Письма в ЖЭТФ, том 48, вып. 10, стр. 554 – 556 *25 ноября 1988 г.*

КОГЕРЕНТНЫЙ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ, ОБУСЛОВЛЕННЫЙ КВАНТОВЫМИ ПОПРАВКАМИ

Э.М.Баскин, М.В.Энтин

Рассмотрено возникновение стационарного тока под действием двух электромагнитных волн с частотами ω и 2ω – когерентный фотогальванический эффект, КФГЭ [1, 2]. Показано, что в области частот $\tau_\varphi^{-1} \lesssim \omega \ll \tau_p^{-1}$, где $\tau_{\varphi(p)}$ – время релаксации фазы (импульса), ток определяется в основном квантовыми поправками к нелинейной высокочастотной проводимости.

При наличии двух когерентных световых пучков $\mathbf{E}(t) = 2\mathrm{Re}\,(\mathbf{E}_\omega e^{i\omega t} + \mathbf{E}_{2\omega} e^{2i\omega t})$, $\mathbf{E}_{-\omega} = \mathbf{E}^*_\omega$ в любой проводящей среде может возникнуть стационарный электрический ток. Общее выражение для нелинейного отклика на частоте ω_1 в изотропной среде имеет вид

$$\mathbf{j}_{\omega_1} = \mathbf{E}_\omega \alpha_{\omega_1}(E^2_\omega, E^2_{2\omega}, (\mathbf{E}_\omega \mathbf{E}_{2\omega})) + \mathbf{E}_{2\omega}\beta_{\omega_1}(E^2_\omega, E^2_{2\omega}(\mathbf{E}_\omega \mathbf{E}_{2\omega})) \quad (1)$$

При разложении по степеням полей в $\mathbf{j}_{\omega_1}$ возникают всевозможные комбинационные гармоники с частотами $\omega_1 = 2n\omega + m\omega$. Среди них имеется нулевая частота, соответствующая стационарному току. В низшем порядке по электрическому полю $\omega_1 = 0$ при $n = 1$, $m = -2$ и КФГЭ описывается выражением

$$\mathbf{j} = \alpha_1 \mathbf{E}_{2\omega} \mathbf{E}^2_{-\omega} + \alpha_2 \mathbf{E}_{-\omega}(\mathbf{E}_{-\omega}\mathbf{E}_{2\omega}). \quad (2)$$

Если представить компоненты полей в виде $E_{\omega,k} = \mathcal{E}_{\omega,k}\exp(i\varphi_{\omega k})$, $E_{2\omega,k} = \mathcal{E}_{2\omega,k}\exp(i\varphi_{2\omega k})$, где $\mathcal{E}_\omega$, $\mathcal{E}_{2\omega}$ – действительные величины, то из (2) видно, что вклад в ток от соответствующих компонент полей определяется фазовым множителем $\exp\{i(\varphi_{2\omega k} - \varphi_{\omega j} - \varphi_{\omega e})\}$. В частном случае линейной поляризации фазы всех компонент поля данной частоты одинаковы, и вклады в ток от членов с $\alpha_1 = |\alpha_1|\exp(i\psi_1)$, $\alpha_2 = |\alpha_2|\exp(i\psi_2)$ пропорциональны $\cos(\varphi_{2\omega} - 2\varphi_\omega + \psi_{1,2})$. Фазовая чувствительность отличает рассматриваемый эффект от известного фотогальванического эффекта, поэтому мы называем его когерентным. Очевидно, что для КФГЭ несущественно отсутствие центра инверсии.

Рассмотрим КФГЭ в области поглощения на свободных носителях в классической области частот $\hbar\omega \ll \epsilon$, где ϵ – энергия электронов. Для нахождения коэффициентов $\alpha_{1,2}$ следует решать классическое кинетическое уравнение в третьем порядке по электрическому полю [2]. При $\omega\tau_p \ll 1$

$$\alpha_{1,2} = -\frac{2e^4}{dm^2}\int d\epsilon\,\nu(\epsilon)\epsilon\tau_p \frac{\partial}{\partial\epsilon}\left\{T_{1,2}(\epsilon)\left(1 + \frac{2}{d}\epsilon\frac{\partial}{\partial\epsilon}\right)\tau_p\frac{\partial f_0}{\partial\epsilon}\right\}, \quad (3)$$

где d – размерность системы, $\nu(\epsilon)$ – плотность состояний,

$$T_1(\epsilon) = \tau_\epsilon(1 - 2i\omega\tau_\epsilon)^{-1}, \qquad T_2(\epsilon) = 2\tau_\epsilon(1 + i\omega\tau_\epsilon)^{-1},$$

τ_ϵ – время релаксации по энергии. Считается, что действие неупругой части интеграла столкновений на изотропную часть функции распределения $\bar{f}(p)$ можно заменить выражением $\bar{f}(p)/\tau_\epsilon$.

В случае вырожденного электронного газа в низкочастотном пределе $\omega\tau_\epsilon \ll 1$ при температурах T, меньших дебаевской $j \sim \sigma_0 E_{2\omega} (eE_\omega L_\epsilon / kT)^2$, где L_ϵ – длина остывания, σ_0 – омическая проводимость. В пределе $\omega\tau_\epsilon \gg 1$ в токе появляется дополнительный множитель $(\omega\tau_\epsilon)^{-1}$ (при рассеянии на фононах), и $(\omega\tau_\epsilon)^{-1} (kT/\epsilon_F)^2$, когда релаксация импульса определяется примесями.

Помимо чисто классического вклада, существует другой вклад в КФГЭ, обусловленный квантовыми поправками. Причина его возникновения состоит в синхронном с тянущим полем $E_{2\omega}$ изменении фазы волновой функции электрона, возвращающегося в начальную точку, под действием поля $E_{-\omega}$. В результате на половине периода, когда электрон ускоряется, скажем, вправо, происходит относительное увеличение квантовой поправки, а на другом полупериоде – ее уменьшение, т. е. возникает постоянный ток. Аналогичный вклад в КФГЭ возникает, если в роли тянущего поля выступает $E_{-\omega}$, а фаза волновой функции определяется совместным действием $E_{-\omega}$ и $E_{2\omega}$.

Для нахождения α_1 и α_2 можно воспользоваться формулами для квантовых поправок к нелинейному отклику [3]:

$$j_{\omega_1} = -\frac{2e^2 D\tau_p}{\pi^2} \int d\omega_2 E(\omega_2) \int_{-\infty}^{+\infty} dt \int_0^{\infty} d\eta \exp\left\{ i\left[t(\omega_2 - \omega_1) + \eta \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}\right]\right\} \times$$

$$\times \int \frac{d^d q}{(2\pi)^d} \exp\left\{ -D\int_{-\eta}^{\eta} d\eta_1 \left[q - \frac{e}{c}A\left(t - \frac{\eta_1}{2}\right) - \frac{e}{c}A\left(t + \frac{\eta_1}{2}\right)\right]^2 - \frac{2\eta}{\tau_\varphi}\right\}.$$

Здесь D – коэффициент диффузии электронов, $E(\omega)$ – фурье гармоника поля $E(t)$, $A(t)$ – вектор потенциал этого поля.

Разлагая экспоненту до второго порядка по A, получаем:

$$\alpha_{1,2} = \alpha f_{1,2}(\omega\tau_\varphi), \qquad \alpha = -\frac{64}{(16\pi)^{d/2}} \frac{e^4}{\hbar^3} \tau_\varphi^2 (D\tau_\varphi)^{2-(d/2)}$$

$$\begin{Bmatrix} f_1(y) \\ f_2(y) \end{Bmatrix} = y^{(d/2)-4} \int \frac{dx}{x^{d/2}} e^{-4x/y} \begin{Bmatrix} e^{2ix}\left(x + \dfrac{\sin 2x}{2} - \dfrac{2\sin^2 x}{x}\right) \\ e^{-ix}\left(\sin x + \dfrac{1}{3}\sin 3x - \dfrac{\cos x - \cos 3x}{2x}\right) \end{Bmatrix},$$

Функции $f_1(y)$ и $f_2(y)$, определяющие частотную зависимость эффекта, убывают в пределе больших и малых частот:

$$f_2(y) = 4f_1(y) = \frac{2^{9-d}}{45} \Gamma\left(6 - \frac{d}{2}\right) y^2 \qquad \text{при } y \ll 1,$$

$$f_2(y) = 2f_1(t) = -i\pi/4y^3 \qquad \text{при } y \gg 1,\ d = 1$$

$$f_2(y) = -2f_1(y) = -i\ln y/2y^3 \qquad \text{при } y \gg 1,\ d = 2$$

$$\left.\begin{aligned} f_1(y) &= \frac{\sqrt{\pi}}{6y^{5/2}} (-19 + 13\sqrt{2})(1 + i) \\ f_2(y) &= \frac{\sqrt{\pi}}{3y^{5/2}} [3(\sqrt{2} - 1) + i(3 - 2\sqrt{2})] \end{aligned}\right\} \qquad \text{при } y \gg 1, d = 3.$$

Максимальное значение эффект имеет при $\omega\tau_\varphi \sim 1$, его порядок определяется при этом величиной α. Поскольку обычно $\tau_p \ll \tau_\varphi \ll \tau_\epsilon$, в этой области соотношение квантового и классического вкладов в КФГЭ определяется выражением $(\epsilon_F \tau_p / \hbar)(\tau_\varphi / \tau_p)^2$, которое больше единицы (считается, что температура достаточно низкая, так что импульс в основном релаксирует на примесях). Большой вклад квантовых эффектов объясняется тем, что при $\omega\tau_\varphi \sim 1$ величина поля, достаточного для сбоя фазы электрона, еще мала для разогрева электронного газа. Классический вклад в КФГЭ оказывается больше квантового только при частотах $\omega < \tau_\varphi^{-1}(\hbar\epsilon_F \tau_p \tau_\epsilon)^{1/2} / kT(\tau_\varphi)^{3/2}$.

Фотогальванический ток, пропорциональный квадрату переменного поля и связанный с квантовыми поправками, возникает в мезоскопических образцах [4]. Он связан с локальным понижением симметрии и является чисто флуктуационным. Например, направление тока флуктуирует от образца к образцу. В отличие от этой ситуации, КФГЭ из-за квантовых поправок не требует понижения симметрии и является макроскопическим явлением, знак которого определяется поляризацией и фазой световых пучков. Отметим, также, что КФГЭ требует взаимной когерентности электромагнитных полей, которой можно добиться с помощью удвоения частоты в нелинейной среде.

Литература

1. *Шмелев Г.М., Нгуен Хонг Шон, Цуркан Г.И.* Изв. вузов. Физика, 1985, 28, 84.
2. *Энтин М.В.* ФТП, в печати.
3. *Altshuler B.L. et al.* In: Quantum Theory of Solids. Ed I.M.Lifshits, M.: Mir, 1982.
4. *Фалько В.И., Хмельницкий Д.Е.* ЖЭТФ, 1988, в печати.

Институт физики полупроводников
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
14 октября 1988 г.