

МНОГОКАНАЛЬНЫЕ ХОЛЛОВСКИЕ ЭФФЕКТЫ В 2D ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ

В.Б.Шикин, Ю.В.Шикина*

Институт физики твердого тела РАН
142432 Черноголовка, Московская обл.

* Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
142432 Черноголовка, Московская обл.

Поступила в редакцию 9 декабря 1999 г.

Предлагается описание имеющихся экспериментов по изучению линейного электро-оптического эффекта в 2D электронных системах, демонстрирующих квантовый эффект Холла. Самосогласованная картина равновесных и в состоянии с транспортным током наблюдаемых явлений для дисков Корбино и холловских образцов возникает при учете контактных эффектов, сопутствующих приготовлению таких образцов. Масштаб контактных потенциалов оказывается достаточно большим, заметно превосходящим циклотронную энергию в обсуждаемых экспериментах. При этом неизбежно появление в образцах большого числа так называемых несжимаемых каналов. Феноменологическое описание такого, "полосатого", состояния находится в качественном соответствии с имеющимися экспериментами.

PACS: 73.40.Hm

В работе [1] обсуждались свойства отдельной "несжимаемой" области в неоднородной, замагниченной 2D электронной системе. Причиной неоднородности считались контактные явления, с большой вероятностью присутствующие в 2D открытых системах с металлическими терминалами. Данная работа продолжает эту тему. Речь идет о реальной ситуации [2-4], отвечающей возникновению в образцах большого числа несжимаемых каналов. Предлагаемый формализм позволяет учесть это обстоятельство.

1. Предположим, как и в [1], что речь идет о дисках Корбино, допускающих квазиодномерное описание 2D области, то есть $(R_1 - R_2)/(R_1 + R_2) \ll 1$, где R_1, R_2 - внешний и внутренний радиусы 2D диска Корбино. В этом случае неоднородная часть $\delta n(x)$ электронной плотности контактного происхождения устроена так:

$$\delta n_0(x) = \kappa w \phi_{ab} / \pi^2 e (w^2 - x^2), \quad -w \leq x \leq +w. \quad (1)$$

Здесь $2w = R_2 - R_1$ - ширина 2D области между металлическими берегами, ось OX направлена в радиальном направлении, начало координат совпадает со серединой 2D области, κ - диэлектрическая постоянная среды, ϕ_{ab} - так называемая контактная разность потенциалов. В пределе $a_b^* \ll w$ приближение (1) хорошо "работает" вдали от точек $x = \pm w$, где a_b - эффективный боровский радиус.

При включении магнитного поля, нормального поверхности 2D системы, возникает существенный новый параметр - циклотронная энергия $\hbar\omega_c$ - и вопрос о характере распределения в диске несжимаемых каналов в большой степени определяется конкуренцией $\hbar\omega_c$ и $e\phi_{ab}$.

В пределе $\hbar\omega_c \geq e\phi_{ab}$ двумерная область занята, в основном, одним целочисленным каналом. Его свойства описаны в общем виде авторами [5] и более детально в

[1]. Среди интересующих нас ниже результатов для этого случая интересно распределение электростатического потенциала по сечению центрального целочисленного канала $\varphi(x)$

$$\varphi(x) \propto (a^2 - x^2)^{3/2}, \quad -a \leq x \leq +a; \quad (2)$$

здесь $2a < 2w$ – ширина несжимаемой полосы. Ее максимальное значение для плотности электронов, имеющей структуру (1), равно

$$(a_{max}/w)^3 = 3\pi\hbar\omega_c/2W, \quad W = e\phi_{ab}, \quad (3)$$

ω_c – циклотронная частота. Имеет смысл отметить также, что ширина полосы довольно чувствительна к магнитному полю, варьируясь от нуля при ее зарождении до критических размеров (3), когда с ростом магнитного поля максимальное значение потенциала (2) в центре канала достигает значения $\hbar\omega_c$, после чего полоска раздваивается (детали этого процесса см. в [5]).

В условиях $\hbar\omega_c \ll W$ становится возможным образование большого числа несжимаемых полосок и описание вида (2), (3) теряет смысл. Необходим адекватный формализм, учитывающий большое число полосок и их взаимодействие между собой. Такая возможность имеется, если учесть, что каждая полоска содержит на своих берегах разность потенциалов $\hbar\omega_c$. Следовательно, локальное значение электростатического потенциала в задаче с большим количеством полосок можно сконструировать в виде

$$e\varphi(x) \simeq \hbar\omega_c\nu(x), \quad \nu(x) = \pi l_H^2 n(x); \quad (4)$$

здесь $\nu(x)$ – локальный фактор заполнения, l_H – магнитная длина.

Согласно (4), в пределе $\hbar\omega_c \ll W$ электростатический потенциал воспроизводит в среднем локальное поведение электронной плотности. Формула (4), как и выражение (1), теряет смысл вблизи концов $\pm w$, где избыточная плотность электронов оказывается расходящейся.

Располагая определениями (2)–(4), обратимся к имеющимся [3–4] экспериментальным данным относительно равновесного распределения $\varphi(x)$ в корбино и прямоугольных образцах. Наиболее интересным результатом этих измерений является качественная разница в поведении равновесной величины $\varphi(x)$ по сечению образца в нормальном состоянии и в промежуточных условиях, когда система содержит целочисленные каналы. В нормальном состоянии, как и следовало ожидать, $\varphi(x) = \text{const}$ вдоль 2D системы. Что касается промежуточной картины, содержащей один, или несколько целочисленных каналов, то здесь относительная величина $\varphi(x)$ убывает к центру сечения. Отметим, что имеющиеся данные о промежуточном состоянии не дают абсолютных значений $\varphi(x)$, констатируя лишь факт его немонотонности.

Качественно наиболее интересными являются результаты рис.9 из [3], свидетельствующие о неоднородности в распределении $\varphi(x)$ по сечению холловского образца в промежуточном состоянии. К сожалению, однако, измерения рис.9 содержат неопределенности, мешающие их интерпретации: отчетливо видна асимметрия, обусловленная, по-видимому, влиянием соседних каналов; кроме того, положение самого сечения, выбранное авторами из соображений удобства его реализации, находится на близком и плохо определенном расстоянии от торца 2D системы, что усложняет описание деталей $\varphi(x)$.

Более “прозрачна” информация для диска Корбино. Сравнение данных [4] с двумя вариантами распределения $\varphi(x)$: многоканальным (4) и одноканальным (2) –

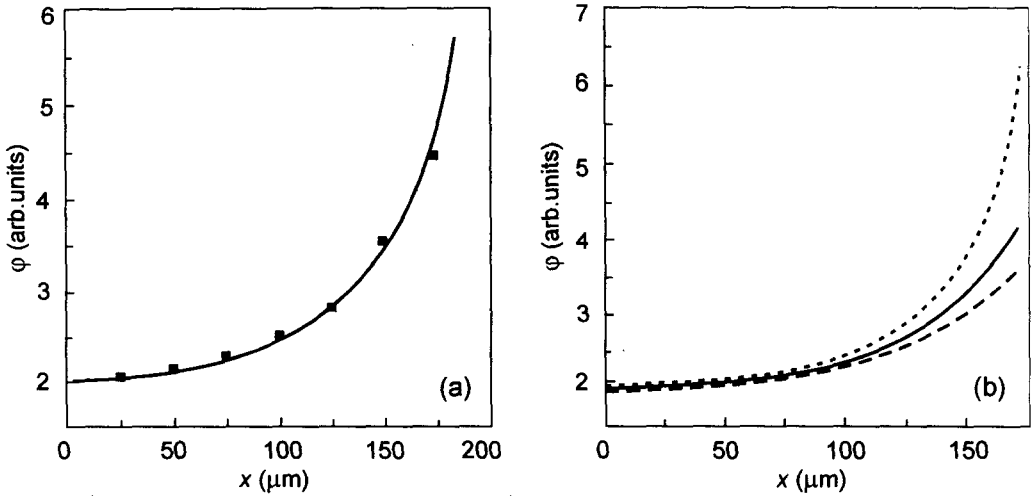


Рис.1. а) Координатное поведение потенциала (5), (4). Сплошная линия отвечает параметрам: $R = 50$ мкм, $w = 250$ мкм. ■ - экспериментальные данные из [4]. б) Степень чувствительности потенциала (5), (4) к вариациям радиуса R : точки - $R = 75$ мкм, сплошная линия - $R = 50$ мкм, штрихи - $R = 5$ мкм

приведено на рис.1, 2. Расчетные кривые $\phi(x)$ строились с помощью алгоритма

$$\phi(x) = \frac{1}{2R} \int_{x-R}^{x+R} \varphi(s) ds. \quad (5)$$

Здесь R определяет радиус лазерного пучка, используемого в экспериментах [3, 4]. Кривые “привязывались” к минимуму $\phi(0)$ и оптимально располагались вдоль экспериментальных точек варьированием R и геометрических размеров, содержащихся в определениях (2), (4). Так, сплошная линия на рис.1а отвечает значениям $R = 50$ мкм, $w = 250$ мкм. Рис.1б иллюстрирует влияние радиуса лазерного пучка на поведение $\phi(x)$. На рис.2 к тем же точкам “примеряется” зависимость $\varphi(x)$ (2) с двумя разными значениями a и величиной $R = 50$ мкм.

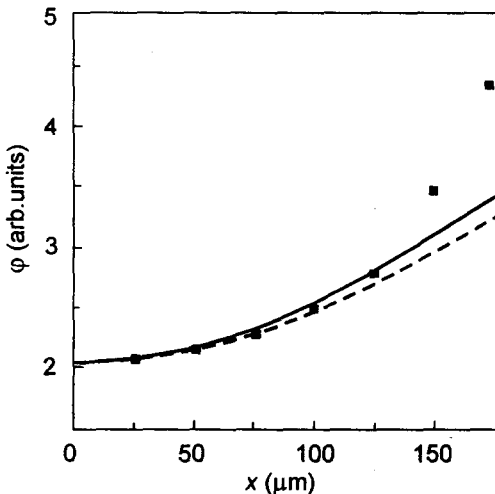


Рис.2. Зависимость $\psi(x)$ (5), (2). Сплошная кривая: $R = 50$ мкм, $a = 230$ мкм, штриховая: $R = 50$ мкм, $a = 250$ мкм

Следует отметить, что для получения экспериментальных точек на рис.1, 2 пришлось сканировать рис.1 и рис.2 из [4]. После этого, используя рис.9 из [3], идентичный рис.1 из [4], можно пересчитать данные сканирования рис.2 из [4] на соответствующие числа для $\phi(x)$.

Резюмируя, мы приходим к заключению о предпочтительном соответствии между данными [4] и зависимостью $\varphi(x)$ (4), представленной на рис.1. Однако для более надежных заключений о вариантах распределения $\varphi(x)$ необходим масштаб немонотонности, чего не дают (во всяком случае пока) измерения в равновесных условиях.

2. Интересующий нас масштаб немонотонности (имеется в виду абсолютная величина электростатического "провала" на рис.1, 2) оказывается доступным для оценки в экспериментах с транспортным током. Здесь возникает дополнительный энергетический параметр – тянущее напряжение V , а вместе с ним и новые диагностические возможности, особенно наглядно проявляющие себя в задаче с диском Корбино.

Расчет электрической части задачи при наличии транспортного тока требует специальных пояснений. Существует несколько схем таких расчетов, каждая из которых по своему приближенна.

В случае $\sigma_{xx} \neq 0$ основой расчета является условие $\text{div} \mathbf{j} = 0$, которое с помощью закона Ома сводится к уравнению на $\varphi(x, y)$ с граничными условиями, позволяющими сшить величины потенциала в нормальных и целочисленных областях. В такой постановке решение задачи пока не реализовано.

Если $\sigma_{xx} = 0$, что для квантового эффекта Холла вполне разумно, то требование $\text{div} \mathbf{j} = 0$ вырождается, и приходится искать другие связи между $\varphi(x, y)$ и $\delta n(x)$, позволяющие вместе с уравнением Пуассона замкнуть электростатическую задачу. Пример такого решения, независимый от σ_{xx} , приведен в [6]. В данной работе мы предлагаем контактное приближение для решения поставленной задачи, являющееся простым обобщением подхода из [1]. Речь идет о распределении электронной плотности по сечению 2D системы в контакте с подводящими электродами, учитывающем как влияние контактной разности потенциалов, так и тянущего напряжения. Имея такое распределение, нетрудно найти с помощью (4) распределение $\varphi(x)$, если, конечно, выполнено требование $eV \gg \hbar \omega_c$.

По определению,

$$\delta n(x) = \frac{1}{4\pi e^2} \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \Big|_{+0} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \Big|_{-0} \right), \quad (6)$$

$$\psi(x, z) \Big|_{z \rightarrow 0} = \begin{cases} 0, & -\infty \leq x \leq -w \\ W, & -w \leq x \leq +w \\ eV, & +w \leq x \leq +\infty \end{cases}, \quad (7)$$

$W \equiv e\phi_{ab}$. Используя теперь известное решение задачи Дирихле (7) и вычисляя необходимые производные (6), можно найти выражение для $\delta n(x)$

$$\delta n(x) = \frac{w(2W - eV) - eVx}{2\pi^2 e^2 (w^2 - x^2)}. \quad (8)$$

В пределе $V \rightarrow 0$ результат (8) переходит в (1). Выражение (8) имеет характерный максимум в точке x_m :

$$\frac{|x_m|}{w} = \left(\frac{2W}{eV} - 1 \right) - \sqrt{\left(\frac{2W}{eV} - 1 \right)^2 - 1}. \quad (9)$$

Это же соотношение, переписанное относительно $W/|eV|$, выглядит так:

$$(2W/|eV| - 1) = (\xi_m^2 + 1)/2\xi_m, \quad \xi_m = x_m/w. \quad (9a)$$

Учитывая, что по смыслу $\xi_m \leq 1$, нетрудно видеть, что формулы (9), (9a) “работают” лишь в области $(2W/|eV| - 1) \geq 1$. Такое искусственное ограничение обусловлено расходимостью (8) вблизи точек $\pm w$.

Наличие максимума в распределении $\varphi(x)$ наблюдается экспериментально. Данные [3] показывают, что значение $x_m/w \simeq 0.8$ при $eV \simeq 0.3$ эВ. Используя (9a), имеем в этом случае $W \simeq |eV|$. Величина $\hbar\omega_c$ здесь имеет масштаб 100 К, то есть условие $W \gg \hbar\omega_c$, позволяющее использовать локальную связь (4) между плотностью (8) и наблюдаемым электростатическим потенциалом, выполнено с хорошим запасом.

Таким образом, в работе предлагается схема описания неоднородных 2D электронных систем, содержащих при включении магнитного поля большое число целочисленных каналов. Усредненное описание этой системы ведет к заключению о пропорциональности между наблюдаемым электростатическим потенциалом и неоднородной плотностью образца (см. формулу (4)). В условиях с транспортным током модель объясняет наблюдаемое положение максимума электростатического потенциала внутри 2D образца.

Работа поддержана частично Российским фондом фундаментальных исследований, грант 98-02-16640.

-
1. В.Б.Шикин, Н.И.Шикина, Письма ЖЭТФ **62**, 879 (1995).
 2. P.F.Fontein, P.Hendriks, F.A.P.Bloom et al., Surf. Sci. **263**, 91 (1992).
 3. R.Knott, W.Dietsche, K. von Klitzing et al., Semicond. Sci. Technol. **10**, 117 (1995).
 4. W.Dietsche, K. von Klitzing, and K.Ploog, Surf. Sci. **361/362**, 289 (1996).
 5. D.B.Chklovskii, B.I.Shklovski, and L.I.Glazman, Phys. Rev. **B46**, 4026 (1992) ; D.B.Chklovskii, K.F.Matveev, and B.I.Shklovskii, Phys. Rev. **B47**, 12605 (1993).
 6. A.H.MacDonald, T.M.Rice, and W.F.Brinkman, Phys. Rev. **B28**, 3648 (1983).