

Генерация постоянного поперечного тока в сверхрешетке в условиях воздействия бихроматического высокочастотного электрического и постоянного магнитного полей

© Д.В. Завьялов⁺, В.И. Конченков⁺, С.В. Крючков⁺⁺

⁺ Волгоградский государственный технический университет,
400005 Волгоград, Россия

^{*} Волгоградский государственный социально-педагогический университет,
400066 Волгоград, Россия

E-mail: svkruchkov@yandex.ru

(Получена 1 декабря 2015 г. Принята к печати 8 декабря 2015 г.)

Исследовано возникновение постоянного тока в полупроводниковой сверхрешетке, вдоль оси которой приложено высокочастотное бихроматическое электрическое поле, а перпендикулярно поверхности направлено постоянное магнитное поле, в направлении, перпендикулярном оси сверхрешетки. В первом исчезающем приближении по напряженности магнитного поля получено явное выражение для плотности тока в случае отношения частот электрических полей, равном двум.

1. Введение

Исследование кинетических явлений, связанных с совместным воздействием на электронный газ низкоразмерных структур высокочастотного электрического и постоянного магнитного полей [1–7], представляет интерес в связи с возможностью расширить представление о свойствах таких материалов при помощи сравнительно простых по постановке экспериментов. В [1] экспериментально исследовано возникновение гигантских фототоков в квантовой яме HgTe/HgCdTe, состояния носителей заряда в которой описываются уравнением Дирака, в условиях воздействия циркулярно поляризованного терагерцевого излучения, нормально падающего на поверхность образца, и постоянного магнитного поля, вектор индукции которого также перпендикулярен поверхности образца. Показано, что возникновение тока связано с проявлением циклотронного резонанса, причем резонанс возникает при меньших на порядок значениях индукции магнитного поля по сравнению с детекторами на основе объемных образцов InSb, что открывает перспективы использования рассматриваемых квантовых ям в качестве детекторов циркулярно поляризованного излучения. В [2,3] теоретически исследовано влияние постоянного магнитного поля на поглощение и усиление терагерцевого излучения полупроводниковой сверхрешеткой, обсуждаются преимущества построения усилителя терагерцевого излучения на основе нелинейных циклотронных колебаний, возникающих в скрещенных высокочастотном электрическом и магнитном полях. В [8,9] исследуется возникновение постоянного тока в гетероструктурах, на поверхности которых создан периодический потенциал в виде сетки, не пропускающей свет, под воздействием нормально падающего на поверхность образца электромагнитного излучения. В [10,11] рассмотрены эффекты генерации постоянного тока под воздействием электромагнитного поля на периодически модулированную полупроводниковую плазму.

Для построения детекторов высокочастотного электромагнитного излучения могут быть использованы эффекты когерентного смешивания электромагнитных волн [12–23], состоящие в генерации постоянной составляющей плотности тока в присутствии только лишь высокочастотного электрического поля и его кратной (четной) гармоники. Одной из первых работ, посвященных подобным эффектам, является работа [12], где рассмотрена полупроводниковая сверхрешетка (СР), на поверхность которой нормально падают две электромагнитные волны, поляризованные вдоль оси СР. В [12] вычислено значение тока вдоль направления поляризации падающих волн в линейном приближении по амплитуде напряженности второй гармоники, рассмотрены случаи $\omega\tau \gg 1$ и $\omega\tau \ll 1$ (ω — частота основной гармоники, τ — среднее время релаксации). Показано, что постоянная составляющая плотности тока при воздействии на образец электрического поля с напряженностью $E_x = E_{10} \cos 2\omega t + E_{20} \cos(\omega t + \phi)$ в первом исчезающем приближении $j_x \sim E_{10} E_{20}^2$. В [14] обобщены результаты [12] на случай произвольного отношения частот падающих волн, обсуждаются причины возникновения эффекта. В [14] показано, что генерация постоянного тока под влиянием бихроматического поля возможна при отношении частот падающих волн, равном четному числу, а также — несократимой дроби. Указаны физические причины возникновения подобных эффектов — одна из волн (условно называемая полем накачки), воздействуя на нелинейную среду, приводит к осцилляциям внутризонной энергии электрона и возникновению выделенного направления, а воздействие второй волны (условно называемой пробным полем) приводит к генерации постоянного тока. Авторы [14] указывают на выраженную параметрическую природу эффекта. Ранее подобное явление в полупроводниках рассматривалось как фотостимулированный фотогальванический эффект [15]. СР является нелинейной средой,

поэтому с ростом амплитуды приложенного поля накачки форма волны, распространяющейся в СР, меняется, что учитывается в работах [16,17], где рассмотрен эффект взаимного выпрямления синусоидальной и кноидальной волн в полупроводниковой и графеновой СР. Особенностью проявления этого эффекта в графеновой СР является генерация постоянного тока не только в случае совпадающих, но и в случае взаимно перпендикулярных плоскостей поляризации падающих волн, что связано с неаддитивностью энергетического спектра графена [17,18].

В [6,7] исследовано возникновение постоянного тока в графене, помещенном в постоянное магнитное поле, в ситуации, когда на его поверхность падают две электромагнитные волны с разными частотами. В [6] рассмотрен случай, когда плоскости поляризации волн взаимно перпендикулярны друг другу, при этом постоянный ток возникает вдоль направления поляризации обеих волн, в то время как в отсутствие магнитного поля постоянный ток возникает только в направлении поляризации волны с удвоенной частотой. В [7] изучен эффект генерации постоянного тока в графене под влиянием двух волн с совпадающими плоскостями поляризации под влиянием постоянного магнитного поля, перпендикулярного поверхности образца. Показано, что выпрямление поперечного тока возникает при отношении частот падающих волн, равном двум, и в первом неисчезающем приближении эффект квадратичен по амплитуде волны с частотой, принятой за базовую, и линеен по амплитуде второй гармоники. Объяснением возникновения поперечного тока в [6,7] является эффект Холла, связанный с наличием выпрямленного тока, появляющегося за счет взаимного влияния волны и ее четной гармоники в веществе, и постоянного магнитного поля. В настоящей работе предпринята попытка рассмотреть подобную [7] задачу в полупроводниковой сверхрешетке. Интерес к этой задаче обусловлен тем, что энергетический спектр СР позволяет провести большую часть расчетов аналитически и получить явное выражение для плотности тока, не ограничиваясь лишь первым неисчезающим приближением по амплитудам напряженностей полей падающих волн. Кроме того, известно (см., например, [14]), что взаимное выпрямление волн в СР должно наблюдаться на терагерцевых частотах, поэтому рассматриваемый эффект при его экспериментальном подтверждении может применяться в устройствах детектирования терагерцевого излучения.

2. Вычисление плотности постоянного поперечного тока

Рассмотрим образец, на поверхность которого падают две электромагнитные волны с частотами ω_1 и ω_2 , а перпендикулярно поверхности приложено постоянное магнитное поле. Геометрия задачи представлена на рис. 1. Здесь $\mathbf{E} = \{E_1 + E_2, 0, \}$ — напря-

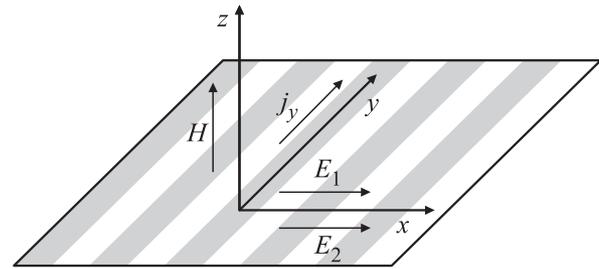


Рис. 1. Геометрия задачи.

женность электрического поля (здесь $E_1 = E_{10} \cos \omega_1 t$, $E_2 = E_{20} \cos(\omega_2 t + \phi)$), $\mathbf{H} = \{0, 0, H\}$ — напряженность магнитного поля, энергетический спектр СР имеет вид

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

где Δ — ширина мини-зоны, d — период СР. В этом случае компоненты скорости \mathbf{v} электрона имеют вид $v_x = \frac{\Delta d}{\hbar} \sin \frac{p_x d}{\hbar}$, $v_y = \frac{p_y}{m}$. Будем использовать одномини-зонное приближение. Неравновесная функция распределения $f(\mathbf{p}, t)$ удовлетворяет кинетическому уравнению Больцмана с членом столкновений в форме постоянной частоты столкновений ν :

$$\frac{\partial f(\mathbf{p}, t)}{\partial t} + \left(e\mathbf{E} + \frac{e}{c} [\mathbf{v}, \mathbf{H}] \right) \frac{\partial f(\mathbf{p}, t)}{\partial \mathbf{p}} = -\nu (f(\mathbf{p}, t) - f_0(\mathbf{p})). \quad (2)$$

Здесь $f_0(\mathbf{p})$ — равновесная функция распределения электронов. Предполагая электронный газ невырожденным, выбираем $f_0(\mathbf{p})$ в форме функции распределения Больцмана:

$$f_0(\mathbf{p}) = A \exp(-\varepsilon(\mathbf{p})/T),$$

где

$$A = n(2\pi\hbar)^2 \frac{\exp(-\Delta/T)d}{\hbar\sqrt{2\pi mT}} \frac{1}{2\pi I_0(\Delta/T)}$$

— постоянная нормировки, $I_k(x)$ — функция Бесселя первого рода мнимого аргумента, n — поверхностная концентрация носителей заряда, T — абсолютная температура, e — элементарный электрический заряд. Решение уравнения (2) может быть найдено методом характеристик [24]:

$$f(\mathbf{p}, t) = \nu \int_{-\infty}^t dt' \exp(-\nu(t-t')) f_0(\mathbf{p}'(t'; \mathbf{p}, t)), \quad (3)$$

где \mathbf{p}' — решение квазиклассического уравнения движения

$$\frac{d\mathbf{p}'}{dt'} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c} [\mathbf{v}, \mathbf{H}] \quad (4)$$

с начальным условием

$$\mathbf{p}' = \mathbf{p} \text{ при } t' = t. \quad (5)$$

Постоянная составляющая плотности тока вдоль оси Oy задается соотношением

$$j_y = \left\langle e \sum_{\mathbf{p}} v_y f(\mathbf{p}, t) \right\rangle_t, \quad (6)$$

где угловые скобки $\langle \rangle_t$ означают усреднение по большому по сравнению с периодом падающей волны промежутку времени, суммирование ведется по первой зоне Бриллюэна. Подставив (3) в (6) и перейдя от суммирования к интегрированию, получаем

$$j_y = \frac{evA}{(2\pi\hbar)^2} \left\langle \int_{-\infty}^{\infty} dp_y \int_{-\pi d/\hbar}^{\pi d/\hbar} dp_x v_y(\mathbf{p}) \times \int_{-\infty}^t dt' \exp(v(t' - t)) \exp\left(-\frac{\varepsilon(\mathbf{p}')}{T}\right) \right\rangle_t. \quad (7)$$

Перепишем (4) в следующем виде:

$$\begin{cases} \frac{dp'_x}{dt'} = eE_{10} \cos \omega_1 t' + eE_{20} \cos(\omega_2 t' + \phi) + \frac{eH}{cm} p'_y, \\ \frac{dp'_y}{dt'} = -\frac{eH}{c} \frac{\Delta d}{\hbar} \sin \frac{p'_x d}{\hbar}. \end{cases} \quad (8)$$

Переходим к следующим обозначениям:

$$t \rightarrow \frac{t}{\sqrt{\omega_1 \omega_2}}, \quad p_{x,y} \rightarrow \frac{p_x d}{\hbar}, \quad F_1 \rightarrow \frac{eE_{10}}{\sqrt{\omega_1 \omega_2}} \frac{d}{\hbar},$$

$$F_2 \rightarrow \frac{eE_{20}}{\sqrt{\omega_1 \omega_2}} \frac{d}{\hbar}, \quad \beta_1 = \frac{eH}{cm\sqrt{\omega_1 \omega_2}}, \quad \beta_2 = \frac{eH}{c\sqrt{\omega_1 \omega_2}} \frac{\Delta d^2}{\hbar^2}.$$

Уравнения (8) принимают вид

$$\begin{cases} \frac{dp'_x}{dt'} = F_1 \cos \alpha t' + F_2 \cos\left(\frac{t'}{\alpha} + \phi\right) + \beta_1 p'_y, \\ \frac{dp'_y}{dt'} = -\beta_2 \sin p'_x. \end{cases} \quad (9)$$

Здесь $\alpha = \sqrt{\omega_1 \omega_2}$. Решаем уравнения (9) итерациями по магнитному полю, полагая

$$\beta_2 \ll F_1, F_2, \quad \beta_1 p_{y0} \ll F_1, F_2. \quad (10)$$

Здесь p_{y0} — некоторое характерное значение компоненты импульса при данной температуре. В нулевом приближении по магнитному полю решение уравнений (9) с учетом начальных условий (5) имеет вид

$$p'_x = p_x + \frac{F_1}{\alpha} (\sin \alpha t' - \sin \alpha t) + F_2 \alpha \left(\sin\left(\frac{t'}{\alpha} + \phi\right) - \sin\left(\frac{t}{\alpha} + \phi\right) \right), \quad (11)$$

$$p'_y = p_y.$$

Подставляем (11) в правые части уравнений (9):

$$\begin{cases} \frac{dp'_x}{dt'} = F_1 \cos \alpha t' + F_2 \cos\left(\frac{t'}{\alpha} + \phi\right) + \beta_1 p_y, \\ \frac{dp'_y}{dt'} = -\beta_2 \sin\left(p_x + \frac{F_1}{\alpha} (\sin \alpha t' - \sin \alpha t) + F_2 \alpha \left(\sin\left(\frac{t'}{\alpha} + \phi\right) - \sin\left(\frac{t}{\alpha} + \phi\right) \right)\right). \end{cases} \quad (12)$$

Решение системы (12) имеет вид

$$p'_x = p_x + G(t', t) + \beta_1 p_y (t' - t),$$

$$p'_y = p_y - \beta_2 f_1 \sin p_x - \beta_2 f_2 \cos p_x. \quad (13)$$

Здесь введены обозначения

$$G(t', t) = \frac{F_1}{\alpha} (\sin \alpha t' - \sin \alpha t) + F_2 \alpha \left(\sin\left(\frac{t'}{\alpha} + \phi\right) - \sin\left(\frac{t}{\alpha} + \phi\right) \right), \quad (14)$$

$$f_1(t', t) = \int_t^{t'} dt'' \cos(G(t'', t)),$$

$$f_2(t', t) = \int_t^{t'} dt'' \sin(G(t'', t)). \quad (15)$$

Подставим (13) в (7), проведем сдвиг $t' \rightarrow t' - t$. Выражение для плотности поперечного тока принимает вид

$$j_y = \frac{e\gamma A \exp(-\frac{\Delta}{T})}{(2\pi\hbar)^2} \frac{\hbar^3}{md^3} \int_{-\infty}^0 dt' \exp(\gamma t') \int_{-\infty}^{\infty} dp_y p_y \times \int_{-\pi}^{\pi} dp_x \exp\left(\frac{\Delta}{T} \cos(p_x + G(t' + t, t) + \beta_1 p_y t')\right) \times \exp\left(-\frac{\hbar^2}{2md^2 T} (p_y - \beta_2 f_1(t' + t, t) \sin p_x - \beta_2 f_2(t' + t, t) \cos p_x)^2\right). \quad (16)$$

Здесь $\gamma = v/\sqrt{\omega_1 \omega_2}$. Раскладываем подынтегральное выражение в (16) в ряд Тейлора по β_1, β_2 и ограничиваемся первым порядком по магнитному полю. Получаем

$$\exp\left(\frac{\Delta}{T} \cos(p_x + G + \beta_1 p_y t')\right) \times \exp\left(-\frac{\hbar^2}{2md^2 T} (p_y - \beta_2 f_1 \sin p_x - \beta_2 f_2 \cos p_x)^2\right) \approx \exp\left(-\frac{\hbar^2}{2md^2 T} p_y^2 + \frac{\Delta}{T} \cos(p_x + G)\right) \times \left(1 + 2\beta_2 p_y \frac{\hbar^2}{2md^2 T} (f_1 \sin p_x + f_2 \cos p_x) - \beta_1 \frac{\Delta}{T} \frac{\hbar^2}{m\Delta d^2} t_1 \sin(p_x + G)\right). \quad (17)$$

После интегрирования по p_x, p_y , выражение (16) принимает вид

$$j_y = 2en \frac{\Delta d eH}{\hbar cm} \frac{1}{\sqrt{\omega_1 \omega_2}} \frac{I_1(\Delta/T)}{I_0(\Delta/T)} \gamma (P_1 - P_2), \quad (18)$$

$$\begin{aligned}
 P_1 = & \int_{-\infty}^0 dt' \exp(\gamma t') \left(\left(\int_t^{t'+t} dt' \sin\left(\frac{F_1}{\alpha}(\sin \alpha t' - \sin \alpha t)\right) \right. \right. \\
 & \left. \left. + F_2 \alpha \left(\sin\left(\frac{t'}{\alpha} + \phi\right) - \sin\left(\frac{t}{\alpha} + \phi\right) \right) \right) \right) \\
 & \times \cos\left(\frac{F_1}{\alpha}(\sin \alpha(t'+t) - \sin \alpha t)\right) \\
 & + F_2 \alpha \left(\sin\left(\frac{t'+t}{\alpha} + \phi\right) - \sin\left(\frac{t}{\alpha} + \phi\right) \right) \Big); \quad (19)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 P_2 = & \int_{-\infty}^0 dt' \exp(\gamma t') \left(\left(\int_t^{t'+t} dt' \cos\left(\frac{F_1}{\alpha}(\sin \alpha t' - \sin \alpha t)\right) \right. \right. \\
 & \left. \left. + F_2 \alpha \left(\sin\left(\frac{t'}{\alpha} + \phi\right) - \sin\left(\frac{t}{\alpha} + \phi\right) \right) \right) \right) \\
 & \times \sin\left(\frac{F_1}{\alpha}(\sin \alpha(t'+t) - \sin \alpha t)\right) \\
 & + F_2 \alpha \left(\sin\left(\frac{t'+t}{\alpha} + \phi\right) - \sin\left(\frac{t}{\alpha} + \phi\right) \right) \Big). \quad (20)
 \end{aligned}$$

После усреднения по большому по сравнению с периодами падающих волн промежутку получаем, что плотность тока равна нулю при отношении частот, равном нечетному числу. При четном отношении частот плотность тока отлична от нуля. В частном случае $\omega_1/\omega_2 = \alpha^2 = 2$ получаем следующее выражение для плотности постоянного поперечного тока:

$$\begin{aligned}
 j_y = & 8en \frac{eH}{mc} \frac{1}{\omega_1} \frac{\Delta d}{\hbar} \frac{I_1(\Delta/T)}{I_0(\Delta/T)} \left[\sum_{n_1, n_2, n_3 = -\infty}^{\infty} J_{2n_1+1}\left(\frac{F_1}{\alpha}\right) \right. \\
 & \exp(2i\phi(1+2n_2+2n_3))(3+4n_1+2n_2+2n_3) \times \\
 & \times \frac{J_{4n_2+1}(F_2\alpha)J_{2(1+n_1+n_2+n_3)}\left(\frac{F_1}{\alpha}\right)J_{4n_3+1}(F_2\alpha)}{(3+4n_1+4n_2+i\alpha\gamma)(3+4n_1+4n_3-i\alpha\gamma)} \\
 & \exp(2i\phi(3+2n_2+2n_3))(5+4n_1+2n_2+2n_3) \times \\
 & \times \frac{J_{4n_2+3}(F_2\alpha)J_{2(2+n_1+n_2+n_3)}\left(\frac{F_1}{\alpha}\right)J_{4n_3+3}(F_2\alpha)}{(5+4n_1+4n_2+i\alpha\gamma)(5+4n_1+4n_3-i\alpha\gamma)} \\
 & - \sum_{n_1, n_2, n_3 = -\infty}^{\infty} J_{2(n_1+n_2+n_3)+1}\left(\frac{F_1}{\alpha}\right)J_{2n_1}\left(\frac{F_1}{\alpha}\right) \\
 & \times \exp(2i\phi(1+2n_2+2n_3))(1+4n_1+2n_2+2n_3) \\
 & \times \left(\frac{J_{4n_3}(F_2\alpha)J_{4n_2+2}(F_2\alpha)}{(4n_1+4n_3-i\alpha\gamma)(2+4n_1+4n_2+i\alpha\gamma)} \right. \\
 & \left. + \frac{J_{4n_2}(F_2\alpha)J_{4n_3+2}(F_2\alpha)}{(4n_1+4n_3-i\alpha\gamma)(2+4n_1+4n_3+i\alpha\gamma)} \right) \Big]. \quad (21)
 \end{aligned}$$

Здесь $J_k(x)$ — функция Бесселя первого рода действительного аргумента. Поскольку разложение в ряд Тейлора функций Бесселя $J_k(x)$ целого аргумента на-

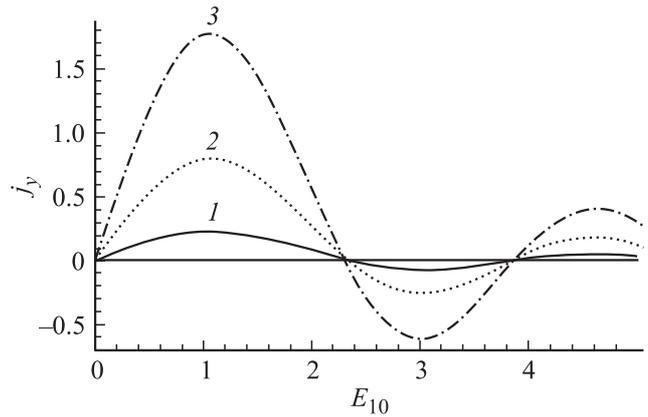


Рис. 2. Зависимость плотности поперечного тока от амплитуды E_{10} напряженности поля с удвоенной частотой (в отн. ед.). График 1 соответствует $E_{20} = 0.5$, 2 — $E_{20} = 1.0$, 3 — $E_{20} = 2.0$.

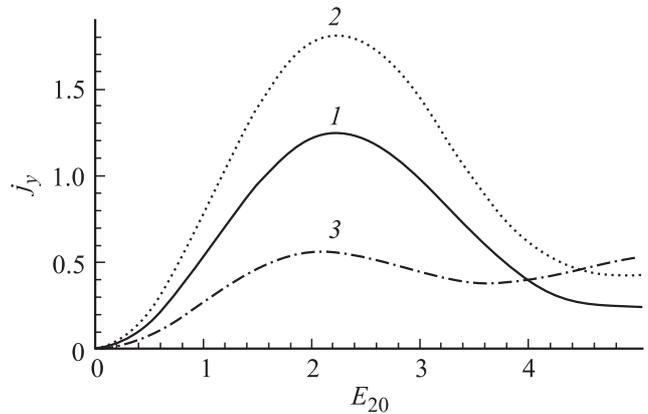


Рис. 3. Зависимость плотности поперечного тока от амплитуды E_{20} напряженности электрического поля основной частоты (в отн. ед.). График 1 соответствует $E_{10} = 0.5$, 2 — $E_{10} = 1.0$, 3 — $E_{10} = 2.0$.

чинается со слагаемого $\sim x^k$, в первое исчезающее приближение функции Бесселя с нечетными индексами войдут как x^1 , с четными индексами — как x^0 . Тогда в первом исчезающем приближении по напряженности электрических полей $j_y \sim E_{10}E_{20}^2$ — квадратичен по амплитуде напряженности поля волны с частотой, принятой за базовую, и линеен по амплитуде второй гармоники. Этот результат согласуется с полученным ранее для графена [7]. Кроме того, в [14] показано, что в рассматриваемой ситуации в отсутствие магнитного поля $j_x \sim E_{10}E_{20}^2$ — ток, возникающий в нелинейной структуре при когерентном смешивании плоскополяризованной волны с ее второй гармоникой, т.е. $j_y \sim j_x H$, что подтверждает холловскую природу возникающего постоянного тока. На рис. 2 и 3 приведены графики зависимости плотности поперечного тока от амплитуд напряженностей полей. Здесь введены обозначения $E_{10} \rightarrow \frac{eE_{10}d}{\hbar\omega_1}$, $E_{20} \rightarrow \frac{eE_{20}d}{\hbar\omega_2}$. Хорошо виден немонотонный характер этих зависимостей.

Оценим значения напряженности магнитного поля, при которых можно использовать представленный выше метод решения уравнений движения. Как отмечалось, условия применимости использованного подхода имеют вид (10). Найдем среднее значение модуля компоненты квазиимпульса $|p_y|$:

$$\langle |p_y| \rangle = \frac{1}{(2\pi\hbar)^2} \int d^2\mathbf{p} \sqrt{p_y^2} f(\mathbf{p}), \quad (22)$$

где $f(\mathbf{p})$ — электронная функция распределения. Поскольку речь идет об оценке характерного значения квазиимпульса, выберем функцию распределения в форме равновесной функции распределения Больцмана, нормированной на единицу (постоянная нормировки $A' = (2\pi\hbar) \frac{d}{\hbar\sqrt{2\pi mT}} \frac{\exp(-\Delta/T)}{2\pi I_0(\Delta/T)}$). Выражение (22) преобразуется к виду

$$\begin{aligned} \langle |p_y| \rangle &= \frac{d}{\hbar} \frac{A'}{(2\pi\hbar)^2} \int_{-\infty}^{\infty} dp_y \int_{-(\pi\hbar/d)}^{\pi\hbar/d} dp_x \sqrt{p_y^2} \\ &\times \exp\left(-\frac{\Delta}{T} \left(1 - \cos \frac{p_x d}{\hbar}\right) - \frac{p_y^2}{2mT}\right) = \frac{\sqrt{2mT}}{\sqrt{\pi}} \frac{d}{\hbar}. \end{aligned} \quad (23)$$

Полагая температуру $T \approx 100$ К, эффективную массу $m \approx 10^{-28}$ г, постоянную решетки $d \approx 10^{-6}$ см, получаем $\langle |p_y| \rangle \approx 1.0$, т.е. $\beta_{12} \ll F_1, F_2$. Тогда условия (10) преобразуются к виду

$$H \ll \frac{c}{(\Delta d/\hbar)} E_{10,20}, \quad H \ll \frac{c\sqrt{\pi\hbar}}{\sqrt{2T}} E_{10,20}. \quad (24)$$

Считая ширину мини-зоны $\Delta \sim 10^{-2}$ эВ, из условий (24) получаем $H \ll 10^3 E_{10,20}$. Отметим, что оценки проведены без учета разогрева электронного газа полями падающих волн. Особенности на графиках, представленных на рис. 2 и 3, проявляются при напряженностях полей падающих волн $(eE_{10,20}d)/(\hbar\omega_{1,2}) \approx 1$, что при $\omega_{1,2} \approx 10^{12}$ с $^{-1}$ соответствует напряженностям полей порядка нескольких единиц СГСЭ.

3. Заключение

Таким образом, в первом неисчезающем приближении по напряженности магнитного поля получено явное выражение для плотности поперечного тока в полупроводниковой СР, на которую падают две электромагнитные волны, пересечение плоскости поляризации которых с образом совпадает с осью СР, и приложено постоянное магнитное поле, перпендикулярное поверхности образца. Отношение частот падающих волн полагается равным 2. Показано, что при нечетном соотношении частот падающих волн постоянная составляющая тока равна нулю, при четном соотношении частот — отлична от нуля. Выяснено, что в первом неисчезающем приближении по напряженностям электрических полей

постоянный поперечный ток пропорционален продольному току, возникающему в результате когерентного смешивания волны и ее четной гармоники в нелинейной среде. Таким образом, в рассматриваемой ситуации справедливы выводы, касающиеся причин выпрямления тока в сверхрешетке, сформулированные в [14], а причиной возникновения поперечного тока является эффект Холла. Случай, когда отношение частот падающих волн равно несократимой дроби, изученный в [14], в условиях воздействия магнитного поля требует дополнительного исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках базовой части государственного задания № 2014/411 (коды проектов: 522 и 3154). Работа поддержана грантом РФФИ р_a16-42-340186.

Список литературы

- [1] P. Olbrich, C. Zoth, P. Vierling, K.-M. Dantscher, G.V. Budkin, S.A. Tarasenko, V.V. Bel'kov, D.A. Kozlov, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, S.D. Ganichev. Phys. Rev. B, **87**, 235 439 (2013).
- [2] T. Hyart, J. Mattas, K.N. Alekseev. Phys. Rev. Lett., **103**, 117 401 (2009).
- [3] А.В. Шорохов, М.А. Пятаев, Н.Н. Хвастунов, Т. Хьярт, Ф.В. Кусмарцев, К.Н. Алексеев. Письма ЖЭТФ, **100** (12), 870 (2014).
- [4] S.V. Kryuchkov, E.I. Kukhar. Superlat. Microstr., **83**, 322 (2015).
- [5] Д.В. Завьялов, С.В. Крючков, Е.И. Кухарь. ФТТ, **49** (8), 1480 (2007).
- [6] Д.В. Завьялов, В.И. Конченков, С.В. Крючков. ФТТ, **52** (4), 746 (2010).
- [7] V.I. Konchenkov, S.V. Kryuchkov, T.A. Nosaeva, D.V. Zav'yalov. Phys. Wave Phen., **21** (1), 56 (2013).
- [8] P. Olbrich, E.L. Ivchenko, R. Ravash, T. Feil, S.D. Danilov, J. Allerdings, D. Weiss, D. Schuh, W. Wegscheider, S. D. Ganichev. Phys. Rev. Lett., **103**, 090 603 (2009).
- [9] P. Olbrich, J. Kamann, M. Konig, J. Munzert, L. Tutsch, J. Eroms, D. Weiss, Ming-Hao Liu, L.E. Golub, E.L. Ivchenko, V.V. Popov, D.V. Fateev, K.V. Mashinsky, F. Fromm, Th. Seyller, S.D. Ganichev. arXiv:1510.07946v1 (2015).
- [10] I.V. Rozhansky, V.Yu. Kachorovskii, M.S. Shur. Phys. Rev. Lett., **114**, 246 601 (2015).
- [11] V.V. Popov. Appl. Phys. Lett., **102**, 253 504 (2013).
- [12] С. Менса, Г.М. Шмелев, Э.М. Эпштейн. Изв. вузов. Физика, **31** (6), 112 (1988).
- [13] K. Seeger. Appl. Phys. Lett., **76** (1), 82 (2000).
- [14] А.В. Шорохов, Н.Н. Хвастунов, Т. Хьярт, К.Н. Алексеев. ЖЭТФ, **138** (11), 930 (2010).
- [15] N.H. Shon, V.H. Anh. Phys. Status Solidi B, **134** (1), 363 (1986).
- [16] Д.В. Завьялов, С.В. Крючков, Е.И. Кухарь. Опт. и спектр., **100** (6), 992 (2006).
- [17] С.В. Крючков, Е.И. Кухарь. Опт. и спектр., **112** (6), 987 (2012).

- [18] С.В. Крючков, Е.И. Кухарь, В.А. Яковенко. Изв. РАН. Сер. физ., **74** (12), 1759 (2010).
- [19] S. Stepanov, E. Hernández, M. Plata. J. Opt. Soc. Am. B, **22**, 1161 (2005).
- [20] E. Hendry, P.J. Hale, J. Moger, A.K. Savchenko. Phys. Rev. Lett., **105**, 097401 (2010).
- [21] T. Gu, N. Petrone, J.F. McMillan, A. van der Zande, M. Yu, G.-Q. Lo, D.L. Kwong, J. Hone, C.W. Wong. Nat. Photonics, **6**, 554 (2012).
- [22] Tingyi Gu, Hao Zhou, J.F. McMillan, N. Petrone, A. van der Zande, J.C. Hone, M. Yu, Guo-Qiang Lo, Dim-Lee Kwong, Chee Wei Wong. IEEE J. Select. Topics Quant. Electron., **20**, 7500106 (2014).
- [23] M.M. Jadidi, R.J. Suess, X. Cai, A.B. Sushkov, M. Mittendorff, M.S. Fuhrer, H.D. Drew, T.E. Murphy. CLEO: 2015, OSA Technical Digest (online), paper SM2G.7 (Optical Society of America: 2015).
- [24] Ф.Г. Басс, А.А. Булгаков, А.П. Тетервов. *Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками* (М., Наука, 1989).

Редактор Г.А. Оганесян

Generation of transverse direct current in superlattice under the influence of bichromatic high-frequency electric and constant magnetic fields

*D.V. Zav'yalov⁺, V.I. Konchenkov⁺, S.V. Kryuchkov⁺**

⁺ Volgograd State Technical University,
400005 Volgograd, Russia

^{*} Volgograd State Socio Pedagogical University,
400066 Volgograd, Russia

Abstract We investigate the occurrence of a direct current in a semiconductor superlattice, which is irradiated by the bichromatic high frequency electric field polarized along the superlattice axis, under the influence of a constant magnetic field. Constant current appears in a direction perpendicular to the axis of the superlattice. In the first non-vanishing approximation on the magnetic field an explicit expression for the current density is obtained for the case of the frequency ratio of the electric fields equals two.