Письма в ЖЭТФ, том 35, вып.8, стр. 318 – 320 *20 апреля 1982 г.*

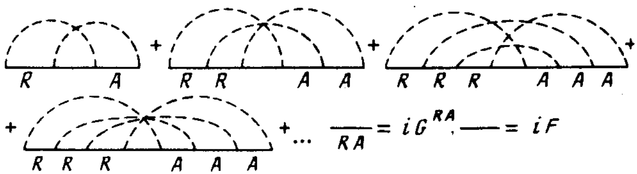
НЕЛИНЕЙНЫЙ ОТКЛИК ГРЯЗНЫХ ПРОВОДНИКОВ В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Ф.Т.Васько

Рассчитан нелинейный отклик грязного проводника на низкочастотное ($\Omega\tau < 1$) поле $E\cos\Omega t$. Получена неаналитическая зависимость от E , причем временная форма отклика сильно искажена.

Исследование квантовых поправок к проводимости неупорядоченных металлов и вырожденных полупроводников (ссылки см. [1,2]) позволило объяснить ряд особенностей линейных кинетических коэффициентов этих материалов (отрицательное магнитосопротивление, логарифмическая температурная зависимость двумерной проводимости). Измерялись также неомические вольт-амперные характеристики грязных металлических пленок [3,4] и инверсионных слоев полупроводника [5] в слабом электрическом поле. Поэтому интересен расчет квантовых поправок к нелинейному отклику, выполненный здесь для случая невзаимодействующих электронов,рассеивающихся на δ-коррелированном случайном потенциале. Получены неаналитическая зависимость тока от слабого переменного электрического поля [1)] и сильное искажение временной зависимости отклика.

Эффекты "слабой" локализации в неравновесной диаграммной технике Келдыша [7] описываются вкладом в собственноэнергетическую функцию $\Omega(x_1 t_1, x_2 t_2)$ от ряда



Этот вклад выражается через среднее от двух точных гриновских функций $\mathcal{G}^{RA}$ по соотношению

$$\Delta\Omega(x_1 t_1, x_2 t_2) = w^2 \int\limits_{-\infty}^{\infty} dt_1' \int\limits_{\infty}^{\infty} dt_2' \left\langle \mathcal{G}^R(x_1 t_1, x_2 t_2')\, \mathcal{G}^A(x_1 t_1', x_2 t_2) \right\rangle F(x_2 t_2', x_1 t_1') \quad (1)$$

[1)] Этот факт отмечалая в [6], где вычислена фотопроводимость обусловленная подавлением эффектов локализации переменным полем.

в котором множитель $w^2(w\delta(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)$ – коррелятор случайного поля) возникает от крайних пунктиров. В однородном переменном электрическом поле $\mathbf{E}\cos\Omega t$ преобразуем это выражение к виду (d – размерность задачи)

$$\Delta\Omega_{\mathbf{p}}(\omega t) = \frac{w\tau^{-1}}{(2\pi)^d}\int d\mathbf{k}\int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \int_{-\infty}^{\infty} dt' C_{\mathbf{k}}(\omega t, \omega' t') F_{\mathbf{k}-\mathbf{p}}(\omega' t'), \qquad (2)$$

вводя классические времена $t = (t_1 + t_2)/2$, $t' = (t_1' + t_2')/2$ и выполнив фурье-преобразования по $t_1 - t_2$, $t_1' - t_2'$. Функция $C_k(\omega t, \omega' t')$ велика в области $kl < 1$ (l – длина свободного пробега, τ – время релаксации импульса, причем $\Omega\tau < 1$), а уравнение для нее получается из уравнения Бете– Солпитера для $\langle \mathcal{G}^R \mathcal{G}^A \rangle$. Выражение (2) описывает вклад $F_{-\mathbf{p}}$ в уравнение для $F_{\mathbf{p}}$, т.е. учитывает противоток частиц,обусловленный квантовой интерференцией.

Поправку от (2) в ток $\Delta\mathbf{j}_t$ вычислим решая уравнение для F итерациями по $\Delta\Omega$. Используя гриновские функции

$$G^R_{\mathbf{p}}(\omega, t) = G^A_{\mathbf{p}}(\omega t)^* = \left[\omega - (\mathbf{p} + \frac{e}{\Omega}\mathbf{E}\sin\Omega t)^2/2m + i/2\tau\right]^{-1} \qquad (3)$$

и выполнив интегрирования по ω, ω' (для сильно вырожденных электронов остается энергетическая зависимость от ϵ_F) получим

$$\Delta\mathbf{j}_t = -\sigma_B \mathbf{E}\frac{2w\tau}{(2\pi)^d}\int d\mathbf{k}\int_{-\infty}^{\infty} dt' \cos\Omega t'\, C_{\mathbf{k}}(t, t'), \qquad (4)$$

где σ_B – проводимость в борновском приближении, а поле ограничено неравенством $\frac{e}{\Omega}E < p_F l^{-1}$ (вклад от классической нелинейности будет при этом малым). В гидродинамической области изменения переменных $t, t' > \tau$, $kl < 1$ для "куперона "[2,6] получается (пренебрегаем малыми $1/\epsilon_F\tau$) уравнение

$$\left\{\frac{1}{2}\left(\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial t'}\right) + D\left[\mathbf{k} + \frac{e}{\Omega}\mathbf{E}(\sin\Omega t + \sin\Omega t')\right]^2\right\} C_{\mathbf{k}}(t, t') = \delta(t - t'), \qquad (5)$$

D – коэффициент диффузии.

Подстановка неоднородного решения этого уравнения в (4) и интегрирование по $\mathbf{k}$ дают нелинейную добавку к току

$$\Delta\mathbf{j}_t = -\sigma_B \mathbf{E} A_d \operatorname{Re} e^{i\Omega t}\int_{\Omega\tau}^{\Omega\tau_\varphi} \frac{dx}{x^{d/2}} \exp[-i2x - 2af(x)\sin^2(\Omega t - x)],$$

$$A_d = a_d\frac{(\Omega\tau)^{d/2-1}}{(\epsilon_F\tau)^{d-1}}, \quad a_1 = \sqrt{\frac{2}{\pi}}, \quad a_2 = \frac{1}{2\pi}, \quad a_3 = \frac{3}{16}\sqrt{\frac{3}{2\pi}}, \qquad (6)$$

$$a = \frac{2D}{\Omega}\left(\frac{e}{\Omega}E\right)^2, \quad f(x) \simeq \begin{cases} x & x > 1 \\ 2x^5/45, & x < 1 \end{cases}.$$

Сверху написанный интеграл обрезан на временах порядка τ_φ, определяющих релаксацию фазы волновой функции [2,6].

В случае низких частот ($\Omega\tau_\varphi < 1$) обычное разложение $\Delta\mathbf{j}_t$ по гармоникам (при котором $(2k+1)$-гармоника пропорциональна a^k) пригодно лишь в слабом поле, где $2a/45 < (\Omega\tau_\varphi)^{-5}$. При $2a/45 > (\Omega\tau_\varphi)^{-5}$ получается неаналитическая по полю зависимость

$$\Delta j_t \cong -\sigma_B \mathrm{E} A_d \cos\Omega t \int\limits_{\Omega\tau}^{x(t)} \frac{dx}{x^{d/2}}\,, \quad x(t) \cong \begin{cases} \left(\dfrac{4a}{45}\sin^2\Omega t\right)^{-1/5} & \left|t - k\dfrac{\pi}{\Omega}\right| > \tau_p \\ (4a/45)^{-1/7}, & \Omega t = k\pi \quad k=0, \pm 1 \ldots \end{cases} \quad (7)$$

Временная форма отклика существенно искажается выписанным в (7) интегралом, причем полуширина пиков τ_p, возникающих у экстремумов Δj_t, оценивается соотношением $\Omega\tau_p \sim (\Omega\tau_\varphi)^{-5/2}(4a/45)^{-1/2}$. Поскольку Ω ограничена снизу лишь неравенством $\frac{e}{\Omega}E < l^{-1}$, искажение формы отклика можно, видимо, непосредственно наблюдать в радиодиапазоне. В сильном поле $2a/45 > (\Omega\tau)^{-5}$ добавка Δj_t подавляется.

В высокочастотной области $\Omega > \tau_\varphi^{-1}$ (но $\Omega\tau < 1$) выполним фурье-разложение Δj_t, причем коэффициент у $(2k+1)$-гармоники пропорционален a^k лишь при $a < 1/\Omega\tau_\varphi$. При $1/\Omega\tau_\varphi < a < 1$ отклик на $(2k+1)$-гармонике пропорционален $a^{d/2}$ и быстро осциллирует с периодом $2|k+1|/a$. С ростом поля (при $1 < (2a/45)^{1/5} < 1/\Omega\tau$) получим асимптотику

$$\Delta j_t \cong -\sigma_B \mathrm{E} A_d \sum_{k=0}^{k_{max}} B_k \cos(2k+1)\Omega t\,,$$

$$B_0 - B_0^{eq} = \begin{cases} \ln(2a/45)^{-1/5} + \mathrm{const}, d=2 \\ -1{,}6\,(2a/45)^{1/10} + \mathrm{const}, d=3 \end{cases}, \quad B_k = \begin{cases} b_k + 0[(2a/45)^{-1/5}], & d=2 \\ c_k\,(2a/45)^{1/10} + 0[(2a/45)^{-1/10}], & d=3 \end{cases}, \quad (8)$$

причем коэффициенты $b_k c_k$ слабо уменьшаются с номером гармоники ($0{,}44 > b_k > 0{,}32$; $0{,}4 > c_k > 0{,}29$) вплоть до $k_{max} \sim \frac{1}{2}(2a/45)^{1/5}$. В больших полях все гармоники подавляются полем по закону $1/\sqrt{a}$. Описанные асимптотики весьма грубы (поскольку зависимость от a плавная) и основная особенность результата состоит в возникновении большого числа почти одинаковых по амплитуде гармоник. Этот эффект может представлять интерес для преобразования частоты в ИК диапазоне.

Численная оценка для $D \sim 10$ см^2/сек, $\tau_\varphi \sim 10^{-9}$ сек показывает, что узкий пик (полушириной $\Omega\tau_p \sim 0{,}1$) в отклике на частоте 10^8 сек$^{-1}$ возникает при $E > 0{,}2$ В/см. Для $\Omega \sim 2 \cdot 10^{11}$ сек$^{-1}$ условие $a \sim 1$ при котором генерируется несколько гармоник выполнено в поле порядка 19 В/см.

Автор благодарен Д.Е.Хмельницкому за обсуждение результатов работы.

Литература

1. Proc. of the 16-th Int. Conf. on Low Temp. Phys., Physica, BC, 1981, 107.
2. *Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е.* ЖЭТФ, 1981, 81, 768.
3. *Dolan G.J., Osheroff D.D.* Phys. Rev. Lett., 1979, 43, 721.
4. *Гершензон М.Е., Губанков В.Н.* Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, 32.
5. *Bishop D.J., Tsui D.C., Dynes R.C.* Phys. Rev. Lett., 1980, 44, 1153; ibid, 1981, 46, 360.
6. *Altshuler B.L., Aronov A.G., Khmel'nitzkii D.E.* Sol. State Comm., 1981, 39, 619.
7. *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Физическая кинетика, гл.10, М.: Наука, 1979.

Институт полупроводников
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
18 февраля 1982 г.