

Квантовый эффект Холла в двойной квантовой яме InAs/AlSb

М.В. Якунин, С.М. Подгорных

Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620041, Россия
E-mail: yakunin@imp.uran.ru

Ю.Г. Садофьев

Рязанский государственный радиотехнический университет, ул. Гагарина, 59/1, г. Рязань, 390005, Россия

Статья поступила в редакцию 21 июля 2008 г.

Впервые реализована двойная квантовая яма (ДКЯ) в гетеросистеме InAs/AlSb, характеризуемой большим g -фактором Ланде $|g| = 15$ формирующих ямы слоев InAs, несопоставимым с объемным g -фактором $|g| = 0,44$ GaAs в традиционных ДКЯ GaAs/AlGaAs. Качество образцов достаточно хорошее для наблюдения четкой картины квантового эффекта Холла (КЭХ). Несмотря на малую туннельную щель, что связано с большой высотой барьера 1,4 эВ, в КЭХ присутствуют особенности с нечетными факторами заполнения $\nu = 3, 5, 7, \dots$, обусловленные коллективизированными межслойными состояниями ДКЯ. С поворотом поля относительно нормали к слоям состояние $\nu = 3$ затухает, что подтверждает коллективизированную природу данного состояния и опровергает возможную обусловленность его существования как следствие сильной асимметрии ДКЯ. Ранее разрушение коллективизированного состояния КЭХ параллельным полем наблюдалось только для состояния $\nu = 1$. Обнаружение подобного эффекта для $\nu = 3$ в ДКЯ InAs/AlSb может быть связано с большим объемным g -фактором InAs.

Уперше реалізовано подвійну квантову яму (ПКЯ) у гетеросистемі InAs/AlSb, яка характеризується більшим g -фактором Ланде $|g| = 15$ шарів InAs, що формують ями, ніж об'ємний g -фактор $|g| = 0,44$ GaAs у традиційних ПКЯ GaAs/AlGaAs. Якість зразків досить гарна для спостереження чіткої картини квантового ефекту Холла (КЕХ). Незважаючи на малу тунельну щілину, що пов'язано з великою висотою бар'єра 1,4 еВ, у КЕХ присутні особливості з непарними факторами заповнення $\nu = 3, 5, 7, \dots$, обумовлені колективізованими міжшаровими станами ПКЯ. З поворотом поля відносно нормалі до шарів стан $\nu = 3$ заважає, що підтверджує колективізовану природу даного стану й спростовує можливу обумовленість його існування як наслідок сильної асиметрії ПКЯ. Раніше руйнування колективізованого стану КЕХ параллельним полем спостерігалось тільки для стану $\nu = 1$. Виявлення подібного ефекту для $\nu = 3$ у ПКЯ InAs/AlSb може бути пов'язано з великим об'ємним g -фактором InAs.

PACS: 73.50.Jt Гальваномагнитные и другие магнитотранспортные эффекты (включая термомагнитные эффекты);
73.20.-r Электронные состояния на поверхностях и границах раздела.

Ключевые слова: двойная квантовая яма, квантовый эффект Холла, наклонные магнитные поля; g -фактор.

Введение

Двойная квантовая яма (ДКЯ) интересна возможным наличием характерных межслойных коллективизированных состояний за счет дополнительной межслойной псевдоспиновой степени свободы [1]. Предсказывается, что круг специфических состояний ДКЯ можно еще более расширить, если в достаточной мере реализовать

еще одну степень свободы — спиновую [2]. Это стимулирует исследования ДКЯ, изготовленных в системе с большим g -фактором материала квантовой ямы. В настоящей работе впервые исследуется квантовый магнитотранспорт в ДКЯ InAs/AlSb, в которой объемный g -фактор InAs $|g_0| = 15$ в 35 раз превышает таковой для GaAs в традиционной ДКЯ GaAs/AlGaAs, где

и выполнены почти все предыдущие исследования физики ДКЯ. Спиновые расщепления в магнитотранспорте в слоях GaAs при столь малом g -факторе проявляются исключительно вследствие локального усиления спинового расщепления за счет обменных эффектов в узких интервалах полей, когда уровень Ферми оказывается между двумя спиновыми подуровнями [3]. Магнитные уровни при этом должны быть весьма узкими, чтобы свести к минимуму их перекрытие. Существенно больший объемный g -фактор в InAs позволяет рассчитывать на стабильное проявление спиновых эффектов и при относительно невысокой подвижности электронов, при том что также возможно дальнейшее усиление спиновых расщеплений за счет обменных эффектов: см. работу [4], где наблюдалось локальное усиление g -фактора в двумерных слоях InAs вплоть до $|g| = 50$.

Образцы и методика

Двойная квантовая яма получена молекулярно-лучевой эпитаксией и состоит из двух слоев InAs шириной по 15 нм, разделенных барьером AlSb, тонким (шириной 5 нм), но довольно высоким (1,4 эВ), из-за чего туннельная щель по расчетам составляет всего 0,23 мэВ, что сравнимо с величиной $k_B T$ при температуре эксперимента 1,8 К. Вероятно, именно из-за малости щели мы не видим каких-либо особенностей в магнитосопротивлении этой структуры при ориентации магнитного поля параллельно слоям [5]. Более подробно структура представлена на рис. 1. Детали технологии роста описаны в [4]. Суммарная плотность электронного газа в ДКЯ составляет $4,2 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ при низкотемпературной подвижности в несколько десятков $\text{м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Образец имел форму квадрата с контакта-

6 нм GaSb верхний слой
35 нм AlSb верхний барьер
15 нм InAs QW
5 нм AlSb промежуточный барьер
15 нм InAs QW
15 нм AlSb нижний барьер
10 период (2,5 нм GaSb + 2,5 нм AlSb) сверхрешетка
i-GaSb, 250 нм
i-AlSb, 2000 нм
i-AlAs буфер, 10 нм
i-GaAs буфер, 200 нм
SI GaAs подложка

Рис. 1. Структура ДКЯ InAs/AlSb.

ми по углам и в центрах сторон. Контакты прошивали все проводящие слои образца.

Измерялись продольное и холловское сопротивления в развертке по магнитному полю при его ориентации перпендикулярно или параллельно слоям и в развертке по углу θ наклона нормали к слоям относительно поля при фиксированных величинах поля [6] при температуре 1,8 К. При данной температуре медленное вращение образца в ротаторе не приводит к его разогреву.

Результаты измерений: реализация новых условий для коллективизированного состояния $\nu = 3$ при $|g| = 15$

Наблюдается картина квантового эффекта Холла (КЭХ) с площадками в холловском магнитосопротивлении, расположенными с хорошей точностью на высоте $\rho_{xy} = h/ie^2$, i — целое: см. рис. 2,а, на котором нанесены горизонталы для величин $\rho_{xy} = h/ie^2$ при разных величинах i . Площадки ρ_{xy} сопровождаются соответствующими минимумами продольного магнитосопротивления ρ_{xx} . На этом рисунке видно, что, несмотря на малую туннельную щель, реализуются не только четные, но и нечетные состояния $i = 3, 5 \dots$. Последнее указывает на коллективизированный характер этих состояний. Действительно, если между двумя идентичными двумерными слоями нет взаимодействия, то эти слои можно рассматривать включенными параллельно, тогда результирующая картина КЭХ такой структуры должна представлять собой (воображаемую) картину для одного слоя, но с вдвое меньшим масштабом оси сопротивления. Это равносильно удвоению фактора заполнения i , поэтому результирующие величины фактора i такого образца могут быть только четными. При наличии же взаимодействия между электронами разных слоев ДКЯ формируется щель не туннельной, а многоэлектронной природы — в результате установления спонтанной межслойной фазовой когерентности [7,8]. Критерием формирования такой щели является отношение эффективного расстояния между слоями d (приблизительно расстояние между центрами ям) к расстоянию между центрами орбит электронов в пределах одного слоя, что при целочисленном факторе заполнения есть магнитная длина $l_B = (\hbar/eB_{\perp})^{-1/2}$, где B_{\perp} — перпендикулярная слоям компонента поля. В работе [8] предсказывается, в согласии с экспериментом [7,8], что для существования состояния КЭХ, отвечающего данной коллективизированной щели, должно выполняться условие $d/l_B < 1,9$. Кроме того, в работе [7] показано, что если такие состояния (с нечетными значениями $i > 1$) существуют при промежуточных величинах поля, то они ослабевают и могут быть полностью подавлены в сильных полях при уменьшении i . Как видно из структуры наших кривых КЭХ (рис. 2), состояния с $i = 5, 7$ выражены

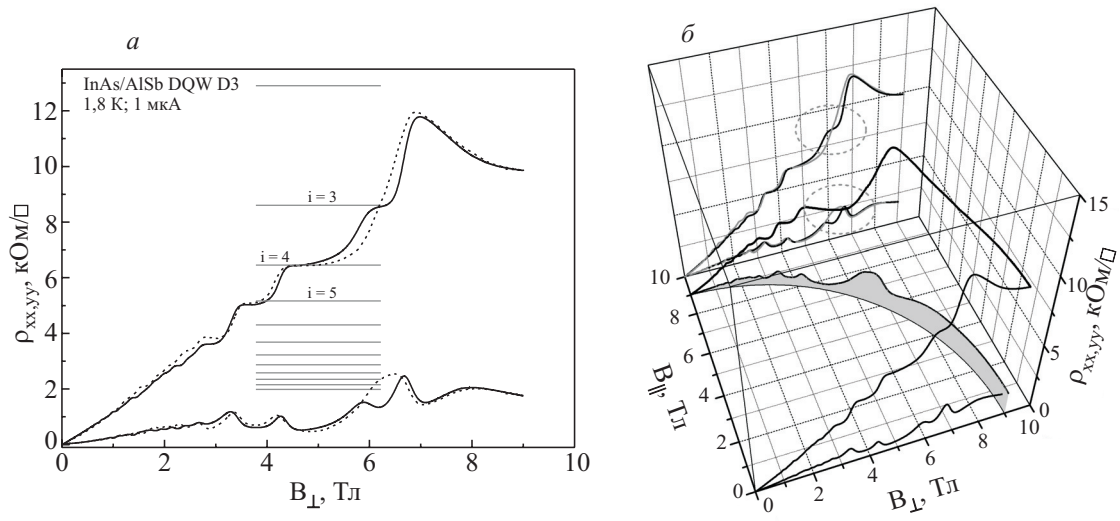


Рис. 2. Квантовый эффект Холла в исследуемом образце в перпендикулярном поле (сплошные линии) и в наклонных при проецировании на ось перпендикулярной компоненты поля (пунктирные линии) (а). Кривые $\rho_{xy}(B_{\perp})$ и $\rho_{xx}(B_{\perp})$, полученные в перпендикулярном и наклонных полях, почти совпадают, за исключением окрестностей состояния $i = 3$. Рисунок (б) иллюстрирует, как велись измерения в наклонных полях: в фиксированном максимальном полном поле $B = 9$ Тл измерена зависимость магнитосопротивления от угла поворота θ ; далее полученные пространственные кривые проецировались на плоскость перпендикулярной компоненты поля — см. серые линии на задней грани. На передней грани — результаты измерений при развертке по полю при фиксированной ориентации образца перпендикулярно полю (воспроизведенные с (а)). Эти же линии перенесены на заднюю грань (черные) для сопоставления с проекциями результатов измерений в наклонных полях. Здесь пунктирные эллипсы выделяют участки кривых, где проявляются различия, связанные с разными условиями реализации состояния $i = 3$.

сильнее, чем состояние $i = 3$, в согласии с описанным механизмом.

Оценки для состояния $i = 3$ в нашем образце дают $d/l_B \approx 1,9$, что как раз попадает в окрестности критического значения этого параметра. В работе [2] показано, что при достаточно сильном спиновом расщеплении уровней Ландау, когда реализуется их спиновая поляризация, а также при малой туннельной щели, граница состояния КЭХ $i = 1$, отвечающего многоэлектронной щели, на фазовой диаграмме смещается в сторону больших значений данного отношения вплоть до $d/l_B = 2,33$. Более точные условия реализации этого критерия, определенные в работе [2]: $\eta \equiv E_Z/E_C > 0,03$, E_Z — зеемановская энергия спинового расщепления, энергия межэлектронного кулоновского взаимодействия в пределах слоя $E_C = e^2/(4\pi\epsilon_0\epsilon_r l_B)$, ϵ_r — относительная диэлектрическая проницаемость, l_B — магнитная длина. Для объемного g -фактора InAs данный критерий выполняется уже в полях $B > 0,02$ Тл, тогда как для объемного g -фактора GaAs — при $B > 24,5$ Тл. В работе [2] эксперименты велись в традиционной ДКЯ GaAs/AlGaAs, поэтому для перехода к условиям спиновой поляризации усиление спинового расщепления достигалось там за счет наклона магнитного поля. Как видно из приведенных оценок, в наших ДКЯ со слоями InAs критерий спиновой поляризации легко достижим и в перпендикулярном поле, и он заведомо выполняется для расположенной в поле 6,2 Тл особен-

ности КЭХ $i = 3$. Таким образом, для этой особенности критерием существования должно служить именно условие $d/l_B \approx 1,9 < 2,33$, что обосновывает реальность ее связи с состоянием спонтанной межслойной фазовой когерентности.

Дополнительные аргументы относительно природы наблюдаемого состояния $i = 3$ и других нечетных состояний могут быть получены из исследований влияния параллельной слоям компоненты поля $B_{||}$ на картину КЭХ. Рисунок 2,б подробно иллюстрирует методику измерений в наклонных полях при развертке по углу θ наклона нормали к слоям относительно вектора магнитного поля фиксированной величины $B = 9$ Тл. На передней грани этого рисунка представлены результаты измерений, полученные путем развертки поля при фиксированной ориентации образца перпендикулярно полю ($\theta = 0$). В объеме рисунка — результаты развертки по углу θ . Две объемные кривые $\rho_{xx}(\theta)$ и $\rho_{xy}(\theta)$ спроецированы на ось перпендикулярной компоненты поля B_{\perp} , что представлено в виде серых кривых на задней грани рисунка, куда перенесены для сравнения и кривые с передней грани (черные), полученные в перпендикулярном поле. Видно, что параллельная компонента поля почти не влияет на большую часть кривой зависимости $\rho_{xy}(B_{\perp})$, как и кривой $\rho_{xx}(B_{\perp})$, за исключением окрестностей особенности $i = 3$ (выделено на задней грани рис. 2,б пунктирными эллипсами). Картина с задней грани рис. 2,б отображена на плос-

ком графике рис. 2,а, где результаты измерений в наклонных полях представлены пунктирными линиями. Параллельная компонента поля *подавляет* особенность $i = 3$, почти не влияя на другие особенности КЭХ.

Более подробно результаты измерений $\rho_{xy}(\theta)$ представлены на рис. 3, где по сравнению с рис. 2 добавлены кривые при меньших фиксированных значениях полного поля B от 9 Тл до 0 с шагом 0,1 Тл, что позволяет покрыть весь доступный сегмент магнитных полей (B_{\perp}, B_{\parallel}). На рис. 3,а — плоский вариант представления этих результатов, на рис. 3,б — объемный. На рис. 3,а по положениям двух пунктирных вертикалей видно, что шкала углов θ должна быть смещена примерно на 6° из-за погрешностей установки положения образца в ротаторе, что вместе с тем иллюстрирует высокую точность определения истинного угла из таких измерений. Складки на зависимостях $\rho_{xy}(\theta)$ (рис. 3,а) соответствуют площадкам КЭХ на зависимостях $\rho_{xy}(B_{\perp})$, что хорошо видно в объемном представлении на рис. 3,б. Из сопоставления с нанесенными на рис. 3,а горизонталями для $\rho_{xy} = h/e^2$ видно, что площадки КЭХ во всем интервале доступных значений параллельной компоненты поля соответствуют целочисленным значениям i . Один из основных результатов, представленных на рис. 3, — это плавное затухание состояния $i = 3$ с ростом параллельной компоненты поля. За счет этого площадка $i = 4$ становится несколько шире. Поведение продольного магнитосопротивления согласуется с холловским: по мере затухания площадки $i = 3$ на $\rho_{xy}(B_{\perp})$ с ростом B_{\parallel} также затухает и соответствующий минимум $\rho_{xx}(B_{\perp})$ (рис. 4, см. также кривые $\rho_{xx}(B_{\perp})$ на рис. 2), тогда как другие минимумы при этом почти не изменяются.

Затухание состояния $i = 3$ с ростом B_{\parallel} указывает на то, что 1) это состояние не связано со спиновой щелью, как это должно было бы быть в одиночном двумерном слое, иначе бы это состояние, наоборот, усиливалось; 2) щель, приводящая к существованию состояния $i = 3$, не обусловлена сильной асимметрией ДКЯ, в таком случае непонятно, как объяснить сильную зависимость от B_{\parallel} . До сих пор затухание с B_{\parallel} коллективизированного состояния КЭХ наблюдалось только для $i = 1$ в традиционной ДКЯ GaAs/AlGaAs [8] и объяснялось тем, что параллельное поле разрушает межслойную фазовую когерентность [1]. Обнаружение подобного эффекта для $i = 3$ в ДКЯ InAs/AlSb можно было бы увязать с большим объемным g -фактором InAs. Что, однако, требует основательного теоретического анализа. Тем не менее обнаружение влияния спиновой поляризации на положение границ между электронными фазами ДКЯ [2] указывает на то, что такое объяснение не является бесперспективным.

В области самых сильных магнитных полей кривая КЭХ несколько искажена (рис. 2, 3), что, вероятно, связано с пробоем по буферному слою GaSb (рис. 1), валентная зона которого перекрывается с зоной проводимости InAs. Вместе с тем, расположение площадок КЭХ с $i \geq 3$ на зависимостях $\rho_{xy}(B_{\perp})$ на «правильной» высоте $\rho_{xy} = h/e^2$ позволяет полагать, что в слабых и промежуточных полях такой пробой не проявляется. В то же время, как показано в [9], при расстоянии между слоями InAs и GaSb более 2 нм невозможна гибридизация состояний этих слоев. В наших же образцах это расстояние заведомо превышает 20 нм. Все это позволяет надеяться, что наличие буферного слоя GaSb не влияет на результаты в промежуточных полях. Замена буферного слоя GaSb на AlSb

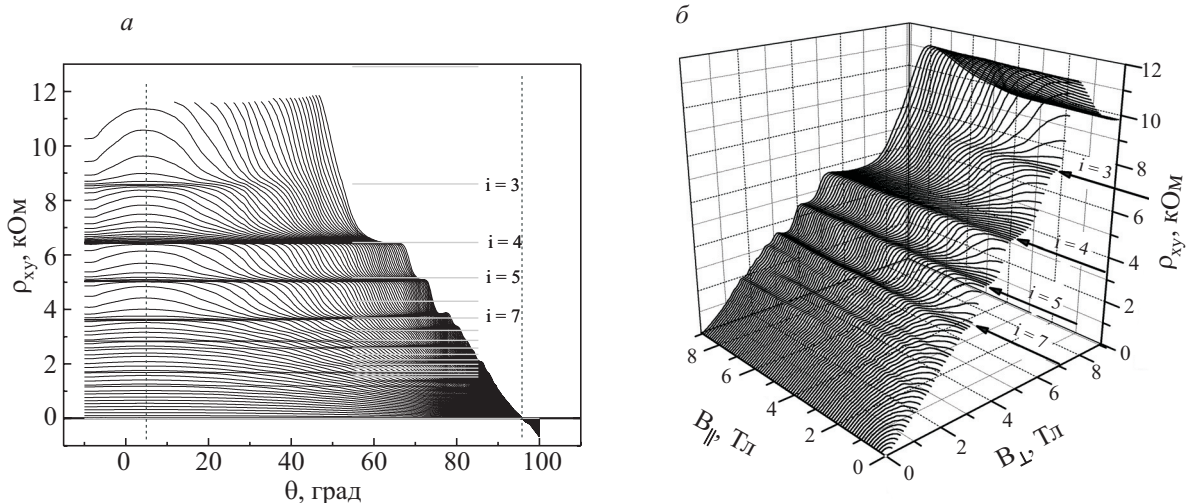


Рис. 3. Полная картина холловского магнитосопротивления в наклонных полях, полученная путем разворачивания по углу θ при фиксированных значениях полного поля от 0 до 9 Тл с шагом 0,1 Тл. Двумерный (а) и трехмерный (б) графики. На (а) нанесены горизонтали на высотах $\rho_{xy} = h/e^2$: видно, что складки, отвечающие площадкам на зависимостях $\rho_{xy}(B_{\perp})$, расположены на высотах, отвечающих целочисленным значениям i . Особенность $i = 3$ плавно затухает с ростом параллельной компоненты поля.

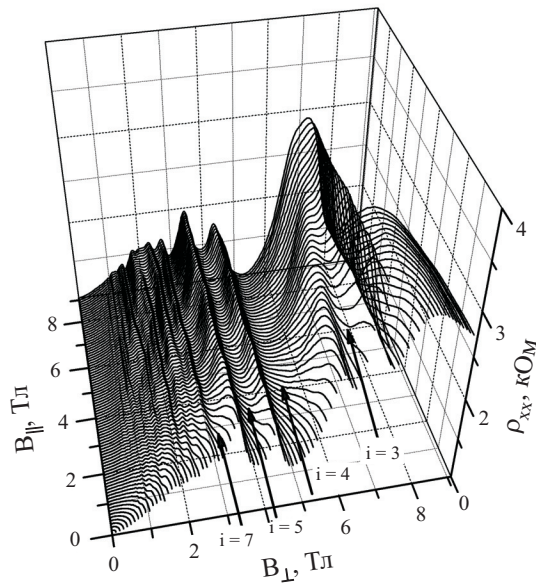


Рис. 4. Аналог рис. 3,б, но для продольного магнитосопротивления ρ_{xx} . Минимум $i = 3$ плавно затухает с ростом параллельной компоненты поля, аналогично соответствующей площадке на ρ_{xy} .

устранила бы эффект перекрывающихся зон, однако это приводит к существенному ухудшению качества гетеросистемы из-за большей шероховатости границ [10].

Заключение

Двойная квантовая яма в системе с большим объемным g -фактором и высоким разделительным барьером InAs/AlSb позволяет реализовать новые условия для квантового эффекта Холла, что проявляется, прежде всего, в формировании состояний спонтанной межслойной фазовой когерентности не только для самого нижнего магнитного уровня, как это наблюдалось ранее для фактора заполнения $i = 1$ в ДКЯ GaAs/AlGaAs, но и в верхнем спиновом подуровне нижнего уровня Ландау — для фактора заполнения $i = 3$. Многоэлектронная природа данного состояния доказывается его затуханием с добавлением параллельной компоненты магнитного поля $B_{||}$, тогда как состояния более высоко лежащих уровней устойчивы к $B_{||}$. Поскольку состояния $i = 1$ (не наблюдалось в данной работе) и $i = 3$ соответствуют разным спиновым подуровням одного уровня Ландау $N = 0$, то представляется вполне вероятным влияние спинового расщепления на условия их существования. Тогда это и послужило причиной реализации состояния $i = 3$ многоэлектронной природы при большой величине g -фактора в данной ДКЯ.

Работа выполнена по плану РАН (тема № г.р. 01.2.006 13395), при частичной поддержке РФФИ, проект №08-02-00222.

1. S. Girvin and A.H. MacDonald, *Perspectives in Quantum Hall Effect*, Ch. 5, S. Das Sarma and A. Pinczuk (eds.), Wiley, New York (1997).
2. P. Guidici, K. Muraki, N. Kumada, Y. Hirayama, and T. Fujisawa, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 106803 (2008).
3. T. Ando, *J. Phys. Soc. Jpn.* **37**, 1044 (1974).
4. Yu.G. Sadofyev, A. Ramamoorthy, B. Naser, J.P. Bird, S.R. Johnson, and Y.-H. Zhang, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1833 (2002).
5. J.A. Simmons, S.K. Lyo, N.E. Harff, and J.F. Klem, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2256 (1994); M.V. Yakunin, G.A. Alshanskii, Yu.G. Arapov, G.I. Harus, V.N. Neverov, N.G. Shelushinina, O.A. Kuznetsov, B.N. Zvonkov, E.A. Uskova, L. Ponomarenko, and A. de Visser, *Physica* **E22**, 68 (2004); М.В. Якунин, Г.А. Альшанский, Ю.Г. Арапов, В.Н. Неверов, Г.А. Харус, Н.Г. Шелушинина, Б.Н. Звонков, Е.А. Ускова, А. Де Виссер, Л. Пономаренко, *ФТП* **39**, 118 (2005).
6. М.В. Якунин, С.М. Подгорных, В.Н. Неверов, *ЖЭТФ* **132**, 241 (2007).
7. G.S. Boebinger, H.W. Jiang, L.N. Pfeifer, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1793 (1990).
8. S.Q. Murphy, J.P. Eisenstein, G.S. Boebinger, L.N. Pfeifer, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 728 (1994).
9. K. Suzuki, S. Miyashita, and Y. Hirayama, *Phys. Rev. B* **67**, 195319 (2003).
10. Y.-R. Blank, M. Thomas, K.C. Wong, and H. Kroemer, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 2080 (1996).

Quantum Hall effect in InAs/AlSb double quantum well

M.V. Yakunin, S.M. Podgornukh, and Yu.G. Sadofyev

The double quantum well (DQW) is realized for the first time in the InAs/AlSb heterosystem, characterized by a large Lande g -factor value $|g| = 15$ of the InAs layers that form the wells, this g -factor being incomparable to the bulk g -factor $|g| = 0.44$ in GaAs in traditional GaAs/AlGaAs DQWs. The sample quality is sufficiently good to obtain a distinct quantum Hall effect (QHE) picture. In spite of a small tunneling gap, due to a high barrier of 1.4 eV, there are features in the QHE, with odd filling factor values $\nu = 3, 5, 7, \dots$, manifesting their collective interlayer nature. The $\nu = 3$ state is suppressed with the tilt of magnetic field relative to the sample normal that confirms the collectivized nature of this state and denies that it may be due to a strong asymmetry of the DQW. Only the destruction of the $\nu = 1$ collectivized QHE state by a parallel magnetic field has been observed so far. Observation of this effect for $\nu = 3$ in InAs/AlSb DQW may be due to a large InAs bulk g -factor.

PACS: 73.50.Jt Galvanomagnetic and other magnetotransport effects;
73.20.-r Surface and interface electronic states.

Keywords: double quantum well, quantum Hall effect, tilted magnetic fields, g -factor.