Эффект увлечения в сверхрешетке при внутризонном поглощении бихроматической электромагнитной волны

Т. А. Носаева[1*] Г. А. Сыродоев[2†]
[1]*Волгоградский государственный медицинский университет, кафедра физики*
Россия, 400131, г. Волгоград, пл. Павших Борцов, д. 1
[2]*Волгоградский государственный социально-педагогический университет, кафедра общей физики*
Россия, 400066, г. Волгоград, пр. имени В. И. Ленина, д. 27

Рассмотрен эффект увлечения электронов в полупроводниковой сверхрешетке при внутризонном поглощении бигармонической электромагнитной волны в процессе с испусканием (поглощением) фонона. Задача решена во втором порядке теории возмущений. Учитывается многофотонный характер поглощения электромагнитной волны. С ростом поля ток растет, а достигнув максимума уменьшается, осциллируя.

PACS: 72.10.Di УДК: 538.94: 537.876
Ключевые слова: бихроматическая электромагнитная волна, ток увлечения, теория возмущений, эффект увлечения электронов.

Воздействиедополнительного периодического потенциала на электроны образца, приводит к непараболичностиминизонного спектра и, как следствие, к проявлению нелинейности кинетических свойств уже в достаточно слабых электрических и магнитных полях по сравнению с однородными структурами [1]. Учет собственного магнитного поля волны (светоэлектрический эффект [2]) или задействование внешнего магнитного поля (эффект Холла [3]) приводит к возникновению поперечного электрическому полю волны дрейфу носителей заряда.

В нашей работе мы рассмотрим особенности возникновения постоянного тока увлечения при распространении бихроматической электромагнитной волны поперек оси сверхрешетки (СР) [2]. При выполнении условий $\hbar\omega < \Delta_g$, $\hbar/\tau \ll \Delta$ (Δ_g — ширина запрещенной минизоны, τ — среднее время релаксации электронов) можно решать задачу в одноминизонном приближении, энергия электрона в этой зоне

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{p_\perp^2}{2m} + \frac{\Delta}{2}\left(1 - \cos\left(\frac{p_x d}{\hbar}\right)\right). \tag{1}$$

Пусть плоская, бихроматическая ЭМВ распространяется перпендикулярно оси СР

$$A_z = A_1 \cos(\omega_1 t - \boldsymbol{\tau}_1 x) + A_2 \cos(\omega_2 t - \boldsymbol{\tau}_2 x + \varphi), \tag{2}$$

где $\mathbf{A}_z$ — вектор–потенциал ЭМВ, $\boldsymbol{\tau}_{1(2)}$ — волновые вектора ЭМВ, $\mathbf{E} = -\dfrac{1}{c}\dfrac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$, $\mathbf{H} = \mathrm{rot}\mathbf{A}$. В работе [4] возникновение постоянного тока вдоль вектора напряженности бихроматического электромагнитного поля объясняется как проявление параметрического процесса.

В случае, когда либо энергия фотона $\hbar\omega$, либо энергия $\hbar\Omega_{st} = eEd$ (Ω_{st} — штарковская частота, d — постоянная СР, E — амплитуда электрического поля электромагнитной волны (ЭМВ)) становится сравнимой с шириной минизоны проводимости необходим квантовый подход. При выполнения условия $\dfrac{eEd}{\hbar\omega} \geq 1$ учет многофотонного характера внутризонного поглощения ЭМВ в СР можно осуществить, используя метод эффективного гамильтониана и второй порядок теории возмущений для нахождения вероятности электронного перехода в зоне проводимости из состояния k в состояние kґ с поглощением фотонов и поглощением (испусканием) фонона. Эффективный гамильтониан взаимодействия ЭМВ с электроном в минизоне проводимости для одномерной СР запишем в виде

$$\hat{H}_1 = \varepsilon(\hat{\mathbf{p}} + \frac{e}{c}\mathbf{A}(t)) - \varepsilon(\hat{\mathbf{p}}), \tag{3}$$

где спектр энергии электронов$\varepsilon(\hat{\mathbf{p}})$ описывается соотношением (1). $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ — квазиимпульс, $\hat{\mathbf{p}} = -i\hbar\nabla$. Гамильтониан взаимодействия электрона с акустическими колебаниями решетки возьмем в виде

$$\hat{H}_2 = i\sum_{\mathbf{q},\alpha}\left(B_{\mathbf{q},\alpha}\exp\left(i\left(\mathbf{qr} - w_q t\right)\right)b_{\mathbf{q},\alpha} - \right.$$
$$\left. - B^*_{\mathbf{q},\alpha}\exp\left(i\left(\mathbf{qr} - w_q t\right)\right)b^+_{\mathbf{q},\alpha}\right),$$

где $b_{\mathbf{q}}(b^+_{\mathbf{q}})$ — операторы уничтожения (рождения) фононов, $\mathbf{q}$ — волновой вектор фонона, $B_{\mathbf{q},\alpha} = \left(\hbar/2\rho\omega_{\mathbf{q}}V\right)^{1/2}\Xi_\alpha$, Ξ_α — константа деформационного потенциала, α — номер ветви колебаний решетки, ρ — плотность, V — объем кристалла (здесь мы пренебрегаем анизотропностью СР). Тогда из (2) и (3) получаем:

*E-mail: nosaeva.ta@gmail.com
†E-mail: sga-823@yandex.ru

$$\hat{H}_1 = \sum_{m_1,m_2=-\infty}^{\infty} J_{2m_1}(a_1)J_{2m_2}(a_2)\exp^{i2(m_1\varphi_1+m_2\varphi_2)}\hat{C}_{2m_1,2m_2}+$$
$$+\sum_{m_1,m_2} = -\infty^{\infty} J_{2m_1+1}(a_1)J_{2m_2+1}(a_2)\exp^{-i((2m_1+1)\varphi_1+(2m_2+1)\varphi_2)}\hat{C}_{2m_1+1,2m_2+1} \quad (4)$$

здесь

$$\hat{C}_{2m_1,2m_2} = \frac{\Delta}{2}\left(\frac{\delta_{0,2m_1}\delta_{0,2m_2}}{J_0(a_1)J_0(a_2)} - (-1)^{m_1+m_2}\right)\cos\left(\frac{\hat{\mathbf{p}}_z d}{\hbar}\right),$$

$$\hat{C}_{2m_1+1,2m_2+1} = \frac{\Delta}{2}(-1)^{m_1+m_2}\sin\left(\frac{\hat{\mathbf{p}}_z d}{\hbar}\right),$$

$J_m(a)$ — функция Бесселя m — го порядка, $\varphi_{1(2)} = \omega_{1(2)}t - \tau_{1(2)}x$,

$$a_{1(2)} = \frac{eA_{1(2)}d}{c\hbar} = \frac{eE_{1(2)}d}{\hbar\omega_{1(2)}} \quad (5)$$

Во втором порядке теории возмущений для вероятности электронного перехода в зоне проводимости из состояния $\mathbf{k}$ в состояние $\mathbf{k}'$ с поглощением фотонов и поглощением (испусканием) фонона получаем следующее выражения

$$\begin{gathered}
w_{\mathbf{k}',\mathbf{k}} = \frac{2\pi B_q^2}{\hbar^4}N_{\mathbf{k}}\left(1-N_{\mathbf{k}'}\right)\times \\
\times\sum_{m=1}^{\infty}\Bigg\{C^2_{m_1,m_2}(k_z+q_z)\frac{\delta_{\mathbf{k}',\mathbf{k}+\mathbf{q}-m_1\boldsymbol{\tau}_1-m_2\boldsymbol{\tau}_2}}{(\omega_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\mathbf{k}}-\omega_{\mathbf{q}})^2}n_q\delta(\omega_{\mathbf{k}',\mathbf{k}}-m_1\omega_1-m_2\omega_2-\omega_{\mathbf{q}})+ \\
+C^2_{m_1,m_2}(k_z-q_z)\frac{\delta_{\mathbf{k}',\mathbf{k}-\mathbf{q}-m_1\boldsymbol{\tau}_1-m_2\boldsymbol{\tau}_2}}{(\omega_{\mathbf{k}-\mathbf{q},\mathbf{k}}+\omega_{\mathbf{q}})^2}(n_q+1)\delta(\omega_{\mathbf{k}',\mathbf{k}}-m_1\omega_1-m_2\omega_2+\omega_{\mathbf{q}})+ \\
+C^2_{m_1,m_2}(k_z)\frac{\delta_{\mathbf{k}',\mathbf{k}+\mathbf{q}-m_1\boldsymbol{\tau}_1-m_2\boldsymbol{\tau}_2}}{(\omega_{\mathbf{k}-m\boldsymbol{\tau},\mathbf{k}}-m_1\omega_1-m_2\omega_2)^2}n_q\delta(\omega_{\mathbf{k}',\mathbf{k}}-m_1\omega_1-m_2\omega_2-\omega_{\mathbf{q}})+ \\
+C^2_{m_1,m_2}(k_z)\ \frac{\delta_{\mathbf{k}',\mathbf{k}-\mathbf{q}-m_1\boldsymbol{\tau}_1-m_2\boldsymbol{\tau}_2}}{(\omega_{\mathbf{k}-m\boldsymbol{\tau},\mathbf{k}}+m_1\omega_1+m_2\omega_2)^2}(n_q+1)\delta(\omega_{\mathbf{k}',\mathbf{k}}-m_1\omega_1-m_2\omega_2+\omega_{\mathbf{q}})\Bigg\},
\end{gathered} \quad (6)$$

где

$$\omega_{\mathbf{k}',\mathbf{k}} = \left(\varepsilon_{\mathbf{k}}-\varepsilon_{\mathbf{k}'}\right)/\hbar,$$

$$C_{2m_2+1,2m_2+1}(k_z) = (-1)^{m_1+m_2}\frac{\Delta}{2}J_{2m_1+1}(a)J_{2m_2+1}(a)\sin(k_z d),$$

$$C_{2m_1,2m_2}(k_z) = \frac{\Delta}{2}\left((\delta_{0,2m_1}\delta_{0,2m_2}/(J_0(a_1)J_0(a_2))) - (-1)^{m_1+m_2}\right)\ J_{2m_1}(a)J_{2m_2}(a)\cos(k_z d),$$

$n_{\mathbf{q}}$ и $N_{\mathbf{k}}$ — числа заполнения фононов и электронов, символы Кронекера и δ–функции выражают законы сохранения квазиимпульсов и энергии при переходах. Как видно из этого выражения для вероятности перехода, в нем учтены многофотонные процессы.

Ток увлечения определяется выражением

$$j_X = -e\frac{\hbar\nu^{-1}}{\mu V}\Sigma_{\mathbf{k}',\mathbf{k},\mathbf{q}}k'_X w_{\mathbf{k}',\mathbf{k}}, \quad (7)$$

где ν^{-1} — среднее время релаксации, μ — эффективная масса электрона в направлении распространения ЭМВ.

В случае высокой температуры $k_0T \gg \hbar\omega_{\mathbf{q}}$, учитывая, что $n_{\mathbf{q}} = k_0T/\hbar\omega_{\mathbf{q}}$, $N_{\mathbf{k}} = (1/Z)\exp(-\varepsilon(\mathbf{k})/k_0T)$ (где Z — стат. сумма), и при выполнении неравенства $\omega_1,\omega_2 \gg \omega_q$ получим

$$j_x = g\sum_{m_1,m_2=1}^{\infty}\frac{1}{m_1+m_2\gamma}\int(C^2_{m_1,m_2}(\xi_z)+C^2_{m_1,m_2}(k_z))\exp\left\{\frac{\Delta}{2k_0T}\left[\cos(k_z d)-\frac{2}{\Delta}\eta\Theta(\eta)\right]\right\}dk_z d\xi_z \quad (8)$$

где $\eta = \frac{\Delta}{2}(\cos(k_z d) - \cos(\xi_z d)) - m_1\hbar\omega_1 - m_2\hbar\omega_2$, $\gamma = \omega_2/\omega_1$ — рациональное число, $\xi = \mathbf{k}\pm\mathbf{q}$ — ступенчатая функция ($= 0$ при $\eta < 0$, $= 1$ при $\eta \geq 0$), $g = j_0(V\mu k_0 T d)/(2\pi^3 h^2 \Delta^2 Z)$.

Численный анализ тока увлечения показывает, что достигнув максимума с ростом a_1 и фиксированном a_2 ток увлечения убывает, осциллируя. Осцилляции тока увлечения с ростом a_1, a_2 вызваны непараболическим характером спектра энергии и узостью минизоны (у электронов, находящихся у потолка минизоны составляющая скорости vz обращается в ноль). При $a_1, a_2 \geq 1$ поглощение ЭМВ носит многофотонный характер.

[1] *Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П.* Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М.: Наука. (1989).

[2] *Vjazovsky M.V, Syrodoev G.A.* Radiophysics and Quantum Electronics. **44**, N 8. P. 668. (2001).

[3] *Завьялов Д.В., Конченков В.И., Крючков С.В.* ФТП. **46**, № 1. С. 13. (2012).

[4] *Шорохов А.В. и др.* ЖЭТФ. **138**, Вып. 5(1). С. 930. (2010).

The drag effect in a superlattice due to intraband absorption of the bichromatic electromagnetic wave

T. A. Nosaeva[1,a], **G. A. Syrodoev**[2,b]

[1] *Volgograd State Medical University, Volgograd 400131, Russia*
[2] *Volgograd State Socio-Pedagogical University, Volgograd 400066, Russia*
E-mail: [a]nosaeva.ta@gmail.com, [b]sga-823@yandex.ru

The photon-drag effect in a semiconductor superlattice due to intraband absorption of a bichromatic electromagnetic wave in phonon absorption has been covered. The problem is solved using the second order perturbation theory. The multiphoton absorption is taken into account. Direct drag current component is analyzed in the frequency wave. Drag current increases the field. When peaking, it decreases, oscillating.

PACS: 72.10.Di

Keywords: bichromatic electromagnetic wave, drag current, photon-drag effect, the second order perturbation theory.

Received 27.07.2015.

Сведения об авторах

1. Носаева Татьяна Александровна — к. ф.-м. н., старший преподаватель кафедры физики Волгоградского государственного медицинского университет; e–mail: nosaeva.ta@gmail.com.
2. Сыродоев Геннадий Алексеевич — к. ф.-м. н., доцент, доцент кафедры общей физики Волгоградского государственного социально-педагогического университета; e–mail: sga-823@yandex.ru.