

Анализ качества противоположных гетерограниц и профиля потенциала квантовой ямы в валентной зоне гетеросистемы $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ с помощью гальваномагнитных эффектов

М.В. Якунин, Г.А. Альшанский, Ю.Г. Арапов,
В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушина

Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620219, Россия
E-mail: yakunin@imp.uran.ru

О.А. Кузнецов

Физико-технический институт при Нижегородском госуниверситете
г. Нижний Новгород, 603600, Россия

А. де Виссер, Л. Пономаренко

Институт Ван дер Ваальса – Зеемана, Университет Амстердама, Нидерланды

Статья поступила в редакцию 24 июня 2004 г.

Показано, что в периодической системе квантовых ям $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ p -типа при ширине слоев Ge более ~ 30 нм дырочный газ в каждом слое Ge разделяется на два двумерных подслоя, сосредоточенных у противоположных границ слоя. Это следует из исчезновения плато квантового эффекта Холла и соответствующего минимума продольного магнитосопротивления для фактора заполнения $\nu = 1$. При этом наблюдается положительное магнитосопротивление, которое мы связываем с наличием двух типов дырок с разными подвижностями. Количественный анализ показывает, что это в основном тяжелые дырки, имеющие разные подвижности в сформировавшихся подслоях. Различие подвижностей указывает на разное качество противоположных гетерограниц слоев Ge. Из анализа вида плато квантового эффекта Холла при $\nu = 2$ следует, что концентрации дырок в сформировавшихся подслоях близки, следовательно, профиль потенциальных ям близок к симметричному.

Показано, що в періодичній системі квантових ям $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ p -типу при ширині шарів Ge більш ~ 30 нм дірковий газ у кожному шарі Ge розділяється на два двовимірних підшари, зосереджених у протилежних границь шару. Це впливає зі зникнення плато квантового ефекту Холла і відповідного мінімуму подовжнього магнітоопору для фактора заповнення $\nu = 1$. При цьому спостерігається позитивний магнітоопір, який ми зв'язуємо з наявністю двох типів дірок з різними рухливостями. Кількісний аналіз показує, що це в основному важкі дірки, що мають різні рухливості в підшарах, що сформувалися. Розходження рухливостей указує на різну якість протилежних гетерограниц шарів Ge. З аналізу виду плато квантового ефекту Холла при $\nu = 2$ впливає, що концентрації дірок у підшарах, що сформувалися, близькі, отже, профіль потенційних ям близький до симетричного.

PACS: 73.50.Jt, 73.20.-r

Введение

Интерес к гетеросистемам, состоящим из слоев Si, Ge и их твердых растворов, обусловлен достигнутым значительным улучшением параметров приборов для современных приложений на их основе по сравнению с аналогичными объемными материалами, что, в сочетании с относительной дешевизной этих материалов, делает их перспективными и конкурентоспособными по отношению к другим гетеросистемам [1,2]. Для достижения высокой подвижности носителей в слое (что существенно для повышения рабочей частоты) важную роль имеет качество гетерограниц: минимальная величина ее геометрических флуктуаций, максимальная резкость и минимальная доля примесей на границе и вблизи нее. Последний фактор важен, поскольку высокие подвижности достигаются лишь при селективном легировании барьеров, так что ионизованные примеси отделены от свободных носителей в потенциальной яме нелегированной частью барьера — спейсером. Примесь может диффундировать из номинальной области легирования, приближаясь к гетерогранице или даже выходя на нее. Повышению подвижности способствует также увеличение ширины ямы, поскольку среднее положение носителей при этом удаляется от гетерограниц и от легированной части барьеров. Последнему процессу, однако, препятствует изгиб дна ямы, возникающий с ростом ее ширины. Все это указывает на важность поиска методов контроля качества гетерограниц и профиля потенциальной ямы.

В рассматриваемых гетеросистемах потенциальная яма преимущественно формируется в валентной зоне слоя с большим содержанием Ge [2]. Поэтому здесь в основном дырки формируют размерно-квантованный газ.

При исследовании квантового эффекта Холла (КЭХ) нами обнаружено, что в многослойной системе Ge/Ge_{1-x}Si_x *p*-типа при толщине слоев Ge более ~ 30 нм дырочный газ в каждом слое Ge разделяется на два двумерных подслоя [3]. С одной стороны, это устанавливает предел существования единого квазидвумерного дырочного газа в слое Ge (т.е. максимального удаления дырок от гетерограниц). С другой, поскольку в сформированных двумерных подслоях дырки локализованы вблизи одной из гетерограниц, следовательно, характеристики именно этой гетерограницы влияют на подвижность дырок вблизи нее, появляется возможность сравнительного анализа противоположных границ слоев Ge.

Образцы и эксперимент

Представлены результаты измерений продольного $\rho_{xx}(B)$ и холловского $\rho_{xy}(B)$ магнитосопротивлений (МС) многослойных образцов Ge/Ge_{1-x}Si_x с $x \approx 0,1$, выращенных на подложке ориентацией (111). Центральная область барьеров Ge_{1-x}Si_x легирована бором. Образцы различаются шириной слоя Ge d_w , плотностью заключенного в нем дырочного газа p_s , а также подвижностью дырок μ и количеством периодов Ge/Ge_{1-x}Si_x (N) (см. параметры образцов в таблице).

Таблица

Параметры многослойных образцов Ge/Ge_{1-x}Si_x

Образцы	N	d_w , нм	p_s , 10^{15} м^{-3}	μ , $\text{м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$
1006	90	12,5	4,9	1,4
112463	27	22	2,8	1,0
475a2	37	38	5	1,3
476a4	37	38	5	0,85
47664	37	38	5,8	0,98

Подвижности дырок достаточно высоки для наблюдения четкой картины КЭХ. На рис. 1 представлена типичная картина КЭХ для слоев Ge тоньше ~ 20 нм. (Величины сопротивления на всех рисунках пересчитаны на один проводящий слой Ge.) Обратим внимание на то, что преобладают особенности КЭХ, т.е. площадки $\rho_{xy}(B) = h/e^2 i$ и соответствующие им минимумы на $\rho_{xx}(B)$, при четном значении числа i , но наблюдаются особенности и при $i = 1$. В области слабых магнитных полей проявляется отрицательное МС (обусловленное эффектами слабой локализации).

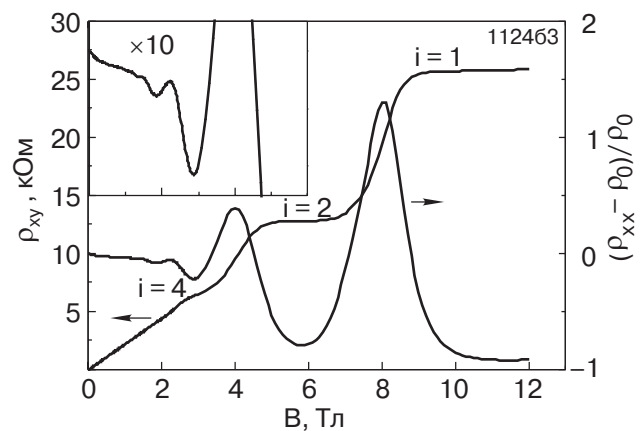


Рис. 1. Квантовый эффект Холла в образце 112463 ($d_w = 22$ нм).

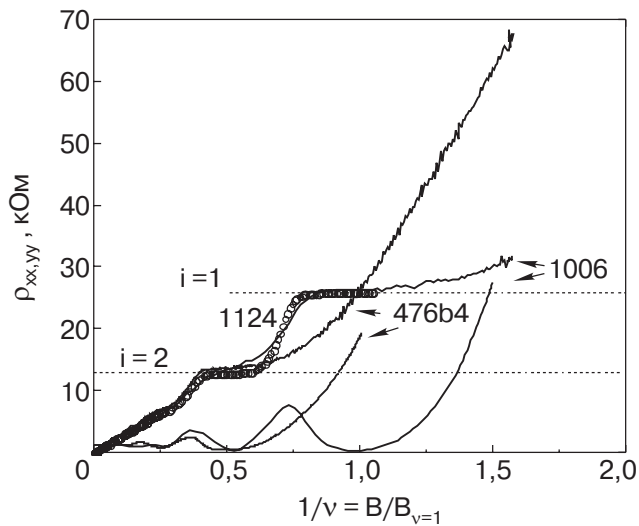


Рис. 2. Квантовый эффект Холла в слоях Ge разной ширины. Особенности КЭХ с $i = 1$ исчезают при ширине слоя Ge больше ~ 30 нм.

В образцах с шириной слоев Ge более ~ 30 нм структура экспериментальных зависимостей существенно изменяется: исчезает особенность КЭХ при $i = 1$ (рис. 2) и появляется положительное МС, особенно ярко выраженное в слабых магнитных полях (рис. 3).

Разделение дырочного газа на два двумерных подслоя

Исчезновение особенностей КЭХ для $i = 1$ в образцах с широкими слоями Ge указывает на разделение дырочного газа в слоях на два двумерных подслоя, сосредоточенных у противоположных гетерограниц [4]. Проявление такого эффекта можно

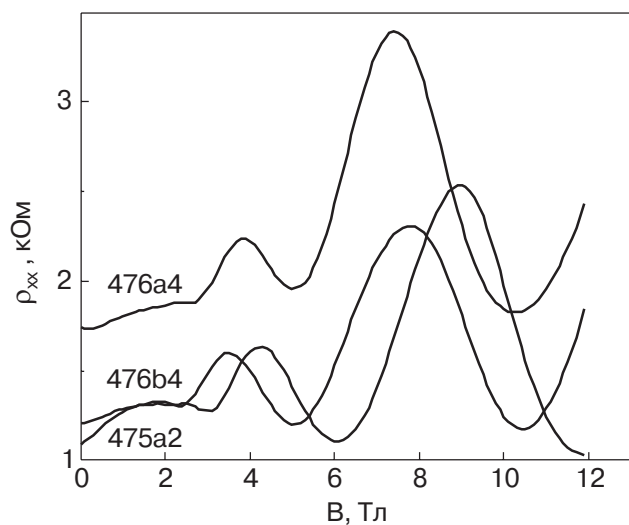


Рис. 3. Положительное МС в образцах с шириной слоя Ge больше 30 нм.

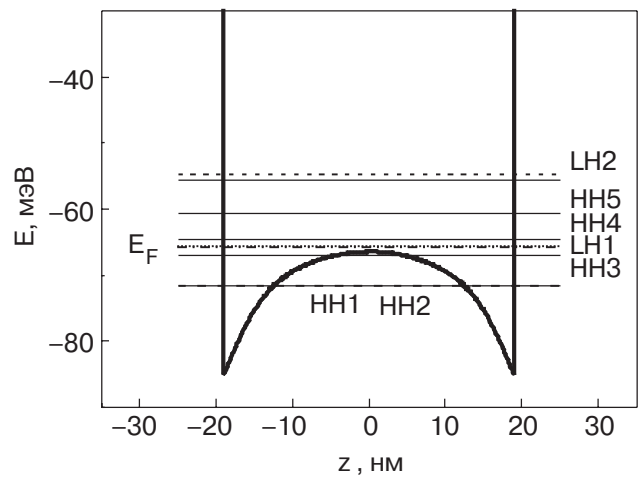


Рис. 4. Рассчитанный профиль потенциала, уровни энергии и уровень Ферми образца 475a2.

ожидать, начиная с некоторой ширины потенциальной ямы, при условии, что ее профиль симметричен (по крайней мере, отклонения от симметрии невелики). На исследованной нами серии образцов с разной шириной слоев Ge особенность КЭХ с $i = 1$ исчезает, начиная с $d_w \approx 30$ нм. Это исчезновение означает, что профиль потенциальной ямы симметричен, иначе в широкой асимметричной яме свободные носители просто перетекли бы в одну из сформировавшихся треугольных ям у гетерограницы. Такая ситуация наблюдается при одностороннем легировании потенциальной ямы и для одиночных ям, находящихся вблизи поверхности, из-за влияния поверхностных заряженных состояний (см., например, [5]). Симметричности профиля потенциальных ям в исследованных нами образцах, вероятно, способствует их многослойность. Структура симметричной потенциальной ямы для образца 475a2, рассчитанная из совместного решения уравнений Шредингера и Пуассона, представлена на рис. 4. Уровень Ферми находится вблизи вершины изогнутого дна этой ямы, что характеризует процесс разделения дырочного газа. Однако главный признак разделения на два независимых подслоя — это практически полное слияние нижних уровней HH1 и HH2. Туннельная щель практически отсутствует (составляет ~ 1 мкэВ) из-за большой ширины сформировавшегося барьера и большой массы тяжелых дырок.

Положительное магнитосопротивление — признак различия противоположных гетерограниц

Положительное МС в перпендикулярном магнитном поле легко описать участием в магнитотранс-

порте двух типов носителей с разными подвижностями. Тот факт, что положительное МС возникает у образцов с широкими слоями Ge в тех же случаях, когда исчезает особенность КЭХ с $i = 1$, т.е. когда дырочный газ разделяется на два двумерных подслоя, можно объяснить тем, что дырки с разной подвижностью содержатся в разных подслоях. Таким образом, различие их подвижностей указывает на разное качество противоположных границ слоя. Это различие не удивительно, поскольку эти границы формируются в различных условиях: удаленная от подложки гетерограница слоя Ge (нормальная) растет на слое элементарного чистого Ge, тогда как ближе расположенная к подложке граница (инвертированная) растет на слое твердого раствора $Ge_{1-x}Si_x$, и, главное, этот слой легирован. И хотя номинально между слоем примесей и гетерограницей оставлен нелегированный слой спейсера, на самом деле примесь по ходу роста может всплывать, приближаясь к границе со слоем Ge или даже выходить на нее. Поэтому можно ожидать, что подвижности дырок вблизи инвертированной гетерограницы ниже, чем вблизи нормальной [6]. В относительно узких слоях каждая дырка «чувствует» обе границы, поэтому все дырки имеют одинаковую подвижность. При разделении же на дырочные подслои в широком слое Ge дырки в каждом из сформировавшихся подслоев могут иметь разные подвижности.

Продольное и холловское МС при наличии двух типов носителей с разными подвижностями μ_j описываются в рамках простейшей модели Друде–Лоренца следующими формулами [7]:

$$\begin{aligned} \rho_{xx} &= (D_1 + D_2) / [(D_1 + D_2)^2 + (A_1 + A_2)^2], \\ \rho_{xy} &= - (A_1 + A_2) / [(D_1 + D_2)^2 + (A_1 + A_2)^2]. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $D_j = n_j e \mu_j / (1 + \mu_j B)$ – диагональный член матрицы проводимости для слоя j , $A_j = \mu_j B D_j$ – соответствующий недиагональный член, n_j – плотность $2D$ дырочного газа в подслое j .

Рассчитанные по формуле (1) зависимости ρ для образца 476a4 представлены на рис. 5. Видно, что как при одинаковых плотностях дырочного газа в слоях $n_1 = n_2$, так и (при несколько лучшем согласии с экспериментом) при $n_1 \neq n_2$, подвижности в подслоях должны различаться примерно в два раза.

Из результатов подгонки следует также, что этот метод мало чувствителен к различию плотностей дырочного газа в подслоях. При большом числе осцилляций $\rho_{xx}(B)$, что имеет место, например, в традиционной гетеросистеме GaAs/AlGaAs n -типа [8,9], различие между n_1 и n_2 можно определить из

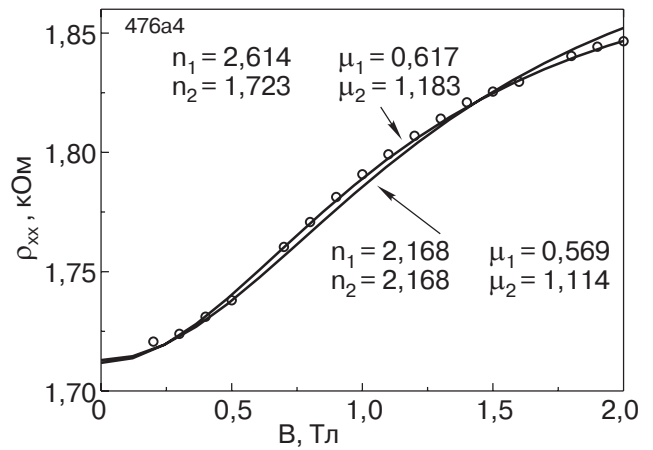


Рис. 5. Магнитосопротивление образца 476a4. Эксперимент (O); сплошные линии – расчет по формуле (1) для двух наборов параметров.

двух разных серий осцилляций. Но в дырочном газе это сделать не удастся.

Оценка соотношения плотностей дырочного газа в подслоях из структуры КЭХ

Сначала ответим на вопрос, как при столь большом различии подвижностей в подслоях может реализоваться особенность КЭХ для слоя Ge в целом при определенной величине i ($= 2$)? Даже при равных концентрациях дырок в обоих подслоях различие их сопротивлений будет пропорционально различию подвижностей дырок, и при параллельном включении подслоев в общую цепь токи, текущие по подслоям, будут на столько же различаться. Если рассматривать данные два подслоя изолированно друг от друга, то в каждом из них первое со стороны сильных полей плато $\rho_{xy}(B)$ будет соответствовать $i = 1$, т.е. располагаться на высоте $\rho_{xy} = 25,813$ кОм. Однако соответствующие им напряжения $U_{xy}^l = \rho_{xy} I^l$ будут разными вследствие различия токов I^l (индекс l нумерует слой). Тогда, если рассматривать классическую ситуацию при изначально равномерном распределении линий тока по ширине образца, то при соединении соответствующих потенциальных контактов подслоев вследствие различия потенциалов на этих контактах между ними должны течь циркулирующие токи, которые исказят картину линий тока в каждом подслое. После соединения этих контактов потенциалы на них изменятся, и расчет величины образовавшейся разности потенциалов на таких соединенных холловских контактах в цепи с распределенными параметрами и циркулирующими в поперечном направлении токами, вообще говоря, представляет собой непростую задачу.

На самом деле в режиме КЭХ классическая картина равномерного распределения тока по сечению

образца неприемлема. При нулевой температуре и проводимости по идеальным $2D$ слоям (т.е. при полном отсутствии какой-либо параллельной $3D$ проводимости) в интервале магнитных полей, соответствующих КЭХ, потенциал по всему периметру образца может принимать только два значения, так что разность этих потенциалов равна h/e^2 [10]. При этом разрыв эквипотенциальных линий происходит только в двух точках — при втекании и вытекании тока [11]. Это означает, что, даже когда торцы образца целиком покрыты проводящим материалом, ток в тело образца будет втекать только в одной точке — на краю контакта проводящего покрытия с образцом, и вытекать также в одной диагонально противоположной точке (см. рис. 6,а, где изображены линии тока в прямоугольном бру-

ске в режиме КЭХ); картина линий тока при этом будет такой же, но зеркально отраженной относительно оси бруска.

На эквивалентной электрической схеме такого $2D$ слоя холловское сопротивление будет изображаться двумя резисторами R_{xyl} , соответствующими двум указанным разрывам эквипотенциалей (рис. 6,б). Действительно, как видно на рис. 6,б, падение напряжения на левом из резисторов R_{xy} в отдельно взятом слое равно напряжению между контактами $a-c$, а на правом резисторе R_{xy} — между контактами $b-d$. Таким образом, холловская разность потенциалов в режиме КЭХ имеет место в исчезающе малой области на периметре образца. На данной схеме все отклонения от идеального режима КЭХ, ответственные за отличие величины продольного сопротивления от нуля в области плато КЭХ, накапливаются по мере протекания тока по периметру от точки втекания до точки вытекания. Этот участок отмечен на эквивалентной схеме резисторами R_{xx} . Именно эти резисторы отражают конечную величину подвижности в области плато КЭХ в конкретном образце. Приведенная эквивалентная схема показывает, что в режиме КЭХ можно уйти от задачи с распределенными параметрами. В результате при параллельном включении слоев холловские сопротивления R_{xyl} разных слоев оказываются включенными параллельно друг другу, так же как и продольные сопротивления R_{xxl} (рис. 6,в). Важно, что при этом результирующие сопротивления R_{xy} и R_{xx} оказываются полностью развязанными: они не зависят друг от друга и однозначно определяются соответствующими однослойными компонентами.

Таким образом, при параллельном включении $2D$ слоев в режиме КЭХ различия в подвижности носителей отдельных слоев никак не скажутся на результирующей величине холловского сопротивления системы. Следовательно, для нахождения результирующего холловского сопротивления подслои можно рассматривать как эквивалентные, не зависимо от различий в подвижности. Поэтому при параллельном соединении двух идентичных $2D$ слоев ($n_1 = n_2$) в интервале магнитных полей, где для каждого изолированного слоя имеется плато квантового эффекта Холла на высоте $\rho_{xy} = h/e^2 = 25,814$ кОм, в двухслойной системе будет наблюдаться плато с $\rho_{xy} = h/2e^2 = 12,907$ кОм.

Если же плотности двумерного газа носителей в слоях различаются ($n_1 \neq n_2$), то в двухслойной системе может наблюдаться укороченное плато с $\rho_{xy} = h/2e^2 = 12,907$ кОм в интервале полей, где для изолированных слоев площадки перекрываются. При этом в двухслойной системе площадки с $\rho_{xy} = h/e^2 = 25,814$ кОм не будет (см. рис. 7, где пред-

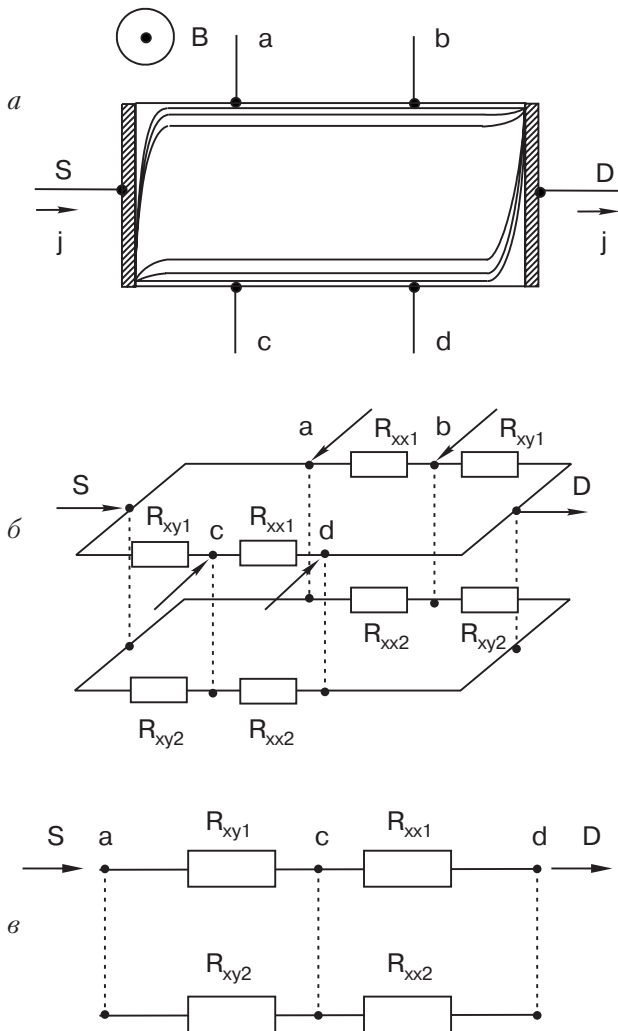


Рис. 6. Эквивалентная схема системы двух слоев в режиме КЭХ. Линии тока в отдельном $2D$ слое (а); распределение холловских и продольных сопротивлений в слое (б); параллельные соединения сопротивлений слоев (в).

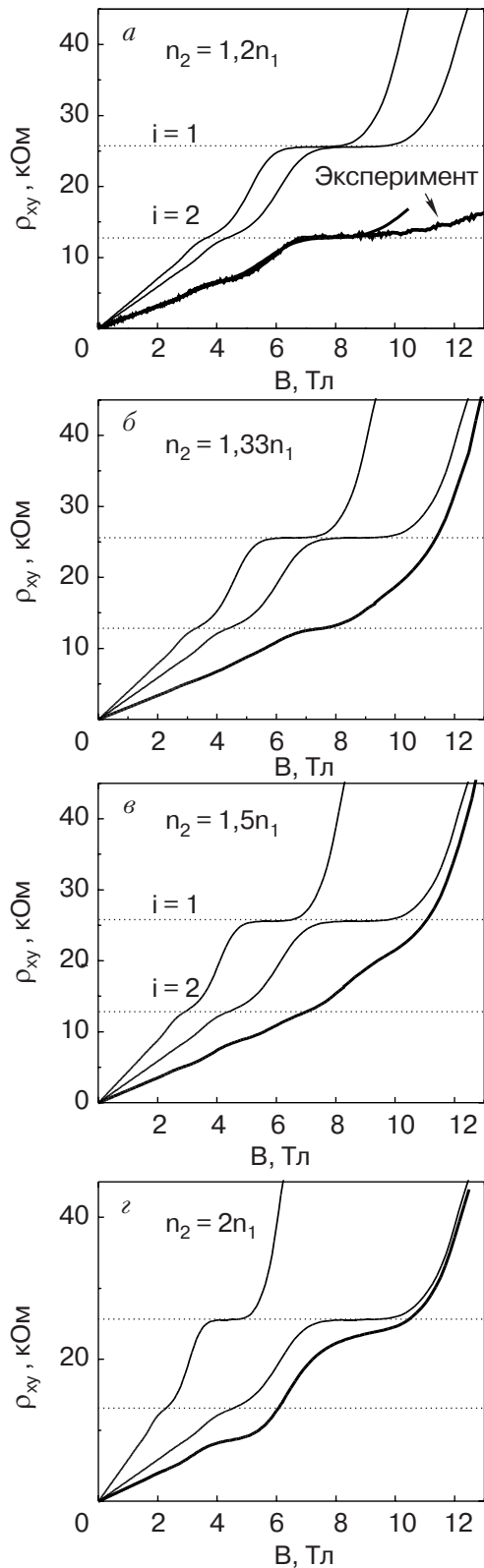


Рис. 7. Трансформации результирующего холловского сопротивления двух параллельных слоев по мере увеличения различий концентрации дырок в них. Две верхние кривые для отдельных слоев, нижняя – результат при их параллельном включении. а) $n_2 = 1,2n_1$, результирующая модельная кривая сравнивается с экспериментальной для образца 47564.

ставлены результаты математического моделирования данной ситуации).

По мере увеличения разницы плотностей $2D$ газа в подслоях плато в системе, исходно четко различимое вблизи $i = 2$ (рис. 7,а), сначала размывается (рис. 7,б,в), а затем формируется снова, но уже вблизи $i = 1$ (рис. 7,г). Наши экспериментальные результаты для образца 47564 (рис. 7,а) в широкой области значений индукций магнитного поля совпадают с результирующей модельной кривой при $n_2 = 1,2n_1$, что указывает на близость плотностей $2D$ газа в подслоях. Во всяком случае, различие меньше 20%, что подтверждает сделанный ранее вывод о симметричном профиле потенциала ямы.

Следует еще раз отметить, что проведенное моделирование справедливо только в областях полей, где существуют плато КЭХ на $\rho_{xy}(B)$ составляющих подслоев. Кривые же в слабых полях корректнее описывать на основе формул (1).

Заключение

Из исследований КЭХ установлено, что в многослойной селективно легированной гетеросистеме Ge/Ge_{1-x}Si_x p -типа в слоях Ge шириной более ~ 30 нм происходит самопроизвольное формирование профиля потенциала двойной квантовой ямы. С одной стороны, это открывает перспективы для поиска и исследований в данной системе особенностей, присущих взаимосвязанным двумерным слоям (т.е. исследования межслойных коррелированных состояний). С другой, гальваномагнитные эффекты в таком режиме обеспечивают возможность сравнительного анализа качества противоположных гетерограниц проводящего слоя, а также оценки симметричности профиля его потенциала.

Обнаружено, что в исследованных образцах присутствует два типа дырок с подвижностями, различающимися примерно вдвое. Это не могут быть тяжелые и легкие дырки, поскольку их концентрации близки, и этот эффект не наблюдается в узких слоях такой же гетеросистемы. Следовательно, это дырки, локализованные у противоположных гетерограниц, а различие их подвижностей означает, что качество этих гетерограниц существенно различается. Таким образом, иллюстрируется возможность контроля качества противоположных границ слоя из исследований МС.

Показано, что в многослойной системе профиль потенциала квантовых ям может быть симметричным изначально, в отличие от известных исследований одиночных проводящих слоев, где для компенсации асимметрии, наводимой локализованными на поверхности зарядами, нужно прикладывать внеш-

нее электрическое поле с помощью затвора (см., например, [12]).

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проекты 02-02-16401, 04-02-16614 и программы РАН «Физика твердотельных наноструктур».

1. H.G. Grimmeiss, *ФТП* **33**, 1032 (1999).
2. T.E. Whall and E.H.C. Parker, *J. Phys.* **D31**, 1397 (1998).
3. M.V. Yakunin, G.A. Alshanskii, Yu.G. Arapov, V.N. Neverov, O. A. Kuznetsov, L. Ponomarenko, and A. de Visser, *Proc. 15th Intern. Conf. on High Magnetic Fields in Semiconductor Physics*, Oxford, UK (2002), publication on CD; *Nanotechnology* **11**, 351 (2000).
4. Y.M. Suen, J. Jo, M.B. Santos, L.W. Engel, S.W. Hwang, and M. Shayegan, *Phys. Rev.* **B44**, 5947 (1991).
5. S. Sasa, J. Saito, K. Nanbu, T. Ishikawa, S. Hiyamizu, and M. Inoue, *Jpn. J. Appl. Phys.* **24**, L281 (1985).
6. S. Sasa, J. Saito, K. Nanbu, T. Ishikawa, and S. Hiyamizu, *Jpn. J. Appl. Phys.* **23**, L573 (1984).
7. M.J. Kane, N. Apsley, D.A. Anderson, L.L. Taylor, and T. Kerr, *J. Phys.* **C18**, 5629 (1985).
8. J.J. Harris, J.M. Lagemaat, S.J. Battersby, C.M. Hellon, C.T. Foxon, and D.E. Lacklison, *Semicond. Sci. Technol.* **3**, 773 (1988).
9. J.M. Lagemaat, G.E.W. Bauer, J.J. Harris, and C.T. Foxon, *Phys. Rev.* **B38**, 13439 (1988).
10. M. Buttiker, *Phys. Rev.* **B38**, 9375 (1988).
11. Э.И. Рашба, В.Б. Тимофеев, *ФТП* **20**, 977 (1986).
12. G.S. Boebinger, H.W. Jiang, L.N. Pfeifer, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1793 (1990).

Magnetotransport probing of quality of the interfaces of quantum wells in the valence band of $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ heterostructures and the symmetry of their potential profile

M.V. Yakunin, G.A. Alshanskii, Yu.G. Arapov, V.N. Neverov, G.I. Harus, N.G. Shelushinina, O.A. Kuznetsov, A. de Visser, and L. Ponomarenko

The hole gas within Ge layers of the multi-layered *p*-type $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ heterosystem is shown to be separated into two 2D sublayers located at the opposite Ge interfaces for layers wider than ~ 30 nm. This is evident from the disappearance of the quantum Hall plateau and concomitant magnetoresistance minimum for the filling factor $\nu = 1$. A positive magnetoresistance also arise in this case which is attributed to the existence of two kinds of holes of different mobilities. The quantitative analysis indicates that these are mainly heavy holes of different mobilities within the self-formed sublayers. The difference in mobilities suggests different qualities of the normal and inverted interfaces of the Ge layers. The considerable width of the $\nu = 2$ quantum Hall plateau and its correct vertical position indicate that the hole densities within the self-formed sublayers are similar, and thus the potential profile is (at least nearly) symmetrical.