

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ В УСЛОВИЯХ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА

А.Вл.Гуревич, Р.Г.Мици

Показано, что при квантовом эффекте Холла могут возникать нелинейные волны, обусловленные электронным перегревом, – движущиеся волны переключения, температурно-электрические домены, а также стационарные локализованные структуры.

При квантовом эффекте Холла ¹ появляются почти “бездиссипативные” состояния, которые разрушаются в достаточно сильном электрическом поле E из-за электронного перегрева ^{2, 3}, приводящего к тепловой неустойчивости ³. В настоящей работе рассмотрены неоднородные состояния, возникающие в результате такой неустойчивости.

Запишем уравнение для электронной температуры θ :

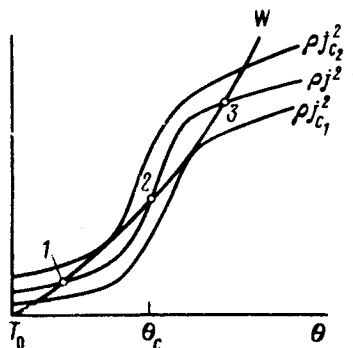
$$\nu \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \kappa \frac{\partial \theta}{\partial x} - j \Pi \frac{\partial \theta}{\partial x} + \rho(\theta) j^2 - W(\theta), \quad (1)$$

где ν и κ – электронные теплоемкость и теплопроводность, j – плотность тока ($j \parallel x$), $\Pi = \alpha \frac{\partial \alpha}{\partial \theta}$, α – константа Зеебека, ρ – продольное удельное сопротивление, $W(\theta)$ – мощность отвода энергии от электронов в решетку. При низких температурах ($\theta \ll \Gamma$, Γ – ширина уровней Ландау) $W(\theta)$ можно записать в виде

$$W(\theta) = \frac{\pi^2 N_F \theta (\theta - T_0)}{3\tau(\theta, T_0)}, \quad (2)$$

где T_0 – температура решетки, N_F – плотность состояний на уровне Ферми, τ – время энергетической релаксации.

На плато холловского сопротивления в области $T_0 < \theta \ll \theta_c \sim \hbar \omega_c \equiv e \hbar H / mc$ тепловыделение $\rho(\theta) j^2$ с ростом температуры увеличивается на несколько порядков, возрастая существенно быстрее, чем теплоотвод $W(\theta)$ ². При $\theta \gg \theta_c$ ситуация изменяется и рост $\rho(\theta) j^2$ резко замедляется ³⁻⁵. Если в этой области $\partial W / \partial \theta > j^2 \partial \rho / \partial \theta$, то баланс энергии $W(\theta) = \rho(\theta) j^2$ в интервале токов $j_{c1} < j < j_{c2}$ выполняется для трех значений θ (см. рис. 1), из них $\theta = \theta_1$ и $\theta = \theta_3$ являются устойчивыми однородными состояниями электронной системы. Отметим, что при $j = j_{c1}$ сливаются точки 2 и 3, а при $j = j_{c2}$ – точки 1 и 2.



Так как $\theta_3 \gg \theta_c$, то для оценки j_{c1} можно воспользоваться формулой (2) и считать, что $N_F \sim m / \hbar^2$, а $\rho(\theta)$ и $\tau(\theta)$ слабо зависят от θ . Тогда, из условия $\rho j_{c1}^2 \sim W(\theta_c)$ находим:

$$j_{c1} \sim \left. \frac{\theta_c (m)^{1/2}}{\hbar (\tau \rho)} \right|_{\theta = \theta_c} \quad (3)$$

При $j = j_{c2}$ имеем $\theta_1 = \theta_2 \sim \theta_c$. Следовательно, для оценки j_{c2} можно воспользоваться формулой (2) с $N_F \sim m/\hbar^2$. Полагая, что $\rho = \rho_0 \exp(-U/\theta)^{4, 5}$, где $\rho_0 = \text{const}$, $U \sim \theta_c$, получим:

$$j_{c2} \sim \frac{U}{\hbar} \sqrt{\frac{m}{\tau \rho_0}}. \quad (4)$$

Зависимость $j_{c2}(H)$, как видно из (4), в основном, определяется зависимостью $U(H)$, что согласуется с экспериментом³.

Увеличение плотности тока (из области $j < j_{c2}$) приводит к развитию тепловой неустойчивости при $j = j_{c2}$ ³. Если $j > j_{c2}$, что "фазы" с $\theta = \theta_1$ не существует. При $j_{c1} < j < j_{c2}$ возможно расслоение на "фазы" с $\theta = \theta_1$ и $\theta = \theta_3$ и возникновение автомоделных волн ($\theta = \theta(x - vt)$) переключения системы из состояния с $\theta = \theta_1$ в состояние с $\theta = \theta_3$ и наоборот, а также уединенных волн – температурно-электрических доменов (см., например, 6, 7).

В режиме фиксированного тока устойчива лишь волна переключения, ее скорость v меняет знак при $j = j_p$. Судя по результатам работы⁸, тепло Томсона мало здесь по сравнению с ρj^2 , поэтому рассмотрим сначала случай $\Pi = 0$. Тогда j_p определяется из уравнения $S(\theta_3, j_p) = 0$, где:

$$S(\theta, j) = \int_{\theta_1}^{\theta} \kappa(\theta) [W(\theta) - \rho(\theta)j^2] d\theta. \quad (5)$$

Если $j > j_p$, то "фаза" с $\theta = \theta_3$ вытесняет "фазу" с $\theta = \theta_1$ ($j_{c1} < j_p < j_{c2}$). В области $|j - j_p| \ll j_p$ имеем $v = v_0(j/j_p - 1)$, где $v_0 \approx L/\tau$, $L \sim \sqrt{\kappa\tau/v}$ – ширина фронта волны. При $\Pi \neq 0$ скорости волны переключения вдоль (v_+) и против (v_-) тока различаются и $v_+ - v_- \sim j\Pi/v$.

В режиме заданного напряжения устойчивым является температурно-электрический домен, максимальная температура в нем θ_m определяется из уравнения $S(\theta_m, j) = 0$. Если длина домена $D \gg L$, то $\theta_m = \theta_3$,

$$D = [V - \rho(\theta_1)j_p L_0] / [\rho(\theta_3) - \rho(\theta_1)]j_p. \quad (6)$$

где L_0 – длина образца, V – приложенное напряжение. Термоэлектрический эффект приводит к движению домена в однородном образце со скоростью⁷:

$$v_D = j \int_{\theta_1}^{\theta_m} \Pi S^{1/2} d\theta / \int_{\theta_1}^{\theta_m} v S^{1/2} d\theta, \quad (7)$$

что может сопровождаться осцилляционными явлениями, аналогичными эффекту Ганна⁶.

В неоднородных образцах при $j \approx j_p$ возможно образование различных стационарных структур, состоящих из локализованных на неоднородностях доменов и волн переключения⁷. Изменение j или H приводит к скачкообразной перестройке таких структур либо в связи с делокализацией некоторых волн, либо из-за выхода системы из области плато холловского сопротивления. Такой механизм позволяет объяснить ступенчатый характер разрушения высокопроводящего состояния, наблюдавшийся в³ при увеличении тока на ряде образцов.

В недавней работе⁹ было обнаружено возникновение домена электрического поля, локализованного между холловскими контактами. Оценим параметры такого домена, предполагая, что он обусловлен электронным перегревом. Для GaAs при $H = 60$ кЭ величина $U \approx \frac{\hbar\omega}{2} - \Gamma$ ^{4, 5} порядка $40 \div 50$ К. Взяв $\tau = 5 \cdot 10^{-9}$ с² и полагая для оценок $N_F = m/\pi\hbar^2$, находим, что в условиях⁹ ($\rho = 243$ Ом, $j = 10^{-2}$ А/см) $\theta_m \sim U$. Формула (4) дает в этом случае $j_{c2} \sim 10^{-2}$ А/см, т. е. результат хорошо согласующийся с данными^{3, 9}. Оценивая κ с помощью закона Видемана – Франца, получаем $L \sim 10^{-4}$ см, $v_0 \sim 10^4 \div 10^5$ см/с. Для GaAs гетероструктур зависимость $\Pi(\theta)$ в настоящее время неиз-

вестна, что не позволяет оценить скорость домена v_d с достаточной точностью. Если, однако, $\theta_m \gg \hbar\omega_c$, то v_d оказывается порядка дрейфовой скорости электронов.

Авторы благодарны В.М.Пудалову за предоставленную возможность ознакомиться с обзором ⁵ до его опубликования.

Литература

1. *von Klitzing K., Dorda G., Pepper M.* Phys. Rev. Lett., 1980, **45**, 494.
2. *Sakaki H. et al.* Proc. Int. Conf. Electron properties of 2 – d systems. Oxford, 1983, p. 666.
3. *Ebert G., von Klitzing K., Ploog K., Weimann G.* J. Phys., 1983, **C16**, 5441.
4. *Ando J., Fowler A.B., Stern F.* Rev. Mod. Phys., 1982, **54**, 437.
5. *Пудалов В.М., Семенчинский С.Г.* Поверхность, 1984, №4, 5.
6. *Волков А.Ф., Коган Ш.М.* УФН, 1968, **96**, 633.
7. *Гуревич А.В., Минц Р.Г.* Письма в ЖЭТФ, 1980, **31**, 52; УФН, 1984, **142**, 61.
8. *Obloh H., von Klitzing K., Ploog K.* Proc. Int. Conf. Electron properties of 2 – d systems. Oxford, 1983, p.179.
9. *Cage M.E. et al.* Phys. Rev. Lett., 1983, **51**, 1374.

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13 декабря 1983 г.
После переработки
22 февраля 1984 г.