

БИСТАБИЛЬНОСТЬ КВАНТОВОГО МАГНИТОТРАНСПОРТА В МНОГОСЛОЙНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ $\text{Ge}/p\text{-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ С ШИРОКИМИ ПОТЕНЦИАЛЬНЫМИ ЯМАМИ

М.В.Якунин¹⁾, Ю.Г.Арапов, О.А.Кузнецов*, В.Н.Неверов

Институт физики металлов Уральского отделения РАН
620219 Екатеринбург, Россия

* Научно-исследовательский физико-технический институт при Нижегородском
государственном университете
603600 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 2 апреля 1999 г.

После переработки 7 июля 1999 г.

В сильных магнитных полях B при низких температурах наблюдаются два метастабильных состояния многослойной гетеросистемы $\text{Ge}/p\text{-Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ с широкими (~ 35 нм) потенциальными ямами (Ge). В первом из состояний холловское сопротивление имеет перегиб вблизи величины $\rho_{xy} = h/e^2$ в пересчете на один слой Ge. В интервале полей, где расположен данный перегиб, продольное магнитосопротивление $\rho_{xx}(B)$ имеет минимум. Эволюция с температурой перегиба $\rho_{xy}(B)$ и минимума $\rho_{xx}(B)$, а также величина ρ_{xy} в перегибе указывают на слабовыраженное состояние квантового эффекта Холла при равномерном распределении тока по слоям. Во втором метастабильном состоянии на зависимости $\rho_{xy}(B)$ наблюдается необычно широкая полка вблизи величины $h/2e^2$ с очень слабой зависимостью от поля. По оценкам, в данных образцах уровень Ферми расположен ниже, но близко к вершине изгиба дна ямы. Поэтому второе состояние можно объяснить разделением дырочного газа в слоях Ge на два подслоя, а насыщение зависимости $\rho_{xy}(B)$ вблизи $h/2e^2$ – формированием состояния квантованного холловского диэлектрика.

PACS: 71.30.+h, 73.40.Hm,

Проводимость двумерной электронной (2DE) системы высоко чувствительна к особенностям потенциального рельефа в слое и распределения в нем электронной жидкости. При различных соотношениях описывающих 2DE систему характерных длин (длина сбоя фазы, локализации) и среднего размера двумерных капель электронной жидкости в слое, а также при различных распределениях капель по их размерам и плотности содержащейся в них электронной жидкости макроскопический образец может находиться в принципиально разных состояниях. При высокой степени беспорядка и малой усредненной на единицу площади плотности 2DE жидкости двумерная система имеет характерные свойства диэлектрика, то есть ее сопротивление увеличивается с понижением температуры T [1, 2]. Данное состояние считалось единственно возможным для всех 2DE систем до открытия металлического состояния 2DE систем с высокой подвижностью и большой плотностью электронной жидкости [2].

Весьма разнообразно поведение компонент магнитосопротивления 2DE системы. При диэлектрическом характере поведения продольного магнитосопротивления $\rho_{xx}(T)$ холловская компонента ρ_{xy} при понижении температуры либо также расходится [1], либо имеет не зависящую от температуры классическую линейную зави-

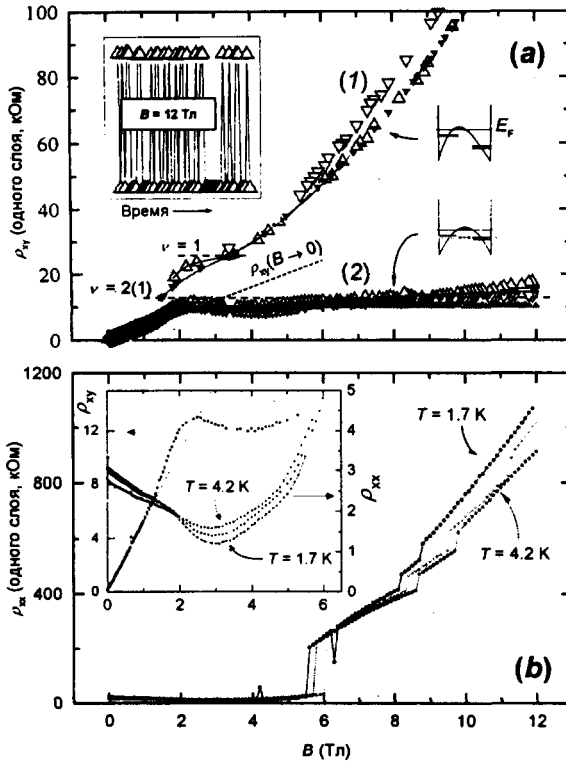
¹⁾ e-mail: yakunin@imp.uran.ru

симость от магнитного поля [3–8]. Последнее состояние получило название холловского диэлектрика [9]. С увеличением магнитного поля 2DE система переходит в фазу квантового эффекта Холла (КЭХ). Если в слабых полях система находится в диэлектрическом состоянии, то между данной фазой и фазой КЭХ существует четкая граница – магнитное поле B_c^L , в котором расположен узел семейства изотерм $\rho_{xx}(B, T)$ для различных температур: при $B < B_c^L$ ρ_{xx} увеличивается с понижением температуры, а при $B > B_c^L$ – уменьшается.

В сильно разупорядоченных 2DE системах полки целочисленного КЭХ размыты. По мере уменьшения беспорядка границы полков становятся все более четкими и в определенных интервалах умеренных величин подвижности наблюдаются почти вертикальные переходы между соседними полками вблизи полуцелых значений фактора заполнения уровней Ландау ν , то есть ширина полков достигает максимально возможных величин [10]. При дальнейшем увеличении подвижности между полками формируются участки линейной зависимости от поля и размеры полков уменьшаются [11]. Сложнее происходит эволюция с изменением беспорядка первой со стороны сильных полей полки целочисленного КЭХ. С одной стороны, в системах с высокой подвижностью изотермы холловского сопротивления $\rho_{xy}(B, T)$ начинают отклоняться от квантованного значения h/e^2 в сторону классической линейной зависимости от поля уже при значениях $\nu > 1/2$, проходя через общую узловую точку вблизи $\nu = 1/2$ [8, 12]. Однако при меньших подвижностях было обнаружено, что данное плато может быть аномально широким и простирается до значений $\nu < 1/2$, углубляясь в область полей $B > B_c^H$ (поле второго – высокополевого – узла изотерм $\rho_{xx}(B, T)$, отделяющего фазу КЭХ от высокополевого диэлектрической фазы). Такое аномально широкое плато $\rho_{xy} = h/e^2$ наблюдалось в гетеросистеме GaAs/Al_{1-x}Ga_xAs *n*-типа [13] и в квантовой яме гетеросистемы Ge/Ge_{1-x}Si_x *p*-типа [14, 15]. В системе GaAs/*n*-Al_{1-x}Ga_xAs также наблюдалось аномально широкое плато дробного КЭХ для $\nu = 1/3$ [16]. Данное состояние – при расходящемся $\rho_{xx}(B, T)$ и неизменном $\rho_{xy}(B, T)$, равно либо кратном кванту сопротивления h/e^2 , – получило название “квантованный холловский диэлектрик” (КХД) [7]. Ограниченное число экспериментов, где наблюдался КХД, указывает, вероятно, на то, что данное состояние существует в весьма ограниченных интервалах беспорядка в 2DE системе. С другой стороны известно, что дополнительная степень свободы, связанная с возможностью ограниченного движения носителей в третьем измерении в широких слоях либо системах связанных слоев, может приводить к дополнительной стабилизации некоторых неустойчивых состояний КЭХ [18]. Это и определяет задачу настоящей работы – исследование особенностей квантового магнитотранспорта в широкой квантовой яме гетеросистемы с умеренной подвижностью.

Мы измеряли продольное $\rho_{xx}(B)$ и холловское $\rho_{xy}(B)$ магнитосопротивления многослойных образцов *p*-Ge_{1-x}Si_x/Ge, выращенных газотранспортным методом и имеющих следующую структуру: подложка Ge(111) / буфер Ge ~ 1.8 мкм / буфер Ge_{1-y}Si_y 0 ÷ 1.6 мкм / (Ge/Ge_{1-x}Si_x:B) × *N*. Толщина слоев Ge (d_w , потенциальная яма для дырок) и Ge_{1-x}Si_x (d_b , барьер) в многослойной области были сопоставимы и менялись от образца к образцу в пределах от 10 до 40 нм. Слои Ge_{1-x}Si_x легировались бором в центральной части так, что с обеих сторон барьера оставались нелегированные спейсеры шириной примерно 1/4 толщины барьера. В интервалах параметров $d_w = 10 \div 30$ нм, $y \approx 0.07$, $x = 0.07 \div 0.10$, плотность дырочного газа

$\rho_s = (2.8 \div 5) \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ и подвижность $\mu = (1 \div 1.5) \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ наблюдалась характерная картина целочисленного КЭХ [19], присущая системам с умеренной подвижностью носителей [20]. При этом существенно, что полки холловского сопротивления, пересчитанного на один слой, соответствовали фундаментальным значениям $h/e^2\nu$, $\nu = 1, 2, \dots$, с точностью не хуже нескольких процентов (для наименьших ν). Это означает, что практически все слои образцов равноправно участвовали в переносе тока (с погрешностью максимум в один слой).



а) Бистабильность холловского сопротивления образца 451b4. Треугольники вершиной вверх соответствуют положительной полярности тока, вершиной вниз – отрицательной. Пустые (сплошные) треугольники: $T = 1.7$ (4.2) К. Цифры 1 и 2 у кривых – условные номера состояний. Штриховыми горизонтальными отмечены величины $\rho_{xy} = h/e^2$ и $h/2e^2$ в расчете на один слой Ge. Сплошные кривые – результат полиномиальной подгонки под точки состояния 1 при $T = 1.7$ и 4.2 К. Штриховая наклонная прямая (также и на вставке рис.б – результат экстраполяции линейного участка зависимости $\rho_{xy}(B)$). На вставке слева – результаты измерений в фиксированном поле $B = 12 \text{ Тл}$. Вставки справа иллюстрируют предполагаемые различия профиля потенциала и расположения уровней размерного квантования в двух метастабильных состояниях. б) Продольное магнитосопротивление $\rho_{xx}(B)$ при $T = 1.7, 3.2$ и 4.2 К. На вставке минимум $\rho_{xx}(B)$ сопоставлен с зависимостью $\rho_{xy}(B)$

Более сложное поведение в магнитном поле было обнаружено у образцов 451a4 и 451b4 той же системы с более широкими потенциальными ямами $d_w = 35.5 \text{ нм}$ и существенно меньшей плотностью дырок $p_s = 1.4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ (остальные параметры, $d_b = 23.5 \text{ нм}$, число периодов $N = 36$, $y \approx 0.087$, $x = 0.097$ и $\mu = 1.4 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$), см. рисунок, где представлены данные для образца 451b4 (аналогичные результаты получены с разных пар контактов; на образце 451a4, выращенном в том же технологическом цикле, также получены похожие результаты). До поля примерно 2 Тл результаты измерений стабильны, то есть все экспериментальные точки для каждой из компонент магнитосопротивления $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ укладываются на свою единственную гладкую кривую. В больших полях начинается нестабильное поведение: от измерения к измерению положения точек $\rho_{xy}(B)$ меняются скачками. Принципиальный момент состоит в том, что для $\rho_{xy}(B)$ эти точки формируют две гладкие кривые. При этом поведение $\rho_{xx}(B)$ остается стабильным до больших полей, примерно до 6 Тл.

Верхняя кривая $\rho_{xy}(B)$ (припишем этой кривой и соответствующему состоянию номер 1) в полях на участке $B \gtrsim 4$ Тл монотонно возрастает с ростом поля и экстремизируется в нуль при $B \rightarrow 0$. В поле $B < 4$ Тл на этой кривой имеется перегиб вблизи значения $\rho_{xy} = 25.8 \text{ кОм} = h/e^2$, полученного в пересчете на один слой Ge. В продольном магнитосопротивлении $\rho_{xx}(B)$ в том же интервале полей (~ 3 Тл), где расположен перегиб $\rho_{xy}(B)$, наблюдается четкий минимум. С понижением температуры от 4.2 К до 1.7 К минимум $\rho_{xx}(B)$ становится глубже, а наклон $\rho_{xy}(B)$ в перегибе уменьшается (то есть перегиб постепенно превращается в горизонтальную полку). При этом кривые $\rho_{xx}(B, T)$ при разных температурах проходят через одну общую точку при $B \approx 1.8$ Тл, слева от которой расположена диэлектрическая фаза. Справа от этой точки должна находиться фаза КЭХ [3–8]. Таким образом, поведение компонент $\rho_{xy}(B, T)$ и $\rho_{xx}(B, T)$ не оставляет сомнений в том, что перегиб ρ_{xy} и минимум ρ_{xx} есть слабо выраженные особенности КЭХ, а близость величины ρ_{xy} в перегибе к h/e^2 показывает, что, во-первых, данная особенность соответствует фактору заполнения уровней Ландау $\nu = 1$ в слое Ge и, во-вторых, по крайней мере почти все слои Ge в структуре эквивалентны²⁾. Отметим также, что в больших полях семейство изотерм $\rho_{xx}(B, T)$ также стремится к общему узлу. И хотя нестабильное поведение $\rho_{xx}(B)$ в этом интервале полей не позволяет точно зафиксировать данный узел, он определенно существует (в поле $B_c^H \approx 6$ Тл). Это видно, в частности, из того, что кривая $\rho_{xx}(B)$ для 1.7 К является самой нижней в минимуме при $B \approx 3$ Тл, но самой верхней в области сильных полей (рисунок б).

Нижняя кривая $\rho_{xy}(B)$ (кривая и состояние 2) после довольно резкого изгиба выходит на насыщение и в поле от ~ 2 Тл до максимально измеренного 12 Тл сосредоточена в интервале от 11 до 13 кОм, включающем величину $h/2e^2 = 12.9 \text{ кОм}$, соответствующую фактору заполнения $\nu = 2$ уровней Ландау одного слоя. Отметим еще раз, что многослойность исследуемых структур не позволяет нам реализовать одно из преимуществ КЭХ – высокую точность величины ρ_{xy} в центре плато, равной или кратной универсальному значению h/e^2 . Возможная неэквивалентность слоев вносит большую или меньшую погрешность в величину, получаемую после пересчета результатов измерений на один слой, а также может приводить к искажениям формы полок КЭХ. Тем не менее, трудно представить, чтобы полученная близость величин ρ_{xy} в перегибе в состоянии 1 и на широкой полке в состоянии 2 к h/e^2 и $h/2e^2$, соответственно, а их отношения к 2, была случайной. Также результаты работы [19], полученные на образцах того же семейства, но с более четкой картиной КЭХ, показывают, что погрешность, вносимая многослойностью структур в величину ρ_{xy} на плато, может быть несущественной. Поэтому мы связываем представленные здесь результаты в первую очередь с процессами, протекающими в отдельно взятом (усредненном) слое Ge, и полагаем, что неэквивалентность слоев приведет лишь к неприципиальным небольшим искажениям результатов такого анализа. Отметим, что некоторый наклон зависимости $\rho_{xy}(B)$ на полке КХД возможен вследствие конечности температур. Он наблюдался и в однослойных структурах при $T \geq 4.2 \text{ К}$ [14].

²⁾ Эти два вывода не могут являться результатом взаимосвязанных совпадений. Например, ту же величину ρ_{xy} можно было бы получить для $\nu = 2$, если бы работала ровно половина слоев. Но тогда на кривой 1 неизбежно должна была бы присутствовать более ярко выраженная особенность при вдвое большей величине холловского сопротивления во вдвое большем поле, которая бы соответствовала при том же числе работающих слоев фактору $\nu = 1$ (см. далее по тексту). Однако на это нет и намека!

Согласно теоретическим представлениям [21], также возможны некоторые отклонения $\rho_{xy}(B)$ от квантованных величин в режиме КХД из-за квантовой интерференции между разными туннельными переходами в системе двумерных проводящих капель в теле образца.

В эксперименте причиной скачкообразного перехода из одного состояния в другое является прерывание либо переключение полярности тока. Важно, что на каждой из двух полученных таким образом кривых присутствуют данные для обеих полярностей тока: см. треугольники с вершиной вверх и вниз на рисунке. Поэтому наблюдаемое расщепление экспериментальных данных не есть проявление какой-либо асимметрии в образце (например, в контактах), скорее прерывание тока играет роль толчка, переводящего образец из одного метастабильного состояния в другое. На вставке рисунка а представлены результаты измерений $\rho_{xy}(B)$ в фиксированном поле $B = 12$ Тл для одной полярности тока, где каждая точка получена после пропускания через образец импульса тока обратной полярности; видно, что точки произвольно перемещаются между двумя фиксированными значениями сопротивления, расстояние между которыми регулируется магнитным полем. В области полей примерно $B \geq 6$ Тл, где уже наблюдаются интенсивные нестабильности в $\rho_{xy}(B)$, кривая продольного магнитосопротивления также проявляет нестабильный характер, который переходит в быстрый ступенчатый рост (см. рисунок б), что может указывать на пробой КЭХ. При этом, однако, сохраняется бистабильный характер поведения холловского сопротивления. Эффект бистабильности наблюдался без существенных изменений в интервалах токов $10 \div 100$ мкА и температур $1.6 \div 4.2$ К.

В широкой потенциальной яме при селективном легировании барьеров пространственное разделение зарядов приводит к изгибу дна ямы. Приближенные оценки для бесконечно глубокой ямы дают амплитуду изгиба дна $u_0 = \pi e^2 p_s d_w / 2k$ (k – диэлектрическая проницаемость). Сопоставив эту величину с уровнем Ферми $E_F = \pi \hbar^2 p_s / m^*$, получим $u_0 / E_F = e^2 m^* s d_w / 2 \hbar^2 k$. Для структур с не очень широкими ямами, исследовавшихся в [19] (на которых были получены традиционные для КЭХ результаты), данный параметр меньше, ~ 0.9 . Для образцов 45164 и 451a4 он составляет, соответственно, 1.3 и 1.5. То есть в них уровень Ферми расположен ниже амплитуды изгиба дна ямы. Поэтому здесь можно ожидать осуществления некоей новой физической ситуации, обусловленной переходом к двум туннельно-связанным квантовым ямам, образовавшимся в результате разделения газа носителей в каждом слое Ge на два подслоя.

Кривая $2 \rho_{xy}(B)$ в сочетании с совокупностью кривых $\rho_{xx}(B, T)$ образует картину, удивительно похожую на результаты проявления квантованного холловского диэлектрика в работе [14]: наблюдается широкое плато, сильно асимметричное относительно точки его пересечения с прямой классического холловского сопротивления, полученной экстраполяцией из слабых полей, и положения минимума $\rho_{xx}(B)$; левая граница плато расположена вблизи низкополювого узла B_c^L семейства кривых $\rho_{xx}(B, T)$, а в области больших полей плато выходит далеко за положение высокополювого узла B_c^H этого семейства. Как и в [14], наблюдаемое плато – единственное, особенностей целочисленного КЭХ для больших факторов заполнения нет. Отличие состоит в том, что у нас плато примерно соответствует величине $\rho_{xy} = h/2e^2$ (в пересчете на слой Ge), тогда как в [14] это плато с высокой точностью соответствовало $\rho_{xy} = h/e^2$. Поскольку переход в состояние КХД из состояния КЭХ с $\nu = 2$

не представляется возможным в свете существующих моделей [17] и никогда не наблюдался, то естественно предположить, что кривая 2 в наших экспериментальных результатах отвечает ситуации, когда в каждом слое Ge ток течет по двум эквивалентным подслоям у стенок потенциальной ямы с изогнутым дном. Тогда реальное число 2D слоев в образце будет равно удвоенному числу слоев Ge, и сопротивление одного такого подслоя в области плато будет близко к $\rho_{xy} = h/e^2$. Как отмечалось, некоторая погрешность этой величины в наших результатах может объясняться многослойностью наших образцов; этим же можно объяснить и искажения плато в виде небольшого углубления при $B \approx 4$ Тл.

Минимум $\rho_{xx}(B)$ при 3 Тл должен отвечать величине фактора заполнения $\nu = 1$ одного 2D слоя, а не $\nu = 2$, поскольку видно, что во вдвое большем поле 6 Тл другого минимума нет. Действительно, расчеты уровней Ландау валентной зоны Ge в квантовой яме [22] показывают, что расстояния по энергии между всеми отщепленными по полному моменту уровнями сопоставимы (в отличие, например, от зоны проводимости GaAs, где вследствие малого g -фактора спиновые подуровни могут быть неразрешены). Поэтому при наличии особенности с $\nu = 2$ в системе Ge/ p -Ge_{1-x}Si_x во вдове большем поле должна была бы существовать и другая, еще более ярко выраженная особенность с $\nu = 1$. Положение минимума $\rho_{xx}(B)$ при 3 Тл дает величину $p_s = 0.7 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ для двумерного газа при $\nu = 1$, половину величины, которая получается из наклона $\rho_{xy}(B)$ в слабом поле в пересчете на один слой Ge. Это также указывает на наличие двух двумерных слоев в слое Ge.

Таким образом, из наших данных следует, что образец в поле $B \gtrsim 3$ Тл может существовать в двух состояниях: 1 – в состоянии со слабо выраженной особенностью квантового Холла при $\nu = 1$, в котором в каждом слое Ge размещен один проводящий 2D слой дырок, и 2 – в состоянии КХД при разделении дырок на два двумерных подслоя в каждом слое Ge и насыщении зависимости $\rho_{xx}(B)$ каждого подслоя вблизи h/e^2 . При этом в состоянии 1 концентрация подвижных дырок в слое Ge примерно вдвое меньше, чем в состоянии 2.

Можно предположить следующую модель. Метастабильность состояний 1 и 2 указывает на существование некоего самостабилизирующего механизма. Видимо, он обусловлен самой сутью формирования взаимосвязанных двойных слоев в широкой яме. Если конфигурация потенциальной ямы близка к симметричной, то эквивалентные энергетические уровни в треугольных ямах у стенок наиболее приближены друг к другу по энергии, что увеличивает вероятность туннелирования между ними. При этом подслои в слое Ge находятся во взаимном балансе. Небольшой перекося потенциальной ямы под действием какого-либо внешнего импульса приведет к перетеканию носителей по туннельному каналу из одного подслоя в другой, что будет препятствовать дальнейшему перекося ямы и в конечном итоге приведет к восстановлению ее конфигурации (см., например, [23] и ссылки в них). Однако, если возможно другое – асимметричное – состояние системы, например, из-за воспроизводимой асимметрии расположения легированного слоя в барьерах, то система может перейти в него под действием достаточно сильного возмущения, которое вызовет такой перекося потенциальной ямы, что туннелирование между идентичными уровнями подслоев будет значительно ослаблено (см. вставки справа на рисунке а). При асимметричном профиле свойства 2D подслоев в треугольных ямах у границ слоя Ge станут разными. Проявление в эксперименте в состоянии 1 слабого плато

для $\nu = 1$ слоя Ge в целом означает, что один из подслоев в каждом слое Ge выключен из проводимости. Очевидно, это тот из подслоев, что расположен в более узкой треугольной яме. Действительно, меньшая ширина подслоя приведет к уменьшению концентрации в нем. Оба этих фактора будут способствовать переходу дырочного газа в подслое в диэлектрическую фазу, то есть приводить к уменьшению значения критического магнитного поля, в котором такой переход неизбежно должен произойти [18]. При этом уширение другой треугольной ямы может послужить причиной перехода расположенного в ней подслоя из фазы КХД в фазу КЭХ (этому, в частности, будет способствовать изменение параметров беспорядка в направлении роста [17]).

Из-за кулоновской связи между слоями Ge (ширина GeSi барьеров меньше ширины Ge квантовых ям в наших образцах) переход к асимметричному распределению заряда в одном слое Ge окажет воздействие на смежные слои Ge и далее на всю многослойную структуру в целом. То есть данные два метастабильных состояния суть коллективные моды в многослойной системе, поэтому переход между ними будет происходить во всех слоях синхронно. Наличие коллективных зарядовых мод также будет способствовать стабилизации отдельных состояний системы. Эффекты бистабильности в асимметричных двойных квантовых ямах наблюдались в ряде работ [23].

В данной модели, однако, остается неясным, почему не совпадают области стабильности $\rho_{xy}(B)$ ($< \sim 2$ Тл) и $\rho_{xx}(B)$ ($< \sim 5.5$ Тл). Вероятно, это связано со сложным механизмом протекания тока через образец, например, в модели хаотического массива плоских капель – с протеканием по сетке краевых состояний, окружающих капли. Именно в этой модели на основе анализа баланса между протеканием по сетке и процесса туннелирования между соседними каплями показана возможность существования фазы КХД [17]. Тогда в наших образцах с широкими слоями Ge нужно рассматривать проводимость в каждом слое по двум сеткам, расположенным у краев слоя. Новизна ситуации здесь будет в том, что данные сетки слабо связаны между собой за счет туннелирования, кулоновского взаимодействия и возможного наличия между ними редких проводящих перемычек. Сможет ли в такой комбинированной модели изменение баланса заряда между двумя сетками приводить к существованию описанных в настоящей работе состояний, характеризующихся либо слабым КЭХ, либо КХД, а также, возможно ли в ней проявление качественно разных зависимостей $\rho_{xy}(B)$ при неизменном виде зависимости $\rho_{xx}(B)$, – это вопросы для дальнейших исследований.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, гранты 98-02-17306 и 99-02-16256.

-
1. M.J.Uren, R.A.Davies, M.Pepper et al., J. Phys. C: Solid State Phys. **14**, 5737 (1981); D.J.Bishop, D.C.Tsui, and R.C.Dynes, Phys. Rev. Lett. **46**, 360 (1981).
 2. S.V.Kravchenko, G.M.Kravchenko, J.E.Furnaux et al., Phys. Rev. **B50**, 8039 (1994).
 3. H.W.Jiang, C.E.Johnson, V.L.Wang et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 1439 (1993).
 4. T.Wang, K.P.Clark, G.F.Spencer et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 709 (1994).
 5. R.J.F.Hughes, J.T.Nicholls et al., J. Phys.: Condens. Matter. **6**, 4763 (1994).
 6. C.H.Lee, Y.H.Chang, Y.W.Suen et al., Phys. Rev. **B56**, 15238 (1997).
 7. D.Shahar, D.C.Tsui, and J.F.Cunnigham, Phys. Rev. **B52**, R14372 (1995).
 8. S.H.Song, D.Shahar, and D.C.Tsui, Phys. Rev. Lett. **78**, 2200 (1997).

9. S.Kivelson, D.-H.Lee, and S.-C.Zhang, *Phys. Rev.* **B46**, 2223 (1992).
10. H.H.Paalanen, D.C.Tsui, and A.C.Gossard, *Phys. Rev.* **B25**, 5566 (1982); G.Ebert, K.v.Klitzing, C.Probst et al., *Solid State Commun.* **44**, 95 (1982).
11. H.L.Stromer, A.Chang, D.C.Tsui et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1439 (1993); T.Sajoto, Y.W.Suen, L.W.Engel et al., *Phys. Rev.* **B41**, 8449 (1990).
12. L.W.Wong, H.W.Jiang, and W.J.Schaff, *Phys. Rev.* **B54**, R17323 (1996).
13. D.Shahar, D.C.Tsui, M.Shayegan et al., *Solid State Commun.* **102**, 817 (1997).
14. M.Hilke, D.Shahar, S.H.Song et al., *Nature* **395**, 675 (1998).
15. M.V.Yakunin, Yu.G.Arapov, O.A.Kuznetsov, and V.N.Neverov, *Proc. 6-th Internat. Symposium "Nanostructures: Physics and Technology"*, St.Petersburg, 1998, p.462; *Известия РАН, сер. физ.* **63**, 334 (1999).
16. D.Shahar, D.C.Tsui, M.Shayegan et al., *Science* **274**, 589 (1996); M.Hilke, D.Shahar, S.H.Song et al., *cond-mat/9810217*.
17. E.Shimshoni and A.Auerbach, *Phys. Rev.* **B55**, 9817 (1997).
18. H.C.Manoharan, Y.W.Suen, M.B.Santos et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1813(1996).
19. Ю.Г.Арапов, В.Н.Неверов, Г.И.Харус и др., *ФТП* **32**, 721 (1998).
20. М.Е.Кейдж, *Квантовый эффект Халла*, под ред. Р.Пренджа и С.М.Гирвина, М.: Мир, 1989.
21. L.Pryadko and A.Auerbach, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1253 (1999); E.Shimshoni, *cond-mat/9904145*.
22. Ю.Г.Арапов, Н.А.Городилов, В.Н.Неверов и др., *Письма в ЖЭТФ* **59**, 247 (1994).
23. Y.Takagaki, K.-J.Friedland et al., *J. Phys.: Condens. Matter.* **10**, 8305 (1998); M.I.Stockman, L.N.Pandey et al., *Phys. Rev.* **B48**, 10966 (1993).