

06

Радиоэлектрический эффект в сверхрешетке при воздействии сильного электрического поля

© Д.В. Завьялов, С.В. Крючков, Е.С. Сивашова

Волгоградский государственный педагогический университет

E-mail: sed@fizmat.vspu.ru

Поступило в Редакцию 28 июля 2005 г.

Получено выражение для тока увлечения носителей заряда монохроматической электромагнитной волной, распространяющейся вдоль слоев полупроводниковой сверхрешетки (СР) так, что вектор напряженности электрического поля волны параллелен оси СР. При этом к СР приложено постоянное электрическое поле, также направленное вдоль оси СР.

Отмечаются особенности в зависимости тока увлечения от напряженности постоянного электрического поля. Во-первых, данная зависимость носит немонотонный (резонансный) характер. Во-вторых, при достаточно большой напряженности постоянного электрического поля радиоэлектрический эффект меняет знак.

PACS: 63.90.+t

Эффект увлечения носителей тока электромагнитными (ЭМ) волнами — светозлектрический или радиоэлектрический эффект (РЭЭ) — привлекает внимание исследователей [1–6] в связи с диагностикой кинетических свойств полупроводников и в связи с возможностью использования его для детектирования мощного ЭМ-излучения [7]. Данный эффект, обусловленный передачей импульса фотона электронной подсистеме, в рамках квазиклассического подхода объясняется как результат действия силы Лоренца, возникающей при движении электрона в переменном и магнитном полях волны [8,9]. В полупроводниковых сверхрешетках (СР), характеризующихся сильной непарабличностью энергетического спектра, РЭЭ обладает рядом специфических особенностей [10,11]. Кроме того, интенсивная ЭМВ в объеме образца СР преобразуется из синусоидальной в нелинейную ЭМВ. В [12] построена квазиклассическая теория РЭЭ в режиме нелинейных волн. В [13] рассмотрен подобный эффект для частного случая нелинейных волн —

солитонов, и произведен учет постоянного магнитного поля H на эффект увлечения носителей тока ЭМ солитоном. В [12], в частности, показано, что влияние магнитного поля может стать весьма существенным — РЭЭ при определенном значении H меняет знак. Подчеркнем, однако, что смена знака РЭЭ в магнитном поле связана с униполярностью электрического и магнитного полей солитона.

В настоящей работе отмечаются некоторые новые особенности РЭЭ в СР. Показано, в частности, что влияние сильного электрического поля на РЭЭ в режиме синусоидальных волн может также привести к смене знака эффекта.

Рассмотрим полупроводниковую СР, энергетический спектр которой описывается приближением сильной связи

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{p_{\perp}^2}{2m^*} + \Delta(1 - \cos(p_x d)), \quad (1)$$

где Δ — полуширина минизоны проводимости, m^* — эффективная масса в плоскости слоев СР, d — период СР, p_x — проекция квазиимпульса на ось OX , p_{\perp} — составляющая квазиимпульса в плоскости слоев СР.

Будем считать, что вдоль слоев СР распространяется монохроматическая электромагнитная волна так, что $\mathbf{E}(y, t) = \{E(y, t), 0, 0\}$ $\mathbf{H}(y, t) = \{0, 0, H(y, t)\}$. При этом к СР приложено постоянное электрическое поле E_c , направленное вдоль оси OX .

Столкновения носителей заряда с нерегулярностями кристаллической решетки будем считать редкими ($\nu \ll \omega_{pl}$, где ν — частота столкновений, ω_{pl} — обобщенная плазменная частота электронов в минизоне).

Задачу будем решать в квазиклассическом одноминизонном приближении. Для этого необходимо выполнение условий: ω , $eE_0 d$, $eE_c d \ll \Delta \ll \varepsilon_g$, где ω — частота переменного электромагнитного поля, E_0 и E_c — напряженности переменного и постоянного полей соответственно, ε_g — ширина запрещенной минизоны. Плотность тока увлечения определяется следующим выражением:

$$j_y = e \sum_{\mathbf{p}} v_y(\mathbf{p}) f(\mathbf{p}, t), \quad (2)$$

где

$$v = \left\{ \Delta d \sin(p_x d); \frac{p_y}{m^*}; \frac{p_z}{m^*} \right\}. \quad (3)$$

Функция распределения $f(\mathbf{p}, t)$ определяется кинетическим уравнением Больцмана, столкновительный член которого выберем в приближении постоянной частоты столкновений ν . Такой выбор члена столкновений не может быть строго обоснован, однако в [14] приведены достаточно убедительные аргументы в пользу этого выбора. Кроме того, в [15] экспериментально установлено, что в симметричной СР GaAs/AlAs выше температуры 40 К можно считать, что $\nu = \text{const}$:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + e \left[\mathbf{E}_1(y, t) + \frac{1}{c} \cdot \mathbf{v} \times \mathbf{H}(y, t) \right] \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = -\nu [f(\mathbf{p}) - f_0(\mathbf{p})], \quad (4)$$

где $\mathbf{E}_1(y, t) = \mathbf{E}_c + \mathbf{E} = \mathbf{E}_c + \mathbf{E}_0 \sin(\omega t)$, $f_0(\mathbf{p})$, $f(\mathbf{p})$ — соответственно равновесная и неравновесная функции распределения.

Решение уравнения (4) имеет следующий вид:

$$f(\mathbf{p}, t) = \nu \int_{-\infty}^t dt_1 \exp(-\nu(t - t_1)) f_0(\mathbf{p}'(t_1; \mathbf{p}, t)), \quad (5)$$

где $\mathbf{p}'(t_1; \mathbf{p}, t)$ представляет собой решение классического уравнения движения электрона

$$\frac{d\mathbf{p}'}{dt'} = e\mathbf{E}_1(t') + \frac{e}{c} [\mathbf{v}(t')\mathbf{H}(t')] \quad (6)$$

с начальными условиями $t_1 = t$, $\mathbf{p} = \mathbf{p}'$.

Из (2), (5), (6), усредняя по периоду электромагнитной волны, получим:

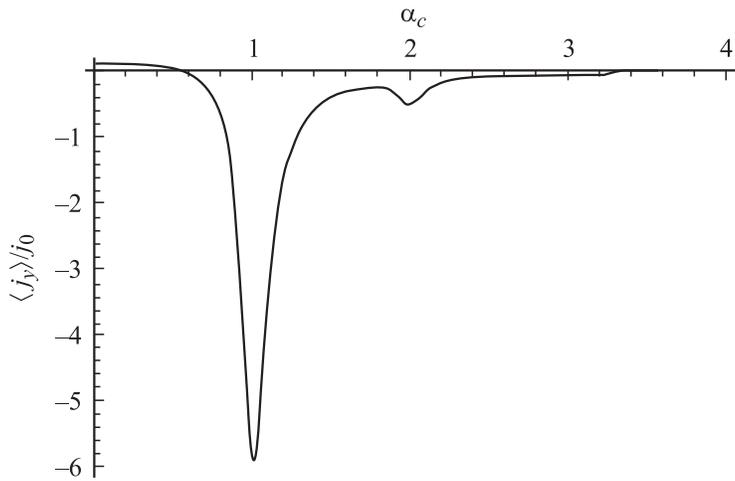
$$\langle j_y \rangle = j_0 \left(1 - \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left(J_n^2(\alpha_0) \frac{1 + (\beta\alpha_c)^2}{1 + \beta^2(\alpha_c + n)^2} \right) \right), \quad (7)$$

где $j_0 = e\Delta I_1 \left(\frac{\Delta}{kT} \right) n_0 (m^* u I_0 \left(\frac{\Delta}{kT} \right))^{-1}$, $I_n(x)$ — функция Бесселя мнимого аргумента, n_0 — концентрация электронов в минизоне проводимости, u — скорость электромагнитной волны в СР, $J_n(x)$ — функция Бесселя действительного аргумента, $\alpha_0 = eE_0 d/\omega$, $\alpha_c = eE_c d/\omega$, $\beta = \omega/\nu$.

Из (7) следует, что в отсутствие постоянного поля $\alpha_c = 0$ и $\beta \gg 1$ получается

$$\langle j_y \rangle = j_0 (1 - J_0^2(\alpha_0)), \quad (8)$$

что совпадает с результатами [10,11].



Зависимость тока увлечения от напряженности постоянного электрического поля (в безразмерных единицах, $\alpha_c = eE_c d(\omega)^{-1}$): $\omega = 10^{13} \text{ s}^{-1}$, $d = 10^{-6} \text{ cm}$, $\Delta = 10^{-1} \text{ eV}$, $\nu = 10^{12} \text{ s}^{-1}$, $\alpha_0 = 0.5$.

Нетрудно также заметить, что при некотором значении α_c РЭЭ должен менять знак. Это легче всего увидеть для $\beta \gg 1$. Действительно: а) при $\alpha_c \ll 1$ выражение для $\langle j_y \rangle$ имеет вид (8), откуда видно, что $\langle j_y \rangle > 0$ для всех значений α_0 ; б) с другой стороны, сумму (7) можно представить так:

$$J_0^2(\alpha_0) + \sum_{n=1}^{\infty} J_n^2(\alpha_0) \left\{ \frac{1 + (\beta\alpha_c)^2}{1 + \beta^2(\alpha_c + n)^2} + \frac{1 + (\beta\alpha_c)^2}{1 + \beta^2(\alpha_c - n)^2} \right\},$$

откуда видно, что при $\alpha_c \rightarrow \infty$ выражение в фигурных скобках больше двух при любом n , следовательно, вся сумма в (7) больше единицы (с учетом того, что $J_0^2(\alpha_0) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_n^2(\alpha_0) = 1$). Таким образом, в этом пределе $\langle j_y \rangle < 0$. Из (7) также видно, что зависимость $\langle j_y \rangle$ от α_c имеет немонотонный характер. Налицо резонансные пики тока увлечения, появляющиеся при выполнении условия $\alpha_c = k$ ($k = \pm 1, \pm 2, \dots$).

На рисунке представлен график зависимости $\langle j_y \rangle / j_0$ от α_c , построенный по формуле (7) для типичных параметров СР, $\omega \approx 10^{13} \text{ s}^{-1}$, $d \approx 10^{-6} \text{ cm}$, $\Delta \approx 10^{-1} \text{ eV}$, $\nu \approx 10^{12} \text{ s}^{-1}$. Из него видно, что РЭЭ меняет знак при напряженности постоянного электрического поля $\alpha_c \approx 0.6$ ($E_c \approx 10 \text{ CGS}$). Наиболее яркий (первый) пик соответствует $\alpha_c = 1$ ($E_c \approx 17 \text{ CGS}$). Отметим также, что при выбранных значениях параметров $j_0 \approx 0.3 \text{ A/mm}^2$, $|\langle j \rangle_{\text{max}}| \approx 1.8 \text{ A/mm}^2$, что примерно в 30 раз превосходит $\langle j_y \rangle$ при $E_c = 0$. Таким образом, постоянное электрическое поле может приводить к „гигантскому“ усилению и инверсии знака РЭЭ.

Оценка пределов применимости рассмотренных в работе соотношений дает, что при перечисленных выше численных параметрах результаты справедливы вплоть до полей $\approx 50 \text{ CGS}$.

Работа поддержана грантом регионального конкурса АВО-РФФИ „Поволжье-2004“, регистрационный номер № 04–02–96505.

Список литературы

- [1] Дмитриев А.П., Емельянов С.А., Иванов С.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 54. С. 460.
- [2] Brener S., Metzner W. // Pis'ma v ZhETF. 2005. V. 81. P. 618.
- [3] Vasko F.T. // Phys. Rev. B. 1996. V. 53. P. 9376.
- [4] Yamanaka K., Fukunaga T., Tsucada N. et al. // Surfase Sci. 1986. V. 174. P. 250.
- [5] Collins R.T., von Klitzing K., Ploog K. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. P. 406.
- [6] Yee J.H. // Phys. Rev. B. 1974. V. 9. P. 5209.
- [7] Hans Sigg, Stephan Graf, Martin H. Kwakernaak et al. // Superlattices and Microstructures. 1996. V. 19. P. 105.
- [8] Гринберг А.А. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. С. 989.
- [9] Гринберг А.А., Маковский Л.Л. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. С. 1162.
- [10] Игнатов А.А. // ФТТ. 1980. Т. 22. С. 3319.
- [11] Эпштейн Э.М. // Изв. вузов СССР. (Радиофизика). 1981. Т. 24. С. 514.
- [12] Крючков С.В., Шаповалов А.И. // Опт. и спектр. 1996. С. 336.
- [13] Эпштейн Э.М. // ФТП. 1982. Т. 16. С. 2231.
- [14] Игнатов А.А., Романов Ю.А. // Изв. вузов СССР. (Радиофизика). 1978. Т. 21. С. 132.
- [15] Grahn H.T., von Klitzing K., Ploog K. et al. // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. P. 12095.