

К теории "несжимаемых" областей в замагниченной неоднородной электронной 2D системе

© В.Б. Шикин, Ю.В. Шикина*

Институт физики твердого тела Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

* Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

(Поступила в окончательном виде 17 ноября 1998 г.)

Предложена модификация теории "несжимаемых" областей в идеальной бесспиновой неоднородной замагниченной 2D электронной системе в окрестности точек на профиле электронной плотности $n(x)$ с целочисленным фактором заполнения. Возникновения подобных областей ведет к появлению конечной емкости между разделенными несжимаемым каналом частями 2D системы, поэтому такая система может исследоваться емкостными методами. Особенно удобна для этих целей конфигурация Корбино. Определяются параметры "несжимаемого" канала в диске Корбино с пространственно-неоднородной электронной 2D системой при наличии в окрестности канала отдельной точки на профиле электронной плотности с магнитным целочисленным фактором заполнения. Для практически интересных случаев найдена магнитоемкость между берегами диска Корбино, разделенного несжимаемой прослойкой. Показано, что эта магнитоемкость содержит прямую информацию о ширине целочисленной полоски.

В работах [1,2] приводится описание "несжимаемых" областей в окрестности точек x_i на профиле электронной плотности $n(x)$ с целочисленным фактором заполнения $\nu = 1, 2, 3, \dots$ для двумерной (2D) электронной системы в магнитном поле, нормальном к ее плоскости

$$\nu_i = \pi l_H^2 n(x_i), \quad l_H^2 = c\hbar/eH, \quad (1)$$

l_H — магнитная длина, H — напряженность магнитного поля.

При низких температурах $T \ll \hbar\omega_c$ (ω_c — циклотронная частота) целочисленная полоска имеет экспоненциально малую диагональную проводимость, превращаясь практически в диэлектрик. В этих условиях для исследования свойств целочисленных каналов, возникающих, как правило, в неоднородных двумерных заряженных системах, естественно рассмотреть емкостные характеристики электронной системы в магнитном поле.

Цель работы — выяснение роли несжимаемых областей в задаче о магнитоемкости электронных 2D систем, находящихся в контакте с дополнительными электродами. Основной причиной неоднородности электронной 2D системы, вызывающей появление в квантующем магнитном поле несжимаемых (целочисленных) областей предполагаем контактные явления, сопровождающие контакт 2D системы с металлическими электродами. Так, в случае одномерной неэкранированной конфигурации металл-(2D система)-металл возмущение электронной плотности контактного происхождения имеет вид [3,4]

$$\delta n_0(x) = \frac{\kappa w \phi_{ab}}{\pi^2 e (w^2 - x^2)}. \quad (2)$$

Здесь ϕ_{ab} — контактная разность потенциалов, κ — диэлектрическая постоянная, $2w$ — характерный размер 2D системы в x -направлении. Приближение (2) применимо вдали от точек $x = \pm w$ границы 2D области при условии $a_b^* \ll w$, где a_b^* — эффективный боровский радиус.

Очевидно, что возмущение (2) не совместимо с условиями, оптимальными для наблюдения квантового эффекта Холла (КЭХ), а следовательно, и появления конечной емкости между берегами диска Корбино (как известно, одним из необходимых условий реализации КЭХ и сопутствующих ему особенностей магнитоемкости является пространственная однородность электронной плотности 2D системы). Характерные признаки КЭХ и, в частности возникновение конечной емкости берег-берег для диска Корбино реализуются лишь по мере возникновения плоских диамагнитных участков на плавной зависимости $n(x)$.

Рассмотрение вклада несжимаемых областей в магнитоемкость 2D системы проводится в предположении, что металлические берега уплощены и лежат в одной плоскости с 2D системой. Для простоты будем полагать диск Корбино квазиодномерным, что справедливо в условиях

$$R_2 - R_1 \ll \frac{1}{2}(R_2 + R_1), \quad (3)$$

где R_2, R_1 — внешний и внутренний радиусы двумерной области Корбино. Очевидно, что основное свойство Корбино-образцов — замкнутость токовых линий в холловском направлении — сохраняется и в квазиодномерном приближении (все величины не зависят от координаты y , совпадающей с направлением холловского тока).

Особый интерес представляет задача о магнитоемкости неэкранированного диска Корбино с неоднородной электронной плотностью. Как уже отмечено выше, в отсутствие магнитного уплощения электронной плотности понятие емкости между берегами диска Корбино не имеет смысла. Образование целочисленного канала в неоднородном диске Корбино и наблюдаемые следствия его возникновения обсуждаются в первой части работы.

Во второй части исследуется влияние управляющего электрода на магнитоемкости 2D системы.

В третьей части работы рассмотрена задача о метастабильных целочисленных каналах в диске Корбино с током.

Магнитоемкость, как нам представляется, является эффективным средством для изучения свойств несжимаемых областей в пространственно-неоднородных электронных $2D$ системах.

1. Магнитоемкость незкранированного диска Корбино

Исходные предпосылки нашего рассмотрения следующие. Допуская возможность образования в центральной части диска диэлектрической полоски магнитного происхождения с размерами $a < w$, нетрудно связать наличие такой полоски с появлением конечной емкости C между берегами $2D$ системы. Задача сводится к определению зависимости $C(a)$ и выяснению связи величины a с характеристиками $2D$ системы в магнитном поле.

1) В условиях $a \ll w$ влиянием концов $\pm w$ на емкость $2D$ системы можно пренебречь. При этом

$$C = 2\pi R \ln \frac{R}{a}, \quad R = (R_2 + R_1)/2, \quad (4)$$

если выполнено (3). Таким образом, определение магнитоемкости берег-берег диска Корбино в условиях КЭХ сводится к вычислению ширины $2a$ целочисленного канала.

2) Расчет величины a в значительной степени базируется на идеях работы [2].¹ Исходным является требование постоянства электрохимического потенциала μ вдоль замагниченной $2D$ системы. Полагая ее идеальной и бесспиновой (как в [2]), а также ограничиваясь фактором заполнения $\nu < 2$, имеем

$$\mu(x) = e\varphi - T \ln S(\nu) = 0, \quad -w \leq x \leq +w, \quad (5)$$

$$S(H, \nu) = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\nu} - 1 \right) + \sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{1}{\nu} - 1 \right)^2 + \epsilon \left(\frac{2}{\nu} - 1 \right)}, \quad (6)$$

$$\nu(x) = \pi l_H^2 n(x), \quad n(x) = n_s + \delta n(x), \quad (7)$$

$$\epsilon = \exp \left(-\frac{\hbar\omega_c}{T} \right) \ll 1, \quad (7)$$

$$\varphi'(x) = \frac{2e}{\kappa} \int_{-w}^{+w} \frac{\delta n(s)}{x-s} ds, \quad (8)$$

$\delta n(x)$ есть отклонение электронной плотности от равновесного значения n_s , имеющего место в $2D$ системе без контактов.

¹ Среди предпосылок теории [2] имеются и некоторые неочевидные утверждения; при их использовании далее обсуждаются альтернативные возможности, см. п. 3 данного раздела.

В отсутствие магнитного поля условие непрерывности электрохимического потенциала вдоль диска Корбино приводит к появлению возмущения $\delta n_0(x)$ (2). При этом внутри интервала $-w \leq x \leq +w$ электрический потенциал приблизительно постоянен (за исключением окрестности точек $\pm w$), а проводимость обнаруживает металлический характер.

В сильном магнитном поле в областях, где электронная плотность удовлетворяет условию (1), положение меняется. При достаточно низких температурах

$$T \ll \hbar\omega_c \quad (9)$$

слагаемое $T \ln S$ из (5) как функция ν испытывает резкое изменение в окрестности $\nu = 1$. В пределе $T \rightarrow 0$ это изменение сводится к разрыву

$$-T \ln S = \begin{cases} 0, & \nu \rightarrow 1 - 0, \\ \hbar\omega_c, & \nu \rightarrow 1 + 0, \end{cases} \quad (10)$$

с величиной скачка, не зависящей от температуры T (ширина переходной области $\sim T/\hbar\omega_c$).

При условии (9) свойство (10) существенно влияет на распределение электронной плотности внутри интервала $-w \leq x \leq +w$, искажая распределение (2). Равновесие в $2D$ системе определяется теперь конкуренцией электростатической энергии $e\varphi(x)$ и магнитным вкладом $T \ln S(\nu)$ в электрохимический потенциал, причем необходимый масштаб $T \ln S$ обеспечивается малыми изменениями плотности $\delta n(x) \ll n_s$. В результате магнитная часть $\mu(x)$ возмущает распределение электронной плотности (1) в окрестности точек x_i . Далее мы исследуем характер этого возмущения. Можно предположить, что ситуация в окрестности точек (1) напоминает контактную с разностью потенциалов $e\phi_{ab} = \hbar\omega_c$. Поэтому следует ожидать перестройки электронной плотности в окрестности точек (1), в некоторой степени аналогичной распределению (2) на его концах $x = \pm w$.

В действительности деформация плотности электронов магнитного происхождения не испытывает скачков в точках x_i . В этом нетрудно убедиться, записав соотношение (5) в окрестности одной из точек (1)

$$-\frac{d\nu(x)}{dx} \Big|_{x-x_i} = \frac{2e\epsilon^{1/2}}{T} \frac{d\varphi}{dx}. \quad (11)$$

Очевидно, что здесь с экспоненциальной точностью имеет место уплощение $\mu(x)$ (производная (11) стремится к нулю при $\epsilon \rightarrow 0$).

В связи с вышеприведенным замечанием, не претендуя на точное решение уравнений (5)–(8) относительно $\delta n(x)$, воспользуемся для начала решением электростатической задачи из [2], где предусмотрено уплощение электронной плотности в окрестности точек (1). Речь

идет о гармонической задаче для электрического потенциала с граничными условиями

$$\varphi(x) = 0, \quad a \leq |x| \leq w; \quad n(x) = \text{const}, \quad |x| \leq a. \quad (12)$$

В пределе $a \ll w$ влиянием концов $\pm w$ на поведение a можно пренебречь, и задача упрощается,

$$\varphi(x) = 0, \quad a \leq |x| \leq \infty, \quad (12a)$$

$$\delta n(x) = \text{const} - \delta n_0(x) = (1 - \nu_0)n_l + \frac{n_0''}{2}x^2,$$

$$\pi l_H^2 = n_l^{-1}, \quad |x| \leq a. \quad (12b)$$

Здесь $\nu_0 = \nu(0)$ есть значение фактора заполнения в центре 2D системы, $n_0'' \equiv n''(x)|_{x=0}$.

Решение (12a, b), приведенное в [2], имеет вид

$$e\varphi(x) = \frac{2\pi e^2}{\kappa} \left[\left((\nu_0 - 1)n_l + \frac{n''a^2}{4} \right) (d^2 - x^2)^{1/2} - \frac{n''}{6} (a^2 - x^2)^{3/2} \right], \quad |x| \leq a. \quad (13)$$

В отличие от (2), где электрический потенциал испытывает скачок на контактной границе, более аккуратное приближение (13) обеспечивает непрерывность электрического потенциала в точках $\pm a$.

Покажем теперь, что при выполнении (9) условие (5) может быть удовлетворено за счет малого (в смысле $\delta\nu \ll 1$) изменения фактора заполнения на интервале $|x| \leq a$. Такая возможность связана с упоминавшимся выше свойством (10) функции $T \ln S$. Условие (5) при этом может рассматриваться как определение $\delta\nu \ll 1$ в зависимости от $e\varphi(x)$ (13). Некоторые численные результаты приведены на рис. 1, 2. Речь идет об укороченном варианте $e\varphi(x)$ рис. 1 (без корневого слагаемого, подробнее см. в следующем разделе), записанного в безразмерном виде

$$\phi_0(\xi) = \frac{\phi_0}{3} (\gamma^2 - \xi^2)^{3/2}, \quad \phi_0 = \frac{V_c}{\hbar\omega_c},$$

$$V_c = 2\pi e^2(1 - \nu_0)n_l x_0 \kappa^{-1},$$

$$\xi = \frac{x}{x_0}, \quad -\gamma \leq \xi \leq +\gamma, \quad \gamma = \frac{a}{x_0} \quad (13a)$$

(величина x_0 определена далее формулой (15a)) и связанного с этим потенциалом отклонения $\delta\nu$ фактора заполнения от своего электростатического значения $\nu = 1$, использованного при формулировке задачи (12). Выражение для $\delta\nu$ определяется из (5) или его безразмерного аналога

$$\begin{aligned} \phi_0(\xi) - t \ln S[\delta\nu(\xi)] &= 0, \\ t = \frac{T}{\hbar\omega_c} \ll 1, \quad -\gamma \leq \xi \leq +\gamma. \end{aligned} \quad (14)$$

Данные рис. 2 демонстрируют, что требование (14) удовлетворяется ценой небольших отклонений $\delta\nu \ll 1$ в центральной части плато. Что касается окрестности

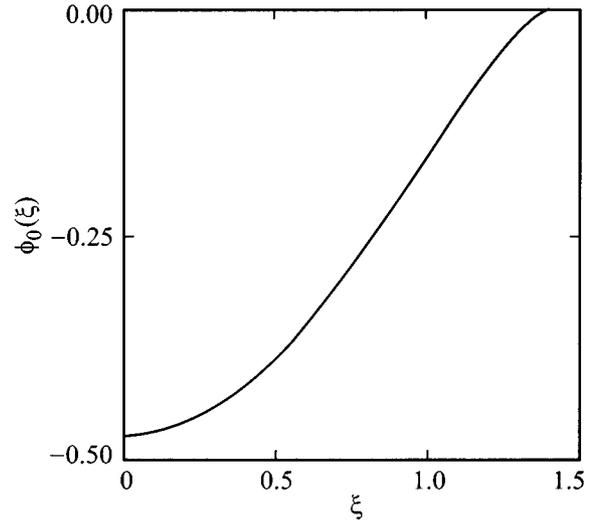


Рис. 1. Распределение потенциала $\phi_0(\xi)$ (13a) в диске Корбино.

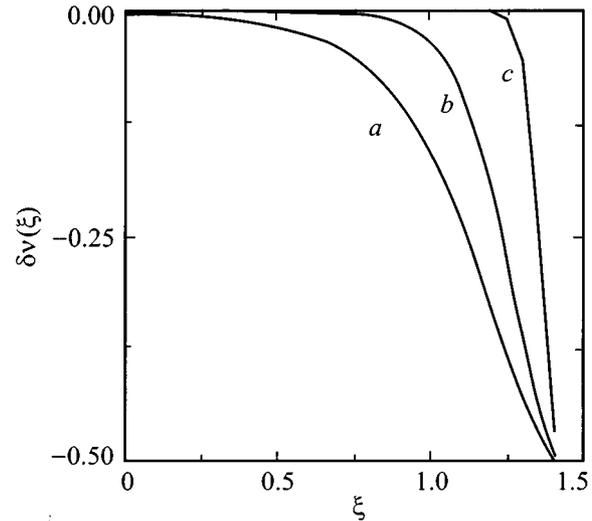


Рис. 2. Распределение $\delta\nu(\xi)$ (14) с $\phi_0(\xi)$ из (13a) для различных значений параметра t : a — 0.1; b — 0.05; c — 0.01.

концов $\pm\gamma$, то при любых конечных t здесь возникают отклонения $\delta\nu(\pm\gamma)$ порядка единицы. Следовательно, приближение [2] теряет свою точность вблизи точек $\pm\gamma$ и все локальные свойства канала нуждаются здесь в уточнениях, которые естественно реализовать, используя $\delta\nu$ из (14) для построения следующих приближений.

3) Потенциал (13) содержит неопределенную величину a , являющуюся одной из основных характеристик диэлектрической полоски. Авторы [2] снимают эту неопределенность, полагая, что на концах интервала $\pm a$ продольное электрическое поле (т.е. величина $d\varphi/dx$) не может иметь расходимости (даже корневой),

$$\frac{d\varphi(\pm a)}{dx} = 0. \quad (14a)$$

Этого можно добиться, полагая равной нулю комбинацию слагаемых перед корневым членом в определении $\varphi(x)$ (13). В результате получим

$$a_0^2 = 2x_0^2, \quad (15)$$

$$x_0^2 = \begin{cases} \frac{2(\nu_0-1)n_l}{n''}, & n'' < 0, \quad \nu_0 < 1, \\ \frac{2(1-\nu_0)n_l}{n''}, & n'' > 0, \quad \nu_0 > 1, \end{cases} \quad (15a)$$

Координата x_0 соответствует точке, в которой плотность $n(x)$ (12b) меняет знак.

Но требование (14) не следует из (5). Авторы [2] вводят его дополнительно к (5), упоминая о механическом равновесии. Однако обращение в нуль механических сил на концах интервала $\pm a$ совсем не обязательно. Приведем в качестве примера задачу об n - s -границе в теории сверхпроводимости. Теория Гинзбурга–Ландау такой границы [5] предполагает в переходной области плавные зависимости для магнитного поля и параметра порядка, но не исключает наличия на n - s -границе механических сил (магнитное давление), сжимающих сверхпроводящую область металла.

Учитывая это, представляется разумным дать альтернативное определение a без использования (14). Надлежащим условием является естественное требование интегральной нейтральности $2D$ системы, возмущенной магнитными добавками к электрохимическому потенциалу. Обращаясь, в частности, к выражению (12b), мы видим, что отклонение электронной плотности от ее металлического значения вблизи начала координат (вплоть до точек $\pm x_0$) не зависит от величины a . Кроме того, решение (13) автоматически удовлетворяет требованию

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta n(x) dx = 0. \quad (16)$$

Следовательно, компенсирующая часть плотности электронов должна зависеть от величины a , а ее значение определяется из (16). Полагая

$$a^2 = \gamma^2 x_0^2, \quad (17)$$

находим из (16) уравнение для определения γ

$$\begin{aligned} \frac{2}{3} = & \int_1^\gamma (\xi - 1) d\xi + \int_\gamma^\infty \left(\frac{\xi}{\sqrt{\xi^2 - \gamma^2}} - 1 \right) d\xi \\ & + \int_\gamma^\infty \left(\xi^2 - \frac{\xi^3 - \gamma^2(\xi/2)}{\sqrt{\xi^2 - \gamma^2}} \right) d\xi. \end{aligned} \quad (17a)$$

$$\gamma = 2.001. \quad (17b)$$

Очевидно, что все функциональные зависимости для a_0 (15) и a (17) одинаковы. Следовательно, их невозможно различить с помощью емкостных измерений. Однако линейный электрооптический эффект оказывается чувствительным к деталям обсуждаемых вариантов. Соответствующая методика дает информацию о локальном

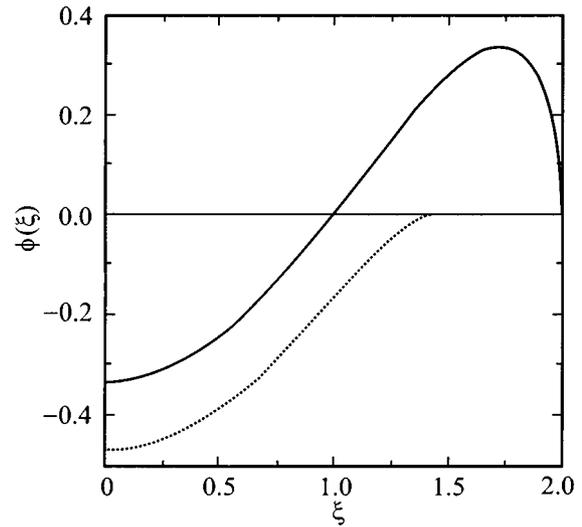


Рис. 3. Сравнительное поведение потенциалов $\phi_0(\xi)$ (13a) (пунктирная кривая) и $e\varphi(x)$ (13), представленного в тех же безразмерных переменных, что и (13a) (сплошная кривая).

распределении электрического потенциала в $2D$ системе (см., например, [6]), которое оказывается качественно различным для случаев (15) и (17). В первом из них потенциал $\phi_0(\xi)$ (13a) монотонен. Варианту (17) отвечает потенциал

$$\phi(\xi) = \phi_0 \left[\left(1 - \gamma^2/2\right) (\gamma^2 - \xi^2)^{1/2} + \frac{1}{3} (\gamma^2 - \xi^2)^{3/2} \right]. \quad (18)$$

Если $\gamma^2 = 2$, выражение (18) сводится к (13a). Но в случае $\gamma^2 = 4$ потенциал (18) имеет разные знаки вблизи концов $\pm\gamma$ и в начале координат. Подобная знакопеременность (она хорошо видна на рис. 3) может быть зафиксирована с помощью линейного электрооптического эффекта.

Учитывая явный вид $\delta n_0(x)$ (2), находим n'' и, следовательно, явные выражения для a_0 (15) и a (17)

$$a_0^2 = 2x_0^2; \quad a^2 = 4x_0^2;$$

$$\begin{aligned} x_0^2 = & \frac{2(1-\nu_0)n_l}{n''}, \quad n'' > 0, \quad \nu_0 > 1, \\ n'' = & \frac{2\kappa w \varphi_{ab}}{\pi^2 e w^4}. \end{aligned} \quad (19)$$

Определения (19) верны при условии

$$e\varphi(0) \leq \hbar\omega_c.$$

Максимальное значение a_0 в приближении (15) равно

$$\left(\frac{a_0}{w}\right)^3 = \frac{3\pi\hbar\omega_c}{2e\varphi_{ab}}. \quad (19a)$$

Вместе с (4) соотношения (19), (19a) допускают прямую экспериментальную проверку.

2. Учет экранировки

1) Для корректной интерпретации результатов исследования линейного электрооптического эффекта существенно оценить влияние необходимого в этой методике дополнительного экранирующего электрода. Пусть этот электрод расположен на расстоянии d от 2D системы, причем

$$2a \ll d \ll 2w. \quad (20)$$

Эти условия (20) соответствуют случаю слабой экранировки, когда экран уже существен для определения $\delta n_0(x)$ вида (2), но еще может не учитываться при расчете величины a . Распределение $\delta n_0(x, d)$, заменяющее (2), выглядит при этом так

$$\frac{e\delta n_0(x, d)d}{\kappa\phi_{ab}} = \frac{1}{4\pi} + \frac{1}{2\pi} \left[\frac{\exp(-\pi x/d)}{\exp(\pi w/d) - \exp(-\pi x/d)} + \frac{\exp(\pi x/d)}{\exp(\pi w/d) - \exp(\pi x/d)} \right]. \quad (21)$$

Если $d/w \gg 1$, выражение (21) сводится к (2)

$$\delta n_0(x) \propto \frac{w}{w^2 - x^2}.$$

Видно, что в данном случае условие интегральной нейтральности не чувствительно к присутствию экранирующего электрода.

В обратном предельном случае $d \ll w$ вклад второго слагаемого в (21) вдали от точек $x = \pm w$ экспоненциально мал по отношению к первому, и возникает распределение электронной плотности $\delta n_0(x, d)$, типичное для плоского двухэлектродного конденсатора. Дополнительный заряд 2D системы нейтрализуется зарядом противоположного знака на экране. Распределение заряда представлено на рис. 4.

Конечность расстояния d влияет на вторую производную от возмущенной плотности электронов. Выполняя с помощью (21) соответствующие выкладки, найдем аналог формулы (19a)

$$\left(\frac{a}{d}\right)^3 = \frac{3\hbar\omega_c (\exp(\pi w/d) - 1)^3}{\pi^2 e\phi_{ab} \exp(\pi w/d) (\exp(\pi w/d) + 1)}. \quad (22)$$

В пределе $w/d \ll 1$ выражение (22) переходит в (19a).

2) При $d \ll w$ вопрос об эффективной ширине $2a$ целочисленной области теряет свою актуальность. Более интересно оценить ширины металлических 2D прослоек на концах 2D системы, остающихся таковыми (в меру существования контактной разности потенциалов) независимо от состояния ее центральной части. Далее приводятся качественные соображения, позволяющие идентифицировать такие металлические полоски с помощью линейного электрооптического эффекта.

Пусть сначала 2D система находится в металлическом состоянии и радиус сканирующего лазерного луча равен

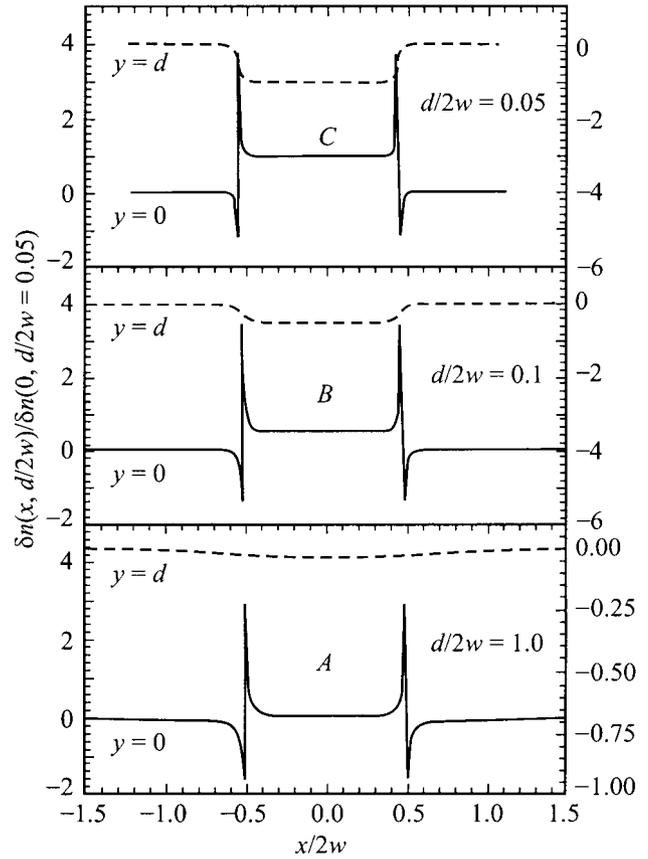


Рис. 4. Демонстрация роли экранирующего электрода в распределении заряда в квазиодномерном диске Корбино и сопутствующем экране для разных отношений d/w : A — 1.0; B — 0.1; C — 0.05.

R. В этом случае рельеф электростатического потенциала, следующий из данных электрооптического эффекта должен иметь вид

$$\varphi(x) = \begin{cases} f(x), & w - 2R \leq |x| \leq w, \\ \text{const}, & |x| \leq w - 2R, \end{cases} \quad (23)$$

где

$$f(x) = \frac{\pi R^2}{2} - x\sqrt{R^2 - x^2} - R^2 \arcsin\left(\frac{x}{R}\right). \quad (23a)$$

Кривая 1 на рис. 5 изображает переходную область $\varphi(x)$ (23) в безразмерных единицах, нормированных на $\varphi(-\infty) = 1$ и $R = 1$ с началом координат, отвечающих положению центра лазерного пятна на правой границе 2D системы.

Кривая 2 на рис. 5 и рис. 6 демонстрируют относительное поведение $\varphi(x)$ в двух вариантах распределения участков электронной плотности 2D системы с целочисленным фактором заполнения. В первом из них вся 2D система имеет целочисленный фактор заполнения и потому $\varphi(x)$ корневым образом убывает от краев 2D системы к ее центру.

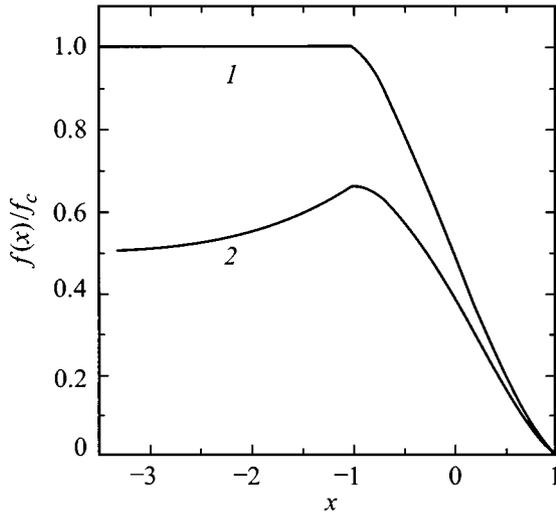


Рис. 5. 1 — эффективное распределение потенциала в окрестности контакта проводящего 2D диска Корбино с одним из металлических электродов при сканировании образца лазерным пучком конечного радиуса; 2 — потенциал, построенный с учетом конечности лазерного пучка и диэлектрического поведения 2D системы.

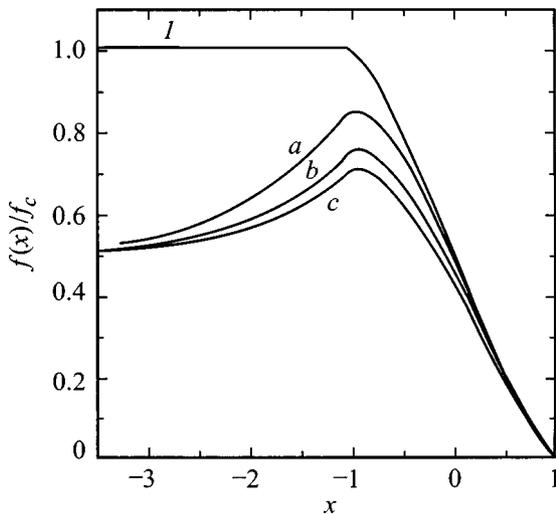


Рис. 6. Сравнительное распределение эффективных потенциалов в окрестности границы: 1 — потенциал, отвечающий металлическому состоянию 2D системы; a–c — потенциалы, построенные с учетом конечности лазерного пучка и диэлектрического поведения 2D системы при наличии проводящих прослоек толщины δ , разделяющих 2D систему и металлический контакт. Значения δ/R : a — 0.8; b — 0.4; c — 0.2.

Рис. 6 предполагает, что диэлектрическая часть 2D системы отделена от ее концов $\pm w$ металлическими полосками $\delta = (w-a)/R < 1$, так что корневое убывание в глубь системы идет с неким запаздыванием в меру $\delta \neq 0$. Разница между рис. 5 (кривая 2) и рис. 6 очевидна: в первом случае наклоны кривых 1 и 2 различны для всей переходной области, во втором — переходные

области 1 и a–c идентичны на конечном интервале x , и лишь затем начинается отклонение кривых a–c от металлического эталона 1. Это обстоятельство может быть четко зафиксировано в экспериментах с линейным оптически эффектом [6].

3. Метастабильные состояния

При низких температурах $t \ll 1$ образование несжимаемой полосы должно сопровождаться еще одним эффектом, влияющим на ее электростатику. Дело в том, что вырывание магнитного поля, используемое обычно для изменения фактора заполнения, неизбежно ведет к азимутальным электрическим полям, и как следствие переносу заряда в радиальном направлении. В металлических частях диска Корбино этот процесс быстро останавливается обратными диффузионными потоками. Но заряд, перешедший с одного берега диэлектрической полосы на другой, не имеет возможности вернуться обратно в меру $\sigma_{xx} \ll 1$. Возникающие метастабильные состояния, детально исследованные в ряде специальных экспериментов [7–10], обладают нетривиальными свойствами и в отношении структуры несжимаемой полосы. Оставляя полное описание данного эффекта для более подробной работы, ограничимся здесь пределом достаточно сильных полей переноса, когда соответствующая разность потенциалов eV_H между берегами полосы достигает масштаба $\hbar\omega_c$.

Количественные оценки величины перенесенного заряда Q достаточно сложны и зависят, в частности, от степени изолированности диска от внешних устройств. В отсутствие обратной реакции диска на перенос заряда вихревого происхождения соотношения, описывающие такой перенос, следуют из уравнения неразрывности, локального закона Ома и уравнения Максвелла. В результате получаем вслед за [7–10]

$$e \frac{\partial n_s}{\partial t} = \frac{\sigma_{xy}}{c} \frac{\partial H_z}{\partial t}, \quad (24)$$

или

$$\Delta n_s = \frac{el}{hc} \Delta H_z, \quad l = 1, 2, 3, \dots \quad (25)$$

В (25) использовано квантованное значение холловской проводимости $\sigma_{xy} = le^2/h$.

В рамках определений (24), (25) вынос заряда за пределы несжимаемой полосы определяется всей площадью диска Корбино внутри радиуса R . Следовательно, при достаточно больших значениях R возникающая при этом разность потенциалов eV_H может быть достаточно большой, во всяком случае, сравнимой с $\hbar\omega_c$. Покажем, что в условиях $eV_H \geq \hbar\omega_c$ ширина несжимаемой полоски формируется в основном этой разностью потенциалов.

Рассмотрим, как ранее, двумерную часть диска, $R_1 \leq r \leq R_2$, содержащую диэлектрическую полоску и прилегающие металлические берега. Между берегами имеется разность потенциалов V_H , вызывающая радиальный ток j_i

$$j_i = e^{-1} \sigma_{ii} \frac{\partial \mu}{\partial x_i}. \quad (26)$$

Закон Ома (26) удобно переписать следующим образом:

$$\frac{J}{2\pi r} = e^{-1} \sigma_{rr} \frac{d\mu}{dr}, \quad (27)$$

или

$$\mu(r) = \mu_1 + \frac{eJ}{\pi \sigma_{rr}} \ln \left(\frac{r}{R_1} \right), \quad R_1 \leq r \leq R_2. \quad (27a)$$

Ток J связан с разностью потенциалов V_H на металлических берегах соотношением $\mu(R_2) - \mu(R_1) = eV_H$; $\mu(R_1) \equiv \mu_1$, так что

$$\frac{J}{2\pi \sigma_{rr}} \ln \left(\frac{R_2}{R_1} \right) = V_H. \quad (28)$$

В результате выражение (27a) может быть переписано в форме, не зависящей от σ_{rr} ,

$$\mu(r) - \mu_1 = eV_H \ln \left(\frac{r}{R_1} \right) \left[\ln \left(\frac{R_2}{R_1} \right) \right]^{-1}. \quad (29)$$

Распределение электрического потенциала и электронной плотности между точками R_2, R_1 следует теперь из определения электрохимического потенциала

$$\mu(r) = e\varphi(r) - T \ln S(H, T, \nu(r)) \quad (30)$$

вместе с выражениями (29), (6), (8).

Нетрудно видеть, что задача (30) аналогична равновесной (5)–(8) с той лишь разницей, что теперь электрохимический потенциал (29) зависит от пространственной координаты.

Предположение о наличии целочисленного канала внутри интервала $R_1 \leq r \leq R_2$ означает, что на расстоянии $R_1 < r^* < R_2$, определяемом условием

$$\mu(r^*) = e\varphi(r^*) - T \ln S(H, T, \nu(r^*) = 1), \quad (31)$$

фактор заполнения $\nu(r)$ становится целочисленным.

В окрестности $\nu = 1$ основной вклад в правой части (30) определяется слагаемым $-T \ln S(H, T, \nu(r))$. В этих условиях

$$\mu(r) - \mu^* \simeq T \ln \left[\frac{S(H, T, \nu = 1)}{S(H, T, \nu(r))} \right] \quad (32)$$

вплоть до границы $r = R_2$, если $eV_H < \hbar\omega_c$.

В области $eV_H > \hbar\omega_c$ соотношение (32) определяет размер $2a$ целочисленного канала

$$eV_H \ln \left(\frac{r^* + 2a}{r^*} \right) \left[\ln \left(\frac{R_2}{R_1} \right) \right]^{-1} = \hbar\omega_c. \quad (33)$$

Отметим, что, согласно (33), с ростом $eV_H > \hbar\omega_c$ эффективная ширина $2a$ несжимаемой полоски убывает. Это утверждение качественно объясняет причины ограниченного роста в условиях КЭХ полной величины заряда на берегах диска Корбино при изменении магнитного поля в экспериментах [7–10].

Итак, двумерные Корбино-образцы при наличии дополнительных контактов предоставляют возможности для изучения свойств несжимаемых областей в замагниченных 2D системах. Образование (разрушение) таких специфических каналов ведет к появлению (исчезновению) качественно новой, доступной для измерений характеристики конфигурации Корбино — емкости между ее берегами.

Возникновение каналов является достаточно общим явлением, имеющем место как в равновесных задачах (магнетоемкость), так и в холловском переносе в условиях образования локальных участков 2D системы с целочисленным фактором заполнения. Свойства каждой полки на зависимости 2D холловской проводимости от магнитного поля или средней плотности электронов формируется при участии факторов, определяющих параметры несжимаемых каналов. Ясно, что детальное изучение таких образований в простых ситуациях, подобных диску Корбино, представляет значительный интерес. Кулоновские эффекты (перераспределение электронной плотности в окрестности канала), сопровождающие образование канала, характерны не только для границ областей с целочисленным фактором заполнения. Аналогичная задача возникает, например, при изучении n – s границ в промежуточном состоянии сверхпроводников 1-го рода. Можно думать, что, например, нелокальные явления [11], характерные для мезоскопических s – n – s каналов, обусловлены в известной степени и кулоновскими эффектами на n – s границах.

Работа частично финансирована в рамках Программы "Физика твердотельных наноструктур" (грант № 97-1059), а также при поддержке РФФИ (грант № 98-02-16640).

Список литературы

- [1] D.B. Chklovskii, B.I. Shklovskii, L.I. Glazman. Phys. Rev. **B46**, 7, 4026 (1992).
- [2] D.B. Chklovskii, K.F. Matveev, B.I. Shklovskii. Phys. Rev. **B47**, 19, 12 605 (1993).
- [3] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Наука (1982). 620 с.
- [4] В.Б. Шикин, Н.И. Шикина. Письма в ЖЭТФ **62**, 11, 879 (1995).
- [5] В.Л. Гинзбург, Л.Д. Ландау. ЖЭТФ **20**, 12, 1064 (1950).
- [6] W. Dietsche, K. von Klitzing, K. Ploog. Surf. Sci. **361/362**, 289 (1996).
- [7] В.Т. Долгополов, Н.Б. Житенев, А.А. Шашкин. Письма в ЖЭТФ **52**, 3, 826 (1990).
- [8] V.T. Dolgoplov, A.A. Shashkin, N.B. Zhitenev. Europhys. Lett. **14**, 3, 255 (1991).
- [9] V.T. Dolgoplov, A.A. Shashkin, N.V. Zhitenev, S.I. Dorozhkin, K. von Klitzing. Phys. Rev. **B46**, 19, 12 560 (1992).
- [10] V.T. Dolgoplov, A.A. Shashkin, G.V. Kravchenko, S.I. Dorozhkin, K. von Klitzing. Phys. Rev. **B48**, 11, 8480 (1993).
- [11] В.Т. Петрашов, В.Н. Антонов. Письма в ЖЭТФ **54**, 4, 245 (1991).