

СОПРОТИВЛЕНИЕ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В НУЛЕВОМ
МАГНИТНОМ ПОЛЕ И ПРИ $\nu = 1/2$ Г.М.Гусев, З.Д.Квон, Е.Б.Ольшанецкий, Дж.С.Портал¹⁾, Д.К.Моде^{*1)}Институт физики полупроводников СО РАН
630090, Новосибирск, Россия*LCMI-CNRS
F38042 Grenoble, France

Поступила в редакцию 19 декабря 1996 г.

После переработки 26 июня 1997 г.

В работе экспериментально изучена зависимость сопротивления двумерных электронов (2D) в нулевом магнитном поле и при факторе заполнения уровня Ландау $\nu = 1/2$ от концентрации носителей. Обнаружено, что отношение сопротивлений при $B = 0$ и при $\nu = 1/2$ линейно зависит от концентрации в соответствии с предсказанием теории, рассматривающей рассеяние композитных фермионов на пространственных флуктуациях эффективного статического магнитного поля.

PACS: 73.20.-г

Недавно в работе [1] был предложен новый подход для описания электронных свойств дробного квантового эффекта Холла с помощью теории чернсаймоновского калибровочного поля. Согласно этой теории вблизи фактора заполнения уровня Ландау $\nu = 1/2$ электроны связываются с двумя квантами магнитного потока и образуют новую квазичастицу-композитный фермион. При $\nu = 1/2$ внешнее магнитное поле полностью компенсируется, и композитные фермионы движутся в неоднородном эффективном магнитном поле, индуцированном флуктуациями примесного потенциала. В работах [1,2] было рассчитано сопротивление композитных фермионов при рассеянии на флуктуациях магнитного поля. В предположении, что каждая заряженная примесь приводит к локальной флуктуации эффективного магнитного поля было показано, что рассеяние на флуктуирующем магнитном поле является доминирующим механизмом рассеяния композитных фермионов по сравнению с кулоновским рассеянием на этих же примесях. Было получено что отношение сопротивления композитных фермионов R_{xx}^{CF} к сопротивлению электронов при $B = 0$ R_{xx}^e равно $(k_F ds)^2$, где k_F ферми-вектор электронов равный $(2\pi N_s)^{1/2}$, N_s - концентрация электронов, ds - расстояние некоррелированных заряженных примесей от двумерных электронов. Для случая $k_F ds \gg 1$ можно было объяснить тот экспериментальный факт, что сопротивление композитных фермионов во много раз больше, чем сопротивление электронов при $B = 0$ [3]. Однако детального сравнения сопротивления композитных фермионов с теоретическим расчетом проведено не было.

В данной работе эти измерения были проведены на образцах, позволяющих варьировать сопротивление электронов и композитных фермионов с помощью затворного напряжения. Было обнаружено, что при изменении сопротивления электронов более, чем на порядок, отношение R_{xx}^{CF}/R_{xx}^e линейно зависит от концентрации в соответствие с предсказаниями теории [1].

¹⁾ J.C.Portal, D.K.Maude

Образцы представляли собой гетероструктуры AlGaAs/GaAs с двумерным электронным газом. Холловские мостики имели размер 50×100 мкм и были покрыты затвором из золота и никеля. Концентрация менялась в пределах $(0.4 \div 1.8) \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. Ширина нелигированной области AlGaAs (спейсера) была 60 нм. Подвижность варьировалась от 15 до 65 м 2 /В·с. Измерения проводились на переменном токе не более 10^{-8} А и на частоте 6.6 Гц в магнитных полях до 15 Тл. Температура варьировалась от 50 мК до 1 К. Исследованы два образца, подробно приводятся результаты измерений для одного из них.

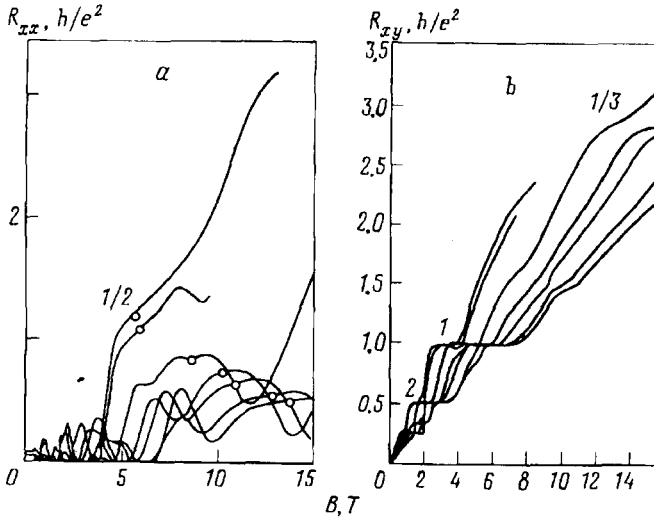


Рис.1. $T = 200$ мК; затворное напряжение $V_g = 0.1 \div 0.4$ В; а - $R_{xx}(B)$, точками обозначено сопротивление при $\nu = 1/2$; б - $R_{xy}(B)$

На рис.1 показаны типичные зависимости диагонального (а) и холловского (б) сопротивлений от магнитного поля для различных затворных напряжений ($0 \div 0.4$ В). Точкой отмечено сопротивление R_{xx}^{CF} при факторе заполнения уровня Ландау $\nu = 1/2$. Видно, что R_{xx}^{CF} падает с ростом концентрации и магнитного поля. Видны минимумы при дробных факторах заполнения $1/3$ и $2/3$. Отметим, также, что R_{xx}^{CF} растет с понижением температуры по логарифмическому закону [4] при $T < 300$ мК. Как было показано недавно, эти температурные поправки могут быть обусловлены взаимодействием между композитными фермионами в присутствии рассеивающего потенциала [5]. Для учета только T -независящей составляющей рассеяния композитных фермионов мы измеряли сопротивление R_{xx}^{CF} при $T > 200$ мК (рис 1). При $T = 50$ мК наблюдается зануление минимумов при $2/3$ и $1/3$ и плоские плато. Тем не менее T -зависящие поправки составляли не более 10% от полного сопротивления при изменении температуры от 50 мК до 1 К. На рис.2а показана низкополевая часть магнетосопротивления для различных затворных напряжений. На рис.2б эта же зависимость для ясности показана в логарифмическом масштабе. Видно, что сопротивление при $B = 0$ менялось более чем на порядок, однако осцилляции Шубникова-де Гааза возникали в одних и тех же полях 0.25 Тл независимо от концентрации (рис.2б). Сопротивление в нулевом магнитном поле определяется транспортным временем релаксации, которое более чем на порядок больше, чем квантовое время релаксации, определяющее

амплитуду шубниковских осцилляций в магнитном поле [6]. Это свидетельствует о дальнедействующем характере примесного потенциала. В случае короткодействующей примеси транспортное и квантовое времена равны друг другу [7]. При дальнедействующем примесном потенциале квантовое время изучено сравнительно слабо в отличие от транспортного времени релаксации (см. дискуссию в работе [7]). При понижении температуры сопротивление электронов в нулевом магнитном поле также росло по логарифмическому закону из-за эффектов слабой локализации [8]. Однако поскольку $R_{xx}^c \ll h/e^2$, эти поправки составляли менее 1%.

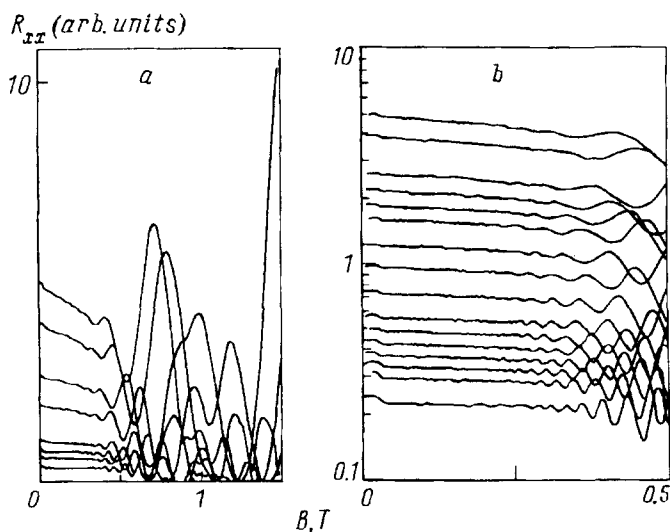


Рис.2. $R_{xx}(B)$ вблизи $B = 0$ в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабах

На рис.3а показаны экспериментальные зависимости удельного сопротивления электронов (квадрат) и композитных фермионов при $\nu = 1/2$ (круг) от концентрации. До $N_s \sim 1.2 \cdot 10^{11} \text{см}^{-2}$ для электронов и для композитных фермионов при $\nu = 1/2$ наблюдается степенное уменьшение величины сопротивления с ростом концентрации, которое с хорошей точностью описывается зависимостями $\rho_{xx}^e \sim N_s^{-5/2}$ и $\rho_{xx}^{CF} \sim N_s^{-3/2}$, соответственно. При дальнейшем увеличении концентрации носителей в обоих случаях скорость падения величины сопротивления уменьшается. Отметим, что зависимость $\mu \sim N_s^{-3/2}$ для электронов вблизи $B = 0$ наблюдалась и раньше [9]. На рис.3а приведены, также, несколько значений удельного сопротивления при $\nu = 3/2$ (треугольник) в диапазоне $N_s = (0.7531.97) \cdot 10^{11} \text{см}^{-2}$. Для $\nu = 3/2$ в исследуемых образцах этот диапазон концентраций является переходным от целочисленного квантового эффекта Холла к дробному, и, как видно, зависимость сопротивления в данном случае сильно отличается от соответствующих зависимостей для электронов при $B = 0$ и КФ при $\nu = 1/2$. На рис.3б показана зависимость отношения сопротивления композитных фермионов к сопротивлению электронов от концентрации, которая является линейной до $N_s \sim 1.2 \cdot 10^{11} \text{см}^{-2}$.

Проведем сравнение полученных результатов с теорией. В работе [1] было рассчитано сопротивление электронов при $B = 0$ (рассеяние на флуктуациях кулоновского поля) и сопротивление композитных фермионов при $\nu = 1/2$ (рассеяние на флуктуациях магнитного поля). Формулы были выведены в

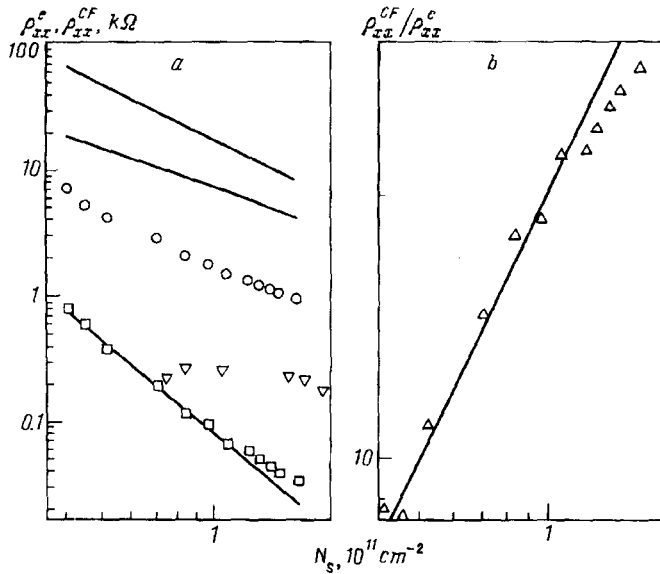


Рис.3. *a* – Экспериментальные зависимости ρ_{xx}^e (квадрат) и ρ_{xx}^{CF} (круг) от концентрации электронов. Сопротивление при $\nu = 3/2$ (треугольник). 1, 2, 3 – зависимости, построенные по формулам (1), (2) и (3) соответственно для $N_{imp} = 1.5 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ и $ds = 40$ нм. *b* – Отношение $\rho_{xx}^{CF}/\rho_{xx}^e$ (точки – эксперимент, прямая – $\rho_{xx}^{CF}/\rho_{xx}^e \sim N_s$)

борновском приближении для электронного транспорта в гетеропереходе, где двумерный газ носителей отделен от рассеивающих примесей спейсером. Для электронов было получено соотношение [1]:

$$\rho_{xx}^e = \frac{h}{e^2} \frac{N_{imp}}{N_s} \frac{1}{16(k_F ds)^3}. \quad (1)$$

Соответственно для композитных фермионов:

$$\rho_{xx}^{CF} = \frac{h}{e^2} \frac{N_{imp}}{N_s} \frac{2}{k_F' ds}. \quad (2)$$

Отметим, что k_F и k_F' отличаются в $\sqrt{2}$ раз, так как электроны вырождены по спину, в то время как композитные фермионы спин поляризованы. Подставив в формулы (1) и (2) вместо волнового вектора его выражение через электронную концентрацию получим в точности те степенные зависимости, которыми, как отмечалось выше, описываются экспериментальные зависимости на рис.3а. Таким образом теория [1] дает правильное функциональное описание экспериментальных зависимостей. Для проведения количественного сравнения формул (1) и (2) с экспериментом необходимо уточнить значения параметров N_{imp} и ds , которые используются в этих формулах. Учитывая, что в нашем случае подвижность электронов много меньше, чем в образцах с приблизительно такой же толщиной спейсера [10], можно предположить наличие большого числа остаточных примесей в спейсере, приводящих к эффективному уменьшению его толщины. Если взять $N_{imp} = 1.5 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, то подгонка формулы (1) к экспериментальной зависимости сопротивления для электронов дает эффективную толщину спейсера $ds = 40$ нм. На рис.3а зависимости, соответствующие формулам (1) и (2) приведены для $N_{imp} = 1.5 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$

и $ds = 40$ нм. При этих значениях параметров наблюдается численное расхождение формулы (2) и экспериментальной зависимости для композитных фермионов.

Как отмечалось выше, формулы (1) и (2) были получены в борновском приближении. В то время, как для электронов это приближение корректно во всем исследованном диапазоне концентраций, для композитных фермионов оно, строго говоря, справедливо только в пределе $N_s \gg N_{imp}$ [2]. В работе [2] был развит новый подход, позволяющий решить уравнение Больцмана без помощи больцмановского приближения. В частности для композитных фермионов в окрестности $\nu = 1/2$ было получено следующее соотношение:

$$\rho_{xx}^{CF} = \frac{h}{e^2} \frac{1}{k'_F ds} \frac{1}{\exp(\alpha) K1(\alpha)} \quad (3)$$

На рис.3а эта зависимость приведена для $N_{imp} = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $ds = 40$ нм. Как и (2), при этих значениях параметров формула (3) дает завышенное значение сопротивления композитных фермионов, однако, количественное расхождение с экспериментальными результатами в данном случае меньше. Наклон зависимости (3) отличается от наклона экспериментальной зависимости при $N_s < 1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, но совпадает с последним при более высоких концентрациях, т.е. там, где появляется расхождение с теорией [1].

Таким образом, в настоящей работе экспериментально исследована зависимость сопротивления композитных фермионов при $\nu = 1/2$ и электронов при $B = 0$ от концентрации электронов. Проведено сравнение с теориями [1] и [2]. Показано, что при $N_s < N_{imp}$ теория [1] дает верное функциональное описание хода экспериментальных зависимостей как для электронов, так и для композитных фермионов. В то же время наблюдается численное расхождение теорий [1] и [2] с экспериментом. В рамках теории [1] подбором параметров это расхождение невозможно устранить одновременно для электронов и композитных фермионов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы ИНТАС (грант 94-668).

-
1. B.I.Halperin, P.A.Lee, and N.Read, Phys. Rev. B **47**, 7312 (1993).
 2. D.V.Khveshchenko, Cond-matter/9604165, 1996.
 3. R.L.Willet, R.R.Ruel, K.W.West, and L.N.Pfeiffer, Phys. Rev. Lett. **71**, 3846 (1993).
 4. L.P.Rokhinson et al., Phys. Rev. B **52**, 11588 (1995).
 5. D.V.Khveshchenko, Phys. Rev. Lett. **77**, 362 (1996).
 6. P.T.Coleridge, Phys. Rev. B **44**, 3793 (1991).
 7. B.Laikhtman and E.L.Altshuler, Ann. Phys. **232**, 332 (1994).
 8. P.A.Lee and T.V.Ramakrishnan, Rev. Mod. Phys. **57**, 287 (1985).
 9. K.Hirakawa and H.Sakaki, Phys. Rev. B **33**, 8291 (1986).
 10. W.Kang, Song He, H.L.Stromer et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 4106 (1995).