TẠP CHÍ KHOA HỌC No 3 - 1991

Nguyễn Văn Hướng,
Nguyễn Quang Báu,
Nguyễn Vũ Nhân

ẢNH HƯỞNG CỦA SÓNG ĐIỆN TỪ MẠNH BIẾN ĐIỆU THEO BIÊN ĐỘ LÊN SỰ HẤP THỤ SÓNG ĐIỆN TỪ YẾU TRONG SIÊU HẠNG

1. MỞ ĐẦU

Trong công trình [1] các tác giả đã nghiên cứu ảnh hưởng của sóng điện từ mạnh không biế điệu lên sự hấp thụ sóng điện từ yếu trong siêu mạng. Ảnh hưởng của sóng điện từ mạnh biế điệu theo biên độ lên sự hấp thụ sóng điện từ yếu cũng đã được một trong các tác giả trên nghiê cứu trong công trình [2] đối với bán dẫn có vùng cấm rộng . Cũng cần nhắc lại rằng, sở dĩ ph giải quyết những bài toán như vậy là vì trong thực tế việc đo trực tiếp hấp thụ sóng điện t mạnh (biến điệu hay không biến điệu) gặp nhiều khó khăn và dodó trong thực nghiệm người t thường nghiên cứu một cách gián tiếp ảnh hưởng của sóng điện từ mạnh lên hạt tải điện tự d bằng cách sử dụng sóng điện từ yếu với vai trò "phép chẩn đoán". Trong công trình này chún tôi phát triển kết quả nghiên cứu của [1, 2] vào việc xét ảnh hưởng của sóng điện từ mạnh biế điệu theo biên độ lên sự hấp thụ sóng điện từ yếu trong siêu mạng.

Theo [2, 3] sóng điện từ mạnh biến điệu theo biên độ là kết quả hợp nhất của hai sóng:

$$\vec{F}(t) = \vec{F}_1(t) + \vec{F}_2(t) = \vec{F}_1 \sin \Omega_1 t + \vec{F}_2 \sin \Omega_2 t, \quad (1$$

trong đó biên độ và tần số của chúng thỏa mãn điều kiện:

$$\frac{\vec{F}_1}{\Omega_1^2} = \frac{\vec{F}_2}{\Omega_2^2} = \frac{1}{2}\frac{\vec{F}}{\Omega^2},$$
$$\Omega \simeq \frac{1}{2}(\Omega_1 + \Omega_2); \quad \Delta\Omega = \frac{1}{2}|\Omega_1 - \Omega_2| \ll \Omega,$$

trong đó Ω, $\Delta\Omega$ tương ứng là tần số mang và tần số biến điệu. Tần số Ω thỏa mãn điều kiện ca tần $\Omega\tau \gg 1$ (τ - thời gian trung bình phục hồi xung lượng của điện tử).

Sóng điện từ yếu với tần số ω có dạng:

$$\vec{E}(t) = \frac{1}{2}\{\vec{E}e^{-i\omega t} + \vec{E}e^{i\omega t}\}, \quad (2$$
$$\omega\tau \gg 1.$$

Mở rộng phương pháp [1, 2] và áp dụng những phép gần đúng tương tự như trong [1, 2] ch bán dẫn siêu mạng, duy chỉ khác ở chỗ phổ năng lượng của điện tử là phi parabol đặc trưng ch siêu mạng [5]:

$$\mathcal{E}_s(\vec{P}) = \frac{1}{2m}(P_x^2 + P_y^2) + \mathcal{E}_s - \Delta_s \cos P_z d, \tag{3}$$

rong đó z là trục siêu mạng; $s = 0, 1, 2, \ldots, s_0$ (s_0 - số vùng "mini") $\mathcal{E}_s$ - những mức năng lượng rong hố thế cô lập; Δ_s - nửa độ rộng "mini" vùng; d - chu kỳ của siêu mạng. lưu ý rằng cũng ıhư trong [1, 2] ở đây chúng tôi giới hạn xem xét những trường hợp, trong đó sóng điện từ mạnh hỉ ảnh hưởng lên xác suất tán xạ của điện tử mà không làm thay đổi nồng độ và nhiệt độ hiệu lụng của chúng.

Hamintonian của hệ cần xem xét có dạng:

$$H(t) = H_0(t) + U \equiv H_{oe}(t) + H_{op} + U, \tag{4}$$

· đây $H_{oe}(t)$ và H_{op} là toán tử năng lượng của điện tử và phonon , U - toán tử năng lượng tương ác giữa chúng:

$$H_{oe}(t) = \sum_{\vec{P},s} \mathcal{E}_s\left(\vec{P} - \frac{e}{c}\vec{A}(t)\right) a_{\vec{P}}^{(s)+} a_{\vec{P}}^{(s)},$$

$$H_{op} = \sum_{\vec{k}} \omega_{\vec{k}} b_{\vec{k}}^{+} b_{\vec{k}},$$

$$U = \sum_{\vec{P},\vec{k}} \sum_{s,s'} U(\vec{k}, s, s') a_{\vec{P}+\vec{k}}^{(s)+} a_{\vec{P}}^{(s)} (b_{\vec{k}}^{+} + b_{\vec{k}}),$$

'ong đó $a_{\vec{P}}^{(s)+}$, $a_{\vec{P}}^{(s)}$ tương ứng là toán tử sinh, hủy điện tử với giả xung lượng $\vec{P}$ trong s - vùng mini"; $b_{\vec{k}}^{+}$ và $b_{\vec{k}}$ tương ứng là toán tử sinh, hủy phonon; $\omega_{\vec{k}}$ là tần số của phonon; thế véc tơ $\vec{A}(t)$ ên hệ với sóng điện từ mạnh theo hệ thức:

$$\vec{F}(t) = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{A}}{\partial t};$$

$U(\vec{k}, s, s')$ là thành phần ma trận phụ thuộc cơ chế tán xạ điện tử - phonon và trong trường ợp tán xạ điện tử - phonon âm có dạng:

$$U(\vec{k}, s, s') = \int \psi^{*}_{\vec{P}+\vec{k}}(\vec{r}, s) U(\vec{r}, \vec{k}) \psi_{\vec{P}}(\vec{r}, s') d\vec{r} = \sum_{\ell=-\infty}^{\infty} i\xi_1 k \left(\frac{1}{2\rho\omega_{\vec{k}}}\right)^{1/2} \mathcal{P}\left(k_z - \frac{2\pi\ell}{d}\right),$$

$$\mathcal{P}(k_z) = \int_0^{nd} \psi_s^2(z) e^{ik_z z} dz, \tag{5}$$

$$\psi_{\vec{P}}(\vec{r}, s) = \frac{1}{L} e^{(P_x X + P_y Y)} \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{n=1}^{N} e^{iP_z nd} \psi_s(z - nd),$$

đây : $\psi_{\vec{P}}(\vec{r}, s)$ là hàm sống của điện tử trong gần đúng liên kết mạnh, L - độ dài chuẩn hóa, N ố chu kỳ của siêu mạng, $\psi_s(z)$ - hàm sóng của điện tử trong hố thế cô lập mà sự lặp lại của nó o thành siêu mạng, ξ_1 - hằng số thế biến dạng, $\hbar = 1$ và ρ - mật độ tinh thể.

Tương tác của hệ (4) với sóng điện từ yếu được biểu diễn bằng hamintonian:

$$H_t^1 = -e \sum_a (\vec{r}_a, \vec{E}(t)), \tag{6}$$

đây $\vec{r}_a$ là bán kính véc tơ a - điện tích.

Trong tính toán ta sẽ giả thiết rằng điện tử không suy biến chỉ xuất hiện ở "mini" vùng thấp nhất ($s = 0; \mathcal{E}_s = \mathcal{E}_o; \Delta_s = \Delta_o \equiv \Delta$) và quá trình hấp thụ sóng điện từ yếu chỉ xảy ra bên trong của vùng này. Biên độ của sóng điện từ thỏa mãn điều kiện $E, F \ll (2\Delta/ed)$, phonon nằm ở trạng thái cân bằng nhiệt và năng lượng của nó nhỏ hơn năng lượng trung bình của điện tử rất nhiều

2. THÀNH PHẦN MẬT ĐỘ DÒNG

Phương trình Liouville cho ma trận mật độ $\rho(t)$ của hệ có dạng:

$$\frac{i\partial\rho(t)}{\partial t} = \left[H(t) + H_t^1, \rho(t)\right], \quad (7$$

với điều kiện ban đầu:

$$\rho(t = -\infty) \equiv \rho_o = \exp\left\{(\psi_o - H)/k_o T\right\} = \exp\left\{(\psi_o - H)\lambda\right\}, \quad \lambda = \frac{1}{k_o T}, \quad (8$$

trong đó ψ_o là năng lượng tự do ban đầu; $H \equiv H(-\infty)$; T - nhiệt độ tinh thể.

Nghiệm của (7) có dạng:

$$\rho(t) = \rho_o(t) + \Delta\rho(t) = S(t, -\infty)\rho_o S(-\infty, t) + \frac{1}{i}\int_{-\infty}^{t} dt' S(t, t')\left[H_{t'}^1, \rho(t')\right] S(t', t), \quad (9$$

ở đây

$$S(t, t') = T_t \exp\left(-i\int_{t'}^{t} H(t'' dt''\right),$$

(T_t - toán tử thứ tự theo thời gian).

Trong gần đúng tuyến tính theo H_t^1 ta thu được:

$$\Delta\rho(t) = \rho(t') - \rho(t) = \frac{1}{i}\int_{-\infty}^{\infty} dt'\left[H_{t'}^1(t', t), \rho_o(t)\right], \quad (10$$

ở đây $H_{t'}^1(t', t) = S(t, t')H_t^1 S(t', t)$.

Trong gần đúng $\beta = (e^2F^2/m\Omega^3) \leq 1$ thay $\rho(t) \to \rho_o$ và sử dụng đẳng thức Kubo ta có th viết (10) thành dạng sau:

$$\Delta\rho(t) = \frac{\rho_o}{i}\int_0^{\lambda} d\lambda' \int_{-\infty}^{t} dt' e^{\lambda' H}\left[H, H_{t'}^1(t', t)\right] e^{-\lambda' H}, \quad (11$$

dựa vào biểu thức này ta có thể tính các thành phần mật độ của toán tử dòng:

$$\hat{J}_\mu(t) = -e\sum_{\vec{P}, s} \hat{v}_\mu\left(\vec{P} - \frac{e}{c}\vec{A}(t)\right) a_{\vec{P}}^{(s)+} a_{\vec{P}}^{(s)},$$

$$\hat{v}_\mu(\vec{P}) = \frac{\partial\mathcal{E}(\vec{P})}{\partial P_\mu}, \qquad (\mu = 1, 2, 3),$$

xuất hiện dưới tác dụng của sóng điện từ yếu:

$$\langle \Delta J_\mu(t)\rangle = S_p(\delta\rho(t)J_\mu) =$$

$$= \frac{1}{2}\int_0^\lambda d\lambda' \int_0^\infty dt' e^{i\omega t' - \delta t'} \langle e^{\lambda' H} J_\nu(t-t',t) e^{-\lambda' H} J_\mu\rangle_0 E_\nu e^{i\omega t} + c.c, \qquad (12)$$

$$(\delta \to +0)$$

ở đây $\langle\ldots\rangle_0 = Sp(\ldots\rho_o)$. Dễ thấy rằng khi $F_1 = F_2 = 0 (F \to 0)$ công thức (12) trở về công thức Kubo thông thường cho độ dẫn điện. Thay $H(t) \to H_o(t)$ và $H \to H_o(-\infty)$ (gần đúng bậc 2 của tương tác điện tử - phonon) vào (12) và chỉ xét đến gần đúng bậc 2 theo tham số nhỏ $(\omega\tau)^{-1} \ll 1$ trong chuỗi khai triển (12) ta thu được:

$$\langle \Delta J_\mu(t)\rangle = -\frac{1}{2\omega^2}\int_0^\lambda d\lambda' \int_0^\infty dt' e^{i\omega t' - \delta t'}.$$

$$.\langle e^{\lambda' H}[U, J_\nu] e^{-\lambda' H} S_o(t, t+t')[U, J_\mu] S_o(t+t', t)\langle_0 E_\nu e^{-i\omega t} + c.c \qquad (13)$$

$$(\delta \to +0)$$

Khi lấy tích phân biểu thức (13) theo t' có xuất hiện biểu thức:

$$M(t) = \int_0^\infty dt' \exp\Big[-it'(\mathcal{E}_{\vec{p}+\vec{k}} - \mathcal{E}_{\vec{p}} \mp \omega_{\vec{k}} + \ell\Omega - \omega - i\delta) J_\ell(\vec{a}.\vec{k}\cos\Delta\Omega(t = t')\Big], \qquad (14)$$

ở đây $\vec{a} = e\vec{F}/m\Omega^2$, $J(\ldots)$ - hàm Bessed đối số thực. Ta giới hạn trong trường hợp gần đúng: a) sóng điện từ (1) không thật lớn lắm sao cho $|(\vec{a}.\vec{k})| < 1$ để khi phân tích hàm Bessed theo đối số ta chỉ giữ lại trong hệ số hấp thụ những số hạng tỷ lệ với $(\vec{a}.\vec{k})^L$ với $L \leq 2$; b) $\Delta\omega \ll \overline{\mathcal{E}}$ ($\overline{\mathcal{E}}$ - năng lượng trung bình của điện tử), từ biểu thức (14) thu được:

$$M(t) \simeq J_\ell(\vec{a}\vec{k}\cos\Delta\omega t)\big[i(\mathcal{E}_{\vec{p}+\vec{k}} - \mathcal{E}_{\vec{p}} \mp \omega_{\vec{k}} + \ell\Omega - \omega - i\delta)\big], \qquad (15)$$

mà phần thực của nó bằng:

$$\pi J_\ell(\vec{a}\vec{k}\cos\delta\Omega t)\delta(\mathcal{E}_{\vec{p}+\vec{k}} - \mathcal{E}_{\vec{p}} \mp \omega_{\vec{k}} + \ell\omega - \omega).$$

Sau khi lấy tích phân theo t' và λ' từ (13) ta thu được:

$$\langle \delta J_z(t)\langle = \frac{\pi}{2\omega^2}(e\delta d)^2 \sum_{\vec{p},\vec{k}} \sum_{\ell,n=-\infty} \frac{e^{\lambda(\omega-\ell\Omega)} - 1}{\omega - \ell\Omega} \big|U(\vec{k}, s, s')\big|^2 \big[\sin(P_z + k_z)d - \sin P_z d\big]^2.$$

$$.(2N_{\vec{k}} + 1) n_{\vec{p}+\vec{k}}(1 - n_{\vec{p}}) J_\ell(\vec{a}\vec{k}\cos\delta\Omega t) J_{\ell-n}(\vec{a}\vec{k}\cos\Delta\Omega t)\delta(\mathcal{E}_{\vec{p}+\vec{k}} - \mathcal{E}_{\vec{p}} + \ell\Omega - \omega).$$

$$.E_z e^{i(n\Omega - \omega)t} + c.c, \qquad (16)$$

$$\langle \Delta J_x(t)\rangle = \langle \Delta J_y(t)\langle = \langle \Delta J_\perp(t) = \frac{\pi}{2\omega^2}\Big(\frac{e}{m}\Big)^2 \sum_{\vec{p},\vec{k}} \sum_{\ell,n=-\infty}^{\infty} \frac{e^{\lambda(\omega-\ell\Omega)} - 1}{\omega - \ell\Omega} \big|U(\vec{k}, s, s')\big|^2 k_x^2.$$

$$.(2N_{\vec{k}} + 1) n_{\vec{p}+\vec{k}}(1 - n_{\vec{p}}) J_\ell(\vec{a}\vec{k}\cos\delta\Omega t) J_{\ell-n}(\vec{a}\vec{k}\cos\delta\Omega t)\delta(\mathcal{E}_{\vec{p}+\vec{k}} - \mathcal{E}_{\vec{p}} + \ell\Omega - \omega) E_x.$$

$$.e^{i(n\Omega - omega)t} + c.c \qquad (17)$$

đây $n_{\vec{p}}$, $N_{\vec{k}}$ là hàm phân bố cân bằng của điện tử và phonon.

3. HỆ SỐ HẤP THỤ

Hệ số hấp thụ $\alpha(\omega)$ diễn tả theo công thức:

$$\alpha(\omega) = \frac{4\pi}{c\sqrt{\chi_\infty}}\{\sigma_{zz}(\omega)\cos^2\theta + \sigma_{xx}(\omega)\sin^2\theta\}, \qquad (18$$

ở đây θ là góc giữa $\vec{E}$ và trục siêu mạng σ_{zz} và σ_{xx} - các thành phần tenxơ độ dẫn điện. Từ (16 và (17) ta có:

$$\sigma_{zz}(\omega) = \frac{\pi}{\omega^2}(e\delta s)^2 \sum_{\vec{p},\vec{k}} \sum_{\ell,n=-\infty}^{\infty} \frac{e^{\lambda(\omega-\ell\Omega)}-1}{\omega-\ell\Omega}|U(\vec{k},s,s')|^2[\sin(P-z+k_z)d - \sin P - zd]^2.$$

$$.(2N_{\vec{k}}+1)n_{\vec{p}+\vec{k}}(1-n_{\vec{p}})[J_\ell^2(\vec{a}\vec{k}\cos\Delta\Omega t) + J_\ell(\vec{a}\vec{k}\cos\Delta\Omega t)J_{\ell-2f}(\vec{a}\vec{k}\cos\Delta\Omega t).$$

$$.\delta(\mathcal{E}_{\vec{p}+\vec{k}} - \mathcal{E}_{\vec{p}} + \ell\Omega - \omega), \qquad (19$$

$$\sigma_{xx}(\omega) = \frac{\pi}{\omega^2}\left(\frac{e}{m}\right)^2 \sum_{\vec{p},\vec{k}} \sum_{\ell,n=-\infty}^{\infty} \frac{e^{\lambda(\omega-\ell\Omega)}-1}{\omega-\ell\Omega}|U(\vec{k},s,s')|^2 K_x^2(2N_{\vec{k}}+1)n_{\vec{p}+\vec{k}}(1-n_{\vec{p}}).$$

$$.[J_\ell^2(\vec{a}\vec{k}\cos\Delta\Omega t) + J_\ell(\vec{a}\vec{k}\cos\Delta\Omega t)J_{\ell-2f}(\vec{a}\vec{k}\cos\Delta\Omega t)\delta_{f\Omega.\omega}]\delta(\mathcal{E}_{\vec{p}+\vec{k}} - \mathcal{E}_{\vec{p}} + \ell\Omega - \omega), \qquad (20$$

trong đó: $f = 1, 2, 3, \ldots$, những bội số của của Ω và ω. Vì trong (19) và (20) có số hạng tỷ lệ vớ $\delta_{f\Omega.\omega}$ nên ở những điểm $\omega_f = f\Omega$ có đỉnh cộng hưởng photon-photon. Điều lưu ý ở đây là dướ ảnh hưởng của sóng điện từ mạnh biến điệu theo biên độ hệ số hấp thụ sóng điện từ yếu trở thàn hàm số phụ thuộc vào thời gian. Khi $\Omega_1 = \Omega_2$ ($\Delta\Omega = 0$) công thức (19) và (20) quay trở về côn thức tương ứng trong [1] đối với trường hợp sóng điện từ mạnh không biến điệu ($\vec{F}(t) = \vec{F}\sin\Omega t$

Thay hàm phân bố $n_{\vec{p}}$ dạng:

$$n_{\vec{p}} = \frac{2\pi d n_e}{mK_0TI_0(\delta/K_0T)}e^{-\mathcal{E}_{\vec{p}}/K_0T} = \frac{2\pi d n_e}{mK_0TI_0(\Delta/K_0T)}e^{-P_\perp^2/\imath m k_0 t}\sum_{n=0}^{\infty} a_n I_n(\Delta/K_0T)\cos nP_z d,$$

(ở đây : $a_n = 2 - \delta_{o,n}$ và $I_n(\ldots)$ - hàm Bessed đối số ảo) vào (19) và (20). Kết quả ta có:

$$\alpha(\omega,t) = \alpha_\perp(\omega,t)\sin^2\theta + \alpha_{//}(\omega,t)\cos^2\theta, \qquad (21$$

với:

$$\alpha_\perp(\omega,t) = \alpha_0(\omega)\Big\{\Big[\Big(1+\frac{2K_0T}{\omega}\Big) - \frac{(1+2\cos^2\psi)\beta\cos^2\Delta\Omega t}{4\gamma}\Big(1-\frac{1}{2}\delta_{\Omega.\omega}\Big)\Big(1+\frac{6K_oT}{\omega}+$$

$$+12\Big(\frac{K_oT}{\omega}\Big)^2\Big)\Big] + \frac{(1+2\cos^2\psi)\beta\cos^2\delta\Omega t}{8(1-e^{-\omega/K_0T})\gamma}\Big[(1+\gamma)\Big(1+\frac{6K_0T}{\omega+\Omega}+12\Big(\frac{K_0T}{\omega+\Omega}\Big)^2\Big).$$

$$.\big(1-e^{-(\omega+\Omega)/K_0T}\big) + |\gamma-1|\Big(1+\frac{6K_0T}{|\omega-\Omega|}+12\Big(\frac{K_0T}{|\omega-\Omega|}\Big)^2\Big)\big(1-e^{-|\omega-\Omega|/K_0T}\big)\Big\}, \qquad (22$$

$$\alpha_{//}(\omega,t) = \alpha_0(\omega)\frac{\Delta^2 d^2 m\lambda_1}{\omega\lambda_1}\Big(1+\frac{\lambda_2 I_2(\Delta/K_0T)}{\lambda_1 I_0(\Delta/K_0T)}\Big)\Big\{\Big[1-\frac{\beta\cos^2\delta\Omega t}{2\gamma}\Big(1-\frac{1}{2}\delta_{\Omega.\omega}\Big).$$

$$.\Big(1+\frac{2K_0T}{\omega}\Big)\Big] + \frac{\beta\cos^2\Delta\Omega t}{4\gamma}\Big(1+\frac{2K_0T}{\omega+\Omega}\Big)\frac{1-e^{-(\omega+\Omega)/K_0T}}{1-e^{-\omega/K_0T}}+$$

$$+\frac{\beta\cos^2\Delta\Omega t}{4\gamma}(1-\delta_{\Omega.\omega})\Big(1+\frac{2K_0T}{|\omega-\Omega|}\Big)\frac{1-e^{-|\omega-\Omega|/K_0T}}{1-e^{-\omega/K_0T}}\Big\}, \qquad (23$$

rong đó : $\gamma = \Omega/\omega$, ψ là góc giữa $\vec{F}$ và trục ox, $\alpha_0(\omega)$ được xác định bởi công thức:

$$\alpha_0(\omega) = \frac{4\pi}{c\sqrt{\chi_\infty}} \frac{e^2 K_0 T \xi_1^2 n_e \lambda_\perp}{2\omega^2 \rho v_s^2 d}(1 - e^{-\lambda\omega}); \quad (v_s - \text{vận tốc âm}),$$

$$\lambda_\perp = \int_{-1/2}^{1/2} dx\phi(x); \quad \lambda_1 = \int_{-1/2}^{1/2} dx\phi(x)(1 - \cos 2\pi x);$$

$$\lambda_2 = \int_{-1/2}^{1/2} dx\phi(x)(\cos 2\pi x - \cos^2 2\pi x),$$

ới $\phi(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} P^2\left(\frac{2\pi}{d}(x+n)\right)$ - là hàm số phụ thuộc vào tham số của siêu mạng [5].

Kết quả tính số $\lambda_\perp$, λ_1, λ_2 phụ thuộc vào tham số $b = 2mU_0d^2$ (U_0 là độ sâu của hố thế) ược trình bày ở bảng dưới đây:

λ \ b	2	10	20	30	10	50
$\lambda_\perp$	0,35	0,80	0,97	1,05	1,10	1,14
λ_1	0,14	0,69	0,92	1,02	1,09	,12
λ_2	0,03	-0,29	-0,43	-0,49	-0,54	-0,55

2. KẾT LUẬN

Trong phần kết luận chúng tôi muốn lưu ý rằng:

a) Khi $\Delta\Omega = 0$ các công thức (21) ÷ (23) của hệ số hấp thụ sóng điện từ yếu sẽ chuyển về ác công thức tương ứng trong [1] cho siêu mạng khi có mặt sóng điện từ mạnh không biến điệu.

b) Khi $\omega = f\Omega$ ($f = 1, 2, 3, \ldots$,) sẽ xuất hiện các đỉnh cộng hưởng photon-photon trong hàm (ω, t) mà theo chúng tôi trong thực nghiệm có thể quan sát được dễ dàng.

c) Sự phụ thuộc vào thời gian của hệ số hấp thụ $\alpha(\omega, t)$ trong siêu mạng có thể ứng dụng m tăng độ sâu xâm nhập của sóng điện từ mạnh vào sâu trong siêu mạng. Cũng cần nhấn mạnh ằng sự phụ thuộc của hệ số hấp thụ $\alpha(\omega, t)$ vào tần số ω của sóng điện từ yếu, nhiệt độ, biên độ và tần số Ω của sóng điện từ mạnh và tham số của siêu mạng khác với hệ số hấp thụ sóng điện r yếu trong bán dẫn ở cả hai thành phần vuông góc và song song.

Cuối cùng chúng tôi chân thành cảm ơn nhóm vật lý lý thuyết chất rắn khoa vật lý Trường ại học Tổng hợp Hà Nội, các bạn đồng nghiệp trong hội nghị vật lý lý thuyết toàn quốc lần thứ ; (Đồ sơn 1990) đã góp nhiều ý kiến quí báu.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. Shmelev G. M., Nguyen Quang Bau,... Soviet book "physics of semiconductors and dielectric' Kishinev-1986, p.7-19.
2. Nguyễn Quang Báu, tạp chí vật lý, 1988, tập XIII, số 3-4, tr. 28-33.
3. Aliev Iu.M.Ziunder D.Soviet J. Exper and theor.physics, 1971, v.61, p.1057-1063.
4. Shik A. Ia. Soviet J. physics and technics of semiconductors, 1974, 8, p.1842-1864.
5. Shik A. Ia. Soviet J. physics and technics of semiconductors, 1973, v.7, p.261-269.

Nguyen Van Huong,
Nguyen Quang Bau,
Nguyen Vu Nhan

INFLUENCE OF LASER RADIATION MODULATED BY AMPLITUDE ON THE ABSORPTION OF WEAK ELECTROMAGNETIC WAVE (EMW) IN SEMICONDUCTOR SUPERLATTICE.

The absorption of weak EMW by free eletrons of semiconductor superlattice with non-parabolic energy law in the presence of Laser Radiation modulated by Amplitude is studied. With the suppositi that modulation frenquency $\Delta\Omega$ considerated to be very small in comparison carrier frenquency Ω (Ω $\delta\omega$) the absorption coefficient $\alpha(\omega, t)$ will depend on the time (so it allows to rice the deep penetration EMW in semiconductor superlattice).

Khoa Vật Lý - ĐHTH Hà Nội