Письма в ЖЭТФ, том 39, вып. 4, стр. 153 – 155 *25 февраля 1984 г.*

ДИНАМИЧЕСКИЙ КВАНТОВЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА

Ю.Е.Лозовик, В.М.Фарзтдинов, Ж.С.Геворкян

Рассмотрен холловский отклик $\sigma_H(\omega)$ двумерной электронной примесной системы в квантующем магнитном поле на частоте $\omega \neq 0$. Предсказывается, что $\sigma_H(\omega)$ как функция концентрации имеет провал, связанный с заполнением локализованных состояний и может иметь двухпровальную структуру. При полном заполнении уровня Ландау $\sigma_H(\omega)$ близка к отклику беспримесной системы.

Для более глубокого понимания природы систем, на которых открыто квантование сопротивления Холла [1], необходимо исследование не только статических, но и динамических ее откликов. В этой связи мы рассмотрим холловский отклик двумерной электронной примесной системы в квантующем магнитном поле на частоте $\omega \neq 0$. Для получения точных аналитических выражений мы используем простую модель с δ-образными примесями [2-4].

Существенным моментом для вычисления линейного отклика системы является учёт переходов из локализованных в делокализованные состояния, на которые раньше внимания не обращалось, а также использование точных правил сумм (обычно используемое для сильных магнитных полей пренебрежение переходами между уровнями Ландау, оправданное при исследовании спектров системы, может дать качественно неправильный результат для отклика).

Рассматриваемая система в отсутствии электрического поля имеет два типа состояний: 1) делокализованные, неотщепленные от уровня Ландау состояния, 2) отщепленные, локализованные на примеси [2-4]. Поскольку матричные элементы холловского тока между невозмущенными вырожденными состояниями обращаются в ноль, здесь применима теория линейного отклика по электрическому полю, в рамках которой холловская проводимость на частоте ω есть

$$\sigma_H(\omega) = \frac{e}{S} \sum_{n\alpha} f_{n\alpha} \sum_{k\beta}' \left\{ \frac{\langle n\alpha | j_y | k\beta \rangle \langle k\beta | x | n\alpha \rangle}{E_{k\beta} - E_{n\alpha} + \omega - i\epsilon} + \text{э.с.}\ (-\omega) \right\}, \qquad (1)$$

где S – площадь системы, индекс α нумерует делокализованные и локализованные состояния, n – номер уровня Ландау, $f_{n\alpha}$ – функция распределения Ферми.

Подставляя точные уровни энергии и точные волновые функции невозмущенной системы в (1) и используя их полноту (см. [4]), находим точное выражение для вещественной части

$$\sigma'_H(\omega) = \sigma^D_H(\omega) + \sigma^L_H(\omega),$$

© Издательство "Наука", "Письма в ЖЭТФ", 1983.

где D, L — вклады от делокализованных и локализованных состояний. Существенно, что, например, σ_H^D учитывает не только вклады виртуальных переходов между делокализованными состояниями, но и переходы с делокализованных в локализованные состояния (аналогично для σ_H^L). Именно их сумма дает идеальное квантование при $\omega = 0$.

Имеем, например, для $\sigma_H^L(\omega)$ (здесь и ниже приводим результат для одной δ-примеси)

$$\sigma_H^L = -\frac{e^2}{4\pi\hbar N_0}\sum_n \frac{f_{nL}}{\psi'(-E_{nL})}\left\{\frac{\psi(-E_{nL}+\hbar\omega)-\psi(-E_{nL}-\hbar\omega)-2\hbar\omega\,\psi'(-E_{nL})}{\hbar\omega\,(1-\omega^2/\omega_c^2)}+\right.$$

$$+\frac{(4E_{nL}+2)\,[\,\psi(-E_{nL}+\hbar\omega)+\psi(-E_{nL}-\hbar\omega)-2\psi(-E_{nL})]}{[\,\hbar\omega_c(1-\omega^2/\omega_c^2)\,]^2}-$$

$$\left.-\frac{2\omega\,[\psi(-E_{nL}+\hbar\omega)-\psi(-E_{nL}-\hbar\omega)]}{\hbar\omega_c^2(1-\omega^2/\omega_c^2)^2}\right\}, \tag{2}$$

где ψ, ψ' — дигамма и тригамма-функции, N_0 — вырождение уровня Ландау, ω_c — циклотронная частота. В статическом пределе, в случае полностью заполненных n^* уровней Ландау (достаточно заполнения лишь делокализованных состояний) из полученных выражений при $T = 0$ получается идеальное квантование холловской проводимости $\sigma_H^D(0) = e^2 n^*/2\pi\hbar$, $\sigma_H^L(0) = 0$. Эти значения получаются и при произвольном числе произвольно расположенных вдали от границы примесей (если их число меньше кратности вырождения уровня Ландау). Результаты для $\omega \neq 0$ приведем для $\hbar\omega/\epsilon_n \ll 1$:

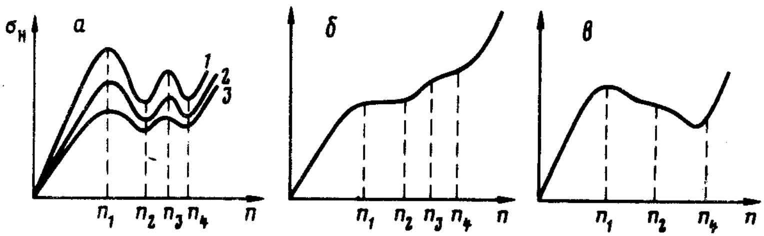
$$\sigma_H'(\omega) = \frac{e^2}{2\pi\hbar(1-\omega^2/\omega_c^2)}\sum_n f_n + \frac{e^2\omega^2}{2\pi\hbar N_0\omega_c^2}\sum_n (f_n - f_{nL})\times$$

$$\times\left\{2+\frac{1}{\psi'(-E_{nL})}\left[\frac{(\hbar\omega_c)^2}{\epsilon_n^4}+\frac{\hbar\omega_c(4n+2)}{\epsilon_n^3}\right]\right\}, \tag{3}$$

где $\epsilon_n = E_{nL} - E_n$, $\epsilon_n < \hbar\omega_c/2$.

При полном заполнении уровня Ландау второй член в (3) исчезает, так что в рамках использованной точности (по ω), динамический холловский отклик совпадает с откликом беспримесной системы $\sigma_H^0(\omega) = e^2/2\pi\hbar(1-\omega^2/\omega_c^2)\sum_n f_n$. При $\lambda > 0$ (λ — константа взаимодействия с примесью) $\sigma_H^L(\omega) < 0$, поэтому при заполнении локализованного состояния $\sigma_H'(\omega)$ уменьшается. Однако если $\lambda < 0$, то при $|\lambda| > \lambda_c$, когда $|\epsilon_n| > \hbar\omega_c/(4n+2)$, вклад n-го локализованного состояния в $\sigma_H'(\omega)$ становится положительным.

Рассмотрим качественно случай многих примесей с положительными и отрицательными λ при $N_i \ll N_0$ (N_i — число примесей). В этом случае от каждого уровня Ландау локализованные состояния отщепляются как вверх, так и вниз. При заполнении локализованных состояний, отщепленных вверх от $(n-1)$-го уровня Ландау, проводимость уменьшается, достигая значения в беспримесной системе при полном заполнении уровня. При дальнейшем заполнении состояний, отщепленных вниз от n-го уровня Ландау, проводимость, при выполнении условия $|\epsilon_n| > \hbar\omega_c/(4n+2)$, будет возрастать, а затем снова уменьшаться, когда это условие нарушится. Поэтому в зависимости холловской проводимости от концентрации электронов или от химического потенциала (управляющего напряжения) мы получим между двумя последовательными уровнями Ландау в области локализованных состояний двухпровальную структуру, если имеются отщепленные вниз состояния, удовлетворяющие условию $|\epsilon_n| > \hbar\omega_c/(4n+2)$, либо просто провал, если таковых состояний нет (см. рисунок). При уменьшении взаимодействия с примесями двухгорбовая структура в холловской проводимости должна пропадать. В эксперименте это можно осуществить, например, прикладывая напряжение к базе МДП структуры, отодвигающее инверсионный слой от границы и тем самым уменьшая взаимодействия с примесными состояниями (сосредоточенными, главным образом, на поверхности).



а – Качественная зависимость холловской проводимости σ_H от концентрации n; точки n_i $(i = 1 - 4)$ отвечают полному заполнению, соответственно, *1* – делокализованных состояний, *2* – всего уровня Ландау, *3* – локализованных состояний, отщепленных вниз от следующего уровня Ландау и удовлетворяющих условию $|\epsilon| > \epsilon_c$, *4* – начало заполнения делокализованных состояний: кривые *1, 2, 3* отвечают частотам $\omega_1 > \omega_2 > \omega_3$, *б* – беспровальная структура возникает лишь, если есть примеси с $\lambda < 0$ и $|\epsilon| > \epsilon_c$, *в* – во всех остальных случаях получается однопровальная структура

Авторы признательны Л.В.Келдышу, Д.А.Киржницу и Э.И.Рашба за полезные обсуждения и сделанные замечания.

Литература

1. *von Klitzing K., Dorda G., Pepper M.* Phys. Rev. Lett., 1980, **45**, 494.
2. *Баскин Э.М., Магарилл Л.И., Энтин М.В.* ЖЭТФ, 1978, **75**, 723.
3. *Prange R.E.* Phys. Rev., 1981, **B23**, 4802.
4. *Лозовик Ю.Е., Фарзтдинов В.М., Геворкян Ж.С.* Препринт ИСАН, 1983 г.

Институт спектроскопии
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
9 декабря 1983 г.
После переработки
11 января 1984 г.