

ИССЛЕДОВАНИЕ СПИНОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ МЕТОДОМ ЕМКОСТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

С.И.Дорожкин¹⁾, М.О.Дорохова, Р.Дж.Хауг²⁾, К.Плоог^{* 2)}

Институт физики твердого тела РАН
142432 Черноголовка, Россия

⁺ Max-Planck-Institut für Festkörperforschung
D-70569 Stuttgart 80, Germany

^{*} Paul-Drude Institut für Festkörperferelektronik
10117 Berlin, Germany

Поступила в редакцию 10 декабря 1996 г.

Показано, что метод емкостной спектроскопии может быть использован для исследования спиновой поляризации двумерных электронных систем (ДЭС). При помощи этого метода исследована спиновая поляризация ДЭС в гетеропереходе GaAs/AlGaAs в интервале факторов заполнения уровней магнитного квантования $0.28 < \nu < 0.9$. Доказано, что в присутствии состояний дробного квантового эффекта Холла при $\nu_f = 1/3$ и $2/3$ основное состояние ДЭС при $\nu > 2/3$ является неполностью поляризованным по спину.

PACS: 72.20.My, 73.20.-г

Как известно, кулоновская энергия межэлектронного взаимодействия может влиять на величину спина электронной системы. Для двумерных электронных систем (ДЭС) изменение спиновой поляризации по сравнению со случаем невзаимодействующих электронов было продемонстрировано численными расчетами для систем с малым числом частиц (см. обзор [1] и ссылки в нем) и экспериментами [2–4], выполненными в режиме дробного квантового эффекта Холла (ДКЭХ). В расчетах нетривиальные спиновые конфигурации были обнаружены как при точных дробных значениях $\nu_f \equiv p/q$ фактора заполнения магнитных уровней $\nu = n/N_0$, так и вблизи них. Здесь p – целое, а q – нечетное числа, n – поверхностная плотность электронов в ДЭС, $N_0 = eH_n/hc$ – вырожденность одного уровня, H_n – компонента магнитного поля H , перпендикулярная ДЭС. Основное состояние ДЭС при ν , близких к ν_f , описывается как возбужденное состояние ДКЭХ с заряженными квазичастицами, число которых пропорционально $|\nu - \nu_f|$ [1]. При этом изменение спиновой поляризации ДЭС по сравнению с $\nu = \nu_f$ приписывается спину квазичастиц. Недавнее предсказание [5] существования квазичастиц с большим спином (скирмионов), а также появление теории композитных фермионов [6] дополнительно стимулировали значительный интерес к экспериментальному изучению спиновой поляризации ДЭС [7–9]. В большей части этих экспериментов [3, 4, 9, 10] измеряются температурные зависимости магнетосопротивления ДЭС при $\nu = \nu_f$, фиксированном значении H_n и различных величинах компоненты магнитного поля H_p , параллельной плоскости ДЭС. Наблюдаемые при этом изменения энергии активации магнетосопротивления [3, 4, 9, 10] в предположении, что H_p

¹⁾e-mail: dorozh@issp.ac.ru

²⁾R.J.Haug, K.Ploog

влияет только на зеемановское расщепление, дают информацию об изменении спина ДЭС, обусловленном термическим возбуждением пар "квазиэлектрон-квазидырка" [1]. В некоторых случаях это позволяет судить и о поляризации основного состояния системы при $\nu = \nu_f$.

В этой работе мы предлагаем новый метод исследования спиновой поляризации ДЭС, применимый при произвольных значениях ν , и приводим результаты такого исследования, выполненного при $0.28 < \nu < 0.9$. Метод реализуется в полевых транзисторах и состоит в измерении изменения емкости между ДЭС и затвором транзистора, происходящего при изменении параллельной компоненты магнитного поля. Как известно (см., к примеру, работы [11, 12] и ссылки в них), измеряемая величина емкости C включает в себя производную от химического потенциала ДЭС μ по плотности носителей:

$$C \approx C_g \left(1 - \frac{C_g}{e^2 G} \frac{d\mu}{dn} \right) = C_g \left(1 - \frac{C_g}{e^2 G} \frac{d^2 E}{dn^2} \right) . \quad (1)$$

Здесь E – полная энергия системы (все энергии ДЭС приводятся нормированными на единицу площади), G – площадь образца под затвором, $C_g = \kappa G / 4\pi d$ – геометрическая емкость образца (κ – диэлектрическая проницаемость материала), определяемая эффективным расстоянием между ДЭС и затвором $d = d_0 + z_0(n) + n dz_0/dn$ [12]. Здесь d_0 – расстояние между затвором и гетеропереходом GaAs/AlGaAs, z_0 – расстояние от гетероперехода до "центра тяжести" квадрата волновой функции электронов (для идеально двумерной системы $z_0 = 0$). В идеальной двумерной системе в отсутствие спин-орбитального взаимодействия изменение H_p напрямую влияет только на величину зеемановской энергии $E_Z = -g\mu_B H S_z$, где S_z – проекция полного спина S на направление магнитного поля (обе величины приводятся на единицу площади ДЭС). В основном состоянии ДЭС $E_Z = -|g\mu_B| HS$. Знак модуля здесь использован для того, чтобы избежать недоразумений, связанных с отрицательным знаком g -фактора электронов в исследуемом материале ($g \approx -0.44$). Если спин системы не зависит от H_p , то выражение для изменения емкости ΔC при введении параллельной компоненты поля имеет вид

$$\Delta C(n, H_n) \equiv C(n, H_n, H_p) - C(n, H_n, 0) \approx \frac{C^2}{e^2 G} |g\mu_B| (H - H_n) \frac{d^2 S}{dn^2} . \quad (2)$$

Таким образом, ΔC характеризует спиновую поляризацию системы. Абсолютное значение поляризации в исследованном интервале n может быть определено интегрированием ΔC по n , если известны значения S и dS/dn в какой-либо точке этого интервала. Что касается предположения о независимости спина ДЭС от H_p (то есть от зеемановской энергии), оно, естественно, выполняется для полностью поляризованного по спину состояния системы; так как увеличение зеемановского расщепления может только стабилизировать такое состояние. В случае неполяризованной системы, очевидно, кулоновская энергия превышает зеемановскую и изменение последней в некоторых пределах не может изменить нулевое значение поляризации. В случае неполностью поляризованного состояния, величина спина определяется конкуренцией этих двух энергий. Она может быть мало чувствительна к величине зеемановской энергии, если кулоновская энергия, рассматриваемая как функция спина, имеет узкий минимум на интервале возможных значений спина $[0, n/2]$. Расчеты [13, 14] показывают, что такая ситуация реализуется в целом ряде случаев.

Особенно наглядный пример представлен на рис.4 работы [14], где величина частичной спиновой поляризации ДЭС не меняется при изменении g -фактора в три раза. Отметим, что когда спин системы не зависит от зеемановской энергии и только тогда, следует ожидать, что степень спиновой поляризации $S/S_{max} = 2S/n$ является универсальной функцией фактора заполнения ν . Действительно, считается (см., например, [1]), что кулоновская энергия при данном факторе заполнения и степени поляризации меняется пропорционально $e^2 n^{3/2}$. В результате зависящая от спина часть E_S полной энергии для основного состояния ДЭС может быть записана в следующем виде:

$$E_S = e^2 n^{3/2} \phi(n/N_0, S/n) - |g\mu_B| HS.$$

Здесь ϕ – некоторая функция переменных $n/N_0 \equiv \nu$ и S/n . Равновесное значение спина должно находиться из условия $\partial E_S / \partial S = 0$. Легко видеть, что универсальная зависимость $S(\nu)/n$ возникает при решении этого уравнения тогда и только тогда, когда влиянием зеемановской энергии можно пренебречь и находить величину спина из уравнения $\partial \phi / \partial S = 0$. Таким образом, экспериментальным подтверждением справедливости обсуждаемого предположения могут служить линейная зависимость ΔC от $(H - H_n)$ (см. формулу (2)), выполняющаяся при больших изменениях величины полного магнитного поля, и наблюдение универсальной зависимости $S(\nu)/n$, измеренной при различных соотношениях между величинами кулоновской и зеемановской энергий.

Нами была исследована ДЭС, возникающая в гетероструктуре GaAs/AlGaAs, выращенной методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Образец имел форму "прямоугольника Холла" с омическими контактами к двумерному слою. На поверхность образца напылен металлический затвор размером 0.4×2.3 мм, образующий барьер Шоттки с верхним слоем гетероструктуры. Плотность электронов n в двумерном слое меняется линейно с напряжением, приложенным между ДЭС и затвором. При нулевом затворном напряжении $n = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а подвижность электронов $1.2 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В с}$. В эксперименте измерялся переменный ток, протекающий через емкость, образованную затвором и ДЭС, при приложении между ними напряжения частотой 9.2 Гц и амплитудой 30 мВ. Для регистрации малых изменений емкости основная часть сигнала, соответствующая емкости $C_0 = 165 \text{ пФ}$, была скомпенсирована. В результате достигалась чувствительность примерно в 0.01 пФ. В условиях эксперимента ($6 \text{ Тл} \leq H \leq 10 \text{ Тл}$, $T = 0.5 \text{ К}$) величина зеемановского расщепления значительно больше температуры, что позволяет считать [14], что измеряемые нами спиновые эффекты такие же, какими они были бы при $T = 0$.

На рис. 1 показаны зависимости величины $C - C_0$ от ν для различных значений H_n . Минимумы при дробных факторах заполнения $\nu_f = 1/3$ и $\nu_f = 2/3$ соответствуют скачкам химического потенциала электронной системы в ДКЭХ [11]. Ширина минимумов определяется неоднородным распределением плотности электронов в образце [15]. Дисперсия этого распределения для наших образцов была определена в работе [11] и составляет $\sigma = 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$. Основным эффектом параллельной компоненты H_p является изменение емкости при $\nu > 2/3$. Другой эффект состоит в небольшом, практически параллельном сдвиге емкостных кривых вверх (на рис. 1 этот сдвиг скомпенсирован). Величина сдвига возрастает с увеличением H_p и достигает 0.1 пФ при $H = 12 \text{ Тл}$ и $H_n = 6 \text{ Тл}$. Она не зависит от температуры и была определена для каждой кривой из аналогичных измерений при $T = 4.2 \text{ К}$, где отсутствуют минимумы

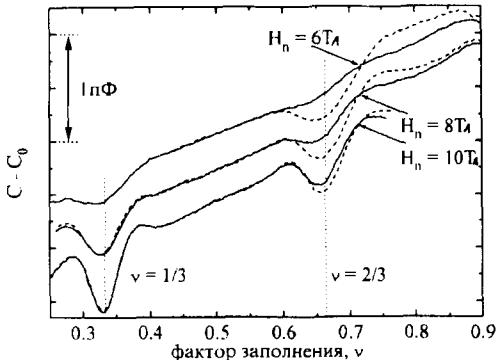


Рис.1. Зависимости емкости $C - C_0$ от фактора заполнения ν в перпендикулярном поле (сплошные кривые) и наклонном поле 12 Тл (штриховые кривые) для различных перпендикулярных компонент поля H_n , указанных около кривых. $T = 0.5$ К. Для наглядности пары кривых, измеренных при различных H_n , сдвинуты по вертикали друг относительно друга

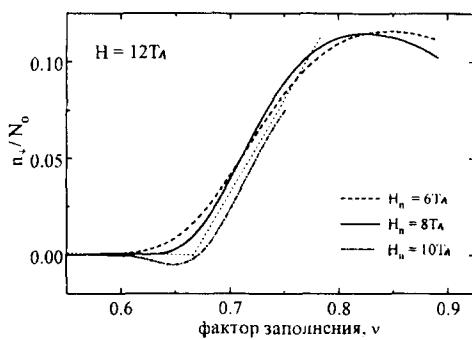


Рис.2. Нормированная плотность электронов со спином против поля n_1/N_0 в зависимости от фактора заполнения ν , определенная из данных, измеренных при различных значениях H_n . Область факторов заполнения $0.28 < \nu < 0.55$, где в пределах ошибки эксперимента $n_1 = 0$, на графике не показана. Точечной линией показано изменение n_1/N_0 , соответствующее добавлению электронов с перевернутым спином к полностью поляризованному состоянию ДКЭХ при $\nu_f = 2/3$ в отсутствие дисперсии плотности электронов в образце

емкости, обусловленные ДКЭХ. Отсутствие температурной зависимости сдвига показывает, что он не связан с изменением зеемановской энергии в наклонном магнитном поле. Действительно, так как характерная величина зеемановского расщепления в исследуемом диапазоне полей ~ 2 К, то поляризация системы при изменении температуры от 0.5 до 4.2 К должна была бы значительно уменьшиться [14], что привело бы к изменению d^2S/dn^2 . Сдвиг, по-видимому, возникает вследствие модификации в наклонном магнитном поле электронной волновой функции в направлении нормали к ДЭС, что приводит к изменению z_0 , а следовательно, и C_g [12, 16].

Таким образом, мы связываем демонстрируемые рис. 1 разности между емкостными кривыми, измеренными при одном и том же значении H_n , с изменением E_z в наклонном поле в соответствии с формулой (2). Для определения из этих данных величины спиновой поляризации мы полагаем $S(\nu = 1/3) = n(\nu = 1/3)/2$ в соответствии с общепринятым представлением о полной поляризации основного состояния ДЭС при $\nu_f = 1/3$ (см., например, [14]). При этом предположении наш результат $\Delta C(\nu = 1/3) = 0$ означает, что система остается полностью поляризованной вблизи $\nu = 1/3$, то есть $dS/dn(\nu = 1/3) = 1/2$. Проинтегрировав дважды ΔC по dn с граничными условиями $S(\nu = 1/3) = n(\nu = 1/3)/2$ и $dS/dn(\nu = 1/3) = 1/2$, получим в итоге величину спина во всей исследованной области ν , которая представлена на рис.2 в виде нормированной плотности электронов со спинами против поля $n_1(\nu)/N_0 \equiv (\nu/2 - S(\nu)/N_0)$. Из рис. 2 следует, что ДЭС остается полностью поляризованной вплоть до $\nu = 2/3$ (при учете дисперсии плотности σ). Этот результат означает, в частности, отсутствие скирмионов при $\nu_f = 1/3$ в нашей

области параметров. При $\nu > 2/3$ в системе появляются электроны со спином против поля, и поляризация уменьшается. Для сравнения на рис. 2 показано изменение числа n_{\downarrow}/N_0 в ДЭС с нулевой дисперсией плотности для следующего случая: $n_{\downarrow} = 0$ при $\nu \leq 2/3$, а при $\nu > 2/3$ все электроны, поступающие в систему, имеют спин против поля, то есть $dn_{\downarrow}/dn = 1$. Такая зависимость ожидается вблизи $\nu = 2/3$ в соответствии с предсказаниями [13] квазидырочных возбуждений со спинами по полю и квазиэлектронных со спинами против поля для полностью поляризованного состояния ДКЭХ при $\nu_f = 2/3$. Таким образом, наши данные являются экспериментальным подтверждением результатов численных расчетов [13], выполненных для систем с малым числом электронов. При дальнейшем увеличении ν зависимость $n_{\downarrow}(\nu)/N_0$ проходит через максимум, где достигает примерно 10%. Хотя качественно наличие максимума согласуется с существованием скирмionов при $\nu = 1$, происхождение эффекта спиновой деполяризации в нашем эксперименте, по-видимому, связано с состоянием ДКЭХ при $\nu = 2/3$, так как эффект исчезает вместе с исчезновением этого состояния.

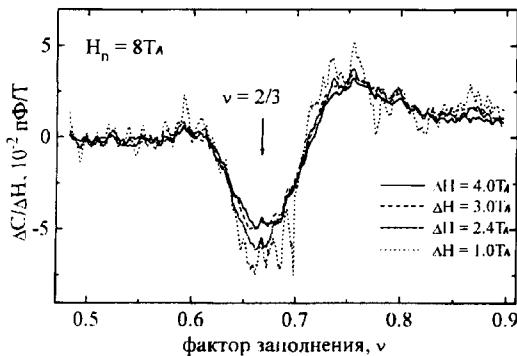


Рис.3. Зависимости от ν величин $\Delta C/\Delta H \equiv \Delta C/(H - H_n)$ для наклонных полей $H = 9, 10.4, 11, 12$ Тл с $H_n = 8$ Тл

Вернемся к предположению, что спин системы не изменяется при введении параллельной компоненты поля H_p . Результаты проверки линейности зависимости $\Delta C(H - H_n)$ приведены на рис.3. Нормированные величины $\Delta C/(H - H_n)$ действительно укладываются на универсальную зависимость практически в пределах ошибки эксперимента. Зависимости n_{\downarrow}/N_0 от ν на рис.2, измеренные при разных H_n , также весьма близки друг к другу, что означает наличие универсальной зависимости от ν и величины степени спиновой поляризации $S/n = 1/2 - \nu^{-1} n_{\downarrow}/N_0$. Отметим, что в реальных образцах при наличии в них не зависящей от магнитного поля дисперсии плотности электронов σ универсальная зависимость S/n от ν может наблюдаться только с точностью до дисперсии фактора заполнения σ/N_0 , которая зависит от H_n . Очевидно, что с такой точностью приведенные на рис.2 зависимости совпадают. Результаты этих двух проверок свидетельствуют в пользу правильности определения величины спиновой поляризации системы в этой работе.

Работа была поддержана грантом 95-02-06107 Российского фонда фундаментальных исследований. Кроме того, авторы благодарны за поддержку из проекта INTAS-RFBR 95-0576 (С.И.Д. и М.О.Д.) и за студенческую стипендию фонда Сороса (М.О.Д.).

1. T.Chakraborty and P.Pietiläinen, *The Fractional Quantum Hall Effect*, Springer Series in Solid-State Sciences, Ed. K.von Klitzing, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1988.
2. R.J.Haug, K.von Klitzing, R.J.Nicholas et al., Phys. Rev. B **36**, 4528 (1987).
3. R.G.Clark, S.R.Haynes, A.M.Suckling et al., Phys. Rev. Lett. **62**, 1536 (1989).
4. J.P.Eisenstein, H.L.Stormer, L.N.Pfeiffer, and K.W.West, Phys. Rev. Lett. **62**, 1540 (1989); J.P.Eisenstein, H.L.Stormer, L.N.Pfeiffer, and K.W.West, Phys. Rev. B **41**, 7910 (1990).
5. S.L.Sondhi, A.Karlhede, S.A.Kivelson, and E.H.Rezayi, Phys. Rev. B **47**, 16419 (1993).
6. J.K.Jain, Phys. Rev. Lett. **63**, 199 (1989).
7. S.E.Barrett, G.Dabbagh, L.N.Pfeiffer et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 5112 (1995).
8. R.R.Du, A.S.Yeh, H.L.Stormer et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 3926 (1995).
9. A.Schmeller, J.P.Eisenstein, L.N.Pfeiffer, and K.W.West, Phys. Rev. Lett. **75**, 4290 (1995).
10. L.W.Engel, S.W.Hwang, T.Sajoto et al., Phys. Rev. B **45**, 3418 (1992).
11. S.I.Dorozhkin, R.J.Haug, K.von Klitzing, and K.Ploog, Phys. Rev. B **51**, 14729 (1995).
12. T.Jungwirth and L.Smrčka, Phys. Rev. B **51**, 10181 (1995).
13. T.Chakraborty, Surf. Sci. **229**, 16 (1990).
14. T.Chakraborty and P.Pietiläinen, Phys. Rev. Lett. **76**, 4018 (1996).
15. F.G.Pikus and A.L.Efros, Phys. Rev. B **47**, 16395 (1993).
16. J.Hampton, J.P.Eisenstein, L.N.Pfeiffer, and K.W.West, Solid State Commun. **94**, 559 (1995).