

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 537.311.322 . 537.633

ОСЦИЛЛЯЦИИ ДЕ ГААЗА
 ПОПЕРЕЧНОЙ ПРОВОДИМОСТИ
 ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА,
 ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕГО С АКУСТИЧЕСКИМИ ФОНОНАМИ

И. И. Бойко

В сильном магнитном поле взаимодействие частиц двумерного электронного газа (2МЭГ) с акустическими фононами имеет характерную особенность — при переходе скорости бесстолкновительного холловского дрейфа v_H через значение, равное скорости звука s , проводимость скачком увеличивается [1]. Это явление связано с тем, что при $|v_H| > s$ к разрешенным переходам электронов между дискретными уровнями энергии в скрещенных электрическом и магнитном полях добавляются переходы внутри отдельных уровней Ландау с изменением непрерывного квантового числа [2-4]. Наибольший интерес представляет область полей $|v_H| \geq s$ и $\zeta \gg \hbar\Omega \gg T$, где ζ , T , Ω — энергия Ферми, температура и циклотронная частота 2МЭГ. В этом случае дополнительные переходы внутри отдельного уровня практически реализуются лишь при прохождении уровня Ферми через соответствующий дискретный энергетический уровень. Переходы между разными уровнями будут давать экспоненциально малый вклад из-за малости числа резонансных фононов и числа электронов, населяющих уровни выше уровня Ферми. Поэтому монотонное изменение магнитного поля будет приводить к глубоким осцилляциям Шубникова—де Гааза.

Рассмотрим электроны, движущиеся в плоскости $z=0$ в нижней электрической подзоне; магнитное поле $\mathbf{H} \parallel Oz$, электрическое поле $\mathcal{E} \parallel Oy$. Фононный спектр во всем пространстве предполагается одинаковым.

Плотность двумерного диссипативного тока в сильном магнитном поле во втором порядке по взаимодействию удобно представить в виде [5] (используется симметризованная форма)

$$j_y = \frac{c}{16\pi^4 H_x} \int q_{\perp} q_x \int d^2 q_{\perp} \int d\omega \operatorname{Im} \Delta \varepsilon_0^e(\omega - q_x v_H, \mathbf{q}_{\perp}) \times \\
 \times \left(\operatorname{cth} \frac{(\omega - q_x v_H)}{2T} \operatorname{th} \frac{\hbar\omega}{2T} - 1 \right) \langle \varphi^2 \rangle_{\omega, \mathbf{q}_{\perp}}. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{q}_{\perp} = (q_x, q_y)$; $v_H = c\mathcal{E}_y/H_x$; $\Delta \varepsilon_0^e(\omega, \mathbf{q}_{\perp})$ — диэлектрическая проницаемость равновесного 2МЭГ; $\langle \varphi^2 \rangle_{\omega, \mathbf{q}_{\perp}}$ — коррелятор флуктуационных потенциалов, создаваемых акустическими фононами в плоскости $z=0$. В модели деформационного потенциала Фурье-образ трехмерного флуктуационного потенциала имеет вид

$$\varphi(\omega, \mathbf{q}) = \frac{i\pi E_1 \varepsilon_L q}{\varepsilon \varepsilon(\omega, \mathbf{q})} \sqrt{\frac{2\hbar L^3}{\rho \omega_q}} [\varepsilon_{\mathbf{q}}^{\delta}(\omega - \omega_q) - \varepsilon_{\mathbf{q}}^{\dagger\delta}(\omega + \omega_q)], \quad (2)$$

где E_1 — константа деформационного потенциала; ε_L^{δ} — диэлектрическая постоянная решетки; $\varepsilon(\omega, \mathbf{q}) = \varepsilon_L + \Delta \varepsilon_0^e(\omega, \mathbf{q}_{\perp})$; $\omega_q = sq$ — частота фоно-

пов; L^3 , ρ — объем и плотность кристалла; $\mathbf{q} = (q_x, q_y)$; учтено экранирование потенциала частицами 2МЭГ. Проводя усреднение по ансамблям равновесных фононов, получаем

$$\langle \varphi^2 \rangle_{\omega, \mathbf{q}_\perp} = \frac{1}{2\pi} \int dq_x \langle \varphi^2 \rangle_{\omega, \mathbf{q}} = \frac{\hbar E_1^2 \varepsilon_L^2}{2e^2 \rho s^3 |\varepsilon(\omega, \mathbf{q}_\perp)|^2} \frac{\omega^2}{\sqrt{\omega^2 - s^2 q_\perp^2}} \times \\ \times \vartheta(\omega^2 - s^2 q_\perp^2) \operatorname{cth} \frac{\hbar |\omega|}{2T}, \quad (3)$$

где ϑ — ступенчатая функция.

Диэлектрическая проницаемость равновесного 2МЭГ рассчитывается по формуле

$$\Delta \varepsilon_g^e(\omega, \mathbf{q}_\perp) = \frac{2\pi e^2}{\hbar L^2 q_\perp} \sum_{\lambda, \lambda'} \frac{(f_\lambda - f_{\lambda'}) |\exp(i\mathbf{q}_\perp \mathbf{r}_\perp)|_{\lambda, \lambda'}|^2}{\omega - \omega_\lambda + \omega_{\lambda'} + i0}. \quad (4)$$

Здесь $\lambda = (n, k_x, \sigma)$; f_λ — степень заполнения состояний с энергией $E_\lambda = \hbar \omega_\lambda = \hbar \Omega (n + 1/2 + g\sigma)$, где $g = m/2m_0$, $\Omega = eH/mc$, $\sigma = \pm 1$. Функции f_λ нормированы условием $L^2 \sum_\lambda f_\lambda = N_e$, где N_e — концентрация 2МЭГ.

Рассмотрим выражение (4) в случае сильного вырождения 2МЭГ с использованием стандартных базисных волновых функций задачи Ландау. Слагаемое с $n = n'$ запишем точно, а слагаемые с $n \neq n'$ в приближении $T \rightarrow 0$. В результате получаем

$$[1 - \exp(-\hbar \bar{\omega}/T)]^{-1} \operatorname{Im} \Delta \varepsilon_g^e(\bar{\omega}, \mathbf{q}_\perp) = \\ = \frac{\pi m \Omega e^2}{\hbar^2 q_\perp} \exp(-q_\perp^2/q_H^2) \sum_{n, \sigma} \left\{ \delta(\bar{\omega}) f_{n, \sigma} (1 - f_{n, \sigma}) [L_n(q_\perp^2/q_H^2)]^2 + \right. \\ \left. + [1 - \exp(\hbar \bar{\omega}/T)] \sum_{n' \neq n} \delta(\bar{\omega} - \Omega(n - n')) [\vartheta(\zeta - \hbar \Omega(n + 1/2 + g\sigma)) - \right. \\ \left. - \vartheta(\zeta - \hbar \Omega(n' + 1/2 + g\sigma))] (-1)^{n+n'} L_n^{n'-n}(q_\perp^2/q_H^2) L_{n'}^{n-n'}(q_\perp^2/q_H^2) \right\}. \quad (5)$$

Здесь $\bar{\omega} = \omega - q_\tau v_H$; L_n^a — присоединенные полиномы Лагерра; $q_H^2 = 2m\Omega/\hbar$.

Подставляя (5) в (1), убеждаемся, что в первой части в (5) актуально лишь слагаемое, относящееся к уровню, ближайшему к уровню Ферми; остальные слагаемые экспоненциально малы. Во второй группе сумм в (5) сохраняем лишь члены с $n' = n \pm 1$, вклад остальных слагаемых уменьшен на фактор $\exp(-\hbar \Omega/T)$.

С учетом наибольших членов для случая $\hbar \Omega \gg 2ms^2$, $T \gg \hbar q_H |v_H|$ получаем

$$\sigma_\perp = j_y / \varepsilon_y = \frac{e^3 H E_1^2}{2\pi^2 \hbar^3 c \rho s^3} \left[1 + \frac{4e^2 m}{\hbar^2 q_H \varepsilon_L} \right]^{-2} \sum_{n, \sigma} \frac{1}{n!} \left\{ \frac{\hbar \Omega}{T} e^{-\hbar \Omega/T} + \vartheta(r - s) \times \right. \\ \left. \times \left(1 + \frac{s^2}{v^2} \right) \frac{1 + 2n}{4} f_{n\sigma} (1 - f_{n\sigma}) \right\}. \quad (6)$$

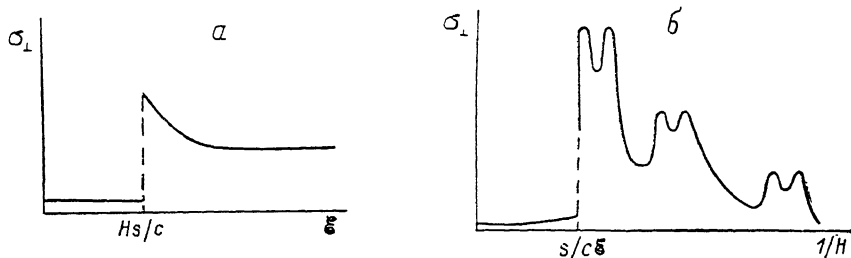
Из (6) видно, что при $v \gg |v_H| = |c \varepsilon_g / H_z| < s$ поперечная проводимость экспоненциально мала, а при $v = s$ испытывает скачок. Величина σ_\perp в области $v > s$ определяется фактором $f_{n\sigma} (1 - f_{n\sigma})$, т. е. положением энергетических уровней относительно уровня Ферми; поэтому зависимость σ_\perp от магнитного поля представляет собой систему пиков. Условие разрешения отдельных пиков имеет вид

$$\left\{ \frac{1 - 2g}{2g} \right\} \hbar \Omega > 3.5T. \quad (7)$$

Подобные пики должны реализоваться и в столкновительной части холловской проводимости; в данной работе эта величина не рассматривается.

Величина пиков $\sigma_{\perp}(H)$ быстро возрастает по мере увеличения H , поскольку при этом уменьшается номер n актуального энергетического уровня. Однако при $H > c\mathcal{E}/s$ (когда $v < s$) пики исчезают. На рисунке, *a*, *b* представлены полевые зависимости σ_{\perp} , соответствующие формуле (6). Положение левого крайнего пика на (*b*) ограничено значением $1/H = s/c\mathcal{E}$; высота правой полки (*a*) примерно вдвое меньше высоты скачка на этом же рисунке. Величина скачка зависимости $\sigma_{\perp}(\mathcal{E})$ в точке $\mathcal{E} = Hs/c$ (т. е. $v = s$) велика, если при данном H один из энергетических уровней находится в T -окрестности уровня Ферми; в противном случае высота скачка экспоненциально малая величина. При $m \ll m_0$ пики группируются попарно (спиновые дублеты), и если температура не очень мала (см. (7)), дублеты сливаются в единые пики.

Сделаем численные оценки. При $s = 2 \cdot 10^5$ см/с, $H = 3 \cdot 10^4$ Э ситуация $v = s$ достигается при $\mathcal{E} = 60$ В/см. При таком H и $m \sim 10^{-28}$ г ситуация $T \ll \hbar\Omega \ll \zeta$ реализуется при $T \leq 10$ К и $N_e \geq 2 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$. При скорости дрейфа в направлении тока $v_{xp} = \sigma_{\perp}\mathcal{E}/eN_e < s$ вынужденной генерации фононов не происходит.



В случае невырожденного газа в классически сильном магнитном поле ($T \gg \hbar\Omega \gg \hbar/\tau$) также можно заметить особенность. Расчет дает следующий результат:

$$\sigma_{\perp} = \frac{4m^2 T^2 c^2 E_{\perp}^2 N_e}{\hbar^4 H^2 \rho_s^3} \left[1 + \frac{2\pi e^2 \hbar N_e}{\sqrt{2mT^3} \epsilon_L} \right]^{-2} \left\{ 1 + \frac{\hbar\Omega}{8T} \left(1 + \frac{s^2}{v^2} \right)^{\frac{1}{2}} (v - s) \right\}. \quad (8)$$

Как видим, здесь скачок проводимости при $v = s$ также существует. Он мал, но конечен. Выражение (8), так же как и (6), показывает, что структурные особенности σ_{\perp} проявляются только вне рамок приближения линейного отклика на электрическое поле.

В заключение отметим, что осцилляции Шубникова—де Гааза в двумерном электронном газе вполне доступны измерению [6]. В этой работе на опыте регистрировался, по-видимому, другой механизм релаксации — на заряженных примесях. Но даже при малых токах наблюдалась значительная нелинейность проводимости. При измерениях в области $v > s$ вклад акустических фононов в осцилляции σ_{\perp} можно будет отделить, например, по электрополевой зависимости, связанной с фактором $(1 + s^2/v^2)^{-1}$.

Л и т е р а т у р а

- [1] Ebert G., von Klitzing K., Ploog K., Weimann G. // J. Phys. C. 1983. V. 16. N 28. P. 5441—5448.
- [2] Ерухимов М. Ш. // ФТП. 1969. Т. 3. № 2. С. 194—203.
- [3] Гребенщиков Ю. Б. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 6. С. 1767—1771.
- [4] Бойко И. И., Балев О. Г. // УФЖ. 1986. Т. 31. № 9. С. 1427—1429.
- [5] Балев О. Г., Бойко И. И. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 17. С. 1060—1063; УФЖ. 1984. Т. 29. № 5. С. 710—716.
- [6] Haug R., von Klitzing K., Ploog K. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 11. P. 5933—5941.