

MỞ ĐẦU

1. Lí do lựa chọn đề tài.

Ngày nay, sự phát triển vượt bậc của khoa học công nghệ đã và đang tạo một tiền đề vững chắc cho sự phát triển các ngành khoa học cơ bản. Một trong những lĩnh vực chịu tác động mạnh mẽ nhất của cuộc cách mạng khoa học kỹ thuật lịch sử này chính là khoa học và công nghệ nano. Các cấu trúc bán dẫn nano ngày càng được chế tạo hoàn hảo hơn nhờ sự chuyển hướng đối tượng nghiên cứu chính từ các khối tinh thể sang các màng mỏng và các cấu trúc nhiều lớp, chẳng hạn sự phát triển của các kỹ thuật tinh vi trong nuôi tinh thể như epitaxy dòng phân tử (MBE-molecular beam epitaxy) và kết tủa hơi kim loại hóa hữu cơ (MOCVD - metal organic chemical vapor deposition),... Trong các cấu trúc này, chuyển động của các hạt tải điện bị giới hạn dọc theo một, hai hay ba chiều và được gọi là hiệu ứng kích thước [5, 6, 70, 72, 81]. Do đó, các cấu trúc bán dẫn nano còn được gọi là bán dẫn thấp chiều. Tính chất của các thiết bị dựa trên bán dẫn thấp chiều có thể được điều chỉnh bằng cách thay đổi các thông số của cấu trúc và thành phần của hợp chất tạo nên chúng. Từ đó, người ta có thể chế tạo thành công các cấu trúc hai chiều như hố lượng tử, màng mỏng, cấu trúc lớp, siêu mạng...; các cấu trúc một chiều như dây lượng tử, ống nano,... hay các cấu trúc không chiều như chấm lượng tử, nhóm tinh thể,... với những thông số phù hợp với mục đích sử dụng. Các tính chất vật lý của các hệ bán dẫn thấp chiều có sự thay đổi đáng kể về mặt định tính cũng như định lượng so với bán dẫn khối. Đặc biệt, các dao động từ trở Shubnikov – de Hass, cộng hưởng từ - phonon (MPR),... chỉ xuất hiện trong bán dẫn thấp chiều [36, 45, 47, 85].

Ở các hệ thấp chiều, chuyển động của điện tử sẽ bị giới hạn nghiêm ngặt dọc theo một (hoặc hai hoặc ba) hướng tọa độ nào đó. Phổ năng lượng của các hạt tải trở nên bị gián đoạn theo phương mà chuyển động của điện tử bị giới hạn. Sự lượng tử hóa phổ năng lượng của hạt tải dẫn đến sự thay đổi cơ bản các đại lượng của vật liệu như hàm phân bố, mật độ trạng thái, mật độ dòng... Sự giảm chiều của bán dẫn dẫn đến sự thay đổi các đặc trưng, tính chất cơ bản của hệ, mở ra khả năng ứng dụng cho các linh kiện điện tử làm việc theo nguyên lý hoàn toàn mới. Việc nghiên cứu các loại vật liệu mới này đã cho ra đời nhiều công nghệ hiện đại có tính cách mạng trong lĩnh vực khoa học kỹ thuật như các điốt huỳnh quang điện, pin mặt trời, các loại vi mạch, ... Vật liệu bán dẫn thấp chiều có cấu trúc nano là nền tảng thúc đẩy sự phát triển của vật lý bán dẫn thấp chiều với những ứng dụng thực tế vào đời sống xã hội như truyền thông, công nghệ thông tin,... thu hút sự chú ý của các nhà khoa học cả về lý thuyết và thực nghiệm quan tâm nghiên cứu [1, 2, 4, 9, 28].

Các bài toán lý thuyết thường được đặt ra đối với các hệ bán dẫn thấp chiều là xét cấu trúc điện tử (các vùng năng lượng: vùng dẫn, vùng hoá trị, các tiểu vùng do tương tác các hạt, chuẩn hạt khác, hoặc do từ trường), các tính chất quang, tính chất từ, sự tương tác của hạt tải (điện tử, lỗ trống, exciton, plasmon,...); các hiệu ứng động (hiệu ứng Hall, hiệu ứng âm - điện từ, hiệu ứng radio - điện,...). Trong số các bài toán vật lý kể trên, các hiệu ứng động đã thu hút được sự chú ý của các nhà khoa học nghiên cứu trong cả bán dẫn khối và cả trong một số bán dẫn thấp chiều. Khi nghiên cứu các

hiệu ứng động trong các hệ bán dẫn thấp chiều dưới tác dụng của trường ngoài, các nhà khoa học đã phát hiện ra sự tồn tại của gradient nhiệt độ trong vật liệu, mở ra hướng nghiên cứu mới về hiệu ứng từ - nhiệt - điện. Trong số các hiệu ứng từ - nhiệt - điện đang được quan tâm, chúng tôi đặc biệt chú ý tới hai hiệu ứng điển hình là hiệu ứng Ettingshausen (EE) và hiệu ứng Peltier (PE). Hai hiệu ứng này được xác định bằng hệ số Ettingshausen (EC) [59] và hệ số Peltier (PC) [39,74].

Hiện nay, EE và PE đã được nghiên cứu trong bán dẫn khối và cả trong một số loại bán dẫn thấp chiều bằng nhiều phương pháp khác nhau. Theo quan điểm cổ điển, phương pháp phương trình động cổ điển Boltzmann thường được dùng để giải quyết bài toán liên quan đến hai hiệu ứng này [59]. Tuy nhiên, kết quả thu được bị giới hạn trong vùng nhiệt độ cao. Chính vì vậy, phương pháp phương trình động lượng tử đã được sử dụng như một giải pháp hiệu quả để vượt qua giới hạn cổ điển này và cho kết quả đúng trên toàn dải nhiệt độ [50, 68]. Dưới sự phát triển của công nghệ trong việc chế tạo các hệ bán dẫn thấp chiều có cấu trúc nano, EE và PE ngày càng thu hút sự quan tâm nghiên cứu của các nhà khoa học. Trong hệ hai chiều (2D) hai hiệu ứng này đã được nghiên cứu rộng rãi [18, 19, 40, 49, 68] và có đề cập đến sự giam cầm của phonon với hai cơ chế tán xạ điện tử giam cầm – phonon quang giam cầm (COP), tán xạ điện tử giam cầm – phonon âm giam cầm (CAP). Trong siêu mạng pha tạp, EC có nhiều cực đại cộng hưởng khi xét tán xạ điện tử – phonon quang không giam cầm (un-COP) [19]. Trong giếng lượng tử, khi xét tán xạ điện tử - phonon quang không giam cầm, EC bị ảnh hưởng mạnh bởi nhiệt độ và lớn hơn nhiều so với bán dẫn khối [40]. Khi nghiên cứu ảnh hưởng của sự lượng tử hóa do giảm kích thước lên hai EE và PE trong các hệ 2D các tác giả đã chỉ ra rằng: phonon giam cầm làm thay đổi đáng kể độ lớn của EC, PC so với trường hợp phonon không giam cầm. CAP là nguyên nhân làm thay đổi biên độ dao động của EC và PC trong siêu mạng pha tạp và làm cho các dao động trở nên rõ nét. COP gây nên sự dịch chuyển vị trí, thay đổi độ cao các đỉnh cộng hưởng khi khảo sát sự phụ thuộc của hai hệ số này vào từ trường và tần số sóng điện từ mạnh [10, 12, 13, 27, 65, 66, 67]. Trong hệ 1D, lý thuyết về hai hiệu ứng này đã bước đầu được nghiên cứu [43, 54] nhưng các tác giả mới chỉ quan tâm đến sự giam cầm của điện tử [11, 26, 43, 57] việc quan tâm đến sự giam cầm của phonon còn chưa được đề cập đến. Những nghiên cứu lý thuyết và thực nghiệm gần đây đã chỉ ra ảnh hưởng rõ nét của phonon giam cầm lên các hiệu ứng động trong bán dẫn thấp chiều [6, 24, 25, 58, 79]. Bên cạnh đó, sự khác nhau về hàm sóng, cấu trúc phổ năng lượng và chỉ số giam cầm m giữa hệ 1D và hệ 2D sẽ gây ra những tính chất mới khác nhau giữa hai hệ bán dẫn thấp chiều này khi khảo sát về EE, PE. Bài toán về ảnh hưởng của phonon giam cầm lên EE và PE trong hệ 1D vẫn còn bỏ ngỏ và cần được tìm lời giải. Hay nói cách khác, ảnh hưởng của sự lượng tử hóa do giảm kích thước khi xét đến cả điện tử giam cầm và phonon giam cầm lên hai hiệu ứng trong dây lượng tử với các dạng thế giam cầm khác nhau là một bài toán cần được giải quyết. Từ những phân tích trên, với mục đích hoàn thiện nghiên cứu lý thuyết về EE và PE trong bán dẫn thấp chiều, chúng tôi lựa chọn đề tài nghiên cứu **“Ảnh hưởng của sự lượng tử hóa do giảm kích thước lên hiệu ứng Ettingshausen và hiệu ứng Peltier trong hệ bán dẫn một chiều”**.

2. Mục tiêu nghiên cứu.

Mục tiêu nghiên cứu của luận án là nghiên cứu ảnh hưởng sự giam cầm của phonon lên hai hiệu ứng từ - nhiệt – điện điển hình là EE và PE trong hệ bán dẫn một chiều trong các loại dây lượng tử (dây lượng tử hình chữ nhật hố thế cao vô hạn, dây lượng tử hình trụ hố thế cao vô hạn).

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 điện tử, giải phương trình động lượng tử; tìm hàm phân bố không cân bằng của điện tử, tính mật độ dòng toàn phần, mật độ thông lượng nhiệt, đưa ra biểu thức của các ten-xơ động, EC và 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 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 sẽ sử dụng phương pháp phương trình động lượng tử. Kết hợp với phương pháp tính số bằng phần mềm tính số Matlab. Đây là phương pháp ưu việt, phạm vi ứng dụng rộng, cho kết quả tổng quát hơn, có ý nghĩa khoa học nhất định trong dây lượng tử được đánh giá và thảo luận cả về định tính lẫn định lượng.

5. Phạm vi nghiên cứu.

Luận án tập trung xét: Các quá trình tán xạ hoặc hấp thụ không quá một photon, tương tác điện tử giam cầm – phonon giam cầm là trội, hai cơ chế tán xạ là: 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 lí thuyết lượng tử EE và PE trong hệ 1D khi đặt trong điện trường không đổi, từ trường và sóng điện từ mạnh. Các kết quả được trình bày trong luận án là cơ sở cho việc hoàn thiện công nghệ chế tạo vật liệu cấu trúc nano ứng dụng trong các thiết bị điện tử siêu nhỏ, thông minh và đa năng hiện nay.

7. Cấu trúc của luận án.

Ngoài phần mở đầu, kết luận, danh mục các công trình liên quan đến luận án đã công bố, các tài liệu tham khảo và phụ lục, phần nội dung của luận án gồm 3 chương, nội dung của các chương như sau: Chương 1: Áp dụng phương pháp phương trình động lượng tử nghiên cứu EE và PE trong bán dẫn khối và sự lượng tử hóa do giảm kích thước trong hệ bán dẫn một chiều; Chương 2: Ảnh hưởng của sự lượng tử hóa do giảm kích thước lên EE và PE trong dây lượng tử hình trụ; Chương 3: Ảnh hưởng của sự lượng tử hóa do giảm kích thước lên EE và PE trong dây lượng tử hình chữ nhật.

Các kết quả nghiên cứu của luận án được công bố trong 06 công trình gồm: 01 bài trong tạp chí chuyên ngành quốc tế ISI – Q2, 02 bài trong tạp chí chuyên ngành quốc tế có SCOPUS, 01 bài trong tạp chí VNU, 01 bài trong tạp chí VNU (đã chấp nhận đăng), 01 bài ISI đã gửi đăng.

CHƯƠNG 1

ÁP DỤNG PHƯƠNG PHÁP PHƯƠNG TRÌNH ĐỘNG LƯỢNG TỬ NGHIÊN CỨU HIỆU ỨNG ETTINGSHAUSEN, HIỆU ỨNG PELTIER TRONG BÁN DẪN KHỐI VÀ SỰ LƯỢNG TỬ HÓA DO GIẢM KÍCH THƯỚC TRONG HỆ BÁN DẪN MỘT CHIỀU

1.1. Áp dụng phương pháp phương trình động lượng tử nghiên cứu hiệu ứng Etingshausen, hiệu ứng Peltier trong bán dẫn khối.

1.1.1. Phương trình động lượng tử cho điện tử khi có mặt điện trường, từ trường không đổi và sóng điện tử trong bán dẫn khối.

Xét bán dẫn khối trong từ trường không đổi \vec{B} , điện trường không đổi \vec{E} đặt vuông góc với nhau và hệ được đặt trong một sóng điện tử mạnh biến thiên điều hòa theo thời gian $\vec{E}_0(t) = \vec{E}_0 \sin \Omega t$. Phương trình động lượng tử cho hàm phân bố điện tử $n_{\vec{k}}(t) = \langle a_{\vec{k}}^+ a_{\vec{k}} \rangle_t$:

$$\frac{\partial n_{\vec{k}}(t)}{\partial t} = \frac{1}{i} \langle [a_{\vec{k}}^+ a_{\vec{k}}, H] \rangle_t \quad (1.4)$$

Giải phương trình động lượng tử ta tìm ra 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 công thức:

$$\vec{j} = \int_0^{+\infty} \frac{e}{m^*} \sum_{\vec{k}} \vec{k} n_{\vec{k}} \delta(\varepsilon - \varepsilon_{\vec{k}}) d\varepsilon = \int_0^{+\infty} \vec{R}(\varepsilon) d\varepsilon \quad (1.35)$$

$$\vec{Q}_e = \frac{1}{e} \int_0^{\infty} (\varepsilon - \varepsilon_F) R(\varepsilon) d\varepsilon \quad (1.47)$$

Với $\vec{R}(\varepsilon)$ là mật độ dòng riêng. So sánh biểu thức của J với cách biểu diễn $J_i = \sigma_{iq} E_q + \beta_{iq} \nabla T_q$ và biểu thức Q_i với cách biểu diễn $Q_i = \gamma_{iq} E_q + \xi_{iq} \nabla T_q$ ta tìm được biểu thức của ten - xơ động $\sigma_{xx}, \sigma_{xy}, \beta_{xx}, \gamma_{xx}, \gamma_{xy}, \xi_{xx}$.

1.1.2. Biểu thức giải tích của hệ số Etingshausen trong bán dẫn khối.

Biểu thức giải tích của EC được xác định bởi [59].

$$P = -\frac{\nabla_y T}{B_z j_x} \quad (1.52)$$

Biểu thức giải tích của EC được biểu diễn thông qua các ten - xơ:

$$P = \frac{1}{B \sigma_{xx}} \frac{\sigma_{xx} \gamma_{xy} - \sigma_{xy} \gamma_{xx}}{\left[\beta_{xx} \gamma_{xx} - \sigma_{xx} (\xi_{xx}^T - K_L) \right]} \quad (1.61)$$

1.1.3. Biểu thức giải tích của hệ số Peltier trong bán dẫn khối.

Biểu thức giải tích của EC được xác định bởi [39,74].

$$\Pi = \frac{\vec{Q}}{J} \quad (1.62)$$

Biểu thức giải tích của EC được biểu diễn thông qua các ten-xơ:

$$\Pi = \frac{\gamma_{xx}}{\sigma_{xx}} \quad (1.63)$$

1.2. Sự lượng tử hóa do giảm kích thước trong hệ bán dẫn một chiều.

1.2.1. Sự giam cầm của điện tử và phonon trong dây lượng tử hình trụ hồ thế cao vô hạn.

1.2.1.1. Sự giam cầm của điện tử trong CQW.

Chuyển động của một điện tử trong CQW với sự có mặt của từ trường tác dụng lên dây dẫn với hàng rào thế năng vô hạn được giải thích bởi Rensink [69], Brainis [31] and Masale [53]. Cụ thể, hàm sóng và phổ năng lượng của điện tử bị lượng tử hóa, nhận các giá trị gián đoạn theo phương giam giữ được đưa ra bởi [31, 53, 69]:

$$\psi^{CQW}(\vec{r}, \phi, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi L_z}} e^{in\phi} e^{i\vec{k}_z z} \psi_{N,n}(\vec{r}) \quad (1.54)$$

$$\varepsilon_{N,n}^{CQW}(\vec{k}_z) = \frac{\hbar^2}{2m^*} k_z^2 + \hbar \omega_c \left(N + \frac{n}{2} + \frac{|n|}{2} + \frac{1}{2} \right) - \frac{1}{2m^*} \left(\frac{e \cdot \vec{E}_1}{\omega_c} \right)^2 \quad (1.55)$$

1.2.1.2. Sự giam cầm của phonon trong CQW.

Phonon có xung lượng và năng lượng bị lượng tử hóa khi bị giam cầm trong CQW. Tuy nhiên, sự lượng tử hóa đối với tần số của phonon âm và phonon quang là khác nhau.

- Tần số của COP trong CQW (ω_0 là tần số của phonon quang, v là tham số vận tốc) [37]:

$$\omega_{m_1, m_2, q_z}^{CQW-O} = \sqrt{\omega_0^2 - v^2 (q_{m_1, m_2}^2 + q_z^2)} \quad (1.57)$$

- Tần số của CAP trong CQW được xác định thông qua vận tốc truyền sóng âm trong vật liệu và véc-tơ sóng của phonon [14]:

$$\omega_{m_1, m_2, q_z}^{CQW-A} = v_s \sqrt{q_z^2 + q_{m_1, m_2}^2} = v_s q_{m_1, m_2} \quad (1.58)$$

1.2.1.3. Tương tác điện tử giam cầm – phonon giam cầm trong CQW.

Thừa số dạng điện tử đối với tương tác điện tử giam cầm và phonon giam cầm trong CQW được xác định bởi công thức [15].

$$I_{n,l,n',l'}(q) = \frac{2}{R^2} \int_0^R J_{|n-n'|} (qR) \psi_{n',l}^*(r) \psi_{n,l}(r) dr \quad (1.59)$$

Hằng số tương tác đối với tán xạ điện tử - CAP:

$$\left| C_{m_1, m_2, \bar{q}_z}^{CQW-A} \right|^2 = \frac{\hbar E_d^2}{2\rho v_s V_0} \sqrt{q_z^2 + q_{m_1, m_2}^2} \quad (1.60)$$

Hằng số tương tác đối với tán xạ điện tử - COP:

$$\left| C_{m_1, m_2, \bar{q}_z}^{CQW-O} \right|^2 = \frac{2\pi e^2 \hbar \omega_{m_1, m_2, \bar{q}_z}}{V_0 \epsilon_0} \left(\frac{1}{\chi_\infty} - \frac{1}{\chi_0} \right) \frac{1}{q_{m_1, m_2}^2 + q_z^2} \quad (1.61)$$

1.2.2. Sự giam cầm của điện tử và phonon trong dây lượng tử hình chữ nhật .

1.2.2.1. Sự giam cầm của điện tử trong RQW.

Trường hợp từ trường vuông góc với mặt phẳng chuyển động tự do của điện tử.

Hàm sóng và phổ năng lượng của electron được cho bởi công thức:

$$\psi_{N, n, k_z}^{\perp RQW}(x, y, z) = \sqrt{\frac{1}{L_z L_y}} e^{ik_z z} \phi(x - x_0) \sin\left(\frac{\pi n y}{L_y}\right) \quad (1.62)$$

$$\epsilon_{N, n}^{\perp RQW}(k_z) = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} + \left(N + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_c - \frac{(Fl_B)^2}{2\beta_0} \quad (1.63)$$

Trường hợp từ trường song song với mặt phẳng chuyển động tự do của điện tử.

Hàm sóng và phổ năng lượng được cho bởi [61].

$$\psi_{N, n, k_z}^{\parallel RQW}(x, y, z) = |N, n, k_z\rangle = \frac{e^{ik_z z}}{\sqrt{L_z}} \phi_N(y - y_0) \theta_n(x) \quad (1.65)$$

$$\epsilon_{N, n}^{\parallel RQW}(k_z) = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} + \left(N + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_c + \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* L_x^2} \quad (1.66)$$

1.2.2.2. Sự giam cầm của phonon trong RQW.

Tần số và véc tơ sóng của phonon bị giam cầm trong RQW có dạng tương tự như trong CQW nhưng khác nhau về thành phần véc- tơ sóng của phonon.

- Tần số của COP trong RQW [37]:

$$\omega_{m_1, m_2, \bar{q}_z}^{RQW-O} = \sqrt{\omega_0^2 - v^2 (q_{m_1, m_2}^2 + q_z^2)} \quad (1.67)$$

- Tần số của CAP trong RQW [14]:

$$\omega_{m_1, m_2, \bar{q}_z}^{RQW-A} = v_s \sqrt{q_z^2 + q_{m_1, m_2}^2} = v_s q_{m_1, m_2} \quad (1.68)$$

1.2.2.3. Tương tác của điện tử giam cầm và phonon giam cầm trong RQW.

Trường hợp từ trường vuông góc với mặt phẳng chuyển động tự do của điện tử.

Biểu thức của thừa số dạng $I_{n, N, n', N}^{m_1, m_2}(q_{m_1, m_2})$ được cho bởi [73]:

$$I_{n,N,n,N'}^{m_1,m_2}(q_{m_1,m_2}) = I_{n,n}^{m_1} I_{N,N'}^{m_2} \quad (1.69)$$

$$\text{Với } I_{n,n}^{m_1} = 2 \int_0^{L_y/2} \sin \frac{n\pi y}{L_y} \sin \frac{m_1\pi y}{L_y} \sin \frac{n'\pi y}{L_y} dy \quad (1.70)$$

$$I_{N,N'}^{m_2} = 2 \int_0^{L_x/2} \phi_N^*(x-x_0) \sin \frac{m_2\pi x}{L_x} \phi_N(x-x_0) dx \quad (1.71)$$

$$\text{Với } \phi_N(x-x_0) = \frac{1}{\sqrt{2^N \sqrt{\pi N!} a_c}} e^{-\frac{1}{2a_c^2}(x-x_0)^2} H_N\left(\frac{x-x_0}{a_c}\right) \quad (1.64)$$

Trường hợp từ trường song song với mặt phẳng chuyển động tự do của điện tử.

Biểu thức thừa số dạng $I_{n,l,n,l'}^{m_1,m_2}(q_{m_1,m_2})$ được cho bởi [73].

$$I_{n,l,n,l'}^{m_1,m_2}(q_{m_1,m_2}) = \frac{(2\pi)^2}{L_x L_y} \left| \sum_{m_1,m_2=1,3,5} \frac{4P_{n,l,n,l'}^{m_1,m_2}}{\left[q_z^2 + \left(\frac{m_1\pi}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{m_2\pi}{L_y} \right)^2 \right]^{1/2}} \right|^2 \quad (1.72)$$

$$P_{n,l,n,l'}^{m_1,m_2} = \frac{4}{L_x L_y} \int_{-L_x/2}^{L_x/2} dx \int_{-L_y/2}^{L_y/2} dy \sin\left(\frac{n\pi x}{L_x}\right) \sin\left(\frac{l\pi y}{L_y}\right) \sin\left(\frac{n'\pi x}{L_x}\right) \sin\left(\frac{l'\pi y}{L_y}\right) \times$$

$$\times \begin{pmatrix} \cos\left[\frac{m_1\pi x}{L_x}\right] \cos\left[\frac{m_2\pi y}{L_y}\right] \\ \cos\left[\frac{m_1\pi x}{L_x}\right] \sin\left[\frac{m_2\pi y}{L_y}\right] \\ \sin\left[\frac{m_1\pi x}{L_x}\right] \cos\left[\frac{m_2\pi y}{L_y}\right] \\ \sin\left[\frac{m_1\pi x}{L_x}\right] \sin\left[\frac{m_2\pi y}{L_y}\right] \end{pmatrix}$$

$C_{m_1,m_2,q_z}^{RQW-O \rightarrow}$ là hằng số tương tác điện tử giam cầm – COP được cho bởi [60, 82].

$$\left| C_{m_1,m_2,q_z}^{RQW-O \rightarrow} \right|^2 = \frac{2\pi e^2 \hbar \omega^{RQW-O \rightarrow}}{V_0 \epsilon_0} \left(\frac{1}{\chi_\infty} - \frac{1}{\chi_0} \right) \frac{1}{q_z^2 + q_{m_1,m_2}^2} \quad (1.73)$$

CHƯƠNG 2
ẢNH HƯỞNG CỦA SỰ LƯỢNG TỬ HÓA DO GIẢM KÍCH THƯỚC
LÊN HIỆU ỨNG ETTINGSHAUSEN VÀ HIỆU ỨNG PELTIER
TRONG DÂY LƯỢNG TỬ HÌNH TRỤ

2.1. Phương trình động lượng tử cho điện tử giam cầm trong dây lượng tử hình trụ hố thế cao vô hạn.

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

$$\frac{\partial f_{N,n,l,\vec{k}_z}}{\partial t} - \left(\frac{e\vec{E}_1}{\hbar} + \frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{T} \nabla T + \frac{\omega_c[\vec{k}, \vec{h}]}{\hbar} \right) \frac{\partial f_{N,n,\vec{k}_z}}{\partial \vec{k}} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{N,n,N',n'} \sum_{\vec{k}_z, m_1, m_2, q_z} \left| D_{N,N',n,n'}^{m_1, m_2}(\vec{q}_z) \right|^2 \times$$

$$\times \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s^2 \left(\frac{e\vec{E}_0}{m^* \Omega^2} \vec{q} \right)^2 \left\{ \begin{aligned} & \left[f_{N',n',\vec{k}_z+\vec{q}_z} \left(N_{m_1, m_2, q_z} + 1 \right) - f_{N,n,\vec{k}_z} N_{m_1, m_2, q_z} \right] \times \\ & \times \delta \left(\varepsilon_{N',n',\vec{k}_z+\vec{q}_z} - \varepsilon_{N,n,\vec{k}_z} - \hbar \omega_{m_1, m_2, q_z} - s \hbar \Omega \right) + \left[f_{N',n',\vec{k}_z-\vec{q}_z} N_{m_1, m_2, q_z} - f_{N,n,\vec{k}_z} \left(N_{m_1, m_2, q_z} + 1 \right) \right] \times \\ & \times \delta \left(\varepsilon_{N',n',\vec{k}_z-\vec{q}_z} - \varepsilon_{N,n,\vec{k}_z} + \hbar \omega_{m_1, m_2, q_z} - s \hbar \Omega \right) \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

2.2. Biểu thức giải tích cho hệ số Ettingshausen và hệ số Peltier trong dây lượng tử hình trụ hố thế cao vô hạn.

2.2.1. Trường hợp tán xạ điện tử giam cầm – phonon quang giam cầm.

Biểu thức giải tích của EC và PC trong trường hợp này được xác định thông qua các công thức:

$$P^{CQW-A}(m_1, m_2) = \frac{1}{B} \frac{\sigma_{xx}(m_1, m_2) \gamma_{xy}(m_1, m_2) - \sigma_{xy}(m_1, m_2) \gamma_{xx}(m_1, m_2)}{\sigma_{xx}(m_1, m_2) \left[\beta_{xx}(m_1, m_2) \gamma_{xx}(m_1, m_2) - \sigma_{xx}(m_1, m_2) (\xi_{xx}(m_1, m_2) - K_L) \right]} \quad (2.15)$$

$$\Pi^{CQW-A} = \frac{\gamma_{xx}^{CQW-A}(m_1, m_2)}{\sigma_{xx}^{CQW-A}(m_1, m_2)} \quad (2.16)$$

Trong công thức xác định EC (2.15) và PC (2.16), các ten-xơ động có biểu thức cụ thể như sau:

$$\begin{aligned}
\sigma_{xx}^{CQW-A}(m_1, m_2) &= \frac{a\tau(\varepsilon_F)}{1 + \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon)} + b_T \sum_{n,l,\tilde{n},\tilde{l}} \sum_{m_1, m_2} |I_{n,l,\tilde{n},\tilde{l}}^{m_1, m_2}|^2 A \frac{\tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z})}{[1 + \omega_c \tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2})]^2} \times \\
&\times \left[1 - \omega_c \tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z}) \right] + C_T \sum_{n,l,\tilde{n},\tilde{l}} \sum_{m_1, m_2} |I_{n,l,\tilde{n},\tilde{l}}^{m_1, m_2}|^2 \times \\
&\times \left\{ B \frac{\tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} - \hbar\Omega)}{[1 + \omega_c \tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} - \hbar\Omega)]^2} [1 - \omega_c \tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} - \hbar\Omega)] + \right. \\
&\left. + C \frac{\tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} + \hbar\Omega)}{[1 + \omega_c \tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} + \hbar\Omega)]^2} [1 - \omega_c \tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} + \hbar\Omega)] \right\}
\end{aligned} \tag{2.17}$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{xy}^{CQW-A}(m_1, m_2) &= \frac{a\tau(\varepsilon_F)}{1 + \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon)} + b_T \sum_{n,l,\tilde{n},\tilde{l}} \sum_{m_1, m_2} |I_{n,l,\tilde{n},\tilde{l}}^{m_1, m_2}|^2 A \frac{\tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z})}{[1 + \omega_c \tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2})]^2} \times \\
&\times \left[-2\omega_c \tau(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z}) \right] + C_T \sum_{n,l,\tilde{n},\tilde{l}} \sum_{m_1, m_2} |I_{n,l,\tilde{n},\tilde{l}}^{m_1, m_2}|^2 \times \\
&\times \left\{ B \frac{\tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} - \hbar\Omega)}{[1 + \omega_c \tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} - \hbar\Omega)]^2} [-2\omega_c \tau(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} - \hbar\Omega)] + \right. \\
&\left. + C (\hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} + \hbar\Omega) \frac{\tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} + \hbar\Omega)}{[1 + \omega_c \tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} + \hbar\Omega)]^2} [\omega_c \tau(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} + \hbar\Omega)] \right\}
\end{aligned} \tag{2.18}$$

$$\begin{aligned}
\beta_{xx}^{CQW-A}(m_1, m_2) &= -\frac{b_T}{mT} \sum_{n,l,\tilde{n},\tilde{l}} \sum_{m_1, m_2} |I_{n,l,\tilde{n},\tilde{l}}^{m_1, m_2}|^2 A (\hbar\omega_{m_1, m_2, q_z}) \frac{\tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z})}{[1 + \omega_c \tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2})]^2} \times \\
&\times \left[1 - \omega_c \tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z}) \right] + \frac{C_T}{mT} \sum_{n,l,\tilde{n},\tilde{l}} \sum_{m_1, m_2} |I_{n,l,\tilde{n},\tilde{l}}^{m_1, m_2}|^2 \times \\
&\times \left\{ B (\hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} - \hbar\Omega) \frac{\tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} - \hbar\Omega)}{[1 + \omega_c \tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} - \hbar\Omega)]^2} [1 - \omega_c \tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} - \hbar\Omega)] + \right. \\
&\left. + C (\hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} + \hbar\Omega) \frac{\tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} + \hbar\Omega)}{[1 + \omega_c \tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} + \hbar\Omega)]^2} [1 - \omega_c \tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} + \hbar\Omega)] \right\}
\end{aligned} \tag{2.19}$$

$$\gamma_{xx}^{CQW-A}(m_1, m_2) = -T \beta_{xx}^{CQW-A}(m_1, m_2) \tag{2.20}$$

$$\begin{aligned}
\gamma_{xy}^{CQW-A}(m_1, m_2) &= \frac{b_T}{m^*} \sum_{n,l,n',l'} \sum_{m_1, m_2} |I_{n,l,n',l'}^{m_1, m_2}|^2 A(\hbar\omega_{m_1, m_2, q_z}) \frac{\tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z})}{[1 + \omega_c \tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2})]^2} \times \\
&\times \left[-2\omega_c \tau(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z}) \right] + C_T \sum_{n,l,n',l'} \sum_{m_1, m_2} |I_{n,l,n',l'}^{m_1, m_2}|^2 \times \\
&\times \left\{ \begin{aligned} &B(\hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} - \hbar\Omega) \frac{\tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} - \hbar\Omega)}{[1 + \omega_c \tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} - \hbar\Omega)]^2} \left[-2\omega_c \tau(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} - \hbar\Omega) \right] + \\ &+ C(\hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} + \hbar\Omega) \frac{\tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} + \hbar\Omega)}{[1 + \omega_c \tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} + \hbar\Omega)]^2} \left[\omega_c \tau(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} + \hbar\Omega) \right] \end{aligned} \right\}
\end{aligned} \tag{2.21}$$

$$\begin{aligned}
\xi_{xy}^{CQW-A}(m_1, m_2) &= -\frac{1}{em^* T} b_T \sum_{n,l,n',l'} \sum_{m_1, m_2} |I_{n,l,n',l'}^{m_1, m_2}|^2 A(\hbar\omega_{m_1, m_2, q_z}) \frac{\tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z})}{[1 + \omega_c \tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2})]^2} \times \\
&\times \left[1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z}) \right] + C_T \sum_{n,l,n',l'} \sum_{m_1, m_2} |I_{n,l,n',l'}^{m_1, m_2}|^2 \times \\
&\times \left\{ \begin{aligned} &B(\hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} - \hbar\Omega) \frac{\tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} - \hbar\Omega)}{[1 + \omega_c \tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} - \hbar\Omega)]^2} \left[1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} - \hbar\Omega) \right] + \\ &+ C(\hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} + \hbar\Omega) \frac{\tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} + \hbar\Omega)}{[1 + \omega_c \tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} + \hbar\Omega)]^2} \left[1 - \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon_F + \hbar\omega_{m_1, m_2, q_z} + \hbar\Omega) \right] \end{aligned} \right\}
\end{aligned} \tag{2.22}$$

2.2.2. Trường hợp tán xạ điện tử giam cầm – phonon quang giam cầm.

Biểu thức giải tích của EC, PC và chênh lệch nhiệt độ ∇T_{-y} lần lượt được xác định bởi [50]:

$$P^{CQW-o} = \frac{1}{B} \frac{\det \begin{pmatrix} \sigma_{xx}^{CQW-o}(m_1, m_2) & \sigma_{xy}^{CQW-o}(m_1, m_2) \\ \gamma_{xx}^{CQW-o}(m_1, m_2) & \gamma_{xy}^{CQW-o}(m_1, m_2) \end{pmatrix}}{\sigma_{xx}^{CQW-o} \det \begin{pmatrix} \beta_{xx}^{CQW-o}(m_1, m_2) & \sigma_{xx}^{CQW-o}(m_1, m_2) \\ \xi_{xx}^{CQW-o}(m_1, m_2) - K_L & \gamma_{xx}^{CQW-o}(m_1, m_2) \end{pmatrix}} \tag{2.23}$$

$$\Pi^{CQW-o} = \frac{\gamma_{xx}^{CQW-o}(m_1, m_2)}{\delta_{xx}^{CQW-o}(m_1, m_2)} \tag{2.24}$$

$$\nabla T_{-y} = \frac{\left[\sigma_{xx}^{CQW-o}(m_1, m_2) \gamma_{xy}^{CQW-o}(m_1, m_2) - \sigma_{xy}^{CQW-o}(m_1, m_2) \gamma_{xx}^{CQW-o}(m_1, m_2) \right] 2RE_1}{\beta_{xx}^{CQW-o}(m_1, m_2) \gamma_{xx}^{CQW-o}(m_1, m_2) - \sigma_{xx}^{CQW-o}(m_1, m_2) \left[\xi_{xx}^{CQW-o}(m_1, m_2) - K_L \right]} \tag{2.25}$$

Sau một số tính toán, chúng tôi thu được biểu thức giải tích cho các ten-xơ động như sau:

$$\sigma_{xx}^{CQW-o}(m_1, m_2) = \frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} [a_0 + (1 - \omega_c^2 \tau^2) c_0] \quad (2.26)$$

$$\sigma_{xy}^{CQW-o}(m_1, m_2) = \frac{-\omega_c \tau^2}{1 + \omega_c^2 \tau^2} (a_0 + 2c_0) \quad (2.27)$$

$$\beta_{xx}^{CQW-o}(m_1, m_2) = \frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} [b_0 + (1 - \omega_c^2 \tau^2) d_0] \quad (2.28)$$

$$\beta_{xy}^{CQW-o}(m_1, m_2) = \frac{-\omega_c \tau^2}{1 + \omega_c^2 \tau^2} (b_0 + 2d_0) \quad (2.29)$$

$$\gamma_{xx}^{CQW-o}(m_1, m_2) = \frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} [a_1 + (1 - \omega_c^2 \tau^2) c_1] \quad (2.30)$$

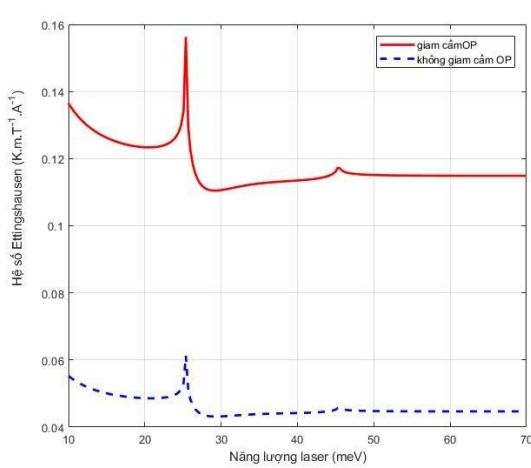
$$\gamma_{xy}^{CQW-o}(m_1, m_2) = \frac{-\omega_c \tau^2}{1 + \omega_c^2 \tau^2} (a_1 + 2c_1) \quad (2.31)$$

$$\xi_{xx}^{CQW-o}(m_1, m_2) = \frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} |b_1 + (1 - \omega_c^2 \tau^2) d_1| \quad (2.32)$$

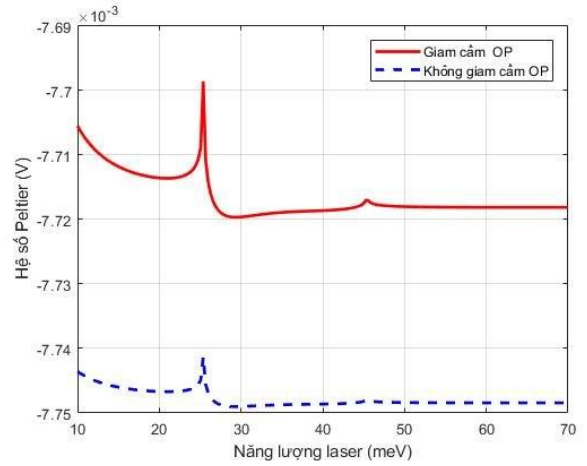
$$\xi_{xy}^{CQW-o}(m_1, m_2) = \frac{-\omega_c \tau^2}{1 + \omega_c^2 \tau^2} (b_1 + 2d_1) \quad (2.33)$$

2.3. Kết quả tính toán số và thảo luận.

2.3.1. Tán xạ điện tử giam cầm – phonon quang giam cầm.



(a)



(b)

Hình 2.1. a) Sự phụ thuộc của EC vào năng lượng laser trong CQW đối với trường hợp phonon quang giam cầm (đường màu đỏ) và phonon quang không giam cầm (đường màu xanh), với $\hbar\omega_c = 10$ meV. b) Sự phụ thuộc của PC vào năng lượng laser trong CQW đối với trường hợp phonon quang giam cầm (đường màu đỏ) và phonon quang không giam cầm (đường màu xanh), với $\hbar\omega_c = 10$ meV.

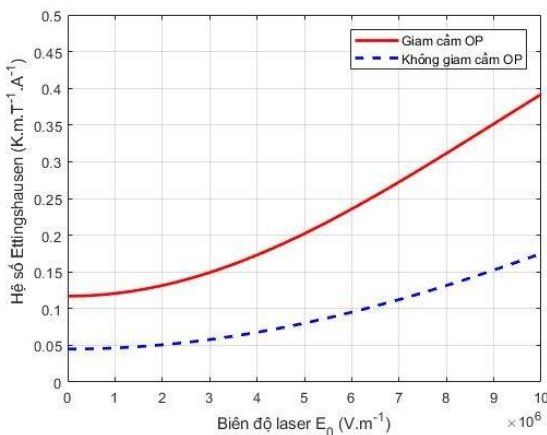
Hình 2.1 cho thấy ảnh hưởng của năng lượng laser đối với EC và PC trong hai trường hợp: COP và un-COP. Có thể thấy các đỉnh cộng hưởng đã xuất hiện và mỗi đỉnh mô tả một điều kiện cộng hưởng khác nhau. Trong trường hợp un-COP (đường màu xanh), đỉnh đầu tiên ở $\hbar\Omega_1 = 25,4$ meV, tương ứng với điều kiện $\hbar\Omega_1 = \hbar\omega_0 - \hbar\omega_c$. Bên cạnh đó, xuất hiện sự chênh lệch năng lượng khi điện tử chuyển từ mức $\varepsilon_{N,n}$ sang mức $\varepsilon_{N',n'}$

với $\varepsilon_{N',n'} - \varepsilon_{N,n} = \hbar\omega_c \left(N - N' + \frac{n' + |n| - n - |n|}{2} \right)$. Khi đó, $\varepsilon_{0,2} - \varepsilon_{0,1} = \hbar\omega_c$ và điều kiện $\varepsilon_{0,2} -$

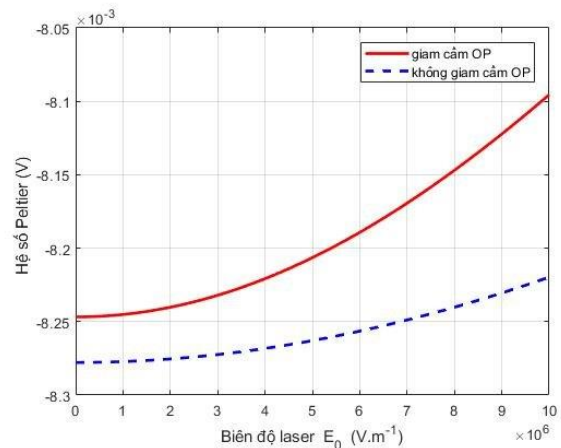
$\varepsilon_{0,1} = \hbar\omega_0 - \hbar\Omega_1$ có thể đạt được. Điều kiện này minh họa một điện tử ở mức $\varepsilon_{0,1}$ dịch chuyển sang mức $\varepsilon_{0,2}$ bởi sự hấp thụ một OP có năng lượng $\hbar\omega_0$ và phát ra một photon có năng lượng $\hbar\Omega_1$. Đỉnh thứ hai ở $\hbar\Omega_2 = 45,4$ meV, tương ứng với điều kiện $\hbar\Omega_2 = \hbar\omega_0 + \hbar\omega_c$. Khi đó, phương trình $\varepsilon_{0,2} - \varepsilon_{0,1} = \hbar\Omega_1 - \hbar\omega_0$ có thể đạt được. Do đó, đỉnh cộng hưởng thứ hai minh họa một điện tử ở mức $\varepsilon_{0,1}$ chuyển sang mức $\varepsilon_{0,2}$ do sự hấp thụ một OP có năng lượng $\hbar\Omega_2$ và phát xạ một photon có năng lượng $\hbar\omega_0$. Cực đại cộng hưởng này thỏa mãn điều kiện: $\varepsilon_{N',n'} - \varepsilon_{N,n} \pm s\hbar\Omega \pm \hbar\omega_0 = 0$ (2.33) là điều kiện cộng hưởng từ - phonon (MPR) [16, 48, 62, 71] với $s = 0, \pm 1$. Khi COP, năng lượng của phonon $\hbar\omega_0$ được đổi thành $\hbar\omega_{m_1, m_2}^{CQW-O} = \hbar\sqrt{\omega_0^2 - v^2 q_{m_1, m_2}^2}$ và điều kiện MPR:

$\varepsilon_{N',n'} - \varepsilon_{N,n} \pm s\hbar\Omega \pm \hbar\sqrt{\omega_0^2 - v^2 q_{m_1, m_2}^2} = 0$ (2.34). Khi đó, các đỉnh cộng hưởng sẽ dịch chuyển sang trái khi $\hbar\omega_0 - \hbar\omega_{m_1, m_2}^{CQW-O} = 0,006$ meV với $m_1 = 1, m_2 = 1$. Những dịch chuyển này là khá nhỏ trong trường hợp un-COP, nhưng khi xuất hiện COP thì dịch chuyển này tăng đáng kể khi các chỉ số m_1, m_2 tăng hoặc bán kính R của CQW giảm dẫn đến độ rộng đường cộng hưởng có thể được mở rộng [62].

Hình 2.1(a) cho thấy rằng EC tăng từ $0,045$ K m T⁻¹ A⁻¹ (đường màu xanh cho un-COP) đến $0,115$ K m T⁻¹ A⁻¹ (đường màu đỏ cho COP). Do đó, COP làm cho EC tăng khoảng 2,5 lần so với trường hợp un-COP. Tương tự đối với hình 2.1(b), COP làm cho độ lớn của PC giảm khoảng 1,01 lần so với trường hợp un-COP.



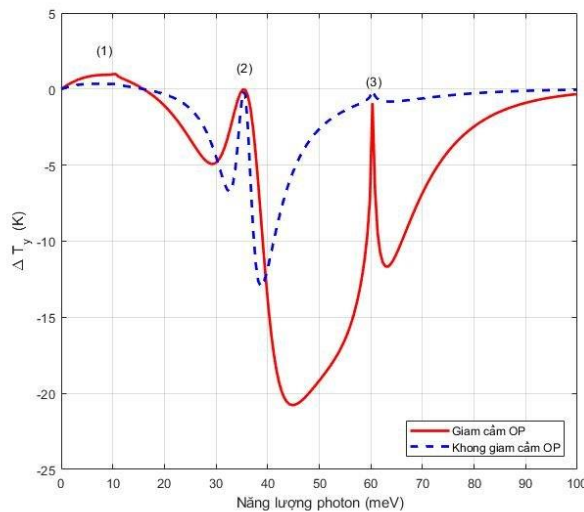
(a)



(b)

Hình 2.2.a) Sự phụ thuộc của EC vào biên độ laser trong CQW đối với phonon quang giam cầm (đường màu đỏ) và phonon quang không giam cầm (đường màu xanh), với $B = 3 T$. b) Sự phụ thuộc của PC vào biên độ laser trong CQW đối với phonon quang giam cầm (đường màu đỏ) và phonon quang không giam cầm (đường màu xanh), với $B = 3 T$.

Hình 2.2 cho thấy ảnh hưởng của biên độ laser trên EC và PC trong hai trường hợp: COP và un-COP. Ta thấy, EC tăng và PC giảm khi tăng biên độ laser. Bên cạnh đó, ảnh hưởng của COP làm EC tăng khoảng 2,5 lần và PC giảm khoảng 1,01 lần so với trường hợp un-COP. Khi biên độ của bức xạ laser tiến tới không, có thể thu được kết quả cho trường hợp không có sự ảnh hưởng của sóng điện từ. Sau đó, hình 2.2(a) và 2.2(b) với đường màu đỏ mô tả ảnh hưởng của COP cho thấy: khi xuất hiện sóng điện từ với biên độ $E_0 = 10^7 \text{ V m}^{-1}$ thì EC tăng khoảng 3,35 lần (khi tăng từ $0,11 \text{ K m T}^{-1} \text{ A}^{-1}$ đến $0,39 \text{ K m T}^{-1} \text{ A}^{-1}$) và sóng điện từ này làm giảm độ lớn của PC đi khoảng 1,02 lần (khi giảm từ 8,25 mV xuống 8,1 mV).

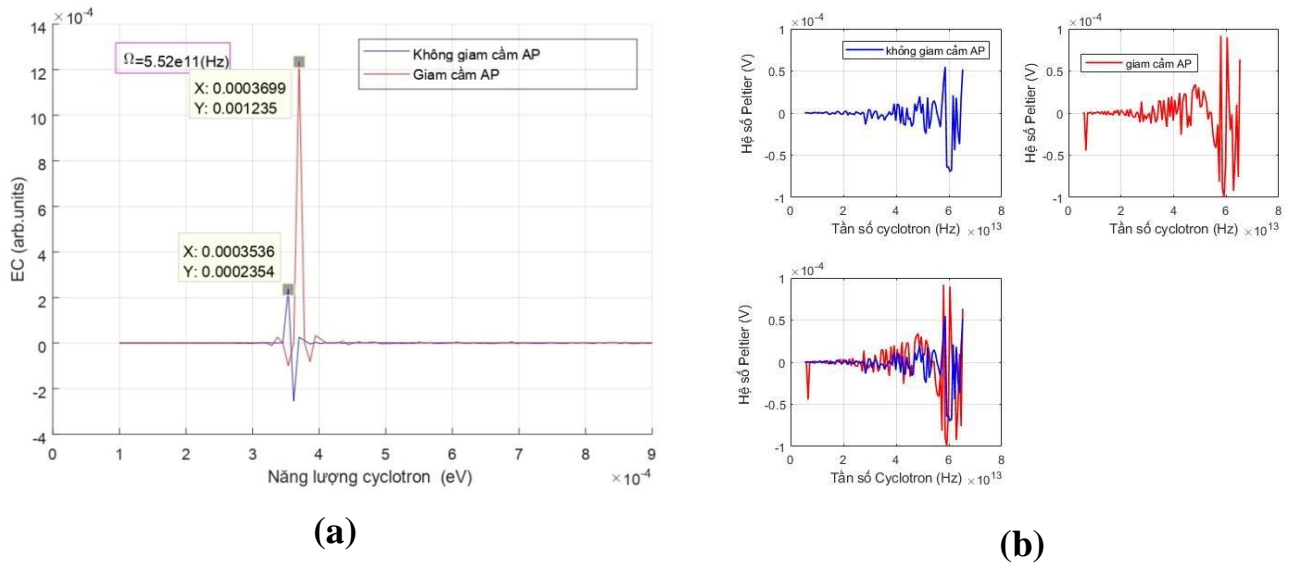


Hình 2.5. Sự phụ thuộc của chênh lệch nhiệt độ ΔT_{-y} vào năng lượng cyclotron trong CQW đối với phonon quang giam cầm (đường màu đỏ) và phonon quang không giam cầm (đường màu xanh), với $\hbar\Omega = 25 \text{ meV}$.

Hình 2.5 mô tả sự phụ thuộc của chênh lệch nhiệt độ ΔT_{-y} vào năng lượng cyclotron cho COP và un-COP. Trong mỗi đường cong, có ba cực đại cộng hưởng tương ứng với điều kiện cộng hưởng từ - phonon cho COP (2.33) và un-COP (2.34). Các cực đại này là $\hbar\omega_c = \hbar\omega_0 + s\hbar\Omega$ với $s = 0, \pm 1$. Nguyên nhân do điện tử chuyển từ mức năng lượng ε_0 sang mức năng lượng $\varepsilon_{0,2} = \varepsilon_{0,1} + \hbar\omega_c$ bằng cách hấp thụ một OP có năng lượng $\hbar\omega_0$ và phát xạ/hấp thụ một photon có năng lượng $s\hbar\Omega$. Khi đó, năng lượng laser: $\hbar\Omega = 25 \text{ meV}$ và năng lượng của COP: $\hbar\omega_0 = 35,4 \text{ meV}$ đối với GaAs dẫn đến năng lượng cyclotron cộng hưởng là $\hbar\omega_c = 10,4 \text{ meV}, 35,4 \text{ meV}$ và $60,4 \text{ meV}$. Khi xuất hiện COP, các đỉnh cộng hưởng cũng dịch chuyển về phía năng lượng cyclotron thấp hơn $\Delta\varepsilon =$

0,006 meV do ảnh hưởng của các chỉ số giam cầm $m_1=1$, $m_2=1$. Ngoài ra, COP cũng làm ΔT_{-y} tăng so với un-COP. Rõ ràng là từ biểu đồ trong hình 2.5, ΔT_{-y} phụ thuộc nhiều vào năng lượng cyclotron cũng như từ trường B và có thể tăng tới 20,8K khi năng lượng của cyclotron $\hbar\omega_c = 44,8\text{meV}$, B = 12,5T và điện trường 10^4 V/m. Các giá trị chênh lệch nhiệt độ đo được giống kết quả khi tính toán với tinh thể Bismuth tinh khiết [41]. Hơn nữa, ΔT_{-y} thay đổi từ dương sang âm khi năng lượng cyclotron lớn hơn 16 meV. Dấu hiệu thay đổi của chênh lệch nhiệt độ liên quan với dấu hiệu thay đổi của EC đã được báo cáo trong nghiên cứu thực nghiệm cho $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ trong [63].

2.3.2. Tán xạ điện tử giam cầm – phonon âm giam cầm.

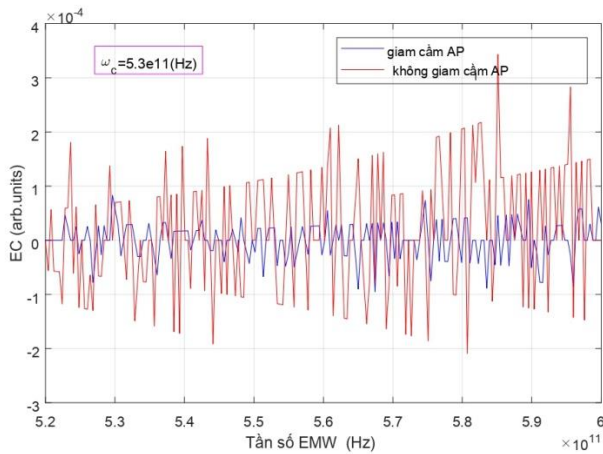


Hình 2.6. a) Sự phụ thuộc của EC vào năng lượng của cyclotron trong CQW đối với phonon âm giam cầm (đường màu đỏ) và phonon âm không giam cầm (đường màu xanh). b) Sự phụ thuộc của PC vào tần số cyclotron trong CQW đối với phonon âm giam cầm (đường màu đỏ) và phonon âm không giam cầm (đường màu xanh).

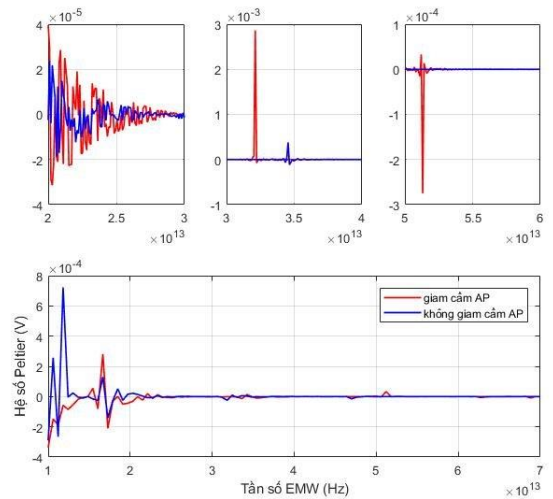
Hình 2.6(a) mô tả sự phụ thuộc của EC vào năng lượng cyclotron trong hai trường hợp CAP (đường màu đỏ) và un-CAP (đường màu xanh) với $E_0=10^4$ (V/m). Ảnh hưởng của CAP và sóng điện từ lên EC làm các dao động xuất hiện ngay, rõ nét. Ở nhiệt độ thấp, trong vùng năng lượng cyclotron ($\leq 0,3 \cdot 10^{-3}$ (eV)) và vùng năng lượng cyclotron ($\geq 0,5 \cdot 10^{-3}$ (eV)) giá trị của EC trong hai trường hợp không thay đổi. Tuy nhiên, trong vùng giữa của năng lượng này thì EC dao động mạnh và đạt đỉnh khi $\hbar\omega_c$ đạt giá trị khoảng 0,0036 (eV) và tần số sóng điện từ $\Omega = 5,52 \cdot 10^{11}$ (Hz). Đỉnh của đường màu đỏ (với CAP) không chỉ cao hơn mà còn dịch chuyển vị trí so với đường màu xanh (un-CAP). Nguyên nhân có thể được giải thích như sau: năng lượng của CAP và hằng số tương tác điện tử - phonon đều phụ thuộc vào chỉ số lượng tử m_1 và m_2 . Bên cạnh đó, chúng tôi khảo sát tần số của CAP $\omega_{m_1, m_2, q_z}^{CQW-A} = v_s \sqrt{q_z^2 + q_{m_1, m_2}^2} = v_s q_{m_1, m_2}$ xét $m_1 = 1 \rightarrow 3$,

$m_2 = 1 \rightarrow 3$ thì vị trí các đỉnh cộng hưởng dịch chuyển theo sự thay đổi giá trị của các chỉ số lượng tử m_1 và m_2 , làm cho số đỉnh cộng hưởng tăng lên.

Ảnh hưởng của tần số cyclotron lên PC trong CQW được chỉ ra trong hình 2.6(b) với biên độ của laser $E_0 = 6,10^5 (V/m)$, $\omega = 2,10^{13} (V/m)$, $T = 4K$, $R = 15,6nm$. Hình 2.6(b) cho thấy rằng, PC vẫn luôn dao động mạnh trong cả hai trường hợp CAP và un-CAP khi tăng tần số cyclotron của sóng điện từ. Độ lớn của PC trong trường hợp CAP lớn hơn so với trường hợp un-CAP và xuất hiện nhiều đỉnh cộng hưởng. Các đỉnh cộng hưởng này tương ứng với điều kiện cộng hưởng từ - phonon: $(N' - N)\hbar\omega_c = \varepsilon_{N',n,l} - \varepsilon_{N,n,l} \mp \hbar\nu_s q_{m_1,m_2} \pm \hbar\Omega$ [71]. Trong khi đó, khi nghiên cứu sự phụ thuộc của PC vào tần số cyclotron trong hệ bán dẫn hai chiều [65] đã chỉ ra rằng dao động của PC giảm khi tăng tần số cyclotron. Sự phụ thuộc của PC vào tần số cyclotron cũng được nghiên trong hệ bán dẫn hai chiều ở tài liệu [30]. Tuy nhiên, trong CQW dao động của PC rõ ràng hơn. Điều này có thể giải thích bởi sự khác nhau trong cấu trúc phổ năng lượng, hàm sóng và biên độ của sóng điện từ.



(a)



(b)

Hình 2.7. Sự phụ thuộc của EC vào tần số của sóng điện từ trong CQW đối với phonon âm giám cảm (đường màu đỏ) và phonon âm không giám cảm (đường màu xanh). b) Sự phụ thuộc của PC vào tần số của sóng điện từ trong CQW đối với phonon âm giám cảm (đường màu đỏ) và phonon âm không giám cảm (đường màu xanh.)

Hình 2.7(a) biểu diễn sự phụ thuộc của EC vào tần số của sóng điện từ trong hai trường hợp CAP và un-CAP với $E_0 = 10^5 (V/m)$. Ta thấy rằng, trong miền tần số $\omega = 5,2.10^{11} \div 6.10^{11} (Hz)$ các dao động mạnh hơn và xuất hiện nhiều đỉnh cộng. Trong trường hợp un-CAP (đường màu xanh), EC dao động ổn định. Trong khi, trường hợp CAP (đường màu đỏ) dao động mạnh và rõ nét hơn so với un-CAP, EC có xu hướng tăng khi tần số sóng điện từ tăng.

Hình 2.7(b), sự phụ thuộc PC vào tần số của sóng điện từ trong hai trường hợp CAP và un-CAP. Xuất hiện nhiều đỉnh cộng hưởng trong vùng tần số sóng điện từ $1.10^{13} (Hz) \div 7.10^{13} (Hz)$ với $R=15,6nm$. Các đỉnh cộng hưởng này thỏa mãn điều kiện MPR [71]: $(N' - N)\hbar\omega_c = \varepsilon_{N',n',l} - \varepsilon_{N,n,l} \mp \hbar\nu_s q_{m_1,m_2} \pm \hbar\Omega$. Khi tần số sóng điện từ bé hơn $2.10^{13} (Hz)$ các đỉnh cộng hưởng của PC trong CAP thấp hơn so với un-CAP. Bên cạnh đó, khi xét trong vùng tần số lớn hơn $2.10^{13} (Hz)$ thì ảnh hưởng của CAP được quan sát rõ nét và có sự dịch chuyển vị trí các đỉnh cộng hưởng dẫn đến giá trị của PC thay đổi.

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 các chỉ số lượng tử m_1, m_2 đặc trưng cho sự giam cầm của phonon.
- Kết quả tính toán số đối với CQW GaAs/AlGaAs minh họa trực quan cho kết quả giải tích của EC, PC trong CQW như sau: COP làm EC tăng và PC giảm so với un-COP khi khảo sát sự phụ thuộc của hai hệ số này vào năng lượng laser, biên độ sóng điện từ, bán kính R của CQW và nhiệt độ. COP làm cho ΔT_{-y} tăng so với un-COP trong CQW. Các giá trị chênh lệch nhiệt độ đo được giống kết quả khi tính toán với tinh thể Bismuth tinh khiết. Dấu hiệu thay đổi của chênh lệch nhiệt độ liên quan với dấu hiệu thay đổi của EC đã được báo cáo trong nghiên cứu thực nghiệm cho $La_{2-x}Sr_xCuO_4$. Ảnh hưởng của tần số cyclotron lên PC trong CQW đối với CAP cho thấy độ lớn của PC trong CAP lớn hơn so với trường hợp un-CAP, xuất hiện nhiều đỉnh cộng hưởng và các đỉnh cộng hưởng này tương ứng với điều kiện cộng hưởng từ - phonon (MPR).

CHƯƠNG 3

ẢNH HƯỞNG CỦA SỰ LƯỢNG TỬ HÓA DO GIẢM KÍCH THƯỚC LÊN HIỆU ỨNG ETTINGSHAUSEN VÀ HIỆU ỨNG PELTIER TRONG DÂY LƯỢNG TỬ HÌNH CHỮ NHẬT

3.1. Phương trình động lượng tử cho điện tử giam cầm trong dây lượng tử hình chữ nhật hố thế cao vô hạn.

Phương trình động lượng tử cho hàm phân bố điện tử dưới ảnh hưởng của hiệu ứng giảm kích thước trong RQW.

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial f_{N,n,\vec{k}_z}}{\partial t} - \left(\frac{e\vec{E}_1}{\hbar} + \frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{T} \nabla T + \hbar\omega_c[\vec{k}, \vec{h}] \right) \frac{\partial f_{N,l,\vec{k}_z}}{\partial \vec{k}_z} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{N,n,N',n',\vec{k}_z} \sum_{m_1,m_2,q_z} \left| M_{N,n,N',n'}^{m_1,m_2}(\vec{q}_z) \right|^2 \times \\
& \times \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l^2 \left(\frac{e\vec{E}_0}{m^* \Omega^2} \vec{q} \right) \times \left\{ \begin{aligned} & \left[f_{N',n',\vec{k}_z+\vec{q}_z} \left(N_{m_1,m_2,q_z} + 1 \right) - f_{N,n,\vec{k}_z} N_{m_1,m_2,q_z} \right] \times \\ & \times \delta \left(\varepsilon_{N',n',\vec{k}_z+\vec{q}_z} - \varepsilon_{N,n,\vec{k}_z} - \hbar\omega_{m_1,m_2,q_z}^{RQW} - s\hbar\Omega \right) + \\ & + \left[f_{N',n',\vec{k}_z-\vec{q}_z} N_{m_1,m_2,q_z} - f_{N,n,\vec{k}_z} \left(N_{m_1,m_2,q_z} + 1 \right) \right] \times \\ & \times \delta \left(\varepsilon_{N',n',\vec{k}_z-\vec{q}_z} - \varepsilon_{N,n,\vec{k}_z} + \hbar\omega_{m_1,m_2,q_z}^{RQW} - s\hbar\Omega \right) \end{aligned} \right\} \quad (3.3)
\end{aligned}$$

3.2. Biểu thức giải tích cho hệ số Ettingshausen và hệ số Peltier trong dây lượng tử hình chữ nhật trong trường hợp từ trường vuông góc và từ trường song song.

3.2.1. Biểu thức giải tích cho hệ số Ettingshausen và hệ số Peltier trong dây lượng tử hình chữ nhật trong trường hợp từ trường vuông góc.

Xét một điện trường $\vec{E} = (0, 0, E_1)$, một sóng điện từ (EMW) $\vec{E} = (0, 0, E_0 \sin \Omega t)$ không đổi và một từ trường $\vec{B} = (0, B, 0)$ với một thước đo Landau $\vec{A} = (0, 0, -Bx)$ được áp dụng trong dây lượng tử hình chữ nhật RQW.

Hệ số EC và PC của RQW được xác định bởi [38, 50].

$$P^{\perp RQW-O} = \frac{1}{B} \frac{\det \begin{pmatrix} \sigma_{xx}^{\perp RQW-O}(m_1, m_2) & \sigma_{xy}^{\perp RQW-O}(m_1, m_2) \\ \gamma_{xx}^{\perp RQW-O}(m_1, m_2) & \gamma_{xy}^{\perp RQW-O}(m_1, m_2) \end{pmatrix}}{\sigma_{xx}^{\perp} \det \begin{pmatrix} \beta_{xx}^{\perp RQW-O}(m_1, m_2) & \sigma_{xx}^{\perp RQW-O}(m_1, m_2) \\ \xi_{xx}^{\perp RQW-O}(m_1, m_2) - K_L & \gamma_{xx}^{\perp RQW-O}(m_1, m_2) \end{pmatrix}} \quad (3.14)$$

$$\Pi^{\perp RQW-O} = \frac{\gamma_{xx}^{\perp RQW-O}(m_1, m_2)}{\sigma_{xx}^{\perp RQW-O}(m_1, m_2)} \quad (3.15)$$

Các ten-xơ:

$\sigma_{xx}^{\perp RQW-O}(m_1, m_2), \sigma_{xy}^{\perp RQW-O}(m_1, m_2), \gamma_{xx}^{\perp RQW-O}(m_1, m_2), \gamma_{xy}^{\perp RQW-O}(m_1, m_2)$ và $\beta_{xx}^{\perp RQW-O}(m_1, m_2), \xi_{xx}^{\perp RQW-O}(m_1, m_2)$ thu được bằng cách giải các biểu thức của mật độ dòng và mật độ thông lượng nhiệt. Các ten-xơ động được biểu diễn như sau:

$$\sigma_{xx}^{\perp RQW-O}(m_1, m_2) = \frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \left[e\eta^{\perp RQW-O} + \frac{\rho e}{m^*} (1 - \omega_c^2 \tau^2) \right] \quad (3.16)$$

$$\sigma_{xy}^{\perp RQW-O}(m_1, m_2) = \frac{e\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \left[\eta^{\perp RQW-O} - \frac{\rho^{\perp RQW-O}}{m^*} [-2\omega_c \tau] \right] \quad (3.17)$$

$$\beta_{xx}^{\perp RQW-O}(m_1, m_2) = \frac{\tau(1 - \omega_c^2 \tau^2)}{1 + \omega_c^2 \tau^2} k^{\perp RQW-O} \quad (3.18)$$

$$\gamma_{xx}^{\perp RQW-O}(m_1, m_2) = -\frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} k^{\perp RQW-O} T(1 - \omega_c^2 \tau^2) \quad (3.19)$$

$$\gamma_{xy}^{\perp RQW-O}(m_1, m_2) = \frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} k^{\perp RQW-O} T[-2\omega_c \tau] \quad (3.20)$$

$$\xi_{xx}^{\perp RQW-O}(m_1, m_2) = \frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \frac{\mathcal{G}^{\perp RQW-O}}{e} (1 - \omega_c^2 \tau^2) \quad (3.21)$$

3.2.2. Biểu thức giải tích cho hệ số Ettingshausen và hệ số Peltier trong dây lượng tử hình chữ nhật trong trường hợp từ trường song song.

Xét một điện trường $\vec{E} = (0, 0, E_1)$, một sóng điện từ (EMW) $\vec{E} = (0, 0, E_0 \sin \Omega t)$ không đổi và từ trường $\vec{B} = (0, B, 0)$ và véc-tơ thế năng $\vec{A} = (-By, 0, 0)$.

Hệ số EC và PC trong RQW [38, 50]:

$$P^{\parallel RQW-O} = \frac{1}{B} \frac{\det \begin{pmatrix} \sigma_{xx}^{\parallel RQW-O}(m_1, m_2) & \sigma_{xy}^{\parallel RQW-O}(m_1, m_2) \\ \gamma_{xx}^{\parallel RQW-O}(m_1, m_2) & \gamma_{xy}^{\parallel RQW-O}(m_1, m_2) \end{pmatrix}}{\sigma_{xx}^{\parallel RQW-O} \det \begin{pmatrix} \beta_{xx}^{\parallel RQW-O}(m_1, m_2) & \sigma_{xx}^{\parallel RQW-O}(m_1, m_2) \\ \xi_{xx}^{\parallel RQW-O}(m_1, m_2) - K_L & \gamma_{xx}^{\parallel RQW-O}(m_1, m_2) \end{pmatrix}} \quad (3.35)$$

$$\Pi^{\parallel RQW-O} = \frac{\gamma_{xx}^{\parallel RQW-O}(m_1, m_2)}{\sigma_{xx}^{\parallel RQW-O}(m_1, m_2)} \quad (3.36)$$

Các ten - xơ:

$\sigma_{xx}^{\parallel RQW-O}(m_1, m_2)$, $\sigma_{xy}^{\parallel RQW-O}(m_1, m_2)$, $\gamma_{xx}^{\parallel RQW-O}(m_1, m_2)$, $\gamma_{xy}^{\parallel RQW-O}(m_1, m_2)$ và $\beta_{xx}^{\parallel RQW-O}(m_1, m_2)$, $\xi_{xx}^{\parallel RQW-O}(m_1, m_2)$ thu được bằng cách giải các biểu thức của mật độ dòng và mật độ thông lượng nhiệt. Và các ten-xơ động được biểu diễn như sau:

$$\sigma_{xx}^{\parallel RQW-O}(m_1, m_2) = \frac{e\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \left[\eta^{\parallel RQW-O} - \rho_{(m_1, m_2)}^{\parallel RQW-O} \frac{\tau(1 - \omega_c^2 \tau^2)}{m^*(1 + \omega_c^2 \tau^2)} \right] \quad (3.37)$$

$$\sigma_{xy}^{\parallel RQW-O}(m_1, m_2) = \frac{e\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \left[-\frac{2\tau \rho_{(m_1, m_2)}^{\parallel RQW-O}}{m^*(1 + \omega_c^2 \tau^2)} \right] \quad (3.38)$$

$$\beta_{xx}^{\parallel RQW-O}(m_1, m_2) = \frac{\tau^2}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \left[k_{(m_1, m_2)}^{\parallel RQW-O} (1 - \omega_c^2 \tau^2) \right] \quad (3.39)$$

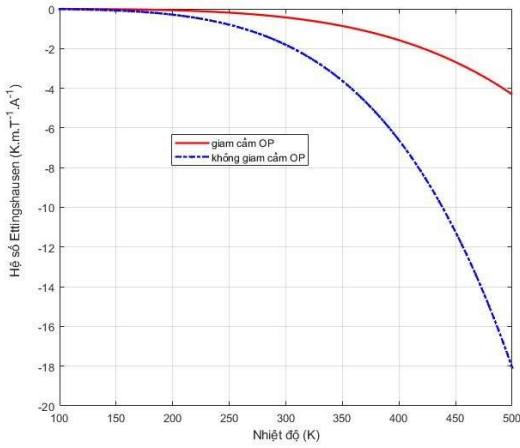
$$\gamma_{xx}^{\parallel RQW-O}(m_1, m_2) = \frac{\tau^2}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \left[\frac{k_{(m_1, m_2)}^{\parallel RQW-O} T (1 - \omega_c^2 \tau^2)}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \right] \quad (3.40)$$

$$\gamma_{xy}^{\parallel RQW-O}(m_1, m_2) = \frac{\tau^2 \omega_c}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \left[\frac{-2k_{(m_1, m_2)}^{\parallel RQW-O} T}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \right] \quad (3.41)$$

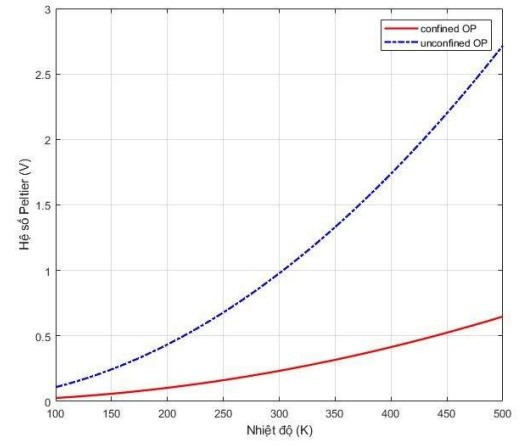
$$\xi_{xx}^{\parallel RQW-O}(m_1, m_2) = \frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \left[k_{(m_1, m_2)}^{\parallel RQW-O} (1 - \omega_c^2 \tau^2) \right] \quad (3.42)$$

3.3. Kết quả tính số và thảo luận.

3.3.1. Tán xạ điện tử giam cầm – phonon quang giam cầm trong trường hợp từ trường vuông góc với hướng của điện tử tự do.



(a)



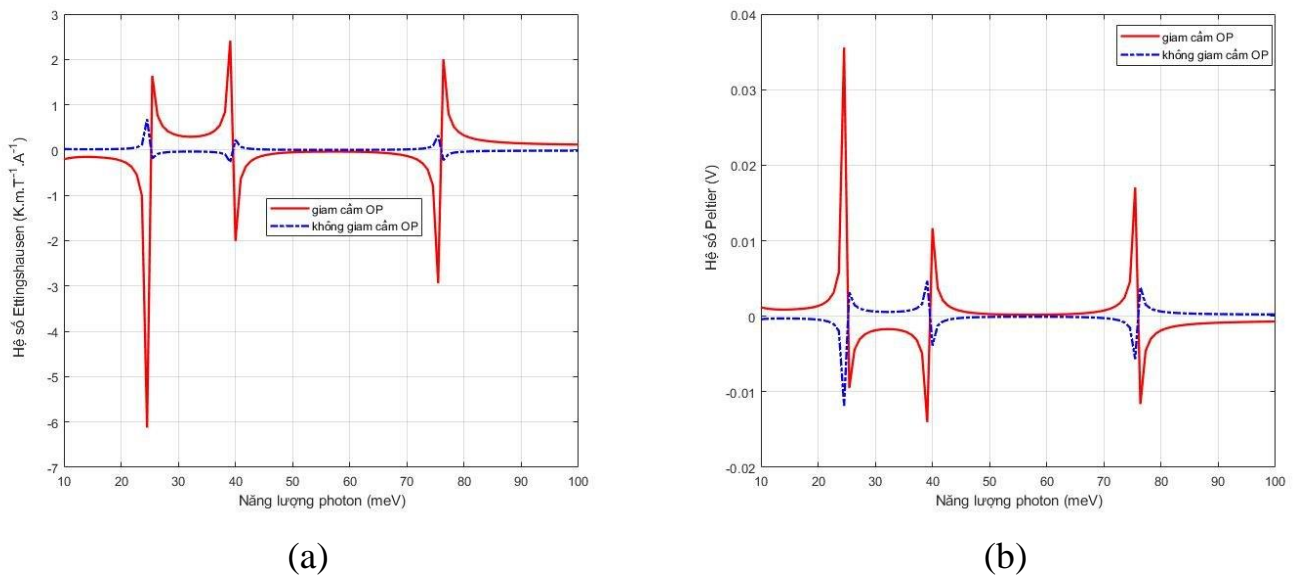
(b)

Hình 3.1.a) Sự phụ thuộc của EC vào nhiệt độ trong RQW đối với phonon quang giam cầm (đường màu đỏ) và phonon quang không giam cầm (đường màu xanh) khi xét từ trường vuông góc với hướng của điện tử tự do. b) Sự phụ thuộc của PC vào nhiệt độ trong RQW đối với phonon quang giam cầm (đường màu đỏ) và phonon quang không giam cầm (đường màu xanh) khi xét từ trường vuông góc với hướng của điện tử tự do.

Ảnh hưởng của nhiệt độ đến EC và PC trong hai trường hợp: COP (đường màu đỏ) và un-COP (đường màu xanh) với các tham số $L_x = 10\text{nm}$, $L_y = 20\text{nm}$, $\hbar\Omega = 15\text{ (meV)}$ tương ứng, được so sánh trong hình 3.1. Rõ ràng EC và PC hệ số đều thay đổi khi điều chỉnh nhiệt độ. Hình.3.1(a) cho thấy giá trị của EC tăng đáng kể trong khoảng từ 0K đến 500K cho hai trường hợp COP và un-COP. Với trường hợp COP, EC không thay đổi nhiều khi nhiệt độ nhỏ hơn 200 K nhưng khi nhiệt độ lớn hơn 200 K, EC tăng lên đáng kể. Bên cạnh đó, một quan sát thử nghiệm khi khảo sát EC trong Alumel đã chỉ ra rằng EC tăng khi nhiệt độ tăng [55]. Tuy nhiên, Moore và Graves chỉ quan sát thấy EC tăng đáng kể trong phạm vi nhiệt độ từ 200K và 425K và giảm khi nằm ngoài khoảng nhiệt độ này. Vì thế, kết quả tính toán giá trị của EC trong công trình của chúng

tôi gần như tương ứng với thực nghiệm trước đó. Tuy nhiên, EC trong luận án này được khảo sát cho toàn dải nhiệt độ, dao động của EC cao hơn và rõ nét hơn so với kết quả trong tài liệu tham khảo [55]. Kết quả này có thể được giải thích bởi sự khác biệt về cấu trúc giữa Aludel và RQW. Ảnh hưởng của sóng điện từ mạnh và các trường bên ngoài dẫn đến sự khác biệt trong kết quả.

Hình 3.1(b), cho thấy khi nhiệt độ đạt giá trị cực đại 500 K, độ lớn PC khi có COP (đường màu đỏ) tăng khoảng 4,26 lần so với trường hợp un-COP (đường màu xanh), PC tăng từ 0,6374 V đến 2,717 V. Do đó, sự xuất hiện của COP và sóng điện từ mạnh đóng một vai trò quan trọng dẫn đến những thay đổi của EC và PC ở nhiệt độ cao nên không được bỏ qua.



Hình 3.2. a) Sự phụ thuộc của EC vào năng lượng photon trong RQW đối với phonon quang giám cảm (đường màu đỏ) và phonon quang không giám cảm (đường màu xanh) khi xét từ trường vuông góc với hướng của điện tử tự do, ở đây $\hbar\omega_c = 10,08 \text{ meV}$. b) Sự phụ thuộc của PC vào năng lượng photon trong RQW đối với phonon quang giám cảm (đường màu đỏ) và phonon quang không giám cảm (đường màu xanh) khi xét từ trường vuông góc với hướng của điện tử tự do, ở đây $\hbar\omega_c = 10,08 \text{ meV}$.

Hình 3.2 so sánh ảnh hưởng của năng lượng photon đến EC và PC với $L_x = 10\text{nm}$, $L_y = 20\text{nm}$, $T = 200\text{K}$. Trong trường hợp un-COP, ba đỉnh cộng hưởng của cả EC và PC đều có mức năng lượng tương ứng là $\hbar\Omega = 25,45(\text{meV})$; $39,1(\text{meV})$ và $76,4(\text{meV})$. Những cộng hưởng này đỉnh thỏa mãn điều kiện cộng hưởng từ - phonon: $\hbar\Omega \mp \hbar\omega_c (N' - N) \mp \Delta\varepsilon_{n,n} \pm \hbar\omega_0 = 0$ (3.43) [48,16,71]. Khi đó, sự chênh lệch giữa các mức năng lượng ứng với trạng thái cuối n' và trạng thái ban đầu n trong chuyển động của điện tử là $\Delta\varepsilon_{n,n} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* L_y^2} (n'^2 - n^2)$. Khi COP, năng lượng của phonon $\hbar\omega_0$ được biến đổi

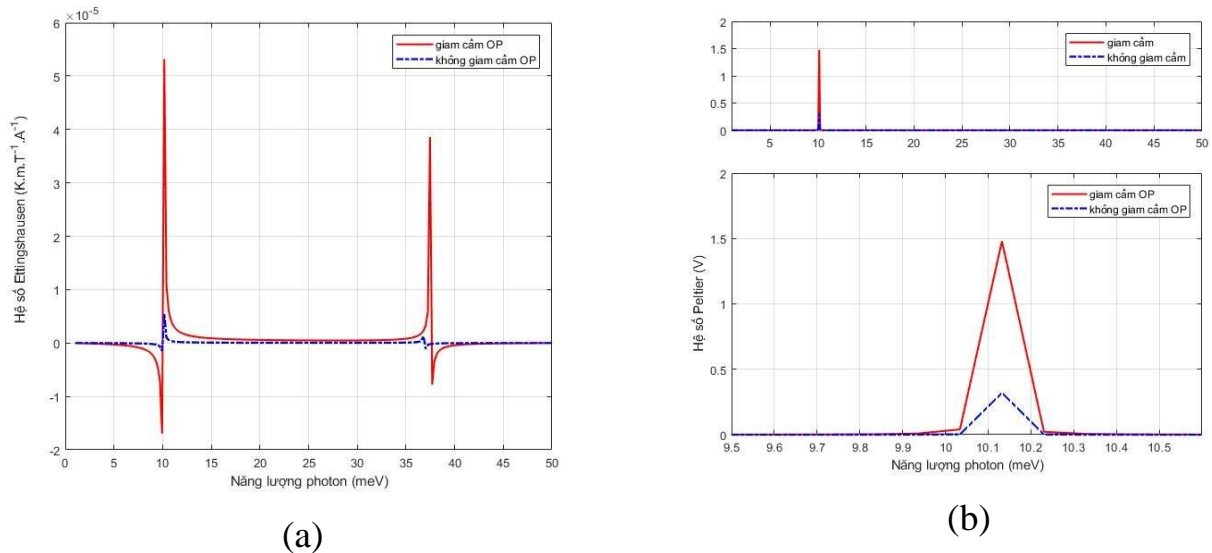
đến: $\hbar\omega_{m_1, m_2}^{RQW-O} = \hbar\sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2 \left(\frac{m_1^2 \pi^2}{L_x^2} + \frac{m_2^2 \pi^2}{L_y^2} \right)}$ và thay đổi điều kiện cộng hưởng từ - phonon trong phương trình (3.43). Cho $m_1 = 1$, $m_2 = 1$ thì năng lượng của COP:

$$\hbar\omega_{1,1} = \hbar\sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2 \left[\left(\frac{\pi}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{L_y} \right)^2 \right]} = 36,3(\text{meV})$$

dẫn đến các đỉnh cộng hưởng dịch

chuyển đến các vị trí có mức năng lượng tương ứng là: $\hbar\Omega = 24,55(\text{meV})$; $40,1(\text{meV})$ và $75,45(\text{meV})$. Mặt khác, sự chênh lệch năng lượng phonon giữa COP và un-COP: $\hbar\omega_{1,1} - \hbar\omega_0 = 36,3(\text{meV}) - 36,25(\text{meV}) = 0,05(\text{meV})$ không những làm cho đỉnh cộng hưởng của cả EC và PC trong trường hợp COP tăng lên nhiều lần mà còn di chuyển vị trí của các đỉnh này so với trường hợp un-COP. Hơn nữa, ảnh hưởng của năng lượng photon lên EC và PC cũng được nghiên cứu trong CQW [17]: COP làm dịch chuyển vị trí các đỉnh cộng hưởng, EC tăng khoảng 2,5 lần và PC giảm 1,01 lần so với un-COP [17] gần như phù hợp với các kết quả được trình bày trong luận án. Tuy nhiên, kết quả của luận án xuất hiện nhiều đỉnh cộng hưởng hơn so với kết quả trong CQW. Nguyên nhân là do sự khác biệt trong cấu trúc giữa CQW và RQW, ảnh hưởng của sóng điện từ và hướng của từ trường gây ra các tính mới trong kết quả.

3.3.2. Tán xạ điện tử giam cầm – phonon quang giam cầm trong trường hợp từ trường song song với hướng của điện tử tự do.



Hình 3.5. a) Sự phụ thuộc của EC vào năng lượng của photon trong RQW đối với phonon quang giam cầm (đường màu đỏ) và phonon quang không giam cầm (đường màu xanh) khi xét từ trường song song với hướng của điện tử tự do với $\hbar\omega_c = 10\text{meV}$. b) Sự phụ thuộc của PC vào năng lượng của photon trong RQW đối với phonon quang giam cầm (đường màu đỏ) và phonon quang không giam cầm (đường màu xanh) khi xét từ trường song song với hướng của điện tử tự do với $\hbar\omega_c = 10\text{meV}$.

Hình 3.5 mô tả sự phụ thuộc của của EC và PC vào năng lượng của photon trong hai trường hợp: COP (đường màu đỏ) và un-COP (đường màu xanh). Có thể thấy ngay rằng cả EC và PC đều xuất hiện các đỉnh cộng hưởng do ảnh hưởng của COP. Các đỉnh cộng hưởng thỏa mãn điều kiện cộng hưởng từ - phonon: $\varepsilon_{N',n} - \varepsilon_{N,n} \pm s\hbar\Omega \pm \hbar\omega_0 = 0$ [48, 71]. Hình 3.5(a), EC trong trường hợp COP tăng khoảng 6,5 lần so với un-COP. Hình 3.5(b): khi đỉnh cộng hưởng trong trường hợp un- COP đạt giá trị $\hbar\omega_c = 10,16$ (meV) thì đỉnh của COP là $\hbar\omega_c = 10,17$ (meV). Nó tương ứng với điều kiện $\hbar\omega_c = \hbar\Omega$, được gọi là điều kiện cộng hưởng cyclotron. Khi COP, tần số của phonon từ ω_0 thay đổi

thành $\omega_{m_1, m_2} = \sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2 \left[\left(\frac{m_1 \pi}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{m_2 \pi}{L_y} \right)^2 \right]}$. Ở đây ta xét trường hợp $m_1 = 1, m_2 = 1$

tương ứng với năng lượng của phonon quang giam cầm là

$$\hbar\omega_{1,1} = \hbar \sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2 \left[\left(\frac{\pi}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{L_y} \right)^2 \right]} = 36,3(\text{meV})$$

không những làm cho đỉnh cộng hưởng của PC cao hơn mà còn làm tăng độ rộng đường cộng hưởng của PC so với trường hợp un- COP. Sự khác biệt này có thể được giải thích là do sự giam giữ phonon làm tăng khả năng tán xạ điện tử - phonon. Và sau đó, đối với mỗi giá trị của năng lượng photon tại điểm cộng hưởng, độ rộng đường cộng hưởng giữa COP và un - COP có thể được chứng minh [60]. Ngoài ra, PC tăng khi năng lượng photon thay đổi trái ngược với kết quả thu được trong dây lượng tử hình trụ [17]. Độ lớn của PC trong CQW đã giảm khoảng 1,01 lần khi xuất hiện COP. Kết quả này có thể được giải thích bởi sự khác biệt về cấu trúc, hàm sóng và phổ năng lượng giữa CQW và RQW.

3.4. Kết luận chương 3

- Tìm được biểu thức giải tích của EC và PC trong hai trường hợp từ trường: vuông góc và song song với phương chuyển động của điện tử tự do được xác định bằng cách sử dụng phương pháp phương trình động học lượng tử. Đây là một hàm của từ trường ngoài, biên độ, tần số của sóng điện từ, nhiệt độ và kích thước của RQW, đặc biệt là các số lượng tử m_1, m_2 đặc trưng cho COP.

- Các kết quả tính số cho thấy rằng vị trí của các đỉnh cộng hưởng của EC, PC thay đổi khi xuất hiện COP. Khi khảo sát sự phụ thuộc của EC và PC vào năng lượng của cyclotron, năng lượng của photon, chiều rộng của dây thì chúng tôi thấy cả EC và PC đều tăng khi xét trong cả hai trường hợp từ trường vuông góc, từ trường song song với hướng của điện tử tự do so với trường hợp un-COP. Khi khảo sát sự phụ thuộc của EC, PC theo nhiệt độ: EC và PC tăng đáng kể khi nhiệt độ tăng. Kết quả này phù hợp với kết quả thực nghiệm khi khảo sát EC vào nhiệt độ trong Al_{0.1}Ga_{0.9}As. Tuy nhiên, EC trong luận án này được khảo sát cho toàn dải nhiệt độ, dao động của EC cao hơn và rõ nét

hơn so với kết quả trong Aludel [55]. Kết quả này có thể giải thích là do sự khác biệt về cấu trúc giữa Aludel và RQW.

KẾT LUẬN

Trong luận án, bằng phương pháp phương trình động lượng tử chúng tôi đã nghiên cứu hiệu ứng Ettingshausen và hiệu ứng Peltier trong dây CQW, RQW dưới ảnh hưởng của phonon giam cầm. Các kết quả của luận án được tóm tắt như sau:

1. Đã dẫn ra phương trình động lượng tử cho hệ điện tử - phonon trong hệ bán dẫn 1D khi có mặt sóng điện từ mạnh, điện trường không đổi, từ trường mạnh và có kể đến sự giam cầm của điện tử, phonon.

2. Giải phương trình động lượng tử tìm hàm phân bố không cân bằng và tìm được biểu thức của các ten – xơ động, EC và PC trong hệ bán dẫn một chiều. Các đại lượng này đều phụ thuộc vào các tham số đặc trưng cho trường ngoài (biên độ, tần số sóng điện từ, điện trường không đổi và từ trường), các tham số cấu trúc vật liệu (bán kính dây, chiều dài dây,...), nhiệt độ T của hệ và đặc biệt là các chỉ số lượng tử đặc trưng cho sự giam cầm của điện tử và phonon. Các kết quả thu được cho thấy rằng sự lượng tử hóa do giảm kích thước trong CQW và RQW ảnh hưởng rất mạnh mẽ lên EC, PC và có nhiều sự khác biệt so với bài toán tương tự trong bán dẫn khối, hệ một chiều không xét giam cầm của phonon, siêu mạng pha tạp và hố lượng tử. Nguyên nhân là do sự khác biệt của chỉ số lượng tử m_1 , m_2 đặc trưng cho sự giam cầm của phonon và chỉ số lượng tử N, n đặc trưng cho sự giam cầm của điện tử. Và các kết quả cho thấy rằng khi m_1 , m_2 tiến tới 0 và thừa số dạng điện tử trở về biểu thức như trường hợp không giam cầm thì kết quả thu được sẽ trở về giống trường hợp phonon không giam cầm.

3. Tính toán số các kết quả giải tích cho dây lượng tử GaAs/AlGaAs hình trụ và hình chữ nhật đã minh họa trực quan cho các kết quả giải tích thu được ở trên. Kết quả cụ thể như sau:

Với dây lượng tử hình trụ hố thế cao vô hạn (CQW):

- Trong CQW GaAs/AlGaAs: khi khảo sát sự phụ thuộc của EC, PC vào năng lượng cả laser và nhiệt độ, chúng tôi thấy EC tăng và PC giảm khi có sự xuất hiện của COP. Khi khảo sát sự phụ thuộc của EC và PC vào bán kính của CQW đối với COP thì EC, PC giảm phi tuyến tính khi R tăng. Đặc biệt là khi R lớn hơn 100nm thì EC và PC gần như không phụ thuộc vào R và cho kết quả gần đúng như với trường hợp bán dẫn khối.

- COP làm cho sự chênh lệch nhiệt độ ΔT_y tăng so với un-COP trong CQW. Các giá trị chênh lệch nhiệt độ đo được giống kết quả khi tính toán với tinh thể Bismuth tinh khiết. Dấu hiệu thay đổi của chênh lệch nhiệt độ liên quan với dấu hiệu thay đổi của EC đã được báo cáo trong nghiên cứu thực nghiệm cho $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$.

- Ảnh hưởng của tần số cyclotron lên PC trong CQW đối với CAP cho thấy độ lớn của PC trong CAP lớn hơn so với trường hợp un-CAP, xuất hiện nhiều đỉnh cộng hưởng và các đỉnh cộng hưởng này tương ứng với điều kiện cộng hưởng từ - phonon (MPR). Tuy nhiên, trong hệ bán dẫn 2D khi khảo sát sự phụ thuộc của PC vào tần số cyclotron

thì PC giảm khi tăng tần số cyclotron. Bên cạnh đó, khi khảo sát sự phụ thuộc của EC vào nhiệt độ khi có sự xuất hiện của CAP thì chúng tôi lại thấy CAP làm cho EC ổn định và tiến tới giá trị âm không đổi. Kết quả này khác biệt với EC trong bán dẫn pha tạp: EC đạt giá trị dương khi nhiệt độ lớn hơn 5K và EC phụ thuộc vào nhiệt độ một cách phi tuyến. Nguyên nhân dẫn đến sự khác biệt kết quả khi khảo sát EC, PC trong hệ bán dẫn 1D và 2D là do sự khác nhau trong cấu trúc phổ năng lượng, hàm sóng, tương tác điện tử - phonon và biên độ sóng điện từ giữa hai hệ bán dẫn.

- Khi khảo sát sự phụ thuộc của ten-xơ σ_{xx} vào từ trường khi không xuất hiện sóng điện từ thì kết quả nghiên cứu của chúng tôi phù hợp với kết quả thực nghiệm khi tính toán trên dây lượng tử GaAs/AlGaAs. Hơn nữa, độ lớn của σ_{xx} trong kết quả của chúng tôi cao hơn và mạnh hơn so với kết quả thực nghiệm đối với từ trường lớn hơn 4,2 T. Bên cạnh đó, khi xuất hiện sóng điện từ thì chúng tôi thấy các dao động của ten - xơ độ dẫn σ_{xx} là một dạng dao động mới và gần như giống với các dao động Shubnikov-de Haas (SdH) thu được trong thí nghiệm quan sát dây lượng tử GaAs/AlGaAs. Ảnh hưởng của CAP trong CQW không những làm các dao động xuất hiện nhiều hơn mà còn làm tăng và dịch chuyển vị trí của các cực đại trong các dao động của σ_{xx} . Những tính chất mới này có thể được giải thích bằng MPR với mỗi giá trị của m_1, m_2 góp phần xác định vị trí của các đỉnh. Các kết quả trở về trường hợp un-CAP khi R tiến tới vô cùng.

Với dây lượng tử hình chữ nhật hố thế cao vô hạn (RQW):

- Sự xuất hiện của COP làm thay đổi đáng kể độ lớn của EC và PC trong hệ 1D so với trường hợp không giam cầm.
- COP đóng góp vào MPR trong hệ 1D, gây nên sự dịch chuyển vị trí các đỉnh cộng hưởng, thay đổi độ cao khi khảo sát sự phụ thuộc của hai hệ số này vào năng lượng cyclotron (khi xét từ trường vuông góc với hướng của điện tử tự do), và năng lượng của photon (khi xét từ trường song song với hướng của điện tử tự do). Điều này đóng góp vào điều kiện MPPRC trong hệ bán dẫn 1D.
- Sự xuất hiện của COP khi khảo sát sự phụ thuộc của EC khi nhiệt độ lớn hơn 200K cho kết quả phù hợp với kết quả thực nghiệm khi khảo sát EC vào nhiệt độ trong Alumel. Tuy nhiên, EC trong luận án này được khảo sát cho toàn dải nhiệt độ, dao động của EC cao hơn và rõ nét hơn so với kết quả trong Alumel. Kết quả này có thể giải thích là do sự khác biệt về cấu trúc giữa Alumel và RQW.

Như vậy, ảnh hưởng của phonon giam cầm lên các hiệu ứng động trong các hệ bán dẫn thấp chiều nói chung và EE, PE nói riêng là đáng kể và không thể bỏ qua.

Ngoài ra, luận án còn góp phần khẳng định sự hiệu quả và đúng đắn của phương pháp phương trình động lượng tử trong nghiên cứu các tính chất động của hệ bán dẫn thấp chiều. Các kết quả của luận án là cơ sở để giải thích các tính chất của hệ bán dẫn một chiều dưới tác dụng của trường ngoài, tạo định hướng cho công nghệ chế tạo linh kiện điện tử bằng bán dẫn nano ứng dụng trong các thiết bị điện tử siêu nhỏ, thông minh và đa năng hiện nay.