc của EC (a) và PC (b) vào nhiệt độ với $E_0 = 2.10^5$ V/m, $\omega = 5.10^{12}$ Hz, $d = 35$ nm, $B = 2,4$ T.

Trong Hình 4.8(b), sự giam cầm của phonon quang chỉ tăng độ lớn mà không làm thay đổi quy luật biến đổi của hệ số này theo nhiệt độ: khi nhiệt độ nhỏ hơn 250 K, PC tăng phi tuyến và sau đó biến đổi tuyến tính ở vùng nhiệt độ cao hơn.

Tương tác điện tử - phonon là một trong những yếu tố ảnh hưởng đến tính chất phi tuyến của PC. Tính chất phi tuyến của hệ số này trong siêu mạng bán dẫn là đáng kể khi nhiệt độ điện tử lớn hơn nhiệt độ của mạng tinh thể [71]. Trong trường hợp nhiệt độ của hệ cao, điện tử có xu hướng nhiệt hoá nhanh hơn với mạng tinh thể ảnh hưởng đến sự tương tác điện tử giam cầm - phonon giam cầm, do đó không có sự phát sinh nhiệt và quá trình chuyển tiếp là tuyến tính [71]. Đây được coi là nguyên nhân dẫn đến sự biến đổi tuyến tính của PC ở nhiệt độ cao.

4.4. Kết luận chương 4

- Biểu thức giải tích của EC và PC phụ thuộc vào các tham số trường ngoài, tham số cấu trúc của CSS, nhiệt độ của hệ và chỉ số lượng tử m đặc trưng cho sự giam cầm của phonon.

- Kết quả tính số chỉ rõ: phonon giam cầm làm tăng độ lớn của EC và giảm độ lớn của PC khi khảo sát sự phụ thuộc của các hệ số này vào biên độ của sóng điện tử mạnh và nhiệt độ của hệ; CAP làm tăng biên độ dao động của EC theo từ trường và tần số của sóng điện tử mạnh; COP làm thay đổi vị trí các đỉnh cộng hưởng của cả EC và PC khi khảo sát sự phụ thuộc của chúng vào từ trường và tần số của sóng điện tử mạnh.

KẾT LUẬN

Trong luận án, chúng tôi đã sử dụng phương pháp phương trình động lượng tử kết hợp với phần mềm Matlab để nghiên cứu ảnh hưởng của sự lượng tử hoá do giam kích thước lên hai hiệu ứng từ - nhiệt - điện điển hình là EE và PE trong các hệ 2D bao gồm PQW, DSS, CSS. Các kết quả chính thu được của luận án là:

1. Thiết lập được các phương trình động lượng tử cho hàm phân bố điện tử trong các hệ 2D khi có mặt sóng điện tử mạnh, điện trường không đổi, từ trường và có kể đến sự giam cầm cả điện tử và

phonon. Từ đó, tìm được biểu thức giải tích EC và PC với hai cơ chế tán xạ là tán xạ điện tử giam cầm - CAP và tán xạ điện tử giam cầm - COP. Các kết quả giải tích thu được cho thấy sự lượng tử hoá do giảm kích thước trong các hệ bán dẫn 2D ảnh hưởng đáng kể đến EE và PE với sự xuất hiện của các chỉ số lượng tử N , n đặc trưng cho sự giam cầm của điện tử và chỉ số lượng tử m đặc trưng cho sự giam cầm của phonon. Khi cho m tiến về giá trị 0 và thừa số dạng điện tử trở về biểu thức như trong trường hợp phonon không giam cầm, chúng tôi thu lại được kết quả cho trường hợp phonon không giam cầm. Bên cạnh đó, cả EC và PC đều phụ thuộc vào các tham số đặc trưng cho trường ngoài (biên độ E_0 và tần số ω của sóng điện từ mạnh, điện trường không đổi E , từ trường B), các tham số cấu trúc vật liệu (bề rộng hố lượng tử L , nồng độ pha tạp n_D , chu kỳ siêu mạng d) và nhiệt độ T của hệ.

2. Kết quả tính số đối với các hệ 2D tiêu biểu, gồm PQRW $GaAs/AlGaAs$, DSS $GaAs:Si/GaAs:Be$ và CSS $GaAs/Al_{0.25}Ga_{0.75}As$, đã minh hoạ trực quan cho các kết quả giải tích thu được. Từ đó chỉ rõ ảnh hưởng của phonon giam cầm lên EE và PE. Cụ thể:

- + Phonon giam cầm làm thay đổi đáng kể độ lớn của cả EC và PC trong các hệ 2D so với trường hợp phonon không giam cầm.

- + Sự giam cầm của phonon âm là nguyên nhân làm thay đổi biên độ dao động từ của EC và PC trong siêu mạng và làm cho các dao động trở nên rõ nét.

- + COP đóng góp vào MPPRC trong các hệ 2D, gây nên sự dịch chuyển vị trí, thay đổi độ cao các đỉnh cộng hưởng của EC và PC (so với trường hợp un-COP) khi khảo sát sự phụ thuộc của hai hệ số này vào từ trường và tần số của sóng điện từ mạnh.

Các kết quả thu được của luận án phù hợp với các nghiên cứu lí thuyết và số liệu thực nghiệm, góp phần hoàn thiện lí thuyết về các hiệu ứng từ - nhiệt - điện trong các hệ 2D, là cơ sở để giải thích một số tính chất động của các hệ bán dẫn thấp chiều có cấu trúc nano.

DANH MỤC CÁC CÔNG TRÌNH KHOA HỌC CỦA TÁC GIẢ LIÊN QUAN ĐẾN LUẬN ÁN

1. Nguyen Thi Lam Quynh*, Nguyen Ba Duc, Nguyen Quang Bau (2018), "Calculation of the Ettingshausen coefficient in quantum wells with parabolic potential in the presence of electromagnetic wave (for electron-confined acoustic phonons scattering)", *Sci. J. Tan Trao University* 9, pp. 73-79.
2. Nguyen Thi Lam Quynh*, Cao Thi Vi Ba, Nguyen Quang Bau (2019), "The calculation of the Ettingshausen coefficient in quantum wells under the influence of confined phonons (for electron – confined optical phonon scattering)", *VNU J. Sci.: Math. Phys.* 35, pp. 67-73.
3. Nguyen Quang Bau*, Nguyen Thi Lam Quynh, Cao Thi Vi Ba, Le Thai Hung (2020), "Doped two-dimensional semiconductor superlattice: photo-stimulated quantum thermo-magnetoelectric effects under the influence of a confined phonon", *J. Korean Phys. Soc.* 77, pp. 1224-1232. (ISI)
4. Cao Thi Vi Ba, Nguyen Thi Lam Quynh*, Nguyen Quang Bau (2020), "The Ettingshausen effect in doped semiconductor superlattice under the influence of confined optical phonon", *VNU J. Sci.: Math. Phys.* 36, pp. 39-46.
5. Le Thai Hung, Nguyen Thi Lam Quynh*, Nguyen Thi Nguyet Anh, Nguyen Quang Bau (2021), "The influence of confined acoustic phonon on the quantum Peltier effect in doped semiconductor superlattice in the presence of electromagnetic wave", *J. Phys: Conf. Ser.* 1932, 012009. (Scopus)
6. Cao Thi Vi Ba, Nguyen Thi Lam Quynh*, Nguyen Quang Bau, Nguyen Ba Duc (2022), "Quantum Peltier coefficient resonance in a GaAs/AlGaAs parabolic quantum well with confined optical phonon", *J. Phys: Conf. Ser.* 2269, 012008. (Scopus)
7. Cao Thi Vi Ba, Nguyen Quang Bau*, Nguyen Thi Lam Quynh, Nguyen Dinh Nam, Do Tuan Long (2022), "Theoretical study of photo-stimulated thermo-magnetoelectric effects in two-dimensional compositional superlattices by using quantum kinetic equation", *J. Phys.: Cond. Matt.* (ISI) (Đã gửi đăng)