

# Целочисленный квантовый эффект Холла в коррелированном хаотическом потенциале

© А.А. Грешнов<sup>¶</sup>, Г.Г. Зебря

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 1 марта 2007 г. Принята к печати 12 марта 2007 г.)

Теоретически изучено влияние формы хаотического потенциала примесей и дефектов на продольную  $\sigma_{xx}$  и холловскую  $\sigma_{xy}$  проводимости в режиме целочисленного квантового эффекта Холла. Показано, что ширины плато холловской проводимости, так же как и пиковые значения продольной проводимости, существенно зависят от отношения корреляционной длины хаотического потенциала к магнитной длине  $\lambda/a_H$ . Впервые установлено, что в случае коротковолнового потенциала  $\lambda \ll a_H$  пиковые значения  $\sigma_{xx}^{(N)}$  прямо пропорциональны номеру уровня Ландау  $N \geq 1$ ,  $\sigma_{xx} = 0.5Ne^2/h$ , в то время как в случае длинноволнового потенциала  $\lambda \gg a_H$  пиковые значения  $\sigma_{xx}^{(N)}$  не зависят от номера уровня Ландау, и их величина существенно меньше  $0.5e^2/h$ . Полученные результаты хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

PACS: 73.43.Cd, 71.70.Di

## 1. Введение

Несмотря на значительный прогресс в понимании целочисленного квантового эффекта Холла (ЦКЭХ), полноценной теории этого фундаментального явления до сих пор не построено. В основе физики ЦКЭХ лежит локализация носителей тока в хаотическом потенциале, создаваемом примесями и дефектами кристаллической решетки [1]. Согласно скейлинговой теории ЦКЭХ [2], длина локализации носителей степенным образом зависит от энергии, отсчитанной от центра соответствующего уровня Ландау, с универсальным показателем  $\nu$ :

$$\xi \propto (E - E_N)^{-\nu}, \quad \nu \approx 2.3. \quad (1)$$

Наличие такого закона подтверждается многочисленными численными расчетами [2] и экспериментальными исследованиями [3]. Степенной вид зависимости длины локализации от энергии позволяет отделить зоны локализованных и дelokализованных состояний лишь при рассмотрении образцов конечных размеров  $L_x \times L_y$  или ненулевых температур  $T \neq 0$ . Если уровень химического потенциала попадает в зону локализованных состояний, то продольная проводимость обращается в нуль,  $\sigma_{xx} = 0$ , а холловская проводимость квантуется,  $\sigma_{xy} = ne^2/h$ , причем  $n$  является целым с точностью до  $10^{-10}$  [1].

Несмотря на достаточно долгую историю развития теории ЦКЭХ, ряд вопросов в этой области остается открытым. В частности, интересен вопрос о ширинах плато ЦКЭХ и пиковых значениях продольной проводимости в переходных областях между соседними плато. Еще в ранних работах [4] утверждалось, что пиковые значения  $\sigma_{xx}$  являются универсальными, т.е. не зависят от номера пика и особенностей образца. Кроме того, в работе [5] был проведен численный расчет для основного уровня Ландау, согласно которому в случае короткодействующего потенциала величина первого пика равна  $0.5e^2/h$ . На основании этих аргументов

утверждалось [6], что имеется универсальный закон

$$\sigma_{xx}^{(N)} = 0.5e^2/h, \quad (2)$$

где  $N \geq 1$  — номер уровня Ландау, совпадающий с точностью до спиновой двойки с номером пика. Однако, согласно многочисленным экспериментальным исследованиям [3,7], пиковые значения  $\sigma_{xx}$  не являются универсальными, как это было постулировано в работах [6,4], а существенно зависят от номера уровня Ландау  $N$  и меняются от образца к образцу. Такие отклонения в основном объяснялись неадекватностью модели короткодействующего потенциала [8], однако последовательный теоретический анализ влияния формы хаотического потенциала на пиковые значения  $\sigma_{xx}$  в литературе отсутствовал.

В настоящей работе мы последовательно изучили вопрос о влиянии формы хаотического потенциала примесей и дефектов на тензор проводимости в режиме ЦКЭХ. Используя численные расчеты, основанные на микроскопической теории, мы показали, что ширины плато ЦКЭХ уменьшаются с увеличением номера уровня Ландау  $N$  и уменьшением корреляционной длины хаотического потенциала  $\lambda$ . Наиболее ярко различие между образцами с различным масштабом изменения хаотического потенциала проявляется в пиковых значениях продольной проводимости  $\sigma_{xx}$ . В зависимости от соотношения корреляционной длины хаотического потенциала  $\lambda$  и магнитной длины  $a_H = \sqrt{\hbar c/eB}$  имеется кардинальное различие в величинах пиковых значений  $\sigma_{xx}$  и их зависимости от номера уровня Ландау  $N$ .

В длинноволновом случае при  $\lambda \gg a_H$  пиковые значения продольной проводимости не зависят от номера уровня Ландау:

$$\sigma_{xx}^{(N)} = C(\lambda)e^2/h, \quad (3)$$

где  $C(\lambda) < 0.5$  и уменьшается до нуля с ростом корреляционной длины хаотического потенциала  $\lambda$ . Этот результат согласуется с экспериментальными данными для

<sup>¶</sup> E-mail: a\_greshnov@hotmail.com

образцов с длинноволновым хаотическим потенциалом как в том, что пиковые значения меньше  $0.5e^2/h$ , так и в их независимости от номера уровня Ландау [3,7].

В коротковолновом случае при  $\lambda \ll a_H$  пиковые значения продольной проводимости пропорциональны номеру уровня Ландау:

$$\sigma_{xx}^{(N)} = 0.5Ne^2/h, \quad N \geq 1. \quad (4)$$

При этом первый пик равен  $0.5e^2/h$ , что отлично согласуется с экспериментальными данными для образцов с коротковолновым хаотическим потенциалом [9]. Наличие линейной зависимости  $\sigma_{xx}^{(N)}$  от номера уровня Ландау  $N$  отличает наш результат от утверждения [6,4] об универсальности пиковых значений  $\sigma_{xx}$ . Помимо численного расчета мы выполнили качественный анализ зависимости пиковых значений  $\sigma_{xx}$  от номера уровня Ландау. Показано, что линейная зависимость обусловлена главным образом зависимостью от  $N$  усредненного по поверхности Ферми квадрата матричного элемента оператора скорости  $\langle |v_x|^2 \rangle$ , воспроизводящего в коротковолновом случае матричные элементы осциллятора.

## 2. Теория

При расчете тензора проводимости мы ограничимся случаем нулевой температуры  $T = 0$  и пренебрежем кулоновским взаимодействием носителей, что является оправданным при рассмотрении ЦКЭХ. В этом случае компоненты тензора проводимости определяются исключительно влиянием примесей и дефектов, которые можно описать с помощью хаотического потенциала  $V(\mathbf{r})$  [1]. При этом наш расчет будет выполнен для строго двумерного образца конечных размеров  $L_x \times L_y$ . Использование двумерного хаотического потенциала является общепринятым и оправданным приближением [1], в то время как рассмотрение образцов конечных размеров позволяет описать влияние ненулевой температуры [2].

Гамильтониан невзаимодействующих носителей заряда с эффективной массой  $m^*$ , помещенных в магнитное поле  $\mathbf{B}$  и хаотический потенциал  $V(\mathbf{r})$ , имеет вид

$$\hat{H} = \frac{(\hat{\mathbf{p}} - e/c\mathbf{A})^2}{2m^*} + V(\mathbf{r}), \quad \text{rot } \mathbf{A} = \mathbf{H} = \mathbf{B}. \quad (5)$$

Поскольку наши расчеты основаны на численном решении уравнения Шредингера с гамильтонианом (5), мы можем рассматривать хаотические потенциалы произвольного вида. Однако, для того чтобы изучить влияние масштаба изменения хаотического потенциала (корреляционной длины), мы ограничимся следующей моделью. Будем считать, что концентрация примесей достаточна высока, чтобы имелось существенное перекрытие потенциалов отдельных примесей. В этом случае хаотический потенциал может быть представлен в виде случайного ряда Фурье

$$V(\mathbf{r}) = \sum V_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}, \quad V_{-\mathbf{k}} = V_{\mathbf{k}}^*, \quad (6)$$

в котором коэффициенты  $V_{\mathbf{k}}$  имеют случайную фазу, а их модули  $|V_{\mathbf{k}}|$  определяются модулем волнового вектора,

$$V_{\mathbf{k}} = V_0 \exp(i\varphi_{\mathbf{k}}) F(|\mathbf{k}|). \quad (7)$$

Чтобы еще более конкретизировать модель, предположим гауссовский закон зависимости  $F(|\mathbf{k}|)$  с некоторым обрезывающим волновым вектором  $k_0$ :

$$F(k) = \exp(-k/k_0)^2. \quad (8)$$

В такой модели корреляционная длина хаотического потенциала  $\lambda$  обратно пропорциональна обрезывающему волновому вектору  $k_0$ , а вид корреляторов хаотического потенциала (в том числе и высших) является гауссовским [10]:

$$\frac{\langle V(\mathbf{r})V(\mathbf{r}+1) \rangle}{\langle V^2(\mathbf{r}) \rangle} = \exp\left(-\frac{l^2}{2\lambda^2}\right), \quad \lambda = \sqrt{2}/k_0. \quad (9)$$

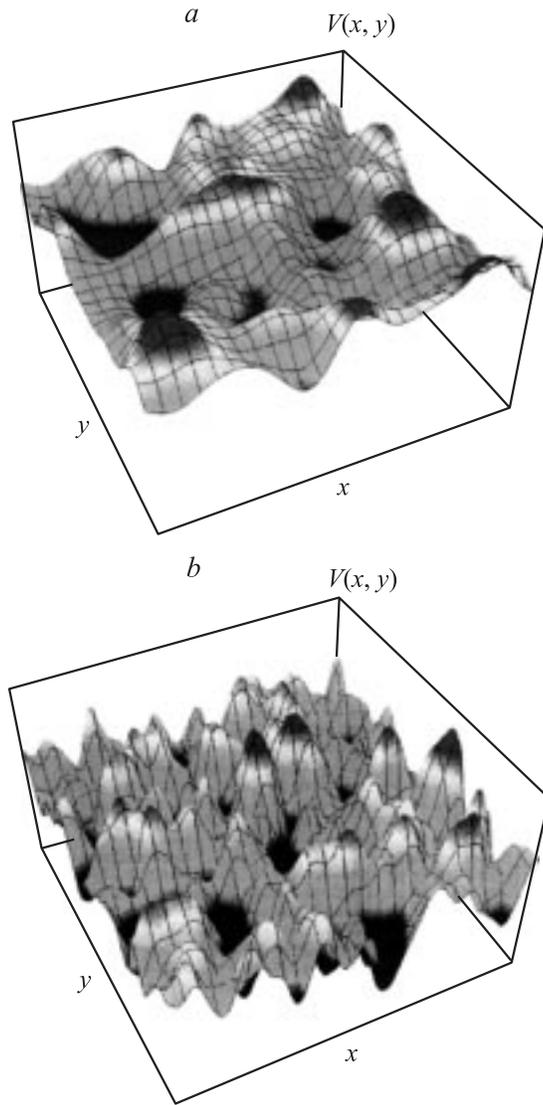
Абсолютное значение корреляционной длины определяется типом беспорядка в конкретном изучаемом образце. Оценим, как соотносятся  $\lambda$  и магнитная длина  $a_H$  в образцах различных типов. Возьмем для оценки магнитной длины типичное для ЦКЭХ магнитное поле  $B = 6$  Т, тогда  $a_H = \sqrt{\hbar c/eB} \approx 100$  Å.

Типичными структурами, в которых реализуется коротковолновый беспорядок, т.е. малые значения корреляционной длины, являются образцы на основе квантовых ям  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  [11]. В таких образцах хаотический потенциал обусловлен случайностью в расположении атомов In и Ga, поэтому масштаб хаотического потенциала — атомный,  $\lambda \sim 20$  Å  $\ll a_H$ .

Противоположный случай длинноволнового потенциала реализуется в высококачественных образцах с квантовыми ямами на основе чистого материала (GaAs), где легированные слои отделены от квантовой ямы толстыми спейсерными слоями. Как известно [8], корреляционная длина хаотического потенциала в этом случае составляет несколько сот ангстрем, поэтому  $\lambda \sim 500$  Å  $\gg a_H$ . Таким образом, в реальных образцах может реализоваться как коротковолновый,  $\lambda \ll a_H$ , так и длинноволновый беспорядок,  $\lambda \gg a_H$ .

На рис. 1 приведены типичные реализации хаотического потенциала вида (6) для коротковолнового и длинноволнового случаев. В длинноволновом случае хаотический потенциал является плавным и циклотронное движение может быть описано квазиклассически [12]. В коротковолновом случае, напротив, плавное циклотронное движение сбивается на масштабах, меньших магнитной длины, поэтому квазиклассическое рассмотрение неприменимо. В этом случае можно лишь утверждать, что волновая функция носителей будет существенно изменяться на масштабах порядка магнитной длины.

Выбрав фиксированную калибровку векторного потенциала магнитного поля и применив (квази) периодические граничные условия [13], мы получаем собственные



**Рис. 1.** Типичные реализации хаотического потенциала  $V(\mathbf{r})$ :  $a$  — длинноволнового,  $b$  — коротковолнового.

энергии и волновые функции гамильтониана (5) для образца конечных размеров  $L_x \times L_y$  с помощью стандартной численной процедуры диагонализации. Затем мы используем полученные энергии и волновые функции в расчете тензора проводимости, подставляя их в формулы линейного отклика для продольной и холловской проводимостей (при  $T = 0$ ) [14,15]:

$$\sigma_{xx}(\omega) = \frac{\pi e^2}{S\omega} \sum_{i < F, f > F} |(v_x)_{if}|^2 \delta(\hbar\omega + E_i - E_f), \quad (10)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{e^2 \hbar}{S} \sum_{i < F, f > F} \frac{2\text{Im}\{(v_x)_{if}(v_y)_{fi}\}}{(E_i - E_f)^2}. \quad (11)$$

Здесь  $i$  и  $f$  нумеруют (микроскопические) электронные состояния,  $E_F$  — энергия Ферми,  $S = L_x L_y$  — площадь образца. Поскольку формальное применение формулы (10) к системе дискретных энергетических уровней,

возникающих при рассмотрении образцов конечных размеров, приводит к физически бессмысленному (нулевому или бесконечному) результату, определим статическую продольную проводимость следующим образом:

$$\sigma_{xx} = \lim_{\Omega \rightarrow 0} \frac{1}{\Omega} \int_0^{\Omega} \sigma(\omega) d\omega, \quad (12)$$

имея в виду, что  $\hbar\Omega \gg \delta E$ . Здесь  $\hbar\Omega$  играет роль энергетической ширины поверхности Ферми, а  $\delta E$  — среднее расстояние между (микроскопическими) энергетическими уровнями. Используя определение (12), несложно получить выражение для продольной проводимости через плотность состояний  $D(E)$  и усредненное по поверхности Ферми значение квадрата модуля матричного элемента оператора скорости  $\langle |v_x|^2 \rangle$  [14,16]:

$$\sigma_{xx} = \pi e^2 \hbar S D^2(E_F) \langle |v_x|^2 \rangle. \quad (13)$$

### 3. Обсуждение результатов

Как следует из формулы (13), продольная проводимость  $\sigma_{xx}$  определяется произведением квадрата плотности состояний  $D(E)$  на усредненное по поверхности Ферми значение квадрата модуля матричного элемента оператора скорости  $\langle |v_x|^2 \rangle$ . Первый из двух множителей,  $D(E)$ , отражает уширение уровней Ландау вследствие наличия хаотического потенциала. На рис. 2 приведены рассчитанные графики плотности состояний для длинноволнового и коротковолнового хаотических потенциалов. В длинноволновом случае движение носителей может быть описано квазиклассически [12], а плотность состояний в наиболее грубом приближении дается просто функцией распределения хаотического потенциала:

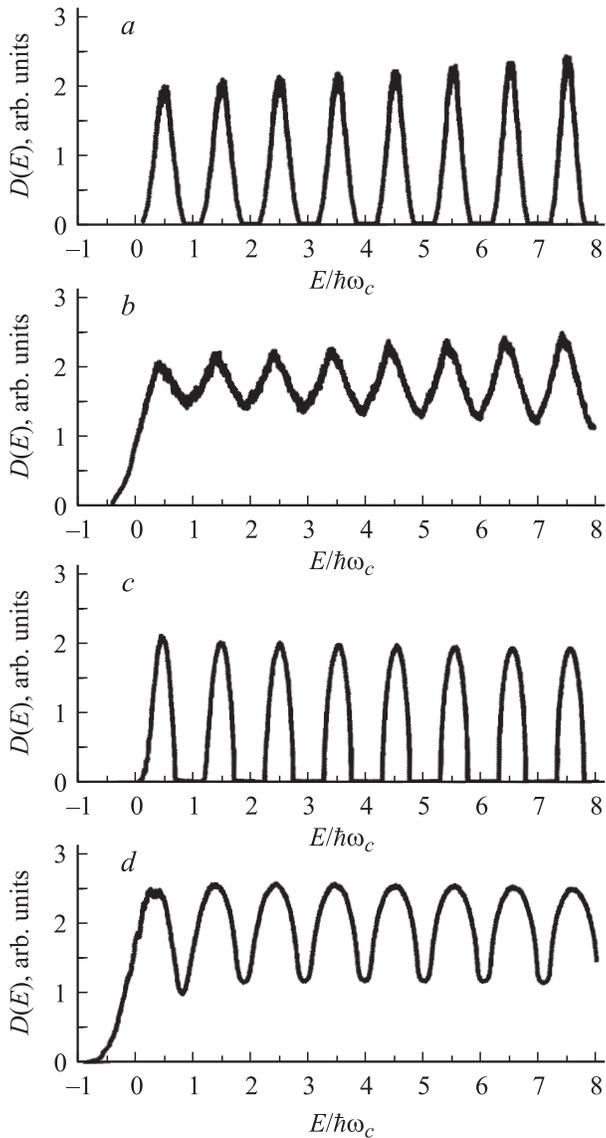
$$D_n(E) \propto \text{Prob}\{V(\mathbf{r}) = E - \hbar\omega_c(n + 1/2)\}. \quad (14)$$

Противоположный случай коротковолнового потенциала изучался в работах [17], и была получена следующая формула для плотности состояний:

$$D_n(E) \propto \sqrt{\Gamma_n^2 - (E - \hbar\omega_c(n + 1/2))^2}. \quad (15)$$

Полученные нами численные результаты для плотности состояний качественно согласуются с формулами (14) и (15). Отметим, что как в длинноволновом, так и в коротковолновом случае пиковые значения плотности состояний очень слабо зависят от номера уровня Ландау  $n$ .

Вторым множителем в выражении для продольной проводимости является усредненный квадрат матричного элемента  $\langle |v_x|^2 \rangle$ , отражающий локализацию электронных состояний:  $\langle |v_x|^2 \rangle$  обращается в нуль в зонах локализованных состояний и принимает конечные значения в зонах делокализованных состояний, вблизи центра каждого из уровней Ландау. Типичные примеры локализованных и делокализованных состояний представлены



**Рис. 2.** Рассчитанная плотность состояний: *a, b* — для длинноволнового хаотического потенциала, *c, d* — для коротковолнового хаотического потенциала. Графики *a* и *c* соответствуют малой амплитуде хаотического потенциала  $V \ll \hbar\omega_c$ , *b* и *d* — большой амплитуде  $V \gtrsim \hbar\omega_c$ .

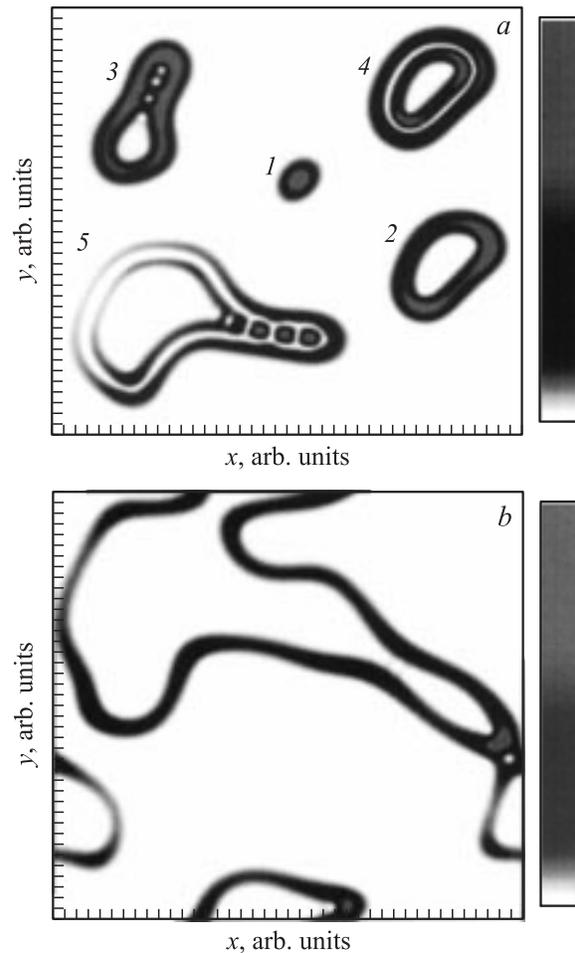
на рис. 3. Как видно из рис. 3, *b*, волновая функция, описывающая движение носителей в делокализованных состояниях, имеет сложный вид и, как утверждалось в ряде работ, является мультифрактальной [2].

Результаты численных расчетов компонент тензора проводимости представлены на рис. 4. Расчеты были выполнены для образцов с размерами  $L_x = L_y = 50a_H$  при достаточно малой амплитуде хаотического потенциала,  $V = \|V(\mathbf{r})\| \approx 0.1\hbar\omega_c$ , в расчет принимались 6 нижних уровней Ландау. Результаты были усреднены по 200 реализациям хаотического потенциала, при этом в областях делокализованных состояний все же остались заметные флуктуации. Было проверено, что изменение

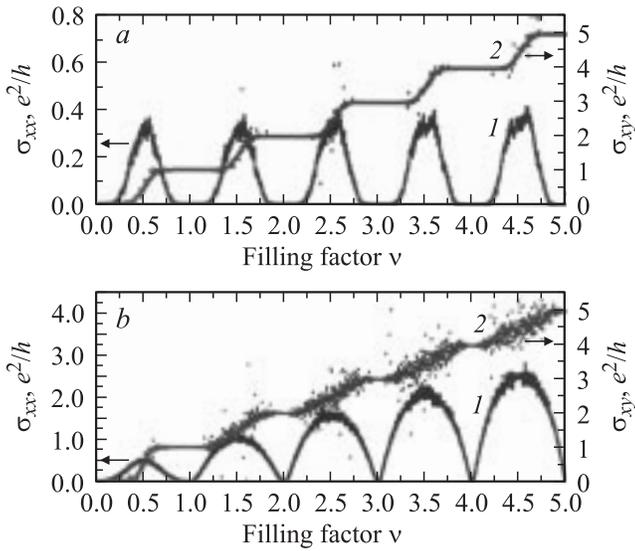
амплитуды хаотического потенциала, вплоть до  $V \lesssim \hbar\omega$ , слабо влияет на полученные зависимости.

В случае длинноволнового хаотического потенциала все 4 показанных на рис. 4, *a* плато холловской проводимости  $\sigma_{xy}$  ярко выражены, имеют практически максимальную ширину. Пиковые значения продольной проводимости  $\sigma_{xx}^{(N)}$  не зависят от номера уровня Ландау, составляя около  $0.35e^2/h$  при  $\lambda = 4a_H$  и уменьшаясь с ростом  $\lambda$ . Такое поведение компонент тензора проводимости хорошо согласуется с экспериментальными данными, полученными на образцах с длинноволновым хаотическим потенциалом [3,7].

В противоположном случае коротковолнового хаотического потенциала лишь первое плато холловской проводимости  $\sigma_{xy}$  на рис. 4, *b* является ярко выраженным, ширина плато холловской проводимости  $\sigma_{xy}$  на рис. 4, *b* является ярко выраженной шириной же высших плато уменьшается с ростом номера уровня Ландау. Пиковые значения продольной проводимости  $\sigma_{xx}$  в этом случае пропорциональны номеру уровня Ландау, так что



**Рис. 3.** Распределение электронной плотности: *a* — в локализованных состояниях, *b* — в делокализованных состояниях. Локализованные состояния 1–3 соответствуют основному уровню Ландау ( $n = 0$ ), 4 и 5 — первому возбужденному ( $n = 1$ ).



**Рис. 4.** Продольная (1) и холловская (2) проводимости: *a* — длинноволновый случай,  $\lambda = 4a_H$ , *b* — коротковолновый случай,  $\lambda = 0.25a_H$ . Здесь  $\nu = 2\pi n_s a_H^2$  — фактор заполнения,  $n_s$  — двумерная концентрация носителей,  $a_H = \sqrt{\hbar c/eB}$  — магнитная длина.

первый пик имеет значение  $0.5e^2/h$ , второй —  $1e^2/h$  и т.д. Этот результат согласуется с экспериментальными данными, полученными на образцах с коротковолновым хаотическим потенциалом, поскольку в этом случае видны лишь 1–2 плато, соответствующих основному уровню Ландау, а значение  $0.5e^2/h$  для первого пика  $\sigma_{xx}$  является универсальным [9].

В заключение проанализируем полученный результат о линейной зависимости пиковых значений продольной проводимости от номера уровня Ландау. Во-первых, максимальные значения плотности состояний меняются в зависимости от номера уровня Ландау очень слабо. Как видно из рис. 2, *c, d*, максимумы плотности состояний первых 8 уровней Ландау отличаются не более чем в 2 раза. Это означает, что зависимость пиковых значений  $\sigma_{xx}^{(N)}$  от  $N$  определяется главным образом усредненным квадратом матричного элемента  $\langle |v_x|^2 \rangle$ . Для того чтобы проанализировать зависимость  $\langle |v_x|^2 \rangle$  от  $N$ , запишем волновую функцию произвольного (микроскопического) состояния с уровня Ландау с номером  $N$  в приближении малой амплитуды хаотического потенциала  $V$ :

$$\Psi_{N\alpha} = \sum_k c_k^{(N\alpha)} \Psi_{Nk} + \frac{V}{\hbar\omega_c} (d_k^{(N\alpha)} \Psi_{N-1,k} + e_k^{(N\alpha)} \Psi_{N+1,k}) + O((V/\hbar\omega_c)^2). \quad (16)$$

Здесь  $\Psi_{Nk}$  — базисные волновые функции [18]

$$\Psi_{n+1,k} = \frac{\exp(ikx)}{\sqrt{2^n n!} \sqrt{\pi} a_H L_x} \exp\left(-\frac{\tilde{y}^2}{2a_H^2}\right) H_n\left(\frac{\tilde{y}}{a_H}\right), \quad (17)$$

$$\tilde{y} = y - ka_H^2, \quad a_H^2 = \hbar c/(eB). \quad (18)$$

Далее используем следующие обстоятельства: большинство электронных состояний в коротковолновом случае являются делокализованными, а корреляционная длина волновой функции фактически совпадает с магнитной длиной. Кроме того, плотность состояний различных уровней Ландау отличается слабо (рис. 2). На основании этих аргументов, проверенных численными расчетами, мы используем следующую модель: будем полагать, что комплексные коэффициенты  $c_k^{(N\alpha)}$ ,  $d_k^{(N\alpha)}$  и  $e_k^{(N\alpha)}$  являются случайными некоррелированными величинами и описываются не зависящими от  $N$ ,  $\alpha$  и  $k$  функциями распределения  $f_1(|c|^2)$ ,  $f_2(|d|^2)$  и  $f_3(|e|^2)$ . Функция распределения  $f_1$  определяет с точностью до  $O((V/\hbar\omega_c)^2)$  нормировку волновых функций

$$\begin{aligned} \int |\Psi_{N\alpha}|^2 d^2\mathbf{r} &\approx \sum_k |c_k^{(N\alpha)}|^2 \\ &= N_L \int |c|^2 f_1(|c|^2) d|c|^2 = 1, \end{aligned} \quad (19)$$

а  $f_{2,3}$  — подмешивание соседних уровней Ландау, зависящее от формы хаотического потенциала. Используя функции распределения  $f_{1,2,3}$ , выражения для волновых функций (16) и матричного элемента  $\langle n_1 k_1 | v_x | n_2 k_2 \rangle$ , несложно вычислить  $\langle |v_x|^2 \rangle$ . Ответ может быть записан в следующем виде:

$$\begin{aligned} \langle |v_x|^2 \rangle &= A_1(N-1) + A_2\sqrt{N(N-1)} + A_3N \\ &= A_4N + O(1), \end{aligned} \quad (20)$$

где коэффициенты  $A_i$  не зависят от  $N$ . Таким образом, мы показали, что усредненное по поверхности Ферми значение квадрата модуля матричного элемента оператора скорости, а вместе с ним и пиковые значения продольной проводимости пропорциональны номеру уровня Ландау. При этом численный коэффициент перед  $N$  в формуле (4) является результатом численных расчетов.

## 4. Заключение

В настоящей работе изучен вопрос о влиянии формы хаотического потенциала примесей и дефектов на компоненты тензора проводимости в режиме ЦКЭХ. Используя численные расчеты, основанные на микроскопической теории, мы показали, что ширины плато ЦКЭХ уменьшаются с увеличением номера уровня Ландау  $N$  и уменьшением корреляционной длины хаотического потенциала  $\lambda$ . Наиболее ярко различие между образцами с различным масштабом изменения хаотического потенциала проявляется в пиковых значениях продольной проводимости  $\sigma_{xx}$ . В зависимости от соотношения корреляционной длины  $\lambda$  и магнитной длины  $a_H = \sqrt{\hbar c/eB}$  имеется кардинальное различие в пиковых значениях  $\sigma_{xx}$  и их зависимости от номера уровня Ландау.

В длинноволновом случае, при  $\lambda \gg a_H$ , пиковые значения продольной проводимости не зависят от номера

уровня Ландау и уменьшаются с ростом  $\lambda$ . В коротковолновом случае, при  $\lambda \ll a_H$ , пиковые значения  $\sigma_{xx}$  пропорциональны номеру уровня Ландау  $N \geq 1$  и составляют  $0.5Ne^2/h$ . Наличие линейной зависимости от  $N$  показано нами строго в предположении о независимости пиковых значений плотности состояний от номера уровня Ландау и равномерной делокализации состояний. Полученные результаты хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными [3,7,9].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 05-02-16679) и Федеральной программы поддержки ведущих научных школ. А.А. Грешнов благодарит за поддержку Фонд „Династия“ и Фонд содействия отечественной науке.

## Список литературы

- [1] *The Quantum Hall Effect*, 2nd edn., ed. by R.E. Prange, S.M. Girvin (Springer-Verlag, N.Y., 1990).
- [2] B. Huckestein. *Rev. Mod. Phys.*, **67**, 357 (1995).
- [3] S. Koch, R.J. Haug, K.V. Klitzing, K. Ploog. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 883 (1991).
- [4] Д.Е. Хмельницкий. Письма ЖЭТФ, **38**, 454 (1983); гл. 5 книги [1] и приведенные там ссылки.
- [5] Y. Huo, R.E. Hetzel, R.N. Bhatt. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 481 (1993).
- [6] D.H. Lee, Z. Wang, S. Kivelson. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 4130 (1993).
- [7] L.P. Rokhinson, B. Su, V.J. Goldman. *Sol. St. Commun.*, **96**, 309 (1995); P.T. Coleridge. *Phys. Rev. B*, **60**, 4493 (1999); F. Hols, U. Zeitler, R.J. Haug, K. Pierz. *Physica B*, **298**, 88 (2001).
- [8] H.P. Wei, S.Y. Lin, D.C. Tsui, A.M.M. Pruisken. *Phys. Rev. B*, **45**, 3926 (1992).
- [9] D. Shahar, D.C. Tsui, M. Shayegan, R.N. Bhatt, J.E. Cunningham. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 4511 (1995); R.B. Dunford, N. Griffin, M. Pepper, P.J. Phillips, T.E. Whall. *Physica E*, **6**, 297 (2000); E. Peled, D. Shahar, Y. Chen, D.L. Sivco, A.Y. Cho. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 246 802 (2003); S.S. Murzin, M. Weiss, A.G.M. Jansen, K. Eberl. *Phys. Rev. B*, **66**, 233 314 (2002).
- [10] В.Л. Бонч-Бруевич, И.П. Звягин, Р. Кайпер, А.Г. Миронов, Р. Эндерлайн, Б.-М. Эссер. *Электронная теория неупорядоченных полупроводников* (М., Наука, 1981).
- [11] H.P. Wei, D.C. Tsui, M.A. Paalanen, A.M.M. Pruisken. *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 1294 (1988).
- [12] M. Tsukada. *J. Phys. Soc. Japan*, **41**, 1466 (1976).
- [13] H. Aoki. *J. Phys. C*, **11**, 3823 (1978).
- [14] Y. Imry. *Introduction to Mesoscopic Physics* (Oxford University Press, 2002).
- [15] Q. Niu, D.J. Thouless, Y.S. Wu. *Phys. Rev. B*, **31**, 3372 (1985).
- [16] S.R.E. Yang, A.H. MacDonald, B. Huckestein. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 3229 (1995).
- [17] T. Ando, Y. Uemura. *J. Phys. Soc. Japan*, **36**, 959 (1974); T. Ando. *J. Phys. Soc. Japan*, **37**, 622 (1974).
- [18] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика (нерелятивистская теория)* (М., Наука, 1989).

Редактор Л.В. Беляков

## Integer quantum Hall effect in correlated disorder

A.A. Greshnov, G.G. Zegrya

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The influence of disorder potential form on longitudinal  $\sigma_{xx}$  and Hall  $\sigma_{xy}$  conductivities has been studied theoretically in the regime of integer quantum Hall effect. It is shown that widths of Hall conductivity plateaus as well as peak values of longitudinal conductivity depend significantly of disorder correlation length to magnetic length ratio,  $\lambda/a_H$ . In the case of short-wavelength disorder,  $\lambda \ll a_H$ , peak values  $\sigma_{xx}^{(N)}$  are proportional to Landau level number  $N \geq 1$ ,  $\sigma_{xx} = 0.5Ne^2/h$ , whereas  $\sigma_{xx}^{(N)}$  are significantly smaller than  $0.5e^2/h$  and Landau level number independent in the case of long-wavelength disorder,  $\lambda \gg a_H$ . Our result are in good agreement with available experimental data.