

SỰ TÁI CHUẨN HÓA KHỐI LƯỢNG HIỆU DỤNG HẠT TẢI SPIN-TRỘI TRONG HỆ GIẢ HAI CHIỀU

Nguyễn Thị Huyền Nga⁽¹⁾, Cao Huy Thiện⁽²⁾, Nguyễn Quốc Khánh⁽¹⁾

(1) Trường Đại học Khoa học Tự nhiên, ĐHQG-HCM

(2) Phân viện Vật lý Tp.Hồ Chí Minh

TÓM TẮT: Sự tái chuẩn hóa khối lượng hiệu dụng hạt – spin trội của hệ giả hai chiều đã được nghiên cứu trong gần đúng chắn động học bậc nhất. Chúng tôi đã xét đến hiệu ứng thế ảnh và hiệu ứng bề dày lớp vào trong tính toán. Các kết quả số chứng tỏ rằng sự tái chuẩn hóa khối lượng hiệu dụng đã bị ảnh hưởng đáng kể bởi hiệu ứng thế ảnh cũng như hiệu ứng bề dày lớp.

Từ khóa: spin trội, sự tái chuẩn hóa, hệ 2D.

1. LÝ THUYẾT VỀ KHỐI LƯỢNG HIỆU DỤNG PHÂN CỰC SPIN TRONG HỆ 2D

1.1 Mô hình lý thuyết:

Bài toán xuất phát từ một yêu cầu thực tế: sử dụng bậc tự do spin vào để tạo ra các thiết bị máy tính lượng tử. Vì vậy, ở đây chúng tôi đã khảo sát khối lượng hiệu dụng phụ thuộc spin trong cấu trúc bán dẫn với hệ điện tử phân cực spin tương tác.

Khối lượng hiệu dụng của giả hạt ký hiệu bởi $m^*(r_s)$ phụ thuộc vào tham số mật độ hạt r_s , trong đó r_s là bán kính Wigner-Seitz. Theo đơn vị bán kính Bohr: $r_s \propto n^{-1/2}$ hay $(n^{-1/3})$ trong hệ 2D (hay 3D), với n là mật độ hạt tương ứng trong 2D hay 3D. Nhìn chung, khối lượng hiệu dụng tăng khi tăng r_s , ngoại trừ khi r_s rất nhỏ (tức mật độ cao), và kết quả này phù hợp với thực nghiệm trong hệ 2D.

Tuy nhiên, Das Sarma [18] đã khảo sát một khía cạnh mới về khối lượng hiệu dụng, đó là sự phụ thuộc của khối lượng hiệu dụng của giả hạt lên độ phân cực spin ζ với

$$\zeta = \frac{|n_{\uparrow} - n_{\downarrow}|}{n}$$

trong đó $n = n_{\uparrow} + n_{\downarrow}$ và n_{\uparrow} , n_{\downarrow} là mật độ hạt có hình chiếu spin lên và xuống.

Trong phần này, đầu tiên chúng tôi tính sự phụ thuộc của khối lượng hiệu dụng vào sự phân cực spin trong hệ 2D, $m^*(r_s, \zeta)$ (trình bày lại kết quả của Das Sarma [18]), như một hàm của r_s và ζ . Sau đó, chúng tôi mở rộng bài toán cho hệ Q2D để khảo sát thêm ảnh hưởng của bề dày lớp và hiệu ứng thế ảnh. Cuối cùng, chúng tôi xét thêm ảnh hưởng của hiệu ứng tương quan lên khối lượng hiệu dụng trong hai gần đúng Hubbard và gần đúng STLS (Singwi, Tosi, Land và Sjolander).

Khối lượng hiệu dụng giả hạt $m^*(r_s, \zeta)$ trong hệ 2D được tính trong gần đúng chắn động bậc nhất. Lúc đó hàm năng lượng riêng trong tương tác chắn động Coulomb có dạng:

$$V_s = \frac{V(q)}{\varepsilon(q, \omega)} \quad (1)$$

với $V(q)$ là thế tương tác Coulomb trần, và $\varepsilon(q, \omega)$ là hàm điện môi động cho bởi:

$$V(q) = \frac{2\pi e^2}{\epsilon_0 q} \quad (2)$$

$$\epsilon(q, \omega) = 1 - V(q) \sum_{j,k} \frac{f_j(k) - f_j(k+q)}{\omega + i\delta - e_j(k+q) + e_j(k)} \quad (3)$$

Với $\delta \rightarrow 0$. Ở đây $e_j(k)$ là hàm tán sắc năng lượng và j là chỉ số spin lên và spin xuống:

$$e_j(k) = \hbar(k^2 - k_F^{2j}) / (2m) \quad (4)$$

và r_s là bán kính Wigner-Seitz

$$r_s = (\pi n)^{-1/2} / a_B \quad (5)$$

Xung lượng Fermi $k_F^{\uparrow(\downarrow)}$ phụ thuộc spin ứng với spin lên và spin xuống trong hệ 2D biểu diễn qua độ phân cực như sau

$$k_{F\uparrow} = k_F \sqrt{1 + \zeta} \quad k_{F\downarrow} = k_F \sqrt{1 - \zeta} \quad (6)$$

Ta nhắc lại rằng độ phân cực spin ζ được định nghĩa bởi

$$\zeta = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n} \quad (7)$$

Ở $T = 0$ hàm năng lượng riêng trong phạm vi gần đúng chẵn động bậc nhất có dạng [19]:

$$\sum_{j=\uparrow\downarrow} \langle k, \omega \rangle = i \int \frac{d^2 q d\omega'}{(2\pi)^3} V_s(q, \omega') G_j^0(k - q, \omega - \omega') \quad (8)$$

$$G_j^0(k, \omega) = \frac{\theta(e_j(k))}{\omega - e_j(k) + i\delta} + \frac{\theta(-e_j(k))}{\omega - e_j(k) - i\delta} \quad (9)$$

Hàm năng lượng riêng có thể tách ra làm 2 số hạng [19] gồm số hạng không phụ thuộc tần số (Hartree-Fock) và số hạng tương quan. Số hạng Hartree-Fock được cho bởi:

$$\sum_{HF,j} \langle k \rangle = - \int \frac{d^2 q}{(2\pi)^2} V(q) f_j(k - q) \quad (10)$$

Trong gần đúng SPPA (SPPA- Single phase pole approximation), số hạng tương quan cho bởi:

$$\sum_{corr,j=\uparrow,\downarrow}^{SPPA} \langle k, \omega \rangle = \int \frac{d^2 q}{(2\pi)^2} V(q) \frac{\omega_{pl,j}^2}{2\omega_{q,j}} \left[\frac{1 - \theta(-e_j(k - q))}{\omega - e_j(k - q) - \omega_{q,j} + i\delta} + \frac{\theta(-e_j(k - q))}{\omega - e_j(k - q) + \omega_{q,j} + i\delta} \right] \quad (11)$$

Trong đó:

$$\omega_{q,j}^2 = \omega_{pl,j}^2 \left(1 + \frac{q}{\chi} \right) + \frac{q^4}{4m^2}, \quad \omega_{pl,j}^2 = \frac{n_j q^2}{m} V(q) \quad (12)$$

$$\chi = V(q) \frac{mq}{\pi}$$

Trong gần đúng RPA (RPA- Random Phase Approximation), số hạng tương quan cho bởi:

$$\sum_{corr,j} (k, \omega) = \sum_{line,j} (k, \omega) + \sum_{res,j} (k, \omega)$$

$$\sum_{line,j} (k, \omega) = -\int \frac{d^2q}{(2\pi)^2} V(q) \int_0^\infty \frac{d\omega'}{\pi} \frac{\omega - e_j(k-q)}{[\omega - e_j(k-q)]^2 + \omega'^2} [\varepsilon^{-1}(q, i\omega') - 1] \quad (13)$$

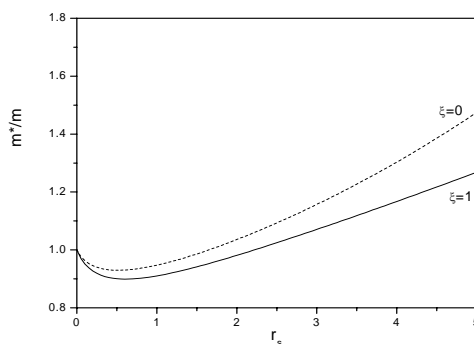
$$\sum_{res,j} (k, \omega) = \int \frac{d^2q}{(2\pi)^2} V(q) [\theta(\omega - e_j(k-q)) - \theta(-e_j(k-q))] * [\varepsilon^{-1}(q, e_j(k-q) - \omega) - 1] \quad (14)$$

Sau khi ta đã nhận được phần thực của hàm năng lượng riêng $\text{Re} \sum^{\uparrow\downarrow} (k, \omega)$, khối lượng hiệu dụng của hạt tải spin trội- (Majority spin)-trong gần đúng giả hạt bậc nhất được xác định bởi công thức

$$\frac{m}{m_j^*} = 1 + \frac{m}{k_F^j} \frac{d}{dk} \text{Re} \sum_j (k, \omega = e_j(k)) \Big|_{k = k_F^j} \quad (15)$$

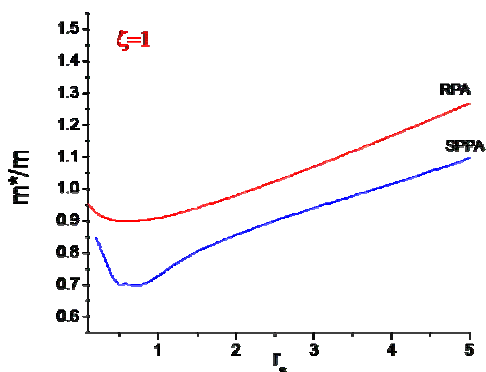
1.2 Kết quả và thảo luận:

Ở đây, chúng tôi nhận lại kết quả của Das Sarma cho khối lượng hiệu dụng của hệ 2D như là hàm của phân cực spin ζ tại các giá trị r_s khác nhau. Hình 1 biểu diễn khối lượng hiệu dụng 2D ứng với spin trội (majority) khi phân cực hoàn toàn và không phân cực.

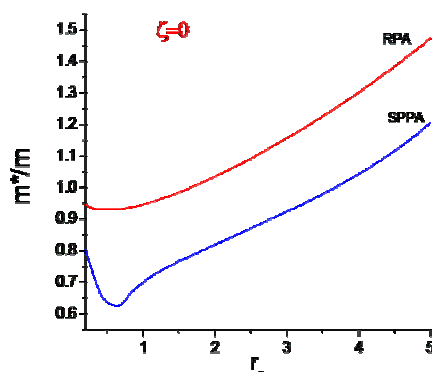


Hình 1. Khối lượng hiệu dụng phụ thuộc spin như hàm của r_s trong gần đúng RPA

Từ hình 1 ta có nhận xét là khối lượng hiệu dụng phụ thuộc vào spin yếu trong vùng mật độ cao (tức r_s nhỏ) và trong vùng mật độ thấp khối lượng hiệu dụng khác nhau nhiều hơn giữa các trường hợp phân cực và không phân cực. Điều đó chứng tỏ rằng khối lượng hiệu dụng phụ thuộc vào spin nhiều trong vùng mật độ thấp (tức r_s lớn).



Khối lượng hiệu dụng trong gần đúng RPA và SPPA khi $\zeta=1$



Khối lượng hiệu dụng trong gần đúng RPA và SPPA khi $\zeta=0$

Nhận xét: Khối lượng hiệu dụng trong gần đúng SPPA khi $\zeta=0$ và $\zeta=1$ có sự khác biệt so với gần đúng RPA:

+ Trong vùng mật độ cao (tức r_s nhỏ) thì khối lượng hiệu dụng bị giảm nhiều hơn trong gần đúng RPA.

+ Trong vùng mật độ thấp:

- $\zeta=0$ thì $m_{RPA}^*/m_{SPPA}^* \sim 2.0$
- $\zeta=1$ thì $m_{RPA}^*/m_{SPPA}^* \sim 1.3$

2. KHỐI LƯỢNG HIỆU DỤNG PHÂN CỰC SPIN TRONG HỆ GIẢ HAI CHIỀU-Q2D:

2.1 Mô hình lý thuyết:

Khi khảo sát hệ bằng mô hình 2D ta đã bỏ qua một số hiệu ứng quan trọng ảnh hưởng mạnh lên tính chất của hệ như hiệu ứng bề dày lớp, hiệu ứng thể ảnh ... Trong thực tế nhiều công trình đã cho thấy hiệu ứng thể ảnh đã ảnh hưởng đáng kể lên hệ khí điện tử [11, 14-17]. Dưới đây ta sẽ nghiên cứu các hiệu ứng đó.

Xét mô hình khí điện tử giả hai chiều, trong đó các điện tử bị giam nhốt trong một lớp phẳng bề dày d có pháp tuyến hướng theo trục z bởi rào thế cao vô hạn nhưng có thể chuyển động hầu như tự do trong mặt phẳng xy . Hệ điện tử được xác định bởi một thông số là mật độ điện tử hai chiều n liên hệ với tham số không thứ nguyên r_s bởi hệ thức $n = \frac{1}{\pi r_s^2 a_B^2}$, trong

đó a_B là bán kính Bohr.

Lúc đó thế Coulomb giả 2 chiều có dạng:

$$V(q) = \frac{2\pi e^2}{\epsilon q} f(q) \tag{16}$$

với $f(q)$ là thừa số cấu trúc.

Ta đã ký hiệu hằng số điện môi nền trong mặt phẳng là ϵ và môi trường hai bên có các hằng số điện môi lần lượt là ϵ_1 và ϵ_2 . Lúc này thừa số cấu trúc có dạng:

$$f(q) = \frac{\bar{\varepsilon}}{\varepsilon} \left\{ \frac{3d^2q^2 + 8\pi^2}{qd(q^2d^2 + 4\pi^2)} + 2 \left[\frac{4\pi^2}{qd(q^2d^2 + 4\pi^2)} \right]^2 \right. \quad (17)$$

$$\left. \times \frac{4 - e^{qd}(2 + \varepsilon_{r1} + \varepsilon_{r2}) - e^{-qd}(2 - \varepsilon_{r1} - \varepsilon_{r2})}{e^{qd}(1 + \varepsilon_{r1} + \varepsilon_{r2} + \varepsilon_{r1}\varepsilon_{r2}) - e^{-qd}(1 - \varepsilon_{r1} - \varepsilon_{r2} + \varepsilon_{r1}\varepsilon_{r2})} \right\}$$

trong đó: $\varepsilon_{r1} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_1}, \quad \varepsilon_{r2} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_2}, \quad \bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2} \quad (18)$

Nếu các hằng số điện môi cả 3 lớp đều bằng nhau: $\varepsilon = \varepsilon_1 = \varepsilon_2$ thì ta vẫn có hiệu ứng bề dày lớp. Hiệu ứng bề dày lớp cũng ảnh hưởng lên các tính chất của hệ điện tử [17]. Lúc này thừa số cấu trúc $f(q)$ có dạng:

$$f(q) = \frac{8}{(qd)^2 + 4\pi^2} \left[\frac{3}{8}qd + \frac{\pi^2}{qd} - \frac{4\pi^4}{(qd)^2} \frac{1 - e^{-qd}}{(qd)^2 + 4\pi^2} \right] \quad (19)$$

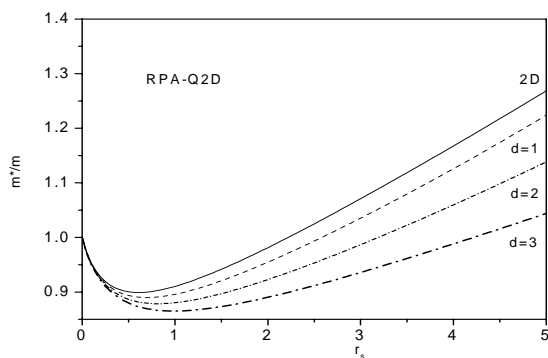
Sau khi có hàm thế giả hai chiều $V(q)$, ta cũng thực hiện các bước tính toán tương tự với như trong trường hợp hai chiều, chỉ cần thay hàm thế của hai chiều thành hàm thế của giả hai chiều thì ta cũng thu được kết quả của khối lượng hiệu dụng cho hệ giả hai chiều.

2.2 Kết quả và thảo luận:

Chúng tôi thực hiện tính số khối lượng hiệu dụng trong GaAs của hệ Q2D cho các trường hợp:

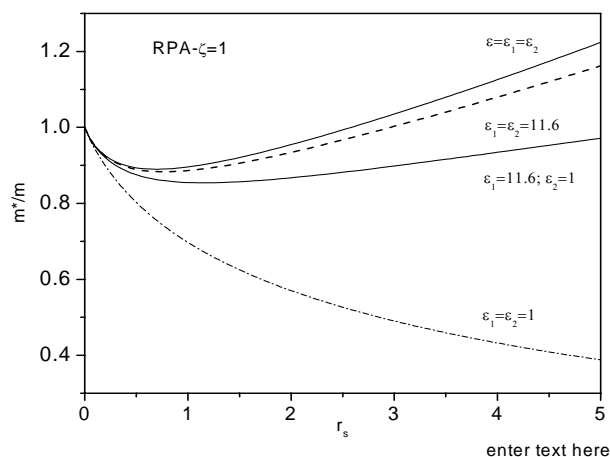
- Hiệu ứng bề dày lớp: $\varepsilon = \varepsilon_1 = \varepsilon_2$
- Hiệu ứng thế ảnh:
 - $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 11.6 ; \varepsilon = 13.6$
 - $\varepsilon_1 = 11.6 ; \varepsilon_2 = 1 ; \varepsilon = 13.6$
 - $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 1 ; \varepsilon = 13.6$

Hình 2 biểu diễn sự ảnh hưởng của bề dày lớp lên khối lượng hiệu dụng khi $d=1, d=2, d=3$ trong hệ Q2D. Chúng tôi so sánh kết quả nó với trường hợp hệ hai chiều thuần túy. Từ đồ thị ta nhận thấy rằng hiệu ứng bề dày lớp làm giảm khối lượng hiệu dụng. Cụ thể là bề dày lớp càng tăng thì khối lượng hiệu dụng càng giảm.



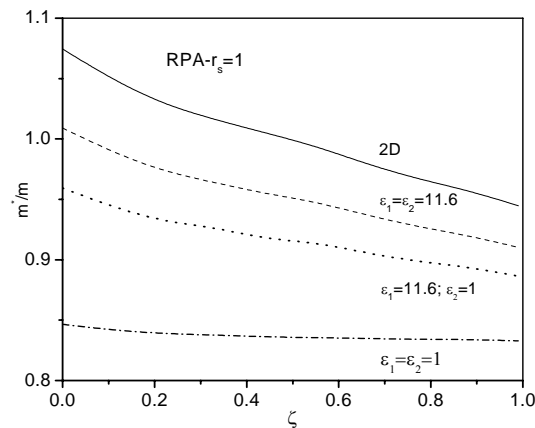
Hình 2. Khối lượng hiệu dụng phụ thuộc vào bề dày lớp

Hình 3 biểu diễn ảnh hưởng của hiệu ứng thể ảnh lên khối lượng hiệu dụng: khi khối lượng hiệu dụng là hàm theo r_s ứng với trường hợp phân cực hoàn toàn $\zeta=1$. Từ đồ thị ta thấy hiệu ứng thể ảnh ảnh hưởng nhiều lên khối lượng hiệu dụng nhất là khi hai bên là chân không còn bên trong là chất bán dẫn: $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 1$ và $\epsilon = 13.6$ [11].



Hình 3. Khối lượng hiệu dụng phụ thuộc vào thể ảnh

Ngoài ra, chúng tôi cũng xem xét sự thay đổi của khối lượng hiệu dụng theo độ phân cực spin tức là xem m^*/m là một hàm theo ζ khi r_s lại là một thông số cố định. Cụ thể chúng tôi cho ζ biến đổi từ 0 đến 1 ứng với $r_s=1$ và được khảo sát trong hệ hai chiều và giả hai chiều, trong đó có xét đến hiệu ứng thể ảnh. Điều này được mô tả ở hình 9.



Hình 4. Khối lượng hiệu dụng phụ thuộc độ phân cực spin trong 2D và Q2D

3. KẾT LUẬN

Kết quả tính toán mà chúng tôi nhận được trong gần đúng SPPA cho kết quả sai khác so với gần đúng RPA. Đồng thời, hiệu ứng thể ảnh hưởng mạnh lên các tính chất của hệ điện tử như: khối lượng hiệu dụng, dao động plasma, hàm tương quan cặp [14], [16]....

Chúng tôi hy vọng rằng các kết quả của chúng tôi sẽ giúp ích cho việc nghiên cứu lý thuyết và thực nghiệm lên các tính chất của vật lý trong hệ Q2D trong tương lai.

Tầm quan trọng của hiệu ứng thể ảnh đã được đề cập trong nhiều các công trình trước đây. Trong công trình này thông qua việc tính toán bổ chính trường định xứ và khối lượng hiệu dụng chúng tôi chỉ ra rằng trong trường hợp có sự khác nhau lớn giữa hằng số điện môi của các lớp tiếp xúc (chẳng hạn cấu trúc chân không - bán dẫn - chân không [11]) thì hiệu ứng thể ảnh là rất lớn.

Ta cũng biết rằng trong cấu trúc hai chiều mật độ hạt tải được thay đổi tùy ý nên hiệu ứng tương quan là rất quan trọng. Người ta cũng chỉ ra sự khác biệt lớn giữa gần đúng RPA quen thuộc và gần đúng có xét đến tương quan như gần đúng STLS. Việc xét đồng thời cả hai hiệu ứng thể ảnh và tương quan cũng là cần thiết khi so sánh với thực nghiệm.

Chúng tôi hy vọng sẽ mở rộng kết quả của chúng tôi khi có xét đến ảnh hưởng của từ trường, có sự pha tạp và tính toán trong trường hợp nhiệt độ khác không.

THE MAJORITY –SPIN CARRIER EFFECTIVE MASS RENORMALIZATION OF THE Q2D SYSTEM

Nguyen Thi Huyen Nga⁽¹⁾, Cao Huy Thien⁽²⁾, Nguyen Quoc Khanh⁽¹⁾

(1) University of Sciences, VNU-HCM

(2) Institute of physics – HCM city

Abstract: *The majority-spin carrier effective mass renormalization of the Q2D system is studied within the leading-order dynamical screening approximation. Our treatment takes the image charge effect as well as the effect of layer thickness into account. The numerical results show that the majority-spin carrier effective mass renormalization is considerably influenced by the effects of image charge and layer thickness.*

Keywords: *spin carrier, renormalization, Q2D system.*

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1]. D. K. Ferry, *Quantum Transport in Ultrasmall Devices* (Plenum, New York, 1995).
- [2]. Y. –W. Tan, J. Zhu, H. I. Stormer, Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 016405.
- [3]. C. Attacalite, S. Moroni, P. Gori-Giorgi, G. B. Bachelet, Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 256601.
- [4]. F. Perrot, M. W. C. Dharma-wardana, Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 206404.
- [5]. Nguyen Quoc Khanh, H. Totsuji, Phys Rev B69 (2004) 165110 .
- [6]. T. Ando, A.B. Fowler, F. Stern, Rev. Mod. Phys. 54 (1982) 437.
- [7]. G.D. Mahan, *Many-Particle Physics*, Plenum Press, New York , 1981.
- [8]. M. Jonson, J. Phys. C 9 (1976) 3055.
- [9]. K. S. Singwi, M. P. Tosi, R. H. Land , A. Sjolander, Phys.Rev.176 (1968) 589.
- [10]. K.S. Singwi, M.P. Tosi, *Solid State Physics* , Academic, New York , 1981, Vol. 36 .
- [11]. M. Mosko, D. Munzar, P. Vagner, Phys Rev B 55, 15416 (1997)
- [12]. B. Davoudi, M. P. Tosi, Physica B 322 (2002) 124.
- [13]. Nguyen Quoc Khanh, Physica B 396 (2007), 187
- [14]. K.H. Aharonian, H.L. Erknepetian , and D.R. Tilley, Phys. Stat. Sol.(b) 150 (1988), 133.
- [15]. D.B. Tran Thoai, Physica B 175 (1991), 373
- [16]. Nguyen Quoc Khanh, Phys. Stat. Sol.(b) 197 (1996), 73
- [17]. Nguyen Quoc Khanh, Phys. Stat. Sol. (b) 225 (2001), 89
- [18]. Das Sarma, Phys. Rev. Lett. 95 (2005), 256603
- [19]. Huy Thien Cao *et. al.* Solid State Commun. 116 (2000), 97.
- [20]. Nguyen Quoc Khanh *et. al.* Solid State Commun. 125 (2003), 133