КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УВЛЕЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ СВЕТОМ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИМСЯ ВДОЛЬ ОСИ СВЕРХРЕШЕТКИ

М.В.Вязовский, С.В.Крючков, Г.А.Сыродоев

Экспериментальное исследование эффекта фотоувлечения носителей в квантовых ямах обнаружило новые резонансные особенности тока увлечения в магнитном поле [1]. Эти особенности проявляются уже в сравнительно слабых электромагнитных полях, так что наблюдаемый в [1] эффект линеен по интенсивности света. В сверхструктурах, состоящих из квантовых ям (сверхрешетках (СР)), при относительно небольших интенсивностях света могут проявиться нелинейные эффекты [2]. Поэтому представляется актуальным исследовать зависимость тока увлечения в СР от интенсивности электромагнитной волны (ЭМВ).

Отметим, что радиоэлектрический (светоэлектрический) эффект (РЭЭ) в квантовых полупроводниковых СР исследовался теоретически в работах [3–5], причем предполагалось, что ЭМВ распространялась поперек оси СР (вдоль образующих ее слоев). Основное отличие РЭЭ в сверхрешетках от такового в однородных полупроводниках заключается в нелинейной зависимости тока увлечения от интенсивности ЭМВ. Эта зависимость имеет осциллирующий характер.

В настоящем сообщении мы рассмотрим РЭЭ при распространении электромагнитной волны вдоль оси СР и покажем, что и в данной геометрии РЭЭ может быть существенно челинейным, однако для достижения нелинейного режима необходимы теперь значительно бóльшие интенсивности ЭМВ.

При выполнении условий

$$\Delta \gg \hbar\omega, \quad \frac{eH}{mc}, \quad \frac{\hbar}{\tau} \tag{1}$$

(где Δ — ширина минизоны проводимости; d — период СР; τ — время релаксации; e, m — заряд и эффективная масса электрона; ω и E, H — частота и амплитуды поля) задачу можно решать в одноминизонном приближении и для нахождения функции распределения $f(p,t)$ использовать подобно [1] классическое кинетическое уравнение Больцмана в приближении постоянного времени релаксации.

Предполагая, что зависимость энергии электрона от квазиимпульса имеет вид

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

а электромагнитная волна распространяется вдоль оси z, $\mathbf{E} = (E, 0, 0)$, $\mathbf{H} = (0, H, 0)$, решение уравнения Больцмана найдем методом характеристик (см., например, [2])

$$f(\mathbf{p}, t) = \frac{1}{\tau}\int\limits_{-\infty}^{t} \exp\left\{-\frac{t - t'}{\tau}\right\} f_0(\mathbf{p}'(t'; \mathbf{p}t))dt', \tag{3}$$

$f_0(\mathbf{p}')$ — равновесная функция распределения, а $\mathbf{p}'(t'; \mathbf{p}, t)$ — решение уравнения движения

$$\frac{d\mathbf{p}'}{dt'} = -e\mathbf{E}(t') - \frac{e}{c}\left[\mathbf{v}(\mathbf{p}')\mathbf{H}(t')\right] \tag{4}$$

с начальными условиями

$$t' = t, \quad \mathbf{p}' = \mathbf{p}.$$

Ток увлечения определяется обычным соотношением

$$j_z = -\frac{2e}{(2\pi\hbar)^{3/2}}\int v_z f(\mathbf{p}, t) d^3p. \tag{5}$$

Решая уравнение (4) при условии $v/c \ll 1$, находим

$$j_z = j_0 \frac{1}{\tau}\int\limits_{-\infty}^{t} e^{-\frac{t-t'}{\tau}} \sin\left\{\frac{e^2 d}{\hbar m c}\int\limits_{t}^{t'} H(t_1)dt_1 \int\limits_{t_1}^{t'} E(t_2)dt_2\right\} dt', \tag{6}$$

$$j_0 = -\frac{edn\Delta}{\hbar}\frac{I_1(\beta)}{I_0(\beta)},$$

n — концентрация электронов в зоне проводимости, $I_k(\beta)$ — функция Бесселя мнимого аргумента, $\beta = \frac{\Delta}{2k_0T}$.

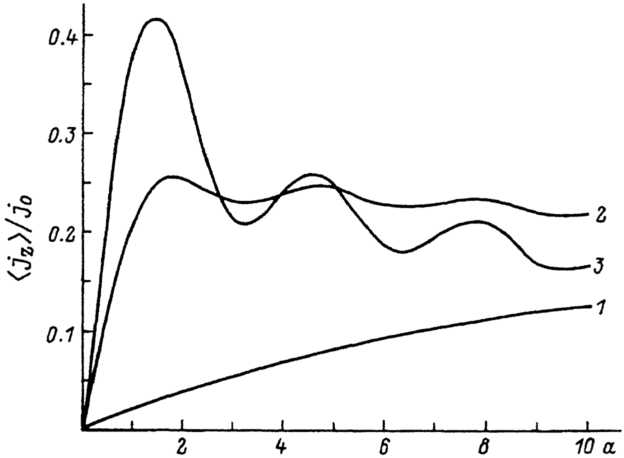
При получении (6) мы учли неравенство

$$\frac{d^2 k_0 T e^2 H^2}{\hbar^2 m c^2 \omega^2} \ll 1, \tag{7}$$

которое всегда выполняется при типичных численных значениях параметров, входящих в (7).

В случае монохроматической волны из (6) получим

$$j_z = j_0 \int\limits_0^{\infty} d\xi e^{-\xi} \sin\left\{a(\sin\omega(t - \xi\tau) - \sin\omega t)^2\right\}, \tag{8}$$



Зависимость тока увлечения от интенсивности ЭМВ a для различных значений $\omega\tau$: 1 — 0.1, 2 — 0.5, 3 — 10.

где

$$a = \frac{e^2 E H d}{2mc\hbar\omega^2}. \tag{9}$$

Усредняя затем ток (8) по периоду $2\pi/\omega$, находим постоянную составляющую

$$\langle j_z \rangle = j_0 \int\limits_0^\infty d\xi e^{-\xi} J_0 \left(2a \sin^2 \frac{\xi\omega\tau}{2} \right) \sin \left(2a \sin^2 \frac{\xi\omega\tau}{2} \right). \tag{10}$$

Здесь J_0 — функция Бесселя действительного аргумента.

В предельном случае низких частот ($\omega\tau \ll 1$) выражение (10) может быть проинтегрировано [6]

$$\langle j_z \rangle = j_0 \sqrt{\frac{\pi}{2\alpha}} \left[J_0 \left(\frac{1}{\alpha} \right) \sin \left(\frac{1}{\alpha} - \frac{\pi}{4} \right) - N_0 \left(\frac{1}{\alpha} \right) \sin \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{\pi}{4} \right) \right], \tag{11}$$

$\alpha = 8a(\omega\tau)^2$, N_0 — функция Неймана. В остальных случаях выражение (10) интегрируется численно.

Результаты численного анализа представлены на рисунке. Видно, что при малых значениях интенсивности ЭМВ ($a \ll 1$) ток увлечения линейно зависит от a. Это соответствует РЭЭ в однородных полупроводниках. Отклонение от линейности наступает при $a \simeq 1$. Последнее возможно при следующих значениях напряженности ЭМВ: $H = 10^5$ В/см, $H = 0.3$ Э. Таким образом, нелинейный режим осуществляется при значительно бо́льших значениях интенсивности ЭМВ. Это объясняется тем, что нелинейность РЭЭ в данной геометрии вызывается действием магнитной составляющей силы Лоренца ЭМВ на движущийся электрон.

Покажем, что при указанных выше значениях E и H выполняется условие $v/c \ll 1$, эквивалентное неравенству

$$\rho = eE(\omega mc)^{-1} \ll 1.$$

Действительно, принимая $\omega = 10^{13}$ с$^{-1}$, $m = 0.1m_e$, видим, что $\rho = 3 \cdot 10^{-2}$. Заметим, что зависимость $\langle j_z \rangle$ от интенсивности ЭМВ имеет немонотонный (осциллирующий) характер.

Далее из (11) следует, что при достаточно больших значениях интенсивности ток увлечения убывает по закону

$$j_z \sim \alpha^{-1/2} \ln \alpha.$$

Убывание тока увлечения в этом случае — следствие полного разогрева электронного газа (т.е. равномерного его распределения по энергиям в мини-зоне). Этот результат характерен для принятого направления распространения ЭМВ. В другой геометрии (при распространенном ЭМВ вдоль слоев СР) ток увлечения стремится (при $a \to \infty$) к конечному значению [3].

Приведем также выражение для светоэлектрического поля в разомкнутом образце

$$\langle E_z \rangle = \frac{\hbar}{ed\tau} \frac{\int\limits_0^\infty d\xi e^{-\xi} J_0 \left(2a \sin^2 \frac{\xi\omega\tau}{2}\right) \sin \left(2a \sin^2 \frac{\xi\omega\tau}{2}\right)}{\int\limits_0^\infty d\xi \xi e^{-\xi} J_0 \left(2a \sin^2 \frac{\xi\omega\tau}{2}\right) \cos \left(2a \sin^2 \frac{\xi\omega\tau}{2}\right)}.$$

При $a \to 0$ оно переходит в известный результат для однородного полупроводника [7].

Список литературы

[1] Дмитриев А.П., Емельянов С.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 54. С. 460–463.
[2] Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П. «Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками». М.: Наука. 1989. С. 287.
[3] Игнатов А.А. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 11. С. 3319–3321.
[4] Эпштейн Э.М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1981. Т. 24. № 4. С. 514–516.
[5] Эпштейн Э.М. // ФТП. 1980. Т. 14. № 12. С. 2422–2424.
[6] Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., 1963. 1100 с.
[7] Зеегер. Физика полупроводников. М.: Мир, 1977. 675 с.

Волгоградский
педагогический институт

Поступило в Редакцию
4 января 1992 г.