

## HIỆU ỨNG ÂM ĐIỆN TỬ TRONG HỐ LƯỢNG TỬ

*Nguyễn Văn Hiếu, Nguyễn Thị Thùy Trang\**

### TÓM TẮT

Hiệu ứng âm điện tử trong hố lượng tử được khảo sát với sóng âm có bước sóng  $\lambda=2\pi/q$  nhỏ hơn quãng đường tự do trung bình  $l$  của điện tử và trong miền siêu âm  $ql \gg 1$  (ở đây  $q$  là số sóng âm). Biểu thức giải tích của dòng âm điện tử  $j^{AME}$  được tính toán bằng cách sử dụng phương trình động Boltzmann cho điện tử tương tác với sóng âm trong trường hợp thời gian phục hồi xung lượng  $\tau$  xấp xỉ là hằng số và khí điện tử không suy biến. Sự phụ thuộc phi tuyến của  $j^{AME}$  lên nhiệt độ  $T$  của hệ, số sóng âm  $q$  và độ rộng của hố lượng tử đã đạt được. Kết quả chỉ ra rằng sự tồn tại của các đỉnh  $j^{AME}$  là do sự dịch chuyển giữa các mini vùng  $n \rightarrow n'$  trong hố lượng tử. Tính toán số được thực hiện và kết quả này được phân tích cho hố lượng tử AlAs/GaAs/AlAs. Tất cả các kết quả này được so sánh với bán dẫn khối và siêu mạng để chỉ ra sự khác biệt.

### 1. Mở Đầu

Chúng ta biết rằng, khi có một sóng âm truyền dọc theo một vật dẫn thì do sự truyền năng lượng và xung lượng từ sóng âm cho các điện tử dẫn làm xuất hiện một hiệu ứng gọi là hiệu ứng âm điện. Hiệu ứng này được nghiên cứu chi tiết trong bán dẫn khối [1-4]. Gần đây, hiệu ứng này được nghiên cứu bằng lý thuyết trong siêu mạng [5-9], trong ống lượng tử một chiều [10-14]. Tuy nhiên, khi có mặt của từ trường ngoài, sóng âm truyền trong vật dẫn có thể gây ra một hiệu ứng khác gọi là hiệu ứng âm điện tử. Hiệu ứng âm điện tử tạo ra một dòng âm điện tử nếu mạch kín và tạo ra một trường âm điện tử nếu mạch hở. Việc nghiên cứu hiệu ứng này rất quan trọng bởi vì nó giúp chúng ta hiểu các tính chất điện và từ trong vật liệu, hiệu ứng này cũng được ứng dụng trong việc chế tạo các thiết bị dò sóng siêu âm.

Hiệu ứng âm điện tử tương tự như hiệu ứng Hall trong bán dẫn, ở đây dòng âm  $\vec{U}$  giữ vai trò của dòng  $\vec{j}$ . Về bản chất, nguyên nhân xuất hiện hiệu ứng âm điện tử là sự tồn tại các dòng riêng của các nhóm hạt tải mang năng lượng khác nhau, khi dòng trung bình toàn phần trong mẫu bằng không.

Hiệu ứng âm điện tử được tiên đoán bằng lý thuyết lần đầu tiên bởi Grinberg và Kramer trong bán dẫn lưỡng cực [15] và được đo bằng thực nghiệm trong bán dẫn Bi bởi Yamada [16]. Trong thời gian qua, có rất nhiều bài báo nghiên cứu hiệu ứng này, như trong bán dẫn [17-20], trong siêu mạng [21,22]. Tuy nhiên, trong hố lượng tử, bài toán lên quan đến hiệu ứng âm điện tử vẫn mở ra cho hướng nghiên cứu mới. Chúng ta biết rằng, trong hệ thấp chiều (siêu mạng, hố lượng tử, dây lượng tử...) sự chuyển động của điện tử bị giới hạn theo một chiều hoặc hai chiều, và chuyển động tự do theo các chiều còn lại. Sự giam giữ của điện tử trong các hệ thấp chiều làm thay đổi đáng kể độ linh động của điện tử, và nó sẽ ảnh hưởng đến hiệu ứng âm điện tử trong hố lượng tử.

Trong bài báo này, chúng tôi xem xét hiệu ứng âm điện tử trong hố lượng tử cho

trường hợp thời gian phục hồi xung lượng không phụ thuộc vào năng lượng và khí điện tử không suy biến. Chúng tôi chỉ ra rằng, sự tồn tại của các mini vùng năng lượng trong hố lượng tử là nguyên nhân xuất hiện hiệu ứng âm điện tử, hiệu ứng này xuất hiện ngay cả khi thời gian phục hồi xung lượng không phụ thuộc vào năng lượng, kết quả này đạt được hoàn toàn khác biệt so với kết quả trong bán dẫn khối. Bài báo này được chia thành các phần như sau: Phần 2 giới thiệu lý thuyết và điều kiện để giải bài toán, trong phần 3 bàn luận và so sánh các kết quả, và trong phần 4 là một số kết luận.

## 2. Dòng âm điện tử

Sóng âm được xem xét là sóng siêu âm trong miền  $ql \gg 1$ . Dưới điều kiện như vậy, sóng siêu âm được xem như là phonon khối đơn sắc, và có hàm phân bố trong không gian  $k$  như sau

$$N(k) = \frac{(2\pi)^3}{\eta\omega_q v_s} \Phi \delta(k - q), \quad (1)$$

ở đây  $\Phi$  là mật độ dòng âm với tần số  $\omega_q$ ,  $v_s$  vận tốc sóng âm, và  $\eta = h/2\pi$ ,  $h$  là hằng số Planck.

Sử dụng phương pháp phương trình động Boltzmann [5-10], ở đây từ trường được xem xét là từ trường yếu  $\eta\Omega \ll k_B T$  ( $\Omega$  là tần số cyclotron,  $k_B$  là hằng số Boltzmann,  $T$  là nhiệt độ của hệ), chúng tôi tính toán biểu thức mật độ dòng âm điện trong hố lượng tử khi có từ trường ngoài dưới dạng

$$j^{ac} = \frac{2e}{(2\pi)^2} \int U^{ac} \psi_i d^2 p_{\perp}, \quad (2)$$

Với

$$U^{ac} = \frac{(2\pi)^3 \Phi}{\eta\omega_q v_s} \sum_{n,n'} \{ |G_{\beta_{\perp}-q, \beta_{\perp}}|^2 [f(\varepsilon_{n', \beta_{\perp}-q}) - f(\varepsilon_{n, \beta_{\perp}})] \delta(\varepsilon_{n', \beta_{\perp}-q} - \varepsilon_{n, \beta_{\perp}} + \eta\omega_q) + |G_{\beta_{\perp}+q, \beta_{\perp}}|^2 [f(\varepsilon_{n', \beta_{\perp}+q}) - f(\varepsilon_{n, \beta_{\perp}})] \delta(\varepsilon_{n', \beta_{\perp}+q} - \varepsilon_{n, \beta_{\perp}} - \eta\omega_q) \},$$

Và  $f(\varepsilon_{n, \beta_{\perp}})$ ,  $\varepsilon_{n, \beta_{\perp}}$  tương ứng là hàm phân bố và năng lượng của điện tử,  $n$  là chỉ số năng lượng bị lượng tử hóa,  $G_{\beta_{\perp} \pm q, \beta_{\perp}}$  là yếu tố ma trận tương tác electron-phonon, và  $\psi_i$  là nghiệm của phương trình động

$$\frac{e}{c} (\mathbf{V} \times \mathbf{H}) \frac{\partial \psi_i}{\partial p_{\perp}} + \hat{W}_{\beta_{\perp}} \{ \psi_i \} = \hat{V}_i^{\nu}, \quad (3)$$

với  $\hat{V}_i^{\nu}$  là vận tốc của điện tử,  $c$  là vận tốc của ánh sáng trong chân không,  $e$  là điện tích của điện tử,  $\mathbf{H}$  là từ trường và  $\hat{W}_p \{ \dots \} = (\partial f / \partial \varepsilon)^{-1} \hat{W} (\partial f / \partial \varepsilon, \dots)$ ,  $\hat{W}_p$  được xem như

là toán tử Hermitian, trong gần đúng xấp xỉ theo thời gian hồi phục, có thể coi  $\hat{W}_p = \frac{1}{\tau}$ ,  $\tau = \text{const}$  ( $\tau$  là thời gian hồi phục). Chúng ta sẽ giải phương trình (3) bằng phương pháp lặp như sau

$$\psi_i = \psi_i^{(0)} + \psi_i^{(1)} + \dots \quad (4)$$

thay (4) vào phương trình (3) và giải bằng phương pháp lặp gần đúng, chúng ta đạt được trong gần đúng bậc không (không có từ trường), và gần đúng bậc 1 (khi có từ trường), dòng âm điện được viết lại như sau

$$\begin{aligned} j_i^{ac} = & -\frac{e\Phi}{\pi\eta\omega_q\nu_s} \int \sum_{n,n'} |G_{\beta_\perp+q,\beta_\perp}|^2 [f(\varepsilon_{n,\beta_\perp-q}) - f(\varepsilon_{n,\beta_\perp})] [\tau V_i(\beta_\perp+q) - \tau V_i(\beta_\perp)] \times \\ & \times \delta(\varepsilon_{n,\beta_\perp-q} - \varepsilon_{n,\beta_\perp} + \eta\omega_q) d^2\beta_\perp - \frac{e^2\Phi\tau^2}{\pi\eta\omega_q\nu_s mc} \int \sum_{n,n'} |G_{\beta_\perp+q,\beta_\perp}|^2 [f(\varepsilon_{n,\beta_\perp+q}) - f(\varepsilon_{n,\beta_\perp})] \times \\ & \times \left[ \left( \overset{V}{V}_{(\beta_\perp+q)} \times \overset{H}{H}_i \right) - \left( \overset{V}{V}_{\beta_\perp} \times \overset{H}{H}_i \right) \right] \delta(\varepsilon_{n,\beta_\perp-q} - \varepsilon_{n,\beta_\perp} + \eta\omega_q) d^2\beta_\perp, \end{aligned} \quad (5)$$

yếu tố ma trận tương tác electron-phonon được cho bởi  $|G_{\beta_\perp+q,\beta_\perp}|^2 = \frac{\Lambda^2 q^2}{2\sigma\omega_q}$ ,  $\Lambda$  là hằng số

thể biến dạng và  $\sigma$  là mật độ tinh thể của hố lượng tử.

Ở đây, chúng tôi khảo sát cho trường hợp sóng âm truyền dọc theo chiều Ox vuông góc với trục hố lượng tử (thành phần bị giới hạn), từ trường  $\overset{H}{H}$  song song với trục Oz (trục hố lượng tử), dòng âm điện từ xuất hiện song song với trục Oy. Số hạng đầu tiên trong phương trình (5) tương ứng với dòng âm điện, số hạng thứ hai tương ứng với dòng âm điện từ được viết như sau:

$$\begin{aligned} j_y^{AME} = & -\frac{e\Phi\tau^2|\Lambda|^2 q^2 \Omega}{\pi\eta\omega_q^2\nu_s\sigma} \times \\ & \times \int \sum_{n,n'} [f(\varepsilon_{n,\beta_\perp+q}) - f(\varepsilon_{n,\beta_\perp})] [V_x(\beta_\perp+q) - V_x(\beta_\perp)] \times \delta(\varepsilon_{n,\beta_\perp+q} - \varepsilon_{n,\beta_\perp} - \eta\omega_q) d^2\beta_\perp, \end{aligned} \quad (6)$$

với  $\Omega = eH / mc$  là tần số cyclotron.

Xét khí điện tử không suy biến, hàm phân bố điện tử tuân theo phân bố Fermi có dạng

$$f(n, \beta_\perp) = n_0 \exp\left(-\frac{\varepsilon_{n,\beta_\perp} - \varepsilon_F}{k_B T}\right), \quad (7)$$

Với  $n_0$  là mật độ điện tử trong hố lượng tử,  $\varepsilon_F$  là năng lượng mức Fermi,  $\varepsilon_{n,p_\perp} = \frac{n^2 \pi^2 \eta^2}{2mL^2} + \frac{p_\perp^2}{2m}$  là năng lượng của điện tử trong hố lượng tử,  $m$  là khối lượng hiệu dụng của điện tử trong hố lượng tử,  $\vec{p}_\perp = (p_x, p_y)$  là thành phần nằm ngang của chuẩn xung lượng điện tử,  $L$  là độ rộng của hố lượng tử.

Thay (7) vào (6) và thực hiện phép tính tích phân theo các thành phần chuẩn xung lượng, chúng tôi đạt được biểu thức mật độ dòng âm điện tử:

$$j_y^{AME} = \left(\frac{2mk_B T}{\pi}\right)^{1/2} \frac{e\Phi \tau^2 \Omega n_0}{\eta v_s^3 \sigma} \exp\left(\frac{\varepsilon_F}{k_B T}\right) \times \sum_{n,n'} \left\{ \exp\left(-\frac{A^2}{2mk_B T}\right) \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2 \eta^2}{2mL^2 k_B T}\right) - \exp\left[-\frac{(A + \eta q)^2}{2mk_B T}\right] \exp\left(-\frac{n'^2 \pi^2 \eta^2}{2mL^2 k_B T}\right) \right\}, \quad (8)$$

$$\text{Với } A = \frac{m}{\eta q} (\Delta_{n,n'} + \eta \omega_q - \frac{\eta^2 q^2}{2m}), \text{ và } \Delta_{n,n'} = \frac{\pi^2 \eta^2}{2mL^2} (n^2 - n'^2).$$

Phương trình (8) là mật độ dòng âm điện tử trong hố lượng tử trong trường hợp khí điện tử không suy biến và thời gian phục hồi xung lượng xấp xỉ là hằng số. Ta có thể nhìn thấy sự phụ thuộc của mật độ dòng âm điện tử lên nhiệt độ  $T$  của hệ và vector sóng âm  $q$  là không tuyến tính.

### 3. Tính toán số và thảo luận kết quả

Để làm rõ kết quả vừa tính toán ở trên, trong phần này chúng tôi thực hiện tính toán số cho mật độ dòng âm điện tử với các tham số được sử dụng như sau:  $v_s = 5378 \text{ ms}^{-1}$ ,  $L=50(\text{nm})$ ,  $\sigma = 5.32 \text{ gcm}^{-3}$ ,  $m = 0.066m_0$ ,  $m_0$  là khối lượng của điện tử tự do,  $k_B = 1.3807 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ ,  $n_0 = 10^{23} \text{ m}^{-3}$ ,  $e = 1.602196 \times 10^{-19} \text{ C}$ ,  $H = 2.10^3 \text{ Am}^{-1}$ ,  $\Phi = 10^4 \text{ Wm}^{-2}$ ,  $\eta = 1.05459 \times 10^{-34} \text{ J.s}$ .

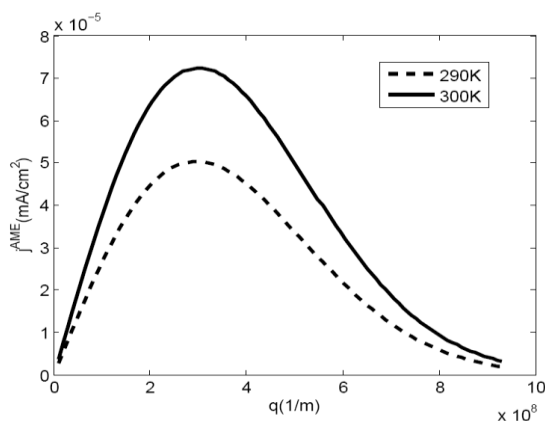
Kết quả trong phương trình (8) có thể viết dưới dạng liên quan đến dòng âm điện

$$j_y^{AME} = j_z^{ac} \Omega \tau,$$

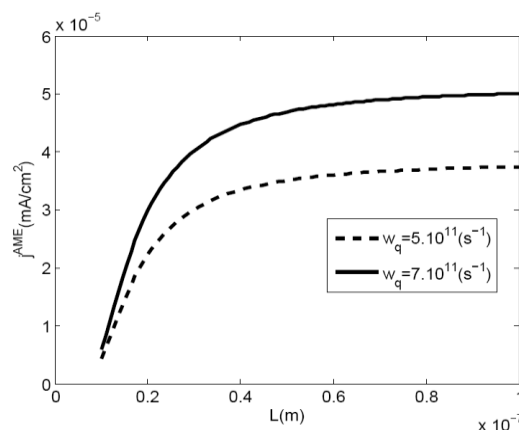
tỉ số  $j_y^{AME} / j_z^{ac}$  bằng  $\Omega \tau$ , kết quả này giống với kết quả của [19] được tính toán bằng phương pháp hàm Green, điều này cho thấy sự đúng đắn của phương trình (8).

Từ Hình 1, ta thấy rằng sự phụ thuộc của mật độ dòng âm điện tử lên vector sóng  $q$  không tuyến tính, xuất hiện đỉnh cực đại tại vị trí  $j_y^{AME} = 5.10^{-5} \text{ (mA/cm}^2)$  và  $j_y^{AME} = 7.10^{-5} \text{ (mA/cm}^2)$  tương ứng với nhiệt độ  $T=290\text{K}$  và  $T=300\text{K}$  cho giá trị  $q=3.10^8(1/\text{m})$ . Như vậy, khi thay đổi nhiệt độ, vị trí các đỉnh không thay đổi mà chỉ thay đổi về giá trị của mật độ dòng âm điện tử bởi vì vị trí của đỉnh phải ứng với vector sóng âm  $q$  thỏa mãn điều kiện  $\eta \frac{p_\perp^2}{m} + \frac{\eta^2 q^2}{2m} - \Delta_{n,n'} - \eta \omega_q = 0 (n \neq n')$ , mà biểu thức này không phụ thuộc vào

hiệt độ nên khi thay đổi nhiệt độ thì vị trí đỉnh không thay đổi. Mặt khác, khi  $n=n'$  (dịch chuyển nội vùng) không có dịch chuyển giữa các mini vùng, lúc này mật độ dòng âm điện từ sẽ bằng không, nghĩa là chỉ có sự dịch chuyển giữa các mini vùng (ngoại vùng) mới tạo ra dòng âm điện từ. Kết quả này khác so với kết quả đạt được trong siêu mạng [21,22], vì trong siêu mạng nguyên nhân xuất hiện mật độ dòng âm điện từ là do tính tuần hoàn của siêu mạng và nó xuất hiện ngay cả khi dịch chuyển nội vùng.



Hình 1: Sự phụ thuộc của mật độ dòng âm điện từ lên vector sóng  $q$ ,  $L=50(\text{nm})$ ,  $n'=2$ ,  $n=1$



Hình 2: Sự phụ thuộc của mật độ dòng âm điện từ lên độ rộng hố lượng tử,  $T=300\text{K}$ ,  $n'=2$ ,  $n=1$

Từ kết quả trên, chúng ta thấy rằng dòng âm điện từ xuất hiện ngay cả khi thời gian phục hồi xung lượng xấp xỉ là hằng số. Điều này khác so với bán dẫn khối bởi vì trong bán dẫn khối dòng âm điện từ là tuyến tính theo vector sóng  $q$ , sự khác nhau này là do đặc trưng của hệ thấp chiều (điện tử bị giam giữ làm thay đổi độ linh động của điện tử). Từ Hình 1, ta thấy mật độ dòng âm điện từ cũng phụ thuộc mạnh vào nhiệt độ. Khi nhiệt độ tăng lên thì mật độ dòng âm điện từ cũng tăng theo, và mật độ dòng âm điện từ trong hố lượng tử nhỏ hơn so với bán dẫn khối và xấp xỉ bằng trong siêu mạng, nên hiệu ứng này khó phát hiện trong các hệ thấp chiều hơn là bán dẫn khối.

Từ Hình 2, ta thấy khi độ rộng hố lượng tử từ 10(nm) đến 80(nm) thì mật độ dòng âm điện từ cũng tăng theo, sự tăng này là không tuyến tính, trong khoảng tiếp theo từ  $>80(\text{nm})$  thì mật độ dòng âm điện từ gần như không đổi. Kết quả này cho ta thấy sự giam giữ điện tử trong hố lượng tử đã ảnh hưởng rất lớn đến hiệu ứng này.

#### 4. Kết luận

Trong bài báo này, chúng tôi đã thu được biểu thức giải tích của mật độ dòng âm điện từ trong hố lượng tử trong trường hợp khí điện tử không suy biến và thời gian phục hồi xung lượng xấp xỉ là hằng số. Sự phụ thuộc của mật độ dòng âm điện từ lên nhiệt độ  $T$  của hệ, độ rộng hố lượng tử  $L$  và vector sóng  $q$  là không tuyến tính. Kết quả này chỉ ra rằng nguyên nhân xuất hiện hiệu ứng là do dịch chuyển giữa các mini vùng (ngoại

vùng) và hiệu ứng xuất hiện ngay cả khi thời gian phục hồi xung lượng xấp xỉ hằng số. Kết quả này khác so với bán dẫn khối cả về mặt định tính lẫn định lượng [17-20] vì trong bán dẫn khối, mật độ dòng âm điện tuyến tính theo vector sóng  $q$  và xấp xỉ  $j^{\text{AME}} = 10^{-4}(\text{mA}/\text{cm}^2)$  còn trong hố lượng tử là không tuyến tính theo vector sóng  $q$  và xấp xỉ  $j^{\text{AME}} = 10^{-5}(\text{mA}/\text{cm}^2)$ , đồng thời cũng khác so với siêu mạng [21,22] vì trong siêu mạng nguyên nhân xuất hiện là do tính tuần hoàn của siêu mạng. Ngoài ra, mật độ dòng âm điện từ tỉ lệ tuyến tính với từ trường ngoài, kết quả này tương tự giống như trong bán dẫn khối và siêu mạng trong miền từ trường yếu.

Kết quả tính toán số cho hố lượng tử AlAs/GaAs/AlAs cho thấy có sự xuất hiện của đỉnh khi điều kiện  $\eta \frac{p_{\perp} p_{\parallel}}{m} + \frac{\eta^2 q^2}{2m} - \Delta_{n,n'} - \eta \omega_p = 0 (n \neq n')$  được thỏa mãn, điều kiện này giúp chúng ta xác định được miền sóng âm gây ra hiệu ứng âm điện từ mạnh nhất và đó là kết quả có ích trong thực nghiệm. Chúng tôi hy vọng trong thời gian tới tìm kết quả thực nghiệm để so sánh kết quả này.

## TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] R. H. Parmenter, *Phys. Rev.*, **89**(1973) 990
- [2] M. Rotter, A. V. Kalameit, A.O. Grovorov, *Phys. Rev. Lett.*, **82**(1999) 2171
- [3] P. E. Lippens, M. Lannoo, J.F. Pouliquen, *J. Appl. Phys.*, **66**(1989) 1209
- [4] V. V. Afonin, Yu. Gal'prin, *Semiconductor.*, **27**(1993) 61
- [5] S. Y. Mensah, F. K. A. Allotey: *J. Phys: Condens. Matter.* **6** (1994) 6793.
- [6] S. Y. Mensah, F. K. A. Allotey: *J. Phys: Condens. Matter.* **12** (2000) 5225.
- [7] S. Y. Mensah, N. G. Mensah: *J. Phys: Superlattices and Micros.* **37**(2005) 87 .
- [8] M. I. Kaganov, Sh. T. Mevlynt, I. M. Suslev: *Sov. Phys. JETP.* **51** (1980) 189.
- [9] N. Q. Bau, N. V. Hieu, N. T. Thuy, T. C. Phong: *Coms. Phys.* **3** (2010) 249.
- [10] J. M. Shilton, D. R. Mace, V. I. Talyanskii: *J. Phys:Condens. Matter.* **8** (1996) 337.
- [11] F. A. Maa: *Phys.Rev.* **B56** (1997) 4028.
- [12] O. E. Wohlman, Y. Levinson, Yu. M. Galperin: *Phys.Rev.* **B62** (2000) 7283.
- [13] N. A. Zimbovskaya, G. Gumbs: *J. Phys: Condens. Matter.* **13** (2001) 409.
- [14] Yu. M. Galperin, O. E. Wohlman, Y. Levinson: *Phys. Rev.* **B63** (2001) 153309
- [15] N. I. Kramer, *Sov. Phys. Dokl.*, **9**(1965) 552
- [16] T. Yamada, *J.Phys. Soc. Japan*, **20**(1965) 1424
- [17] E. M. Epshtein, YU. V. Gulyaev *Sov.phys.Solids state.*, **9**(1967) 28
- [18] N. Q. Anh, N. Q. Bau, N.V. Huong *J.Phys. VN*, **2**(1990) 12
- [19] A. D. Margulis, *J.Phys.*, **6**(1994) 6139
- [20] K. Mineichi, T. Shoji, *J.Phys. Soc. Japan*, **30**(1970) 3
- [21] S. Y. Mensah, F. K. A. Allotey, S. Adjepong, *J.Phys.*, **8** (1996) 1235.
- [22] N. Q. Bau, N. V. Hieu: *PIERS Proceeding.* **51** (2010) 342.

**ACOUSTOMAGNETOELECTRIC EFFECT IN A QUANTUM WELL***Nguyen Van Hieu, Nguyen Thi Thuy Trang**The University of Danang – University of Science and Education***ABSTRACT**

The acoustomagnetolectric effect in a quantum well is investigated for an acoustic wave whose wavelength  $\lambda=2\pi/q$  is smaller than the mean free path  $\ell$  of the electrons and hypersound in the region  $q\ell \gg 1$  (where  $q$  is the acoustic wave number). The analytical expression for the acoustomagnetolectric current  $j^{AME}$  is calculated by using the Boltzmann kinetic equation for the interaction between electrons and acoustic wave in the case of relaxation time of momentum  $\tau$  is constant approximation and the non degenerate electron gas. The dependence of the nonlinear  $j^{AME}$  on the temperature  $T$  of the system, the acoustic wave number  $q$  and the width  $L$  of a quantum well are obtained. The result indicates that the existence of  $j^{AME}$  in a quantum well due to the transition between minibands  $n \rightarrow n'$  in a quantum well. Numerical calculation has been done and the results are analysed for the AIAs/GaAs/AIAs quantum well. All the results are compared with the bulk semiconductors and the superlattice to show the difference.

\* ThS. Nguyễn Văn Hiếu, Email: [nguyenvanhieu@gmail.com](mailto:nguyenvanhieu@gmail.com), SV Nguyễn Thị Thùy Trang, Khoa Lý Trường ĐHSP, ĐHĐN