1989 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 31, в. 4
1989 SOLID STATE PHYSICS Vol. 31, № 4

УДК 621.315.592

ВЫПРЯМЛЯЮЩИЕ СВОЙСТВА 2D ИНВЕРСИОННЫХ СЛОЕВ В ПАРАЛЛЕЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. И. Фалько

Предложен механизм возникновения фотогальванического (ФГ) эффекта под влиянием постоянного параллельного магнитного поля в 2D электронном газе, в котором симметрия отражения в плоскости слоя нарушена расположением рассеивателей. Исследованы поляризационная и частотная зависимости ФГ тока. Вычислен ток на удвоенной частоте.

1. В средах без центра инверсии свойства симметрии допускают наличие квадратичных членов в разложении тока в ряд по внешнему полю. В переменном поле это приводит к возникновению постоянной (ФГ эффект [1]) и осциллирующей на удвоенной частоте (вторая гармоника) составляющих тока.

В данной работе рассматривается двумерный электронный газ, в котором нарушена симметрия отражения относительно плоскости слоя. Такой системой может служить инверсионный слой на поверхности полупроводника. Если нормаль к слою лежит вдоль одной из главных осей тензора масс электрона в полупроводнике, феноменологическое описание ФГ эффекта дается выражением для выпрямленного поверхностного тока $\mathbf{j}^{(2)}$

$$\mathbf{j}^{(2)}=\alpha\left[(\mathbf{E}_\omega\mathbf{l}_z)\,\mathbf{E}^*_{\omega\parallel}+(\mathbf{E}^*_\omega\mathbf{l}_z)\,\mathbf{E}_{\omega\parallel}\right]+i\beta\left[[\mathbf{E}_\omega\mathbf{E}^*_\omega]\,\mathbf{l}_z\right]. \qquad (1)$$

Через $\mathbf{l}_z$ обозначен вектор нормали к 2D слою. Ток (1) отличен от нуля только в полях с ненулевой, перпендикулярной к слою, компонентой. Тем не менее в параллельном слою постоянном магнитном поле $\mathbf{H}$ ФГ эффект возможен даже при $\mathbf{E}_\omega\mathbf{l}_z=0$, так же как это имеет место в кремниевых транзисторах с косой ориентацией тензора масс относительно интерфейса [2]. Его феноменологическое описание можно дать выражением

$$\mathbf{j}_H^{(2)}=A\left[(\boldsymbol{\nu}\mathbf{E}_\omega)\,\mathbf{E}^*_\omega+(\boldsymbol{\nu}\mathbf{E}^*_\omega)\,\mathbf{E}_\omega-\boldsymbol{\nu}\,|E_\omega|^2\right]+ \\ +B\boldsymbol{\nu}\,|\mathbf{E}_\omega|^2+iC\left[\boldsymbol{\nu}\,[\mathbf{E}_\omega\mathbf{E}^*_\omega]\right], \qquad (2)$$

где $\boldsymbol{\nu}=[\mathbf{l}_z\mathbf{H}]$. Значения коэффициентов A, B, C в выражении (2) как функций частоты и параметров электронного газа определяются конкретным механизмом возникновения ФГ эффекта. В данной работе предполагается, что причиной, вызывающей этот эффект, служит влияние параллельного магнитного поля на характер релаксации импульса двумерных электронов при асимметричном поперек слоя (ось z) распределении рассеивающего потенциала.

2. Простейшей моделью такой системы служит электронный газ в 2D квантовой яме $V(z)$ с зависящим от z распределением рассеивающего потенциала $f(z)\,u(x, y)$. В параллельном магнитном поле гамильтониан такой системы имеет вид

$$\frac{p_x^2}{2m}+\frac{(p_y-zHe/c)^2}{2m}+\frac{p_z^2}{2m_\perp}+V(z)+f(z)\,u(x, y). \qquad (3)$$

Структура зависящей от z части волновой функции электрона $\Psi^{(n)}(z)$ в n-й подзоне определяется в основном потенциалом $V(z)$. Магнитное поле приводит к зависимости поперечной части волновой функции электрона от его импульса вдоль слоя: $\Psi_{\mathbf{p}}^{(n)}(z)$. При вычислении борновской амплитуды рассеяния

$$G_{\mathbf{pp}'} = u(\mathbf{p}-\mathbf{p}') \int dz \Psi_{\mathbf{p}}^{(0)}(z) \Psi_{\mathbf{p}'}^{(0)}(z)$$

эту зависимость следует учитывать, что дает в слабых магнитных полях

$$w_{\mathbf{pp}'} = w^{(0)}(\mathbf{p}-\mathbf{p}') \left[1 - \frac{2e}{mc} \sum_n \frac{f_{0n} z_{n0}}{f_{00}} \frac{(\mathbf{p}+\mathbf{p}')\,\nu}{E_n - E_0} \right], \tag{4}$$

где $w^{(0)}(\mathbf{q})$ обозначает дифференциальное сечение рассеяния без магнитного поля. Сечение (4), кроме обычного в борновском приближении члена, зависящего только от переданного импульса, содержит дополнительное слагаемое, в которое входит комбинация $\mathbf{p}+\mathbf{p}'$. Его существование обусловлено нарушением обеих симметрий в системе — относительно обращения времени и относительно пространственной инверсии.

Другой моделью предельно асимметричного рассеяния может служить рассеяние на шероховатостях границы раздела полупроводника и диэлектрика. Такое рассеяние является доминирующим при низких температурах в инверсионных слоях МДП структур [3]. Роль случайного потенциала играет смещение $z_0(x, y)$ поверхности полупроводника от среднего положения. Потенциал $V(z)$, создающий двумерный слой, можно приближенно заменить треугольной ямой $\{\infty, z < 0$ и $Fz,\ z > 0\}$. Расчет сечения рассеяния в такой модели удобно проводить в криволинейной системе координат, связанной с искаженной поверхностью. Результатом таких вычислений в линейном по магнитному полю приближении является борновская амплитуда рассеяния

$$G_{\mathbf{pp}'} = Fz_0(\mathbf{p}-\mathbf{p}') - \frac{e}{2mc}(\nu(\mathbf{p}+\mathbf{p}'))\, z_0(\mathbf{p}-\mathbf{p}'). \tag{5}$$

Первое слагаемое в (5) описывает рассеяние без магнитного поля, второе аналогично полученной в [4] амплитуде рассеяния электронов поверхностных магнитных состояний. Сечение рассеяния

$$w_{\mathbf{pp}'} = w^{(0)}(\mathbf{p}-\mathbf{p}') \left[1 - \frac{e}{mc} \frac{\nu(\mathbf{p}+\mathbf{p}')}{F} \right] \tag{6}$$

совпадает с (4) с точностью до численного множителя порядка единицы при дополнительном слагаемом.

Это дополнительное слагаемое приводит к тому, что релаксация импульса носителей, движущихся вдоль и против вектора $\nu \sim [\mathbf{l}_z\mathbf{H}]$, происходит за разные времена. Качественные следствия этого обстоятельства наглядно иллюстрирует механическая задача о движении частицы с асимметричным трением под действием периодической силы. В системе с нарушенной $t \to -t$ и $x \to -x$ инвариантностью в уравнении движения

$$dv/dt = f(t) - \tau^{-1}(v - av^2)$$

возможен квадратичный по скорости член. Нулевая Фурье-компонента уравнения движения дает выражение для постоянной составляющей скорости

$$v_0 = a\langle v^2 \rangle = a\,|f_\omega|^2 \frac{\tau^2}{1+(\omega\tau)^2},$$

отличие которой от нуля и означает существование ФГ эффекта. Следует обратить внимание на то, что в пределе $\tau \to \infty$, $v_0 \neq 0$. Это означает, что сколь угодно слабое рассеяние с фиксированной асимметрией приводит к конечной величине эффекта. Что же касается релаксации в такое стационарное состояние, то она происходит за времена порядка $\tau \to \infty$.

3. Для последовательного вычисления ФГ тока было решено кинетическое уравнение для $2D$ электронного газа во внешнем переменном электрическом поле с интегралом столкновений, содержащим сечение (6). Все вычисления проведены в линейном по магнитному полю приближении. Параметром, определяющим несущественность старших степеней H, служит отношение $He\hbar/(mcE_{01})$ циклотронной частоты к разнице энергий размерного квантования. Решение кинетического уравнения можно проделать, разложив функцию распределения в ряд по гармоническим полиномам

$$n = n_0(p^2) + n_1^{\alpha}(p^2)\,p_\alpha + n_2^{\alpha\beta}(p^2)\,(p_\alpha p_\beta - \delta_{\alpha\beta}p^2/2)$$

и удержав в нем первые три члена. Такое разложение оправдано тем, что полиномы старших степеней имеют более высокий порядок малости по магнитному и облучающему электрическому полям. Система уравнений для функций n_i имеет вид

$$\partial_t n_1^{\alpha} - 2eE^{\alpha}\partial_{p^2}n_0 - 2eE^{\beta}\left(1 + \frac{p^2}{2}\partial_{p^2}\right)n_2^{\alpha\beta} = -\tau^{-1}n_1^{\alpha} - \tau_1^{-1}p^2\nu^{\beta}n_2^{\alpha\beta},$$

$$\begin{gathered}\partial_t n_2^{\alpha\beta} - e\partial_{p^2}\left(E^{\alpha}n_1^{\beta} + E^{\beta}n_1^{\alpha} - \delta^{\alpha\beta}\mathbf{E}\mathbf{n}_1\right) = \\ = -\tau_1^{-1}\left[2n_2^{\alpha\beta} + \left(n_1^{\alpha}\nu^{\beta} + n_1^{\beta}\nu^{\alpha} - \delta^{\alpha\beta}n_1\nu\right)\right],\end{gathered} \tag{7}$$

где τ — невозмущенное магнитным полем транспортное время,

$$\tau_1^{-1} = (2\pi)^{-1}\int w^{(0)}(\mathbf{p} - \mathbf{p}')\,[1 - (\mathbf{p}\mathbf{p}'/p^2)^2]\,d\Omega_{\mathbf{p}}d\Omega_{\mathbf{p}'}.$$

При решении этой системы уравнений относительно n_1 по теории возмущений получено, что разложение тока

$$\mathbf{j} = \frac{e}{4m}\int p^2\mathbf{n}_1(p^2)\,dp^2$$

в ряд по электрическому полю содержит квадратичный по $\mathbf{E}_\omega$ член, описывающий выпрямленный ток

$$\begin{gathered}\mathbf{j}_H^{(2)} = \frac{2e\tau\sigma}{1 + (\omega\tau)^2}\,\lambda\left\{[1 + \xi]\,[(\mathbf{E}_\omega\nu)\,\mathbf{E}_\omega^* + (\mathbf{E}_\omega^*\nu)\,\mathbf{E}_\omega - \nu\,|E_\omega|^2] + \right.\\ \left. + \xi\,\frac{1 - (\omega^2\tau\tau_1)/2}{1 + (\omega\tau_1/2)^2}\,\nu\,|E_\omega|^2 - i\xi\,\frac{\omega(\tau + \tau_1/2)}{1 + (\omega\tau_1/2)^2}\,[\nu\,[E_\omega E_\omega^*]]\right\},\end{gathered} \tag{8}$$

где $\sigma = ne^2\tau/m$ — проводимость

$$\xi = \frac{\varepsilon_f}{2\tau}\frac{\partial\tau}{\partial\varepsilon}, \quad \lambda = \frac{2e}{mc}\sum\frac{f_{0n}z_{n0}}{f_{00}(E_n - E_0)}.$$

Этот результат согласуется с полученным в [5] выражением для ФГ тензора через нечетную часть дифференциального сечения рассеяния. При заданной поляризации облучающего поля направление ФГ тока определяется направлением магнитного поля H и знаком заряда носителей. В полях $H \sim 1$ Тл, $E \sim 1$ В/см, $\omega\tau < 1$ при концентрации электронов $n \sim 10^{12}$ см$^{-2}$ и $\tau \sim 10^{-11}$ с (т. е. в металлическом режиме) масштаб ФГ тока (8) в инверсионном слое на поверхности кремния оказывается порядка 10^{-7}—10^{-6} А/см. Поскольку при тех же концентрациях носителей в кремниевых МДП структурах параметр ξ мал, ток (8) пропорционален степени линейной поляризации облучающего поля и в циркулярном поле отсутствует. При вращении оси поляризации электрического поля на угол φ относительно вектора $\nu = [\mathbf{l}_z\mathbf{H}]$ ток испытывает поворот на 2φ. Масштаб эффекта в AsGa гетероструктурах существенно меньше, так как в них рассеяние на кулоновских центрах, потенциал которых слабо меняется поперек слоя, конкурирует с рассеянием на шероховатостях края квантовой ямы [3]. Тем не менее при высоких концентрациях носителей (т. е. в узких ямах) рассеяние на шероховатостях оказывается существенным [6] и масштаб эффекта в гетероструктурах с $n > 10^{12}$ см$^{-2}$ можно ожидать такого же порядка, как и в МДП структурах.

В отличие от ФГ эффекта, связанного с межподзонными переходами [7], рассмотренный фотомагнитный эффект имеет нерезонансный характер и при низких (в смысле $\omega\tau \ll 1$) частотах не зависит от частоты. В высокочастотных ($\omega\tau \gg 1$) полях, как и в предельно чистых образцах, ток (8) не зависит от времени релаксации импульса. Это связано с тем, что доля асимметричного рассеяния в (4) и (6) определяется только величиной магнитного поля, но не концентрацией рассеивателей. Это утверждение справедливо, однако, лишь при слабом неупругом рассеянии $\tau_{in} \gg \tau$. В противном случае ФГ ток испытывает подавление

$$j_H^{(2)}(\tau_{in} < \tau) = (\tau_{in}/\tau_1)\, j_H^{(2)}(\tau_{in} \to \infty).$$

4. Кроме выпрямленного тока (8), предложенный в данной работе механизм вызывает также ток на удвоенной частоте

$$\mathbf{j}_{2\omega} = \frac{2e\sigma\tau}{1+(\omega\tau)^2}\,\lambda\,\mathrm{Re}\, e^{2i\omega t}\left\{\xi\,\frac{(1-i\omega\tau)(1-2i\omega\tau)}{(1+i\omega\tau_1/2)(1+2i\omega\tau)^2}\,\nu\,|E_\omega|^2 + \right.$$
$$\left. + \frac{(1-i\omega\tau)\,[2(\mathbf{E}\nu)\,\mathbf{E} - \nu \mathbf{E}^2]}{(1+i\omega\tau_1)(1+2i\omega\tau_1)}\left[1+\xi\,\frac{1-2i\omega\tau}{1+2i\omega\tau}\,\xi_1\,\frac{i\omega\tau_1}{1+\omega\tau_1}\right]\right\}, \tag{9}$$

где $\xi_1 = (\varepsilon_f/2\tau_1)(\partial\tau_1/\partial\varepsilon)$. Этот механизм не является единственным, ответственным за генерацию второй гармоники. Спин-орбитальное расщепление (с константой спин-орбитальной связи α) в спектре электронов также вызывает ток нерезонансного характера на удвоенной частоте [8]

$$j'_{2\omega} = \frac{2m}{\pi}\left(\frac{e\alpha}{\omega\hbar^2}\right)^3 \frac{\mu H}{\hbar\omega} E^2.$$

В AsGa гетероструктурах при указанных выше значениях параметров эти токи имеют одинаковый масштаб, однако при бо́льших частотах ток, вызванный асимметрией рассеяния, превалирует.

Измерение ФГ тока и второй гармоники в конкретных структурах позволит выделять роль шероховатостей поверхности полупроводника в рассеянии $2D$ электронов.

В заключение автор благодарит В. Я. Кравченко, С. В. Мешкова и Д. Е. Хмельницкого за полезные советы и интересные обсуждения.

Список литературы

[1] Белиничер В. И., Стурман Б. И. // УФН. 1980. Т. 130. № 3. С. 415—450.
[2] Гусев Г. М., Квон З. Д., Магарилл Л. И. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 1. С. 28—31.
[3] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. // Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир, 1985. 134 с.
[4] Mertsching J., Fischbeck H. J. // Phys. St. Sol. (b). 1968. V. 27. N 2. P. 345—352.
[5] Efanov A. V., Entin M. V. // Phys. St. Sol. (b). 1983. V. 119. N 3. P. 473—481.
[6] Gottinger R., Gold A., Abstreiter G. // Europhys. Lett. 1988. V. 6. N 3. P. 183—187.
[7] Магарилл Л. И., Энтин М. В. // Поверхность. 1982. Т. 1. № 1. С. 74—78.
[8] Эдельштейн В. М. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 7. С. 264—269.

Институт физики твердого тела АН СССР
Черноголовка
Московская область

Поступило в Редакцию
28 июля 1988 г.