

Неравновесное состояние двумерного электронного газа в режиме целочисленного квантового эффекта Холла

М. В. Буданцев¹⁾, А. Г. Погосов, А. Е. Плотников, А. К. Бакаров, А. И. Торопов, Ж. К. Порталь*

Институт физики полупроводников Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

* GHMFL-CNRS, BP-166, F-38042 Grenoble, Cedex 9, France

INSA-Toulouse, Toulouse 31077, Cedex 4, France

and Institut Universitaire de France, Toulouse, France

Поступила в редакцию 27 декабря 2007 г.

После переработки 25 ноября 2008 г.

Проведено сравнение свойств неравновесного состояния двумерного электронного газа в режиме квантового эффекта Холла при целочисленных факторах заполнения n , наблюдаемых с помощью магнитотранспортных измерений и измерений намагниченности в образцах различных типов. Установлено, что диапазон факторов заполнения, соответствующих неравновесным состояниям, универсален для различных типов образцов и методик измерения и изменяется от 0.1 до 0.3 при изменении n от 1 до 4. На основании проведенного сравнения сделан вывод о том, что наблюдаемое неравновесное состояние не обусловлено непосредственно возникновением вихревых токов и диэлектрической фазы в двумерном электронном газе и, возможно, связано с фазовым переходом, индуцированным магнитным полем.

PACS: 71.45.-d, 73.23.-b, 73.43.-f

Высокоподвижный двумерный электронный газ (2DEG), помещенный в сильные магнитные поля, обнаруживает целый ряд ярких явлений, к одному из которых, безусловно, относится квантовый эффект Холла (КЭХ). В режиме КЭХ в широком диапазоне факторов заполнения уровней Ландау $\Delta\nu_n$ вблизи целых $\nu \approx n$ холловское сопротивление R_{xy} выходит на плато постоянной величины h/ne^2 (h – постоянная Планка, e – заряд электрона), а продольное R_{xx} зануляется. Таким образом, R_{xx} и R_{xy} постоянны в конечном диапазоне магнитных полей, что, с одной стороны, является определяющим в наблюдении КЭХ, с другой, делает практически невозможным исследование состояния 2DEG на холловских платах с помощью изучения магнитосопротивления. В отличие от транспортных характеристик, термодинамические функции 2DEG в этих условиях претерпевают драматические изменения. В частности, химический потенциал μ испытывает скачок на величину порядка $\hbar\omega$ (в случае вырождения по спину и долине), где $\omega = eB/m$ – циклотронная частота, B – магнитная индукция, m – эффективная масса электрона [1, 2]. Недавно в работе [3] были обнаружены “идеальные” осцилляции де Гааза – ван Альфена (дГВА), наблюдавшиеся при относительно высокой температуре 2 К, где с экспериментальной точностью был обнаружен разрыв намагниченности при целых ν , указывающий на

отсутствие электронных состояний между уровнями Ландау в этих условиях.

Еще одной интересной особенностью, наблюдавшейся вблизи целых ν , является неравновесность состояния 2DEG, обнаруженная в гистерезисе перезарядки 2DEG в кремниевых МДП транзисторах [4], наблюдавшаяся позже в гистерезисе по магнитному полю намагниченности [5, 6], электрохимического потенциала [7, 8] и перемещения заряда в геометрии Корбино [9, 10]. Как уже отмечалось, наблюдение этих явлений при обычных магнитотранспортных измерениях невозможно ввиду отсутствия магнитосопротивления на холловских plataх. Однако в недавних работах было показано, что магнитосопротивление узкого проводящего канала [11–13] и контактанс квантового точечного контакта [14], помещенных в макроскопический резервуар 2DEG, демонстрируют его неравновесное состояние. Следует отметить, что сильная неравновесность состояния 2DEG в этих условиях характерна для всех указанных экспериментов и, несомненно, требует сравнительного изучения. Так, магнитосопротивление узкого проводящего канала демонстрирует гигантский гистерезис, сопровождающийся пробоем режима КЭХ с ростом продольного сопротивления от нуля до десяти кОм [13], неравновесная намагниченность 2DEG в десятки раз превышает амплитудную величину осцилляций дГВА [5, 6], а колебания неравновесного электрохимического потенциала намного превосходят $\hbar\omega$ [7, 8].

¹⁾ e-mail: budants@isp.nsc.ru

На настоящий момент неравновесное состояние 2DEG в сильных магнитных полях не имеет однозначного объяснения. В качестве доминирующей можно выделить модель вихревых токов, индуцированных разверткой магнитного поля, однако существующие теоретические работы, рассматривающие эту модель, не в состоянии объяснить всю совокупность имеющихся экспериментальных результатов. В частности, в работе [15] рассматриваются индукционные эффекты на холловских платах лишь в ситуации слабого отклонения от равновесия. В работе [5] рассмотрена модель индукционных токов, распространенных во всем объеме образца, плотность которых ограничивается неупругими электронными переходами между соседними уровнями Ландау. Однако такое распределение индукционных токов противоречит экспериментальным результатам работы [8], где показано, что неравновесные токи сосредоточены вблизи края образца.

В настоящей работе проведено подробное сравнение различных экспериментов, демонстрирующих неравновесное состояние 2DEG, включая оригинальные исследования магнитосопротивления узкого проводящего канала. Такой сравнительный анализ позволил выявить некоторые универсальные характеристики изучаемого состояния и сделать предположение о том, что его можно рассматривать как термодинамический фазовый переход, индуцированный разверткой магнитного поля.

Экспериментальные образцы представляли собой макроскопический 2DEG в гетеропереходе AlGaAs/GaAs с встроенным узким проводящим каналом. Изучались гетеропереходы, изготовленные в двух различных циклах молекулярно-лучевой эпитаксии. Подвижность макроскопического 2DEG и толщина спейсера d в образцах типа А составляли $0.8 \div 1.0 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$ и $d = 300 \text{ \AA}$, в образцах типа В – $0.6 \div 0.8 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$ и $d = 400 \text{ \AA}$, соответственно. Концентрации 2DEG в этих образцах практически совпадали, составляя $n_S = 3.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Длина узкого проводящего канала составляла $l = 3 \text{ мкм}$ (образец А) и 6.6 мкм (образец В), а его эффективная ширина – $0.6 \div 0.8 \text{ мкм}$. Узкий проводящий канал располагался на макроскопическом холловском мостике шириной 50 мкм и длиной 100 мкм (см. вставку к рис.1). Измерения проводились на слабом переменном токе 10^{-9} А частотой 7 Гц , в магнитном поле, перпендикулярном плоскости 2DEG. Практически все данные, кроме температурных зависимостей, получены при температуре 60 мК .

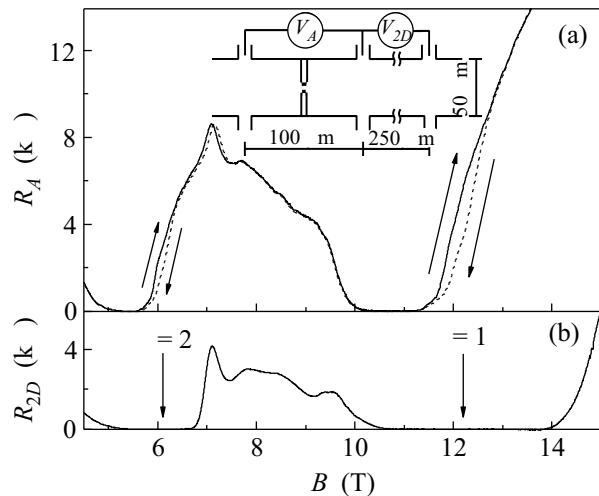


Рис.1. Продольные магнитосопротивления узкого проводящего канала (а) и макроскопического 2DEG (б) для образца типа А, измеренные при температуре 50 мК . Стрелки показывают направление развертки магнитного поля. Скорость развертки магнитного поля $1.5 \text{ Тл}/\text{мин}$. На вставке приведено схематичное изображение исследуемого образца

На рис.1 приведено продольное магнитосопротивление 2DEG с узким проводящим каналом R_A (рис.1а) в сравнении с немодулированным 2DEG R_{2D} (рис.1б) для образца типа А. Высокопольевые границы холловских плато R_A сдвинуты в слабые магнитные поля по сравнению с R_{2D} , что обусловлено несколько меньшей концентрацией носителей в узком проводящем канале по сравнению с окружающим его немодулированным 2DEG. Видно, что гистерезис R_A наблюдается вблизи целочисленных факторов заполнения в немодулированном 2DEG. Это наблюдение подтверждает вывод о том, что сопротивление узкого проводящего канала, помещенного в макроскопический резервуар с 2DEG, является инструментом, чувствительным к процессам, происходящим в самом 2DEG при целочисленных факторах заполнения. В дальнейшем, во избежание недоразумений, будем рассуждать в терминах факторов заполнения в немодулированном 2DEG.

Форма петли гистерезиса практически не зависит от скорости развертки магнитного поля в широком диапазоне изменения последней от $1.5 \text{ Тл}/\text{мин}$ до $0.05 \text{ Тл}/\text{мин}$ (см. вставку к рис.2а). Исследование зависимости гистерезиса от величины тяущего тока показало, что при измерении магнитосопротивления линейный режим сохраняется до токов более 20 нА (рис.2а), и при токе 100 нА амплитуда петли гистерезиса уменьшается на 40% (рис.2б). Это наблюдение указывает на то, что изучаемое явление не

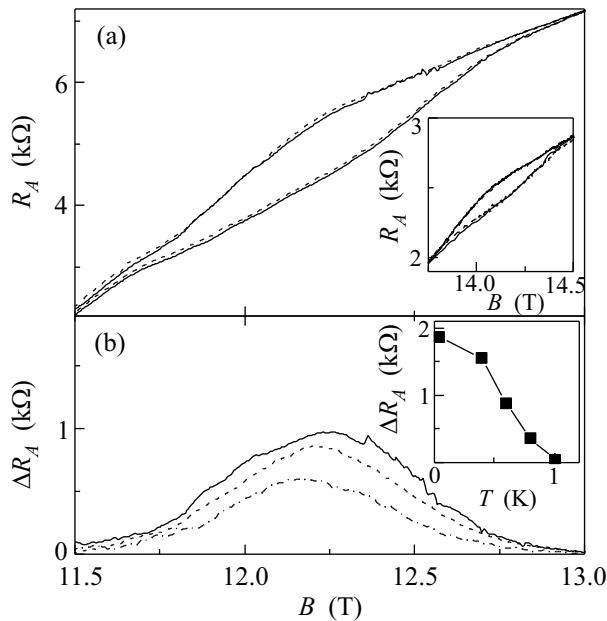


Рис.2. (а) Гистерезис продольного магнитосопротивления для образца типа А вблизи факторов заполнения $n = 1$ при тяущих токах 1 нА (сплошная линия) и 20 нА (пунктир). На вставке показано магнитосопротивление образца в области гистерезиса при различных скоростях развертки магнитного поля. Сплошная линия соответствует скорости 1.5 Тл/мин, пунктир – скорости 0.05 Тл/мин. (б) Зависимость амплитуды гистерезиса магнитосопротивления от тяущего тока: 1 нА – сплошная линия, 40 нА – пунктир, 100 нА – штрихпунктирная линия. На вставке приведена температурная зависимость ΔR_A

может быть обусловлено самосогласованным перераспределением потенциала поперек узкого проводящего канала. Температурная зависимость (см. вставку к рис.2б) гистерезиса имеет явно неэкспоненциальный вид. При увеличении температуры от 60 до 400 мК амплитуда гистерезиса слабо меняется, а затем падает практически до нуля при $T = 1$ К. Подобное поведение ранее наблюдалось и при изучении намагниченности макроскопического 2DEG [5], что еще раз указывает на то, что эффект гистерезиса магнитосопротивления, наблюдаемый в настоящей работе, обусловлен поведением макроскопического 2DEG, а сужение является эффективным инструментом для изучения неравновесного состояния.

Диапазон факторов заполнения, соответствующих неравновесному состоянию (области гистерезиса), составляет $\Delta\nu_1 \approx 0.10$ при $n = 1$ и $\Delta\nu_2 \approx 0.09$ при $n = 2$. Амплитуда гистерезиса может сильно меняться от образца к образцу. Зависимость продольного сопротивления от фактора заполнения для двух различ-

ных образцов представлена на рис.3. Видно, что для образца типа В амплитуда гистерезиса значительно больше, чем для образца типа А, однако оба образца

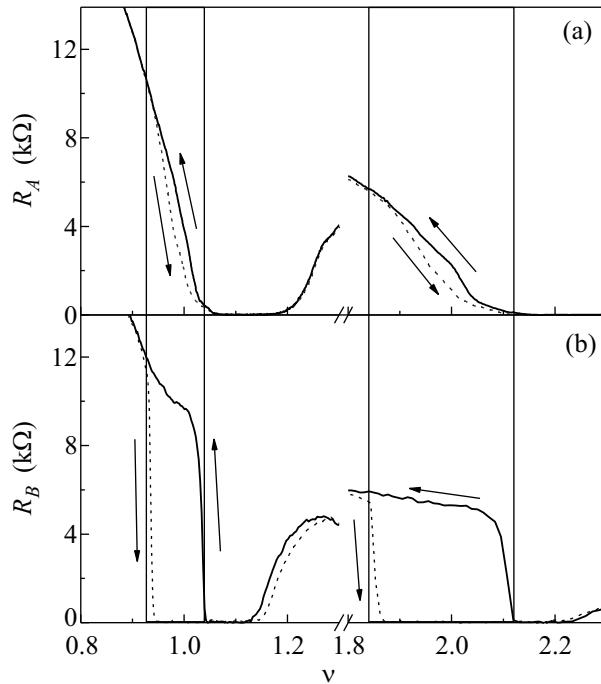


Рис.3. Зависимость продольного сопротивления для образцов типа А (а) и В (б) от факторов заполнения. Стрелки показывают направление развертки магнитного поля. Вертикальные линии показывают диапазоны факторов заполнения $\Delta\nu_n$ вблизи $n = 1$ и $n = 2$, соответствующие неравновесному состоянию 2DEG

демонстрируют неравновесное состояние в одних и тех же диапазонах факторов заполнения. Более того, гистерезис намагниченности (см. [6]) 2DEG с практически такой же концентрацией n_S , как и в наших образцах, наблюдается при тех же факторах заполнения (см. рис.4а). Таким образом, можно предположить, что диапазоны факторов заполнения являются универсальной характеристикой неравновесного состояния 2DEG для образцов с одинаковой концентрацией электронов, совпадающей для образцов различных типов и наблюдаемой в гистерезисе различных измеряемых величин.

Учитывая значительное сходство гистерезиса магнитосопротивления и намагниченности, обсудим наблюдаемое явление в рамках подходов, выработанных для анализа магнитных явлений. В учебниках по гистерезису намагниченности (см., например, [16]) указываются две возможные причины его возникновения: вихревые токи и метастабильные состояния. С последними, в частности, связывают возникновение фазовых переходов. Особенностью

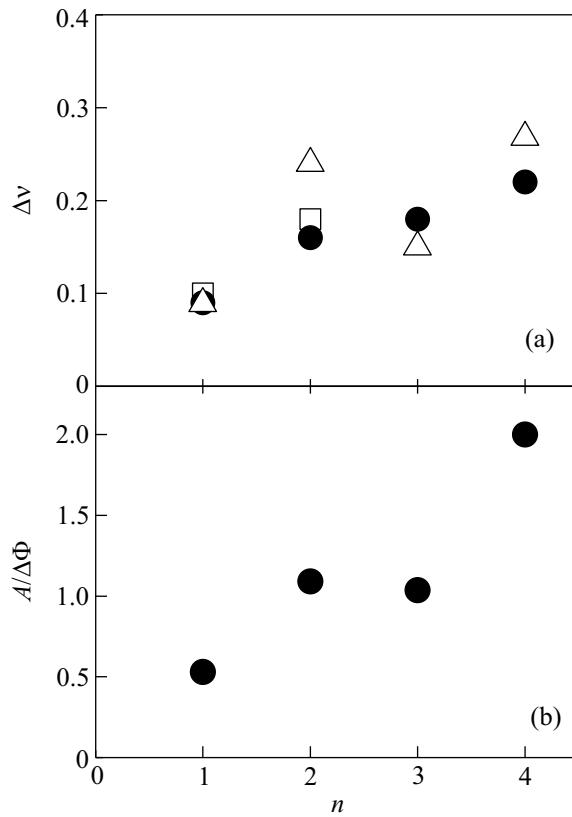


Рис.4. (а) Зависимость ширины диапазона факторов заполнения $\Delta\nu$, соответствующих неравновесному состоянию 2DEG, от числа заполненных уровней Ландау n , наблюдаемая при измерении узкого проводящего канала для образца типа А (\square), образца типа В (\triangle), и при измерении намагниченности (\bullet) [6]. (б) Отношение площади петли гистерезиса магнитного момента 2DEG A из расчета на один электрон к скачку химического потенциала $\Delta\mu$ как функция n (по данным работы [6])

изучаемого неравновесного состояния является то, что область магнитных полей его существования значительно уже ширины плато зануления продольного сопротивления макроскопического 2DEG. Таким образом, возникновение гистерезиса не связано непосредственно с возникновением диэлектрического состояния макроскопического 2DEG, чего следовало бы ожидать в случае, если бы была верна модель вихревых токов, для которых существенным является исчезающее малое диагональное сопротивление макроскопического 2DEG, обеспечивающее долгое время жизни вихревых токов. Это указывает на необходимость рассмотрения изучаемого явления с позиций теории термодинамических фазовых переходов. В этом случае возникновение гистерезиса связывают с наличием в системе внутренней степени свободы – псевдоспина, который имеет неоднозначную зависимость от внешних

параметров. При изменении внешних параметров псевдоспин принимает такие значения, которым соответствует локальный, а не глобальный минимум соответствующего термодинамического потенциала системы.

Прямой расчет соответствующего термодинамического потенциала представляет собой сложную задачу, для решения которой требуется учет межэлектронного взаимодействия, значимого на холловских плато, неоднородностей как в объемной части 2DEG, так и краевой, и др. В частности, в работе [17] обсуждалась модель, основанная на перераспределении электронов на краю образца под воздействием как электростатических, так и магнитных сил (силы Ампера). Однако существенным для этой модели являлось закрепление уровня Ферми на краю 2DEG. На наш взгляд, это не соответствует действительности, так как в этом случае осцилляции дГвА были бы инвертированы относительно оси $M(B) = 0$ [18] (M – магнитный момент 2DEG), чего не происходит на самом деле [3, 19, 20].

При анализе фазовых переходов, которые проявляются в виде гистерезиса физических величин, особое значение имеет так называемая энергия потерь на гистерезис. В частности, для магнитных фазовых переходов эта энергия определяется площадью петли гистерезиса $A = \oint M dB$. Мы оценили площади петель гистерезиса, опираясь на данные работы [6]. На рис.4б приведены отношения площади петли гистерезиса из расчета на один электрон к скачку химического потенциала при соответствующих факторах заполнения $A/\Delta\mu$. Как видно из рисунка, площадь петель гистерезиса A соизмерима с $\Delta\mu$. Так, для $n = 1$ имеем $A/\Delta\mu \approx 1/2$, для $n = 2$ и $n = 3$ это отношение близко к 1, а для $n = 4$ – к 2. Таким образом, можно предположить, что потери на гистерезис обусловлены скачком термодинамического потенциала величины $\Delta\mu$, что позволяет интерпретировать обсуждаемую неравновесность скорее как результат возникновения метастабильного состояния 2DEG, чем вихревых токов.

Анализ областей существования неустойчивого состояния 2DEG, проведенный в настоящей работе, указывает на то, что обсуждаемое явление сложно объяснить в рамках модели вихревых токов. Установлено, что энергия потерь на гистерезис соизмерима со скачком химического потенциала 2DEG при цепочисленных факторах заполнения. Результаты настоящей работы указывают на наличие значительного феноменологического сходства между поведением гистерезиса намагниченности макроскопического 2DEG и гистерезиса магнитосопротивления узкого

проводящего канала, помещенного в резервуар с макроскопическим 2DEG. Таким образом, обсуждаемые эффекты гистерезиса имеют одну и ту же физическую природу, связанную с неравновесностью состояния 2DEG, которая, на наш взгляд, требует детального рассмотрения с позиций теории фазовых переходов.

Авторы благодарны В.С. Егорову за многочисленные дискуссии и указание на работу [17]. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 08-02-01322).

1. В. М. Пудалов, С. Г. Семенчинский, В. С. Эдельман, *ЖЭТФ* **89**, 1870 (1985).
2. В. М. Пудалов, С. Г. Семенчинский, Письма в *ЖЭТФ* **44**, 526 (1986).
3. M. A. Wilde, M. P. Schwarz, C. Heyn et al., *Phys. Rev. B* **73**, 125325 (2006).
4. V. M. Pudalov, S. G. Semenchinsky, and V. S. Edelman, *Sol. St. Commun.* **51**, 713 (1984).
5. A. J. Matthews, K. V. Kavokin, A. Usher et al., *Phys. Rev. B* **70**, 075317 (2004).
6. M. P. Schwarz, D. Grundler, C. Heyn et al., *Phys. Rev. B* **68**, 245315 (2003).
7. J. Huels, J. Weis, J. Smet et al., *Phys. Rev. B* **69**, 085319 (2004).
8. T. Klaffs, V. A. Krupenin, J. Weis, and F.J. Ahlers, *Physica E* **22**, 737 (2004).
9. V. T. Dolgopolov, A. A. Shashkin, N. B. Zhitenev, and S. I. Dorozhkin, *Phys. Rev. B* **46**, 12560 (1992).
10. V. T. Dolgopolov, A. A. Shashkin, J. M. Broto et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5566 (2001).
11. M. V. Budantsev, A. G. Pogosov, and J. C. Portal, *Ann. Report of Grenoble High Magnetic Field Laboratory*, 2005, p. 26.
12. M. V. Budantsev, A. G. Pogosov, A. E. Plotnikov et al., *14th Int. Symp. Nanotextures: Physics and Technology*, St. Petersburg, Russia, 2006, p. 212.
13. М. В. Буданцев, А. Г. Погосов, А. Е. Плотников и др., Письма в *ЖЭТФ* **86**, 294 (2007).
14. M. Pioro-Ladrière, A. Usher, A. S. Sachrajda et al., *Phys. Rev. B* **73**, 075309 (2006).
15. В. Б. Шикин, Письма в *ЖЭТФ* **75**, 555 (2002).
16. G. Berthoni, *Hysteresis in Magnetism*, Academic Press, New York, 1998.
17. V. S. Egorov, *Physica B* **301**, 212 (2001).
18. J. Wosnitza, S. Wanka, J. Hagel et al., *Phys. Rev. B* **61**, 7383 (2000).
19. S. A. J. Wiegers, M. Specht, L. P. Levy et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3238 (1997).
20. M. P. Schwarz, M. A. Wilde, S. Groth et al., *Phys. Rev. B* **65**, 245315 (2002).