



ẢNH HƯỞNG CỦA NHIỆT ĐỘ VÀ ĐIỆN TRƯỜNG ĐỐI VỚI HIỆU ỨNG QUANG KÍCH THÍCH TRONG BÁN DẪN SIÊU MẠNG HỢP PHẦN

Lương Văn Tùng¹

¹ Khoa Sư phạm Lý – KTCN, Trường Đại học Đồng Tháp

Thông tin chung:

Ngày nhận: 02/10/2014

Ngày chấp nhận: 29/12/2014

Title:

Effect of temperature and parameters of electromagnetic for optical effects stimulated horizontal in semiconductor superlattices component

Từ khóa:

Hiệu ứng quang kích thích, bán dẫn siêu mạng, suy biến hoàn toàn, hàm phân bố hạt tải, phonon

Keywords:

Optical stimulation effects, semiconductor superlattice, completely degenerate, carrier distribution function, phonon

ABSTRACT

In this study we apply the quantum dynamics equation for the electron distribution function in semiconductor superlattices components under the effect of an electromagnetic field with frequency ω , amplitude \vec{E} and a laser pulse frequency Ω , amplitude \vec{F} . To solve this equation we have obtained analytical expressions for the constant electric field intensity of horizontal stimulation optical effects. Based on numerical computing results by using the Matlab software, we have obtained the dependence of the electromagnetic field on the temperature as well as the parameters of the magnetic field putting on the material.

TÓM TẮT

Trong nghiên cứu này chúng tôi áp dụng phương pháp phương trình động lượng tử cho hàm phân bố mật độ electron dẫn trong bán dẫn siêu mạng hợp phần dưới tác dụng của trường điện từ tần số ω , biên độ \vec{E} và một xung laser cao tần tần số Ω biên độ \vec{F} . Giải phương trình này chúng tôi đã thu được biểu thức giải tích của cường độ điện trường không đổi xuất hiện trong vật liệu do hiệu ứng quang kích thích ngang gây ra. Khảo sát tính số bằng phần mềm toán học Matlab đã thu được sự phụ thuộc của điện trường không đổi này vào nhiệt độ cũng như các tham số khác của trường điện từ đặt vào vật liệu.

1 GIỚI THIỆU

Hiệu ứng quang kích thích đã được nhiều nhà vật lý trong nước và trên thế giới quan tâm nghiên cứu. Các nghiên cứu này đều dựa trên mô hình: đưa vào vật liệu bán dẫn một điện trường điều hòa với tần số góc ω , biên độ điện trường \vec{E} , biên độ từ trường \vec{H} và một tín hiệu Laser mạnh có tần số Ω biên độ \vec{F} . Dưới tác dụng của các hạt photon, phonon,... với electron trong khối bán dẫn đưa đến kết quả có sự phân bố lại các hạt electron trong vật liệu, từ đó làm xuất hiện một điện trường không đổi \vec{E}_0 theo các phương xác định trong vật liệu bán

dẫn. Đó chính là hiệu ứng quang kích thích. Nếu điện trường không đổi xuất hiện dọc theo phương truyền của trường điện từ thì được gọi là hiệu ứng quang kích thích dọc. Ngược lại nếu điện trường này xuất hiện theo phương vuông góc với phương truyền của trường điện từ thì gọi là hiệu ứng quang kích thích ngang.

Các hiệu ứng kích thích chủ yếu mới được nghiên cứu trong bán dẫn khối và chỉ xét trong trường hợp khí điện từ được xem là suy biến hoàn toàn (Shmelev *et al.*, 1982; A.L. Tronconi and O.A. Nunces, 1986). Cũng đã có một số công trình nghiên cứu đối với vật liệu thấp chiều như dây

lượng tử, hồ lượng tử,... nhưng cũng chỉ xét cho trường hợp khí điện tử suy biến hoàn toàn (Bui Duc Hung *et al.*, 2012).

Khi nghiên cứu hiệu ứng quang kích thích với giả thiết khí điện tử suy biến hoàn toàn thì bài toán trở nên đơn giản hơn rất nhiều nhưng chúng ta chỉ thu được kết quả gần đúng vì hàm phân bố electron đối với trường hợp khí điện tử suy biến hoàn toàn thường được sử dụng theo hàm bước nhảy. Chính vì lý do này, hiệu ứng thu được chỉ phụ thuộc vào các thông số đặc trưng cho vật liệu và điện tử trường đặt vào mà không thu được sự phụ thuộc vào nhiệt độ là một yếu tố vô cùng quan trọng. Cho

$$\frac{\partial f(\vec{p}_\perp, t)}{\partial t} + \left(e\vec{E}(t) + \omega_H[\vec{p}_\perp, \vec{h}(t)], \frac{\partial f(\vec{p}_\perp, t)}{\partial \vec{p}_\perp} \right) + \left(e\vec{E}_0, \frac{\partial f(\vec{p}_\perp, t)}{\partial \vec{p}_\perp} \right) = 2\pi \sum_{\vec{q}} M(q) \sum_{l=-\infty}^{+\infty} J_l^2(\vec{a}, \vec{q}) [f(\vec{p}_\perp + \vec{q}) - f(\vec{p}_\perp, t)] \delta[\varepsilon_{n, \vec{p}_\perp + \vec{q}} - \varepsilon_{n, \vec{p}_\perp} - l\Omega], \quad (1)$$

Trong đó: J_l là hàm Bessel đối với số thực; \vec{q} là xung lượng của phonon (là chuẩn hạt của năng lượng dao động mạng tinh thể bán dẫn); $f(\vec{p}_\perp, t)$ là hàm phân bố hạt tải điện; \vec{p}_\perp là thành phần xung lượng hạt electron theo phương vuông góc với từ trường; $M(q)$ là hệ số dạng, đối với tương tác electron - phonon trong bán dẫn siêu mạng hệ số dạng là (Shmelev *et al.*, 1982):

$$M(q) = \frac{e^2 \hbar \omega_{\vec{q}}}{2V\chi} \left(\frac{1}{\chi_\infty} - \frac{1}{\chi_0} \right) \left(\frac{1}{(q^2 + q_d^2)^2} \right) \quad (2)$$

$$\varepsilon_{n, \vec{p}_\perp} = \frac{\hbar^2 \vec{p}_\perp^2}{2m} + \varepsilon_n(p_z); \quad \varepsilon_n(p_z) = \frac{n^2 \pi^2}{2md^2} - \Delta_n \cos(p_z d) \quad (3)$$

Trong đó $\varepsilon_{n, \vec{p}_\perp}$ là phổ năng lượng của electron trong bán dẫn siêu mạng hợp phần; d là hằng số siêu mạng; Δ_n là nửa độ rộng vùng năng lượng mini; \hbar là hằng số Planck rút gọn; n là chỉ số mini vùng năng lượng ($n = 1, 2, 3, \dots$); p_z là thành phần xung lượng hạt tải theo phương truyền của điện tử trường ngoài; e là điện tích electron; $\omega_{\vec{q}}$ là tần số plasma; V là thể tích mẫu; χ_∞, χ_0 là hằng số điện môi cao tần và hằng số điện môi tĩnh; q_d là nghịch đảo độ dài chắn Debye; m là khối lượng hiệu dụng của electron. Trong phương trình (1) ta đã sử dụng

$$\vec{j} = \vec{j}(t) + \vec{j}_0 = \int_0^\infty \{ \vec{R}(\varepsilon) e^{-i\omega t} + \vec{R}^*(\varepsilon) e^{i\omega t} + \vec{R}_0(\varepsilon) \} d\varepsilon \quad (8)$$

nên các kết quả tính toán cho trường hợp khí điện tử suy biến rất khó có thể kiểm chứng bằng thực nghiệm. Trong bài báo này, chúng tôi nghiên cứu hiệu ứng kích thích ngang trong bán dẫn siêu mạng hợp phần đối với trường hợp khí điện tử không suy biến.

2 BIỂU THỨC GIẢI TÍCH CỦA HIỆU ỨNG QUANG KÍCH THÍCH

Với mô hình bài toán như vừa trình bày, theo (Ephshtein, Vuzov, 1975), ta có thể viết được phương trình động lượng tử cho hàm phân bố hạt tải (electron) trong bán dẫn siêu mạng là:

các kí hiệu sau:

$$\omega_H = \frac{eH}{mc}; \quad \vec{h}(t) = \frac{\vec{H}(t)}{H}; \quad \vec{a} = \frac{e\vec{F}}{m\Omega^2} \quad (4)$$

Để giải phương trình (1) tìm hàm phân bố hạt tải ta đặt theo tài liệu (Ephshtein, Vuzov, 1975):

$$f(\vec{p}_\perp, t) = f_0(\varepsilon_{n, \vec{p}_\perp}) + f_1(\vec{p}_\perp, t) \quad (5)$$

với $f_0(\varepsilon_{n, \vec{p}_\perp})$ là thành phần hàm phân bố không phụ thuộc thời gian được gọi là hàm phân bố cân bằng. Đối với khí điện tử không suy biến hàm phân bố cân bằng là:

$$f_0(\varepsilon_{n, \vec{p}_\perp}) = n_0 e^{-\beta \varepsilon_{n, \vec{p}_\perp}}; \quad \beta = \frac{1}{k_B T} \quad (6)$$

n_0 là mật độ hạt tải; T là nhiệt độ; k_B là hằng số Bonzman.

Tiếp tục đặt:

$$f_1(\vec{p}_\perp, t) = f_{10}(\vec{p}_\perp) + f_1(\vec{p}_\perp) e^{-i\omega t} + f_1^*(\vec{p}_\perp) e^{i\omega t} \quad (7)$$

ở đây $f_1(\vec{p}_\perp)$ và $f_1^*(\vec{p}_\perp)$ là liên hiệp phức của nhau.

Hàm phân bố $f_{10}(\vec{p}_\perp)$ sẽ tạo ra dòng điện một chiều, còn $f_1(\vec{p}_\perp) e^{-i\omega t}$ sẽ tạo ra dòng điện biến đổi với tần số ω nên ta có thể tính mật độ dòng điện trong vật liệu đang xét theo công thức:

Trong đó:

$$\vec{R}(\varepsilon) = -\frac{e}{m} \sum_{\vec{p}_\perp} \vec{p}_\perp f_1(\vec{p}_\perp) \delta(\varepsilon - \varepsilon_{n,\vec{p}_\perp}) d\varepsilon \quad (9)$$

$$\vec{R}_0(\varepsilon) = -\frac{e}{m} \sum_{\vec{p}_\perp} \vec{p}_\perp f_{10}(\vec{p}_\perp) \delta(\varepsilon - \varepsilon_{n,\vec{p}_\perp}) d\varepsilon \quad (10)$$

$$\vec{J}_0 = -\sum_n e^{-\beta \frac{n^2 \pi^2}{2md^2}} \left\{ \frac{V^2 \tau(\varepsilon_F) e^2 n_0}{4\pi^3 \beta} \vec{E}_0 - \frac{8\sqrt{2m} e^5 n_0 F^2 \omega_q \pi \tau(\varepsilon_F)}{265 \pi^5 m^3 \hbar^4 \Omega^4 \chi \beta \sqrt{\beta}} \vec{e}_x \right. \\ \left. \times e^{-\beta^2 \hbar^2 \frac{\Omega^2}{8}} \left(e^{-\beta \frac{\hbar \Omega}{2}} + e^{\beta \frac{\hbar \Omega}{2}} \right) - \frac{V^2 n_0 e^2 \tau^2(\varepsilon_F) \omega_H}{4\pi^3 \beta (1 + \omega^2 \tau^2(\varepsilon_F))} [\vec{E}, \vec{h}] \right\} \quad (11)$$

ở đây $\tau(\varepsilon_F)$ là thời gian hồi phục mức Fermi. Khi tương tác đạt trạng thái cân bằng thì $\vec{J}_0 = 0$ nên ta có:

$$-\sum_n e^{-\beta \frac{n^2 \pi^2}{2md^2}} \left\{ \frac{V^2 \tau(\varepsilon_F) e^2 n_0}{4\pi^3 \beta} \vec{E}_0 - \frac{8\sqrt{2m} e^5 n_0 F^2 \omega_q \pi \tau(\varepsilon_F)}{265 \pi^5 m^3 \hbar^4 \Omega^4 \chi \beta \sqrt{\beta}} \vec{e}_x \right. \\ \left. \times e^{-\beta^2 \hbar^2 \frac{\Omega^2}{8}} \left(e^{-\beta \frac{\hbar \Omega}{2}} + e^{\beta \frac{\hbar \Omega}{2}} \right) - \frac{V^2 n_0 e^2 \tau^2(\varepsilon_F) \omega_H}{4\pi^3 \beta (1 + \omega^2 \tau^2(\varepsilon_F))} [\vec{E}, \vec{h}] \right\} = 0$$

Hay:

$$\frac{V^2 \tau(\varepsilon_F) e^2 n_0}{4\pi^3 \beta} \vec{E}_0 - \frac{8\sqrt{2m} e^5 n_0 F^2 \omega_q \tau(\varepsilon_F)}{265 \pi^4 m^3 \hbar^4 \Omega^4 \chi \beta \sqrt{\beta}} e^{-\beta^2 \hbar^2 \frac{\Omega^2}{8}} \\ \times \left(e^{-\beta \frac{\hbar \Omega}{2}} + e^{\beta \frac{\hbar \Omega}{2}} \right) \vec{e}_x - \frac{V^2 n_0 e^2 \tau^2(\varepsilon_F)}{4\pi^3 \beta (1 + \omega^2 \tau^2(\varepsilon_F))} \omega_H [\vec{E}, \vec{h}] = 0 \quad (12)$$

Chú ý rằng:

$$\omega_H [\vec{E}, \vec{h}] = \frac{eH}{mc} \left[\vec{E}, \frac{\vec{H}}{H} \right] = \frac{e}{mc} [\vec{E}, \vec{H}] = \frac{e}{mc} \vec{W}$$

Với \vec{W} là véc tơ mật độ dòng năng lượng trường điện từ. Nếu ta chọn trục Oz trùng với chiều của \vec{W} thì từ (12) ta có thể suy ra các thành phần hình chiếu của véc tơ cường độ điện trường không đổi trên các trục tọa độ là:

$$E_{0x} = \frac{16\sqrt{2m} e^3 F^2 \omega_q}{265 V^2 \pi m^3 \hbar^4 \Omega^4 \chi \sqrt{\beta}} e^{-\beta^2 \hbar^2 \frac{\Omega^2}{8}} \left(e^{-\beta \frac{\hbar \Omega}{2}} + e^{\beta \frac{\hbar \Omega}{2}} \right) \quad (13)$$

$$E_{0z} = \frac{\tau(\varepsilon_F) e W}{(1 + \omega^2 \tau^2(\varepsilon_F)) mc} \text{ và } E_{0y} = 0 \quad (14)$$

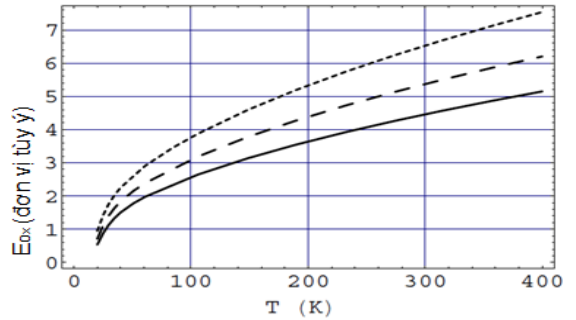
Biểu thức (13) chứng tỏ có tồn tại hiệu ứng quang kích thích ngang trong bán dẫn siêu mạng thành phần và giá trị điện trường không đổi dọc theo trục Ox phụ thuộc nhiệt độ cũng như các thông số của điện từ trường đặt vào.

3 TÍNH SỐ VÀ THẢO LUẬN KẾT QUẢ

Dựa vào biểu thức (13), sử dụng phần mềm

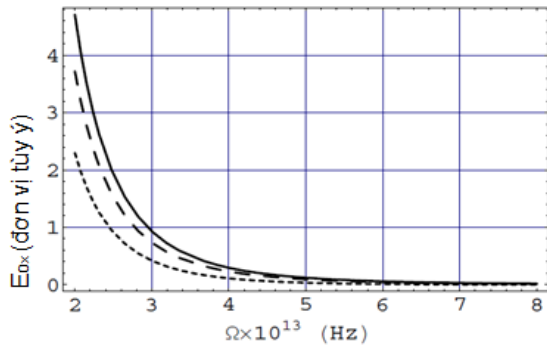
Thay (6), (7) vào (1) để giải phương trình, sau đó tiếp tục thay vào (8) để tính ta sẽ thu được biểu thức mật độ dòng điện một chiều trong vật liệu đang xét là:

Matlab vẽ đồ thị ta tìm được quy luật phụ thuộc của điện trường không đổi E_{0x} vào nhiệt độ T, tần số trường laser Ω và biên độ trường laser F.



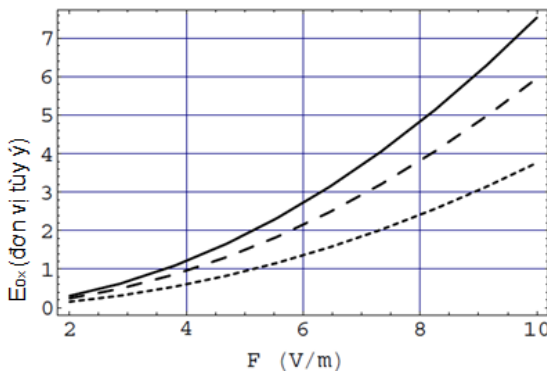
Hình 1: Sự phụ thuộc của E_{0x} vào nhiệt độ ứng với tần số laser $\Omega = 10^{13} \text{ Hz}$ (đường chấm), $\Omega = 1,05 \cdot 10^{13} \text{ Hz}$ (đường gạch) và $\Omega = 1,1 \cdot 10^{13} \text{ Hz}$ (đường liền)

Đồ thị Hình 1 cho thấy điện trường không đổi theo phương của trục Ox phụ thuộc mạnh vào nhiệt độ, đặc biệt khi nhiệt độ thấp (khoảng dưới 100K) sự phụ thuộc càng mạnh. Nhiệt độ tăng lên (khoảng trên 300K) thì sự phụ thuộc này yếu dần.



Hình 2: Sự phụ thuộc của E_{0x} vào tần số laser ứng với nhiệt độ $T=100K$ (đường chấm), $T=250K$ (đường gạch) và $T=400K$ (đường liền)

Đường đồ thị Hình 2 chỉ ra rằng tần số laser càng tăng thì hiệu ứng quang kích thích ngang càng giảm. Tốc độ giảm ở miền tần số thấp lớn hơn rất nhiều so với miền tần số cao. Khi tần số khá cao (trên $10^{14}Hz$) thì tốc độ biến đổi đó còn giảm đáng kể, đường đồ thị gần song song với trục hoành. Dáng điệu của đường đồ thị này là phù hợp với khảo sát đối với trường hợp khí điện tử suy biến hoàn toàn, đặc biệt hầu như giống nhau trong miền nhiệt độ thấp (E.M. Ephshtein, Izv. Vuzov, 1975; Bui Duc Hung *et al.*, 2012).



Hình 3: Sự phụ thuộc của E_{0x} vào biên độ laser ứng với tần số laser $\Omega = 10^{13}Hz$ (đường chấm), $\Omega = 1,05.10^{13}Hz$ (đường gạch) và $\Omega = 1,1.10^{13}Hz$ (đường liền)

Đường đồ thị thu được ở Hình 3 chứng tỏ hiệu ứng quang kích thích ngang phụ thuộc phi tuyến vào biên độ laser. Khi biên độ càng tăng, sự phụ thuộc này càng rõ. Khảo sát với miền biên độ rộng hơn cũng không tìm thấy sự bão hòa. Đường đồ thị mô tả sự phụ thuộc của hiệu ứng quang kích thích ngang vào biên độ trường laser thu được trong trường hợp khí điện tử không suy biến cũng có dáng điệu biến đổi tương tự như trường hợp khí điện tử suy biến hoàn toàn trong dây lượng tử.

4 KẾT LUẬN

Bằng việc giải phương trình động lượng tử cho hàm phân bố hạt tải trong bán dẫn siêu mạng hợp phần dưới tác dụng của điện từ trường, chúng tôi đã thu được biểu thức giải tích của hiệu ứng quang kích thích trong bán dẫn siêu mạng hợp phần trong trường hợp khí điện tử không suy biến. Khảo sát số chỉ rõ sự phụ thuộc của hiệu ứng quang kích thích ngang trong bán dẫn siêu mạng vào nhiệt độ cũng như các tham số của điện từ trường. Những kết quả này khá trùng khớp với một số công trình trước đây đã nghiên cứu đối với trường hợp khí điện tử suy biến hoàn toàn cho một số vật liệu bán dẫn khác như đối với bán dẫn khối đã được khảo sát bởi (E.M. Ephshtein, Izv. Vuzov, 1975), dây lượng tử được khảo sát của nhóm tác giả (Bui Duc Hung *et al.*, 2012).

ÀI LIỆU THAM KHẢO

1. A.L. Tronconi and O.A. Nunces, 1986. Theory of the excitation and amplification of longitudinal-optical phonons in degenerate semiconductors under an intense laser field, *Phys. Rev. B* (33), pp 4125-4131.
2. Bui Duc Hung, Nguyen Vu Nhan, Luong Van Tung, and Nguyen Quan Bau, 2012. Photostimulated quantum effects in quantum wells with a parabolic potential. *Proc. Natl. Conf. Theor. Phys.* 37, pp. 168-173
3. E.M. Ephshtein, Izv. Vuzov, 1975. *Radiofizika. Fiz. Tekh. Poluprov.*
4. G.M.Shmelev, G.I. Tsuùkan, and E.M. Ephshtein, 1982. Photostimulated Radioelectrical Transverse Effect in Semiconductors. *Phys. stat. sol. (b)* 109, K53.