

ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЕ В ОБЛАСТИ ПРЫЖКОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ

А.Е.Войсковский*, В.М.Пудалов

Институт физики высоких давлений РАН
142092 г. Троицк Московской обл., Россия

* Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур
53-529 Вроцлав, Польша

Поступила в редакцию 17 ноября 1995 г.

Обнаружено квадратичное по магнитному полю отрицательное магнитосопротивление, возникающее в Si- МДП-структуре в режиме прыжковой проводимости. При увеличении поля магнитосопротивление проходит через минимум, а затем экспоненциально быстро возрастает. Установлено, что положение минимума H_t практически не зависит от температуры в диапазоне $1.4\text{ K} < T < 4.2\text{ K}$. Наблюдаемая зависимость $\rho_{xx}(H)$ согласуется с предсказанным теорией поведением магнитосопротивления при туннелировании электронов в главном потенциале.

Механизм проводимости в двумерных неупорядоченных системах в режиме сильной или слабой локализации является объектом постоянного интереса как со стороны теории, так и эксперимента.

В режиме слабой локализации логарифмически слабое отрицательное магнитосопротивление (ОМС) наблюдалось во многих работах [1] и хорошо объясняется подавлением магнитным полем когерентного "рассеяния назад" [2]. Такие эффекты проявляются в полях $H < \phi_0/l^2 \leq 100\text{ Гс}$, где ϕ_0 – квант потока, l – длина сбоя фазы.

В режиме сильной локализации, где доминирует прыжковый механизм проводимости, обычно наблюдается экспоненциальный рост магнитосопротивления $\rho_{xx}(H)$ в полях $H > H_q \geq n\phi_0 \sim (1-5) \cdot 10^4\text{ Гс}$ (n – концентрация электронов), связанный с усилением локализации за счет уменьшения перекрытия волновых функций электронов в магнитном поле [3]. При $H < H_q$ магнитное поле может ослаблять локализацию, приводя к смене знака магнитосопротивления. Один из механизмов делокализации, связанный с когерентной интерференцией [4,5], приводит к зависимости $\ln(\rho_{xx}(H)/\rho_{xx}(0)) \propto -H^{1/2}$. Такая зависимость наблюдалась в сильно неупорядоченных квазидвумерных структурах: пленках $\text{In}_2\text{O}_{3-x}$ [6] и гетероструктурах $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с низкой подвижностью [7]. Для двух других механизмов делокализации, не связанных с квантовой интерференцией, – туннелирования в случайном длиннопериодном потенциале [8] и прыжков в присутствии третьей примеси [9] – теоретически предсказана квадратичная по полю зависимость ОМС.

В данной статье мы сообщаем о наблюдении квадратичного по полю ОМС в двумерной электронной системе в кремниевой МДП-структуре в режиме прыжковой проводимости. Измерения проводились на (100)-Si МДП-транзисторе холловской геометрии с размерами канала $0.8 \times 5\text{ мкм}$ и с максимальной подвижностью $5 \cdot 10^4\text{ см}^2/\text{Вс}$, в диапазоне температур $1.4\text{ K} < T < 4.2\text{ K}$. Концентрация электронов в двумерной системе варьировалась путем изменения

затворного напряжения. Измерения были выполнены по 4-контактной схеме с использованием электрометрического усилителя с высоким входным сопротивлением и источника тока, гальванически развязанного от остальных приборов. На рис.1а представлена зависимость сопротивления от поля при температуре 2.4 К. Из рисунка видно, что при низкой концентрации электронов в диэлектрическом состоянии (при $\rho_{xx} > 3h/e^2$), магнитосопротивление отрицательно в полях $H < 1.7$ Тл. При увеличении поля магнитосопротивление становится положительным и возрастает экспоненциально быстро (вставка на рис.1а).

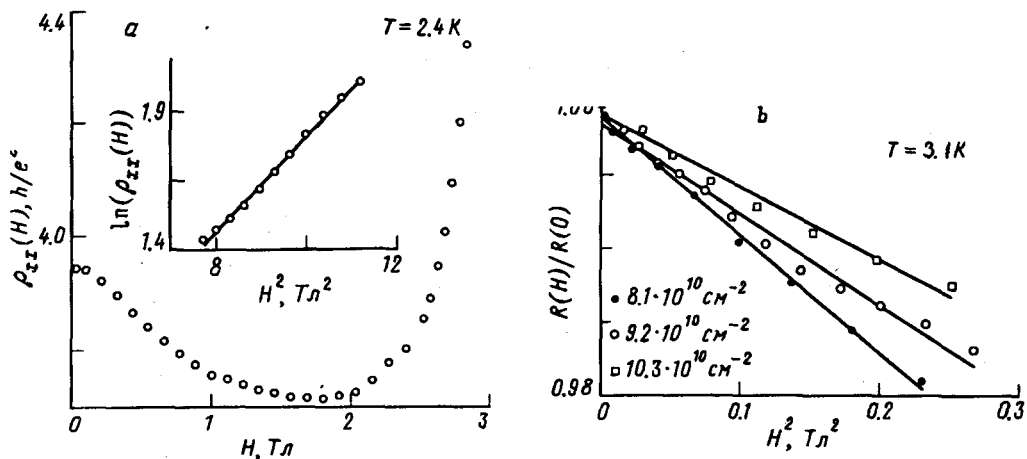


Рис.1. а - Зависимость сопротивления в единицах h/e^2 от поля при температуре $T = 2.4$ К и концентрации $n = 8.1 \cdot 10^{10}$ $см^{-2}$. На вставке изображена логарифмическая зависимость сопротивления как функция H^2 . б - Нормированное магнитосопротивление как функция H^2 для трех различных концентраций

Температурная зависимость сопротивления при $H = 0$ для данного образца в диэлектрическом состоянии была детально исследована в работах [10,11] в широком диапазоне температур от 30 мК до 3 К. Было установлено, что температурная зависимость сопротивления соответствует режиму прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка в присутствии кулоновской щели. Экспоненциальный рост сопротивления с изменением поля (вставка на рис.1а) является еще одним подтверждением того, что проводимость в исследуемой системе имеет прыжковый характер [3]. Эти обстоятельства позволяют выбрать соответствующие теоретические модели для сравнения. Как видно из рис.1б, в малых полях сопротивление $\rho_{xx}(H)$ квадратично убывает с полем. Такая зависимость сопротивления не согласуется с моделью когерентной интерференции [5], в которой ожидается зависимость сопротивления $\ln(\rho_{xx}(H)/\rho_{xx}(0)) \propto -H^{1/2}$.

Райхом был предложен иной механизм возникновения ОМС [9], в котором рассматривается прыжок электрона с примеси 1 на примесь 2 в присутствии третьей примеси. Магнитное поле уменьшает перекрытие между волновыми функциями соседних примесей 1 и 3, уменьшая тем самым энергию активации прыжка, что приводит к возникновению ОМС. В этом случае магнитосопр-

тивление зависит от поля как [9]

$$\ln(R(H)/R(0)) = (T_0/T)^{1/4}(\exp(-Z^2) + kZ^2 \exp(-3Z^2)). \quad (1)$$

Здесь $Z \propto H$, $k \propto (T_0/T)^{1/2}$. Видно, что в достаточно малых полях сопротивление квадратично зависит от поля: $\ln(R(H)/R(0)) \propto (k-1)H^2$. Наблюдаемая в эксперименте квадратичная зависимость сопротивления (рис.1б), очевидно, согласуется с этой моделью. Выше отмечалось, что в полях $H > 1.5 - 2$ Тл магнитосопротивление становится положительным и возрастает экспоненциально быстро. Как видно из рис.2, точка перехода H_t от отрицательного магнитосопротивления к положительному практически не зависит от температуры (в диапазоне температур 2.3 - 4.2 К) и соответствует фактору заполнения уровней Ландау $\nu \approx 2$. Аналогичное отсутствие зависимости H_t от T наблюдалось также на GaAs/Al_xGa_{1-x}As гетероструктуре в работе [7], однако зависимость ОМС от поля была слабее ($\propto H^{1/2}$), чем в нашем случае, а исследуемая система была существенно более разупорядоченной. Этот факт не согласуется с обсуждаемой моделью [9], в которой значение H_t должно сильно зависеть от температуры, $H_t \propto (T_0/T)^{3/4}$.

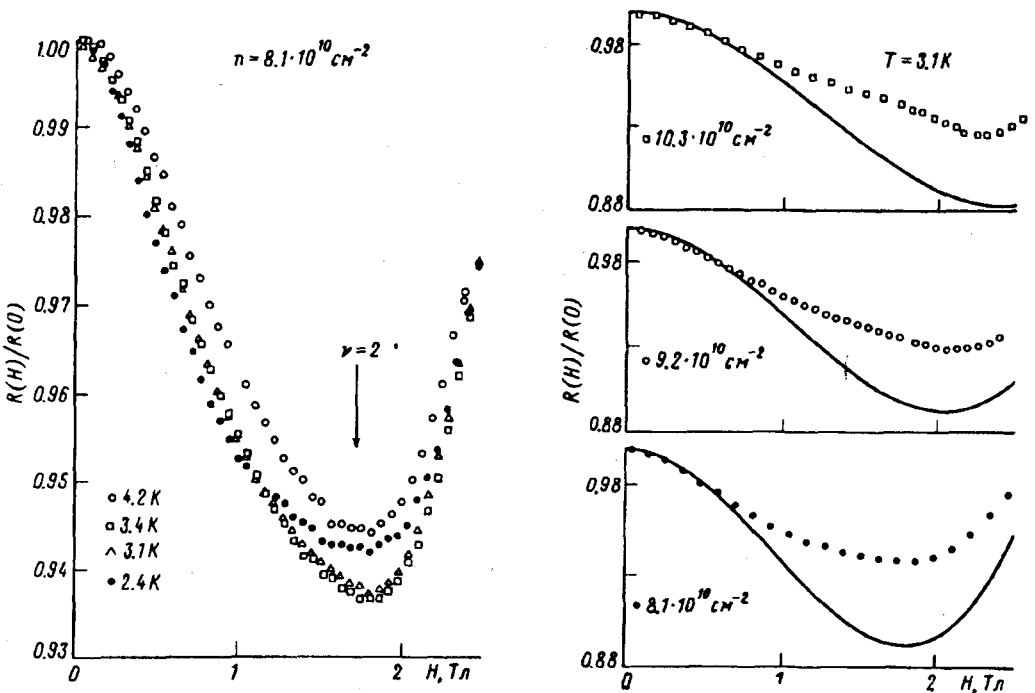


Рис.2. Нормированное магнитосопротивление при фиксированной концентрации для четырех значений температуры

Рис.3. Аппроксимация экспериментальных данных теоретической зависимостью для трех различных концентраций при фиксированной температуре. Символы соответствуют экспериментальным данным, сплошные линии соответствуют аппроксимации теоретической зависимостью (2)

В модели туннелирования в случайном плавном потенциале, предложенной Райхом и Глазманом [8], электронный газ разбивается на макроскопические электронные "озера", пространственно разделенные потенциальными барьерами. Проводимость системы определяется туннелированием между соседними озерами. Магнитное поле увеличивает перекрытие между волновыми функциями электронов по обеим сторонам барьера, тем самым увеличивая проводимость системы. В этом случае сопротивление зависит от поля как

$$R(H)/R(0) = \exp(H^2/H_0^2)/\cosh^2(H/H_1), \quad (2)$$

где H_0 , H_1 – параметры, характеризующие ширину барьера и размер озера, соответственно. Величина $H_1 \approx \phi_0/S$, где S – характерная площадь электронного озера. Отношение $H_0/H_1 \approx L/\lambda$, где L – характерный размер озера, λ – характерная ширина барьера. Из формулы (2) видно, что в достаточно малых полях сопротивление квадратично зависит от поля: $R(H)/R(0) \propto (1/H_0^2 - 1/H_1^2)H^2$. Наблюдаемая в эксперименте квадратичная зависимость сопротивления от поля (рис.1б), а также слабая температурная зависимость (рис.2) согласуются с обсуждаемой моделью.

Ввиду того, что модель туннелирования в случайном плавном потенциале качественно согласуется с экспериментальными данными, мы аппроксимировали измеренные кривые $R(H)$ теоретической зависимостью (рис.3). В качестве входных параметров для аппроксимации мы использовали наклон прямых в слабых полях (рис.1б) и положение минимума H_t (рис.2). В результате аппроксимации были определены параметры, входящие в модель: характерный размер озера $L \approx 500 \text{ \AA}$, отношение $H_0/H_1 \approx L/\lambda \approx 1.1$. Найденное значение L согласуется с оценками, сделанными ранее в работах [12,13] из результатов измерения ширины плато КЭХ и рельефа интерфейса Si/SiO₂, соответственно. Поскольку магнитная длина $l_H \approx 250 \text{ \AA}$, то в каждом озере находится приблизительно $(L/l_H)^2 \approx 4$ электрона. Теоретическая зависимость магнитосопротивления (2) была вычислена в предположении, что $L \gg \lambda$, и что в каждом озере находится много электронов. Частичное несоответствие теоретической кривой экспериментальным данным, заметное на рис.3, может быть связано с невыполнением этих двух условий в нашей системе.

Таким образом, в данной работе показано, что в двумерной электронной системе в режиме прыжковой проводимости магнитное поле $H \leq 1.5 \text{ Тл}$ ослабляет локализацию, что приводит к появлению квадратичного по полю ОМС. С увеличением поля усиливается локализация электронов, о чём свидетельствует экспоненциальный рост магнитосопротивления.

На основании проведенного анализа можно сказать, что поведение ОМС в слабых полях согласуется с моделью туннелирования в "гладком" случайном потенциале. Экспоненциальный рост сопротивления в больших полях соответствует известной картине "магнитного вымораживания" или сжатия волновых функций электронов в магнитном поле.

Авторы благодарны Л.И.Глазману и М.Е.Райху за полезные обсуждения, дирекции и сотрудникам Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур – за предоставленную возможность проведения экспериментов.

Данная работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 94-02-04941), Международного научного фонда (грант MUG300), и Министерства науки и технической политики РФ.

1. G.Bergmann, Phys. Rev. B28, 2914 (1983).
2. P.A.Lee and T.V.Ramakrishnan, Rev. Mod. Phys. 57, 287 (1985).
3. Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, М.: Наука, 1979.
4. В.Л.Нгуен, Б.З.Спивак, Б.И.Шкловский, ЖЭТФ 89, 1770 (1985).
5. H.L.Zhao, B.Z.Spivak, M.P.Gelfand, and S.Feng, Phys. Rev. B44, 10760 (1991).
6. F.P.Milliken and Z.Ovadyahu, Phys. Rev. Lett. 65, 911 (1990).
7. H.W.Jiang, C.E.Johnson, and K.L.Wang, Phys. Rev. B46, 12830 (1992).
8. M.E.Raikh and L.I.Glazman, Phys. Rev. Lett. 75, 128 (1995).
9. M.E.Raikh, Sol. St. Commun. 75, 935 (1990).
10. S.V.Kravchenko, G.V.Kravchenko, J.E.Furneaux et al., Phys. Rev. B50, 8039 (1994).
11. S.V.Kravchenko, W.E.Mason, G.E.Bowker et al., Phys. Rev. B51, 7038 (1995).
12. В.М.Пудалов, С.Г.Семенчинский, ЖЭТФ 86, 1431 (1984).
13. М.С.Хайкин, А.М.Трояновский, В.С.Эдельман и др., Письма в ЖЭТФ 44, 193 (1986).