Особенности квантового эффекта Холла в широкой потенциальной яме *p*-Ge_{1-x}Si_x/Ge/*p*-Ge_{1-x}Si_x

© Ю.Г. Арапов, В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушинина, М.В. Якунин, О.А. Кузнецов*

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук, 620219 Екатеринбург, Россия *Научно-исследовательский институт при Нижегородском государственном университете,

603600 Нижний Новгород, Россия

(Получена 18 апреля 1997 г. Принята к печати 19 ноября 1997 г.)

В серии многослойных селективно легированных структур *p*-типа $(Ge_{1-x}Si_x/Ge) \times N$ с шириной слоя Ge от 100 до 250 Å исследован квантовый магнитотранспорт в полях до 35 Tл при температурах 1.5 ÷ 4.2 K. Вид полученных зависимостей сопротивления как продольного ρ_{xx} , так и холловского ρ_{xy} от магнитного поля, а также соотношение периодов осцилляций в сильном и слабом полях существенно изменяются в образцах с широкими слоями Ge и (или) с высокой плотностью двумерного газа. Эти особенности могут быть объяснены участием дополнительной подзоны в переносе носителей тока. Из расчетов структуры валентной зоны Ge в условиях размерного квантования и квантования магнитным полем (выполненных в приближении прямоугольной бесконечной потенциальной ямы) следует, что данной дополнительной подзоной может быть 2-я подзона размерного квантования тяжелых дырок. Оценки ее заселенности коррелируют с экспериментальными проявлениями участия дополнительной подзоны в гальваномагнитных явлениях.

Исследования квантового магнитотранспорта в системах с различной шириной потенциальных ям, от узких до достаточно широких, позволяют проследить переход от двумерной (2D) к трехмерной проводимости изучаемых объектов. Такой переход, по сути, сводится к заселению верхних подзон пространственного квантования потенциальной ямы. К настоящему времени выполнено большое количество такого рода работ, среди которых можно выделить исследования параболических квантовых ям с селективно легированными барьерами [1], где удалось продвинуться в наиболее широкие потенциальные ямы (~ 1000 Å и более) без разрушения состояния квантового эффекта Холла.

Однако до сих пор эти исследования примущественно велись в системах с электронным типом проводимости. В настоящей работе мы пытаемся выяснить, в чем может состоять специфика поведения дырочного квазидвумерного газа в широкой потенциальной яме.

Исследовались продольное ρ_{xx} и холловское ρ_{xy} сопротивления многослойных образцов Ge/Ge_{1-x}Si_x, выращенных газотранспортным методом и имеющих следующую структуру: $\langle подложка \ Ge(111) \rangle / \langle буфер \ Ge$ толщиной 1.8 мкм $\rangle / \langle буфер \ Ge_{1-y}Si_y$ толщиной 0 ÷ 1.6 мкм $\rangle / N \times (Ge/Ge_{1-x}Si_x)$. Изменяя соотношение

доли Si (y) в буфере $Ge_{1-y}Si_y$ и в сверхрешетке (x), можно варьировать величину двуосного механического напряжения в слоях Ge. В исследованных структурах величина у составляла примерно 0.07, а средняя доля Si в сверхрешетке (СР) $x = 0.04 \div 0.05$. В СР толщины слоев Ge и Ge_{1-x}Si_x задавались примерно равными. Центральная часть барьеров Ge_{1-x}Si_x легировалась бором до концентраций $\sim 10^{18} \, {\rm cm}^{-3}$, при этом с обеих сторон барьера оставлялись нелегированные слои (спейсеры) толщиной примерно по 1/4 толщины барьера. Количество периодов СР (N) и технологически заданные толщины слоев *d* исследованных образцов приведены в таблице. Здесь же представлены значения холловской подвижности дырок μ , полученные в слабом магнитном поле, и концентрация дырок р. С. определенные по положениям минимумов $\rho_{xx}(B)$ в сильном магнитном поле, а также значения энергии Ферми и величины δ — половины деформационной щели. Последние оценивались из концентрации и эффективной массы дырок, определенных из периода и температурного затухания осцилляций в слабых магнитных полях [2]. Образцы вытравливались в форме двойного креста. Контакты изготавливались

Параметры	исследованных	образцов
-----------	---------------	----------

Образец	Число периодов сверхрешетки N	μ , см ² /В · с	p_s^{QHE} , 10 ¹¹ см ⁻²	Толщина слоя <i>d</i> , Å	$\frac{S_H}{S_L}$	$E_F-E_1,$ мэВ	<i>δ</i> , мэВ	$p_s d^2$	$\frac{E_F - E_1}{E_2 - E_1}$
Ι	90	14000	4.9	125	2.2	8.0	10	0.8	0.5
II	27	10 000	2.8	200	2.3	7.0	4	1.1	1.2
III	15	14000	3.4	200(235)	3.1	7.7	5	1.4(1.9)	1.4
IV	90	15000	4.8	220	3.4	7.2	10.5	2.3	1.6

Примечание. Приведены технологически заданные значения толщины слоя d. Для образца III величина d = 235 Å получена подгонкой расчета под экспериментальные данные.



Рис. 1. Зависимости холловского сопротивления ρ_{xy} образцов от магнитного поля *B*. На вставке — энергетическая диаграмма исследованных структур и модель потенциальной ямы. Римские цифры у кривых соответствуют номерам образцов в таблице.

методом термокомпрессии. Измерения велись в постоянных и импульсных магнитных полях при температурах 1.5 ÷ 4.2 K.

На зависимостях холловского сопротивления исследованных образцов от магнитного поля наблюдались плато квантового эффекта Холла (КЭХ) (рис. 1). После пересчета на один слой, т.е. после умножения измеренной величины холловского сопротивления на N количество периодов СР, в центре плато получаются значения, отвечающие целочисленному КЭХ: $\rho_{xy} = h/ie^2$, где фактор заполнения і принимает целые значения. В области сильных магнитных полей для всех исследованных образцов присутствуют четкие плато с i = 1 и 2. Наличие плато с i = 1 означает, что, во-первых, все слои Ge многослойной системы идентичны и равноправно участвуют в переносе тока; во-вторых, в каждом слое Ge заключен только один слой двумерного газа дырок. Последнее указывает на то, что изгиб дна ямы не настолько велик, чтобы газ свободных носителей в яме разделился на два изолированных слоя,

сосредоточенных в треугольных потенциальных ямах у каждой из потенциальных стенок ямы. Если бы последнее имело место, то в системе было вдвое больше 2Dслоев свободных носителей, чем слоев Ge, и при умножении величины холловского сопротивления, непосредственно измеренной в эксперименте, на число периодов сверхрешетки в образце мы имели бы для первого плато со стороны сильных полей не $\rho_{xy} = 25.8 \text{ кOm} = h/e^2$, а величину вдвое меньшую. Проявление плато с i = 1 для всех образцов снимает всякую неоднозначность в идентификации наблюдаемых особенностей и позволяет сопоставить каждое плато ρ_{xy} и соответствующий минимум ρ_{xx} магнитного уровня с определенным порядковым номером. При этом не играет роли, как магнитные уровни сгруппированы в подзоны размерного квантова-



Рис. 2. Зависимости нормализованной величины ρ_{xx}^* от магнитного поля. Римские цифры у кривых соответствуют номерам образцов в таблице. Амплитуды пиков нормализованы относительно амплитуды наибольшего пика. Магнитное поле B_2 соответствует положению минимума с номером M = 2.

Физика и техника полупроводников, 1998, том 32, № 6



Рис. 3. Зависимости квантового эффекта Холла и магнитосопротивления в сравнении с рассчитанной картиной уровней Ландау для образцов: a - I, b - II, c - III. На схемах энергетических уровней представлены только самые нижние уровни 2-й подзоны размерного квантования тяжелых дырок. Поведение уровня Ферми показано жирной линией. На вставке к рис. 3, c - зависимость $\rho_{xx}(B_{\perp})$ в наклонных полях.

ния. Следовательно, для такого сопоставления нужно вести сквозную нумерацию всех магнитных уровней, независимо от их принадлежности к разным подзонам размерного квантования.

В измеренных зависимостях сопротивления от магнитного поля $\rho_{xx}(B)$ (рис. 2 и 3) минимумы соответствуют серединам плато $\rho_{xy}(B)$ и расположены периодично по обратному магнитному полю 1/*B*. Однако периоды в сильном и слабом полях различаются. В сильном поле, когда все уровни Ландау отделены друг от друга щелями подвижности, положения минимумов и их период в обратном поле определяются только плотностью 2D газа, независимо от конкретного вида картины уровней:

$$[\Delta(1/B)]^{-1} = hp_s/e$$

В слабом же поле упорядоченное слияние уровней может привести к тому, что период наблюдаемых осцилляций будет иным и будет зависеть от взаимного расположения уровней. В простейшем случае, когда уровни Ландау формируют один веер расщепленных по спину уровней, отношение периодов в сильном и слабом полях равно двум:

$$S_H/S_L = 2$$
, $S_{H,L} \equiv \Delta M/\Delta(1/B)$,

где M — номер минимума при сквозной нумерации с шагом в 1 для всех наблюдаемых минимумов, начиная от сильного поля к слабому. Это обусловлено слиянием спиновых подуровней и фактически означает, что в слабом поле нумерацию минимумов нужно вести с



Рис. 3 (продолжение).

шагом 2, а не 1, поскольку нерасщепленному уровню соответствует вдвое большее количество состояний. Отклонение данного отношения от 2 указывает на иную картину уровней. Вероятнее всего, это означает, что на основной веер уровней Ландау накладывается другой веер, связанный с другой подзоной, расположенной глубже в зоне. Поскольку 2-му вееру соответствуют осцилляции, дальше отстоящие по полю друг от друга, в слабых полях именно эта серия будет превалировать, а соответствующая ей величина S_L будет меньше, чем $S_H/2$. В валентной зоне Ge 2-я подзона может возникнуть либо в результате расщепления зоны в асимметричном потенциале (2 веера уровней, соответствующих разным массам, исходят почти из одной точки), либо при заполнении 2-й подзоны размерного квантования (2 похожих веера, исходящих из разных точек на оси энергии).

В работе [3] исследовались осцилляции $\rho_{xx}(B)$ в квантовых ямах гетероструктур $p-Al_{1-x}Ga_xAs/GaAs/p-Al_{1-x}Ga_xAs$ и было получено значение $S_H/S_L = 2$ для ямы шириной 50 и 100 Å, но для ямы в 200 Å это отношение составило 3.3. На основании этого результата было сделано заключение о том, что широкая яма при плотности дырок $p_s = 5 \cdot 10^{11}$ см⁻² ведет себя как два параллельно соединенных гетероперехода с соответствующими асимметричными треугольными потенциальными ямами, и отличие отношения периодов осцилляций от 2 связано с расщеплением валентной зоны в асимметричном потенциале. К сожалению, данные по эффекту Холла в этой работе не приводятся.

Среди исследованных нами образцов p-Ge_{1-x}Si_x/Ge/ p-Ge_{1-x}Si_x для двух из них получено отношение S_H/S_L , близкое к 2 (см. таблицу), а для других — больше 3.



Рис. 3 (продолжение).

Поскольку в самых сильных полях все магнитные уровни разрешены, в качестве номеров минимумов продольного магнитосопротивления ρ_{xx} здесь можно использовать определенные из квантового эффекта Холла значения фактора заполнения. Минимумы с такими номерами будут физически эквивалентны в разных образцах. Такая однозначность идентификации минимумов ρ_{xx} в области сильных магнитных полей позволяет наглядно проиллюстрировать различия отношений S_H/S_L для разных образцов. На рис. 4 представлены зависимости номера пика М от магнитного поля В, характеризующие величины S_{H,L}. Для каждого образца поле В пересчитано относительно положения минимума с M = i = 2. Такая относительная шкала магнитных полей позволяет устранить различия, связанные с разными плотностями дырочного газа в образцах. И действительно, на рис. 4 в области сильных полей прямые практически совпадают. В слабых полях,

Физика и техника полупроводников, 1998, том 32, № 6

напротив, наклоны прямых ощутимо различаются. Для образцов с относительно узкими ямами угол наклона прямых, соответствующих слабым полям, близок к 1/2 от величины угла наклона прямых, соответствующих сильным полям. Для образцов же с широкими ямами, несмотря на ограниченное число экспериментальных точек, четко видно, что этот наклон существенно меньше. На основе этих данных можно заключить, что в образцах III и IV уровень Ферми достиг более высоко лежащей подзоны.

Если уровень Ферми расположен выше изгиба дна ямы, то влияние асимметрии потенциала на энергетический спектр дырок будет существенно слабее, чем в случае, когда уровень Ферми лежит в пределах треугольных потенциальных ям у противоположных границ слоя. Тогда естественно предположить, что проявляющаяся в экспериментальных данных новая подзона по



Рис. 4. Диаграмма, характеризующая периоды осцилляций ρ_{xx} в сильном и слабом полях; M — сквозные номера осцилляций. Целые значения M соответствуют минимумам ρ_{xx} , полуцелые — максимумам. Магнитные поля пересчитаны относительно положения минимума с M = 2 для каждого образца.

своей сути есть 2-я подзона размерного квантования для симметричной ямы. Проведем приближенные оценки положения уровней размерного квантования, заменив реальную потенциальную яму — прямоугольной, бесконечно глубокой ямой той же ширины (см. вставку на рис. 1).

Согласно [4], уровни пространственного квантования валентной зоны в бесконечно глубокой прямоугольной потенциальной яме, шириной d, формируют 2 серии уровней для тяжелых и легких дырок $E_n^{h,l} = 3\pi^2 \hbar^2 n^2 / 2m_{h,l} d^2$, $n = 1, 2, \ldots$ (ось энергии направляем в глубь валентной зоны). Поскольку в Ge массы тяжелых и легких дырок различаются примерно в 7 раз, первый уровень размерного квантования легких дырок расположен примерно вдвое выше 2-го уровня размерного квантования тяжелых дырок (это имеет место в отсутствие деформации, при наличии же её к этой разнице нужно добавить деформационную щель). Поэтому, если экспериментальные данные указывают на участие в магнитотранспорте дополнительной подзоны, то весьма вероятно, что это именно 2-я подзона размерного квантования тяжелых дырок. Оценим условия ее заселенности при B = 0. Для простейшей параболической изотропной зоны с массой тяжелой дырки $m = m_h$ получаем

$$(E_F - E_1)/(E_2 - E_1) = (\pi \hbar^2 p_s/m)/(3\pi^2 \hbar^2/2md^2) \propto p_s d^2.$$

Однако нужно учесть сложную форму и сильную анизотропию дырочных подзон как из-за пространственного ограничения в двумерном слое [4], так и одноосной деформации. Мы сделали такие оценки для значений E_F , определенных в работе [2] на основе экспериментальных данных, и получили [5]

$$m = m_h^{(III)} = \hbar^2 (\partial^2 E / \partial k_{(III)}^2)^{-1} = 0.5m_0.$$

Как видно из таблицы, величины $p_s d^2$, $(E_F - E_1)/(E_2 - E_1)$ и полученные в наших измерениях отношения S_H/S_L для всех исследованных образцов одинаково возрастают. Отношение S_H/S_L сильно увеличивается при переходе от образца II к образцу III. Как следует из приведенных выше замечаний, такое скачкообразное увеличение данного отношения, вероятнее всего, указывает на начало заселения 2-й подзоны. По нашим оценкам, этому переходу соответствует возрастание величины отношения $(E_F - E_1)/(E_2 - E_1)$ от 1.2 до 1.4, т.е. резкое изменение отношения периодов осцилляций S_H/S_L наблюдается, когда уровень Ферми входит во 2-ю подзону тяжелых дырок. Поэтому сделанное выше предположение об участии в магнитотранспорте именно 2-й подзоны размерного квантования тяжелых дырок представляется вполне реальным, а модель прямоугольной ямы достаточно адекватной реальной ситуации.

Если в области сильных магнитных полей кривые $\rho_{xy}(B)$ для всех образцов похожи и содержат плато с *i* = 1 и 2, то структура этих кривых ниже плато с і = 2, напротив, сильно различается (рис. 1). Для двух образцов I и II следующим за плато с i = 2 в сторону слабых полей идет плато с i = 4, и другие плато с четными факторами заполнения преобладают. Для двух же других образцов III и IV следующим за плато с i = 2 идет плато с i = 3, а плато с i = 4отсутствует. Еще ярче эти различия видны в структуре кривых $\rho_{xx}(B)$, амплитуды минимумов на которых коррелируют с размерами соответствующих плато $\rho_{xy}(B)$, но монотонный фон почти отсутствует (см. рис. 2). На этом рисунке, как и на рис. 4, магнитные поля для каждого образца отнесены к значению поля в минимуме с і = 2, чтобы устранить различия, обусловленные различием плотности 2D газа. Обратим внимание на то, что радикальное отличие структуры кривых (т.е. наличие либо отсутствие особенностей с определенными номерами і и соотношение их амплитуд) наблюдается именно у тех образцов, для которых получено отношение периодов осцилляций $S_H/S_L \neq 2$. Поэтому, вероятнее всего, данное свойство, как и отношение S_H/S_L , связано с заселением 2-й подзоны размерного квантования тяжелых дырок.

Для анализа магнитотранспорта в режиме квантового эффекта Холла нужна картина магнитных уровней валентной зоны Ge в потенциальной яме. Детальные самосогласованные расчеты с учетом реального профиля ямы представляют собой весьма громоздкую задачу [6]. Существенно проще провести такие расчеты в рамках уже использовавшейся модели бесконечно глубокой прямоугольной ямы. При этом можно ожидать, что упрощенные расчеты будут отражать основные особенности реального спектра, поскольку, во-первых, наблюдаются состояния квантового Холла с i = 1 для каждого слоя Ge в целом; во-вторых, разрыв валентной зоны не менее чем вдвое превышает энергию Ферми. В работе [7] модель прямоугольной ямы использовалась для анализа картины дырочных магнитных уровней даже в заведомо асимметричной односторонне легированной гетероструктуре.

727

При этом было получено количественное согласие с экспериментом для структур с плотностью дырочного газа порядка 10^{11} см⁻². В наших структурах плотность дырочного газа в $3 \div 4$ раза выше, но потенциальные ямы симметричны (поскольку барьеры легированы симметрично с обеих сторон ямы).

Метод расчета подробно описан в работах [8,9]. Фактически это есть обобщение теории Дьяконова– Хаецкого [4] на случай присутствия перпендикулярного слою квантующего магнитного поля. Магнитные уровни рассчитывались для гамильтониана 4×4 Кона–Латтинджера в изотропном приближении. При наложении нулевых граничных условий на волновую функцию решение для каждого из значений магнитного квантового числа P = 0, 1, ... сводится к двум независимым системам уравнений для симметричных и антисимметричных состояний, что на рис. З отражено в обозначениях уровней буквами *s* и *c*. Простое аналитическое решение удается получить только для минимального значения P = -1 вследствие усечения гамильтониана до 1×1 :

$$E_n(P = -1) = \pi^2 \hbar^2 n^2 / 2m_h d^2 + \hbar e B / m_0 [(\gamma_1 + \gamma)/2 - (3/2)\varkappa] - \delta$$

 $n = 1, 2, ..., \gamma_1, \gamma, \varkappa$ — параметры Латтинджера, m_0 — масса свободного электрона. Каждая из систем дает бесконечное число решений, отвечающих различным подзонам размерного квантования. При движении с магнитным полем уровней, полученных из одной системы уравнений, проявляютс эффекты расталкивания этих уровней, что особенно ярко выражено в точках их антипересечений. Полное обозначение уровня на рис. З включает число *P*, упомянутые буквы *s* или *c* и индекс, означающий для уровней с одинаковыми квантовыми числами порядок их расположения с возрастанием энергии (при этом, для однозначности, указывается порядок расположения уровней в самых слабых полях). Для уровней с *P* = -1 буква в обозначениях отсутствует.

Расчеты проведены для параметров Ge: $\gamma_1 = 13.4$, $\gamma \equiv (\gamma_2 + \gamma_3)/2 = 5.0, \varkappa = 3.4$ [5], и различных величин ширины ямы и половины деформационной щели δ . Результаты расчетов сопоставляются с экспериментальными кривыми на рис. 3. Поведение уровня Ферми с магнитным полем представлено для бесконечно узких уровней Ландау и постоянной общей концентрации дырок. В этом случае при величинах поля $B_i = (h/e)(p_s/i)$, когда полностью заполнено целое количество магнитных уровней, уровень Ферми скачком переходит на соседний уровень. Как видно из рис. 3, кривые зависимостей уровней $2s_2$ и $3s_2$ от магнитного поля содержат излом. Анализ их волновых функций в области сильных магнитных полей показывает, что они принадлежат 2-й подзоне размерного квантования тяжелых дырок и в отсутствие антипересечений с соответствующими уровнями 2s₁ и 3s1 должны были бы проследовать к положению этого уровня пространственного квантования при $B \to 0$, как это происходит для магнитного уровня -12. Уровни с различными квантовыми числами пересекаются без расталкивания. Как будет видно далее, наличие пересечений магнитных уровней, которое стало возможным изза наложения уровней 2-й подзоны на уровни 1-й, создает принципиально новую ситуацию, отражающуюся в экспериментальных результатах. Более высоко лежащие уровни 2-й подзоны на рис. 3 не показаны, чтобы не загромождать рисунок.

Как следует из расчетов, для образца I уровень Ферми во всем интервале полей находится в 1-й подзоне (рис. 3, *a*), т.е. все определяющие кинетику процессы развиваются в пределах одного веера уровней Ландау, что и объясняет простую структуру экспериментальных кривых и близкое к 2 отношение S_H/S_L . Картина уровней напоминает таковую для простой невырожденной зоны (Γ_6) в случае слабого спинового расщепления, поэтому особенности с четными факторами заполнения преобладают.

В образце II уровень Ферми, перескакивая с уровня на уровень, частично задевает нижний уровень Ландау $2s_2$ второй подзоны размерного квантования тяжелых дырок (рис. 3, b). В слабых полях такое включение в магнитотранспорт новой подзоны проявляется в небольшом уменьшении параметра S_L . Однако соотношения размеров ступенек на зависимости $E_F(B)$ в сильных полях еще остаются такими же, как у образца I, поэтому и структура экспериментальных кривых в сильном поле остается практически такой же, как у образца I. Это согласуется с полученным для данного образца значением $(E_F - E_1)/(E_2 - E_1) \gtrsim 1$ (см. таблицу), т. е. когда новая подзона только начинает заселяться и сильных проявлений этого процесса в эксперименте еще не наблюдается.

Ситуация радикально изменяется для образцов III и IV, когда уровень Ферми в значительной части исследованного интервала магнитных полей движется по уровням Ландау 2-й подзоны (рис. 3, с). Нижний уровень 2-й подзоны 2s₂, внедрившись между 2-м и 3-м магнитными уровнями $2c_1$ и $3c_1$ 1-й подзоны, разбивает щель между ними на две. В результате становится возможной ситуация, когда не два или четыре, а три целиком заполненных уровня Ландау отделены от следующего уровня достаточно большой щелью [см. ступеньку 3 на зависимости $E_{F}(B)$]. Именно по этой причине на экспериментальных кривых появляется особенность, соответствующая фактору заполнения *i* = 3. При этом ступенька с i = 4 на зависимости $E_F(B)$ может попасть в такое поле, где нижний (целиком заполненный) и верхний (пустой) уровни пересекаются, в результате чего высота этой ступеньки будет исчезающе мала, и особенности с i = 4 на экспериментальных кривых не проявляются. В наших расчетах такая ситуация имеет место при ширине ямы d = 235 Å, что превышает технологически заданную величину d = 200 Å. Отличие расчетной ширины ямы от технологически заданной может объясняться приближенным характером расчетов. Кроме того, реальная ширина слоев Ge может отличаться от номинальной (такая ситуация имела, например, место в работе [6]). Поэтому желательно измерить реальную ширину слоев Ge с помощью просвечивающей электронной микроскопии. Нам же представляется наиболее интересным тот факт, что отсутствие особенности с i = 4 удается отразить в расчетах лишь в узком интервале значений *d*. Действительно, энергия уровня размерного квантования в яме должна приблизительно описываться законом $1/d^2$, поэтому при небольшом изменении величины *d* точка пересечения уровней выйдет из поля B_4 и уровень Ферми, переходя в поле B_4 с уровня на уровень, должен будет пройти через щель. Иными словами, прохождение уровня Ферми в поле В₄ через пересечение уровней носит случайный характер. Поэтому в образце IV с похожим расположением уровней слабая особенность с *i* = 4 присутствует. На вставке рис. 3, c показано, как особенность с i = 4возрождается в образце III при повороте магнитного поля на угол θ относительно нормали к плоскости слоя. Следовательно, с поворотом образца точка пересечения уровней уходит из поля $B_4 \cos \theta$.

Итак, тот экспериментальный факт, что в образцах одной и той же системы p-Ge_{1-x}Si_x/Ge/p-Ge_{1-x}Si_x с небольшими различиями структуры, состава и концентрации носителей получены зависимости $\rho_{xy}(B)$ и $\rho_{xx}(B)$ совершенно различного вида, мы объясняем высокой чувствительностью экспериментальных результатов к взаимному расположению уровня Ферми и подзоны размерного квантования. Может ли повлиять на данный вывод то, что при анализе применялась упрощенная модель прямоугольной потенциальной ямы? Одним из главных проявлений указанного различия является наблюдающееся при переходе от образцов, находящихся в верхних строках таблицы, к образцам в ее нижней части исчезновение особенностей на кривых $\rho_{xx}(B)$, соответствующих одним значениям фактора заполнения магнитных уровней *i*, и появление особенностей для других значений і. Существующие представления о магнитотранспорте в режиме квантового эффекта Холла позволяют объяснить это только закрытием и открытием щелей подвижности между соответствующими магнитными уровнями:

1. Если вести анализ для веера магнитных уровней только одной подзоны, для объяснения наблюдаемых столь существенных изменений пришлось бы предположить радикальную перегруппировку уровней в этом веере. Для обычной невырожденной зоны Г₆ это соответствовало бы изменению соотношения между спиновым и циклотронным расщеплениями уровней на противоположное. Тем более трудно было бы объяснить наличие либо отсутствие отдельных особенностей, а не четной либо нечетной серий целиком, как, например, отсутствие особенности с i = 4 в образце III и ее наличие в образце IV. Тогда пришлось бы предположить, что только один магнитный уровень в веере перемещается на энергию порядка циклотронной при переходе от одного образца к другому. Совершенно необъясненным останется увеличение соотношения периодов осцилляций от $S_H/S_L = 2$ до 3 и более в образцах III и IV, поскольку тогда пришлось бы допустить, что уровни отдельно взятого веера группируются по три. Слишком много необоснованных предположений, без которых, однако, можно обойтись, если принять, что в образцах III и IV уровень Ферми достигает новой подзоны.

2. Рассмотрим вариант, когда признаем наличие дополнительной подзоны, но считаем, что природа ее связана с расщеплением зоны в асимметричном потенциале, возникающем вследствие изгиба дна ямы. Здесь можно провести сравнение с результатами детальных самосогласованных расчетов магнитных уровней [6] для заведомо асимметричной потенциальной ямы, полученной односторонним селективным легированием барьера. Из этих расчетов следует, что даже при заведомо бо́льшей, чем у нас, асимметрии потенциала расщепление подзоны тяжелых дырок становится заметным лишь при энергиях больше примерно 40 мэВ, что значительно превышает *E_F* = 7 ÷ 8 мэВ в наших образцах. Поэтому мы считаем, что проводимый в нашей работе анализ модели прямоугольной ямы позволяет сделать вполне реальные выводы, в частности о решающем влиянии 2-й подзоны тяжелых дырок на экспериментальные результаты. Конечно, изгиб дна ямы вызовет некоторые изменения в разности энергий уровней размерного квантования. Но это приведет к количественным уточнениям, но не к изменению сути явлений.

Вместе с тем выявленная в наших исследованиях высокая чувствительность экспериментальных результатов к деталям строения исследуемых полупроводниковых структур в условиях заселенной 2-й подзоны могла бы в свою очередь использоваться для уточнения этих деталей. Для этого понадобятся более точные расчеты с учетом анизотропии $\gamma_2 \neq \gamma_3$, конечной высоты барьеров, реальной формы ямы, конечной ширины уровней и др.

В заключение отметим, что участие 2-й подзоны в наших экспериментах не есть отражение специфики валентной зоны. Поскольку уровень Ферми лежит существенно ниже 1-й подзоны размерного квантования легких дырок, похожего проявления участия 2-й подзоны можно было бы ожидать в тех же полях и в обычной, невырожденной зоне Г₆ с массой, близкой к массе тяжелой дырки. Специфика валентной зоны, которая, в частности, видна в рассчитанных спектрах в неэквидистантном расположении и взаимопересечениях магнитных уровней отдельной подзоны, существенна лишь для относительно мелких деталей в наших экспериментальных результатах. Более ярких проявлений особенностей валентной зоны можно ожидать либо в экспериментах, позволяющих получить высокое разрешение в узких интервалах магнитных полей, соответствующих антипересечениям уровней разных подзон, либо при бо́льшем заселении верхних подзон с тем, чтобы уровень Ферми превысил щель между отщепившимися зонами тяжелых и легких дырок (т.е. при больших плотностях двумерного дырочного газа или бо́льшей ширине ямы).

Авторы выражают благодарность Г.М. Минькову и А.В. Германенко за компьютерные программы.

Работа поддержана РФФИ (проект № 95-02-04891) и Российской научно-технической программой ФТНС (проект № 95-1005).

Список литературы

- K. Ensslin, M. Sundaram, A. Wixforth, J.H. English, A.C. Gossard. Phys. Rev. B, 43, 9988 (1991).
- [2] Ю.Г. Арапов, Н.А. Городилов, О.А. Кузнецов, В.Н. Неверов, Л.К. Орлов, Р.А. Рубцова, Г.И. Харус, А.Л. Чернов, Н.Г. Шелушинина, Г.Л. Штрапенин. ФТП, 27, 1165 (1993).
- [3] Y. Iye, E.E. Mendez, W.I. Wang, L. Esaki. Phys. Rev. B, 33, 5754 (1986).
- [4] М.И. Дьяконов, А.В. Хаецкий. ЖЭТФ, 82, 1584 (1982).
- [5] J.C. Hensel, K. Suzuki. Phys. Rev. B, 9, 4219 (1974).
- [6] R. Winkler, M. Merkler, T. Darnhofer, U. Rössler. Phys. Rev. B, 53, 10 858 (1996).
- [7] S.L. Wong, D. Kinder, R.J. Nicholas. T.E. Whall, R. Kubiak. Phys. Rev. B, 51, 13 499 (1995).
- [8] A.V. Germanenko, G.M. Minkov, E.L. Rumyantsev, O.E. Rut. Adv. Mater. Opt. Electron., 2, 57 (1993).
- [9] Ю.Г. Арапов, Н.А. Городилов, В.Н. Неверов, М.В. Якунин, А.В. Германенко, Г.М. Миньков, О.А. Кузнецов, Р.А. Рубцова, А.Л. Чернов, Л.К. Орлов. Письма ЖЭТФ, **59**, 247 (1994).

Редактор Т.А. Полянская

Peculiarities of the quantum Hall effect in a p-Ge_{1-x}Si_x/Ge/p-Ge_{1-x}Si_x wide potential well

Yu.G. Arapov, V.N. Neverov, G.I. Harus, N.G. Shelushinina, M.V. Yakunin, O.A. Kuznetsov*

Institute of Metal Physics, Ural Branch of Russian Academy of Sciences, 620219 Ekaterinburg, Russia *Scientific-Research Physicotechnical Institute, State University, 603600 Nizhnii Novgorod, Russia

Abstract Quantum magnetotransport in a series of *p*-type selectively doped multi-quantum-wells $(Ge_{1-x}Si_x/Ge) \times N$ with Ge layer widths ranging from 100 to 250 Å in different samples has been studied in magnetic fields up to 35 T at temperatures $1.5 \div 4.2$ K. The shape of both longitudinal and Hall magnetoresistivity curves obtained, as well as the ratios of oscillation periods in strong and weak fields, change considerably in samples with wide Ge layers and(or) high hole gas densities. These peculiarities can be interpreted in terms of the particulation in the magnetotransport of an additional subband. As it follows from the calculated Ge valence band structure under quantisation by confinement and magnetic field (in the approximation of a rectangular infinite potential well), the second heavy hole confinement subband may act as this additional suuband. Estimations of its zero magnetic field population correlate with experimental manifestations of the additional subband.

Fax: 007(3432)445244 (Yakunin) E-mail: semicond@ifm.e-burg.su (Yakunin)