

МЕЗОСКОПИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ ПРОВОДИМОСТИ В ОБРАЗЦАХ С МАГНИТНЫМИ ПРИМЕСЯМИ

А.К.Гейм, С.В.Дубонос, И.Ю.Антонова

Исследовались субмикронные проводники n^+ -GaAs со спиновыми рассеивателями, имплантируемыми в образец в процессе плазмохимического травления. Показано, что релаксация спинов и спиновое рассеяние приводят к подавлению мезоскопических осцилляций сопротивления, которые восстанавливаются в магнитном поле вследствие зеемановского расщепления.

Неупорядоченные проводники малых размеров демонстрируют при низких температурах ряд квантовых свойств, связанных с когерентностью электронных состояний во всем объеме образца. Примером таких свойств являются мезоскопические ("универсальные") флуктуации проводимости, вызванные сменой микроскопической реализации образца при изменении магнитного поля, энергии Ферми или вследствие диффузии примеси¹. Наличие в образце магнитных примесей может коренным образом изменить достаточно хорошо изученную экспериментально картину мезоскопических свойств^{2,3}. Спиновое рассеяние со временем τ_s подавляет на длине $L_s = (D \cdot \tau_s)^{1/2}$ вклад в квантовую проводимость от куперона и триплетной части диффузона, однако, синглетная часть диффузона "выживает"³. Таким образом, наличие в образце спиновых рассеивателей катастрофически уменьшает величину слаболокализационных эффектов⁴, но сохраняет тем не менее зависимость сопротивления проводника малого размера от его реализации. Однако, мезоскопические свойства таких образцов в реальном эксперименте будут проявляться очень слабо, поскольку из-за быстрой эволюции локализованных спинов флуктуации самоусредняются во времени³. Действительно, переворот спина приводит к смене реализации рассеивающего потенциала², а времена спин-решеточной релаксации и релаксации Коринги τ_r , как правило, существенно меньше, чем характерное время измерений проводимости.

Если образец с спиновыми рассеивателями поместить в магнитное поле ($\mu_{imp}H \gg kT$), то произойдет подавление спинового рассеяния (и одновременно спиновой релаксации), $\tau_{s,r} \propto \exp(\mu_{imp}H/kT)$ ³. Таким образом, в сильном поле должна восстанавливаться обычная картина мезоскопических свойств. Понижение температуры также может приводить к восстановлению амплитуды мезоскопических флуктуаций вследствие образования спинового стекла или из-за эффекта Кондо.

Нами изучалось магнетосопротивление (МС) субмикронных проводников из n^+ -GaAs с магнитными примесями, имплантированными в образец в процессе его плазмохимического травления. Для изготовления образцов использовались пластины с эпитаксиальным слоем n^+ -GaAs толщиной $\approx 0,15$ мкм и концентрацией $\approx 5,10^{17}$ см⁻³ (глубина слоя обеднения ≈ 500 Å). Неупругая длина L_{in} , измеренная по слаболокализационному МС, составила $\approx 0,15$ мкм при 4,2 К и 0,3–0,4 мкм при 1,3 К. С помощью электронно-лучевой литографии на поверхности пластины создавалась алюминиевая маска, служившая для последующего травления в активном слое меза-структуры, требуемой геометрии. Маска позволяла использовать и жидкостное (1 H₂O₂ : 1 NH₄OH : 80 H₂O) и плазмохимическое (CCl₂F₂ : 20%O₂) травление. Фотография одного из образцов приведена на рис. 1.

Образцы, полученные жидкостным травлением, демонстрировали поведение, которое хорошо соответствовало ожидаемому для образцов данного размера ($\approx (0,2-0,4) \cdot 0,7$ мкм): наблюдалось отрицательное слаболокализационное магнетосопротивление (ОМС) в слабых магнитных полях и мезоскопические осцилляции проводимости величиной $\Delta G \approx e^2/h$. Аналогичные зависимости многократно встречаются в литературе (в том числе и для GaAs⁵), поэтому мы не приводим их в данной работе.

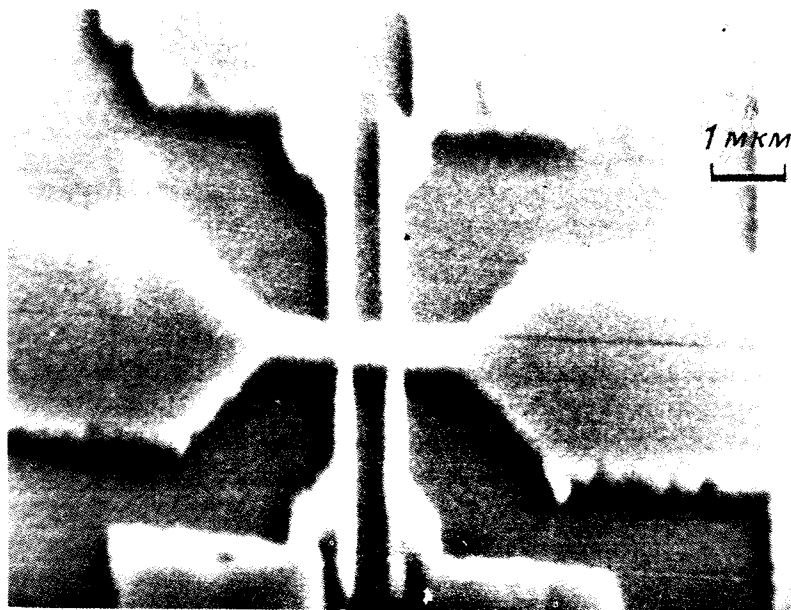


Рис. 1. Электронно-микроскопическая фотография одного из образцов (потенциальные контакты расположены на расстоянии $\approx 0,7$ мкм)

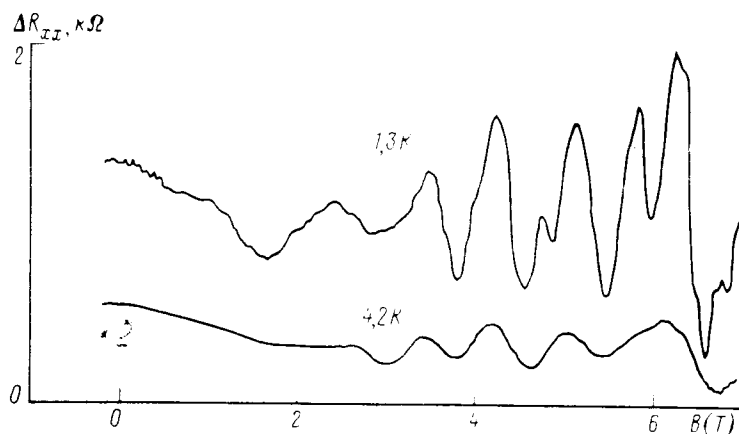


Рис. 2. Магнетосопротивление ΔR_{xx} образца n^+ -GaAs шириной 0,2 мкм

В отличие от этого образцы, протравленные в плазме и имеющие практически те же геометрические размеры и то же сопротивление, демонстрировали весьма необычное поведение, показанное на рис. 2. Во-первых, наблюдалось почти полное отсутствие МС в слабых полях — в то время как для образцов, полученных жидкостным травлением, величина ОМС в несколько раз превышала масштаб рисунка 2. Во-вторых, амплитуда осцилляций МС была на один — два порядка меньше ожидаемой. И наконец, на рис. 2 отчетливо видно возрастание амплитуды мезоскопических осцилляций с увеличением поля. С одной стороны, подавление слабой локализации само по себе позволяет утверждать (и, по-видимому, однозначно, т.к. какой-либо другой механизм неизвестен⁴) о наличии в образцах спиновых рассеивателей. С другой стороны, отсутствие флуктуаций в слабом поле и их восстановление в сильном поле соответ-

вуют предполагаемому поведению МС проводника с спиновыми рассеивателями. Мы полагаем, что дефекты, обладающие свободным спином, имплантируются в образец при плазменной обработке через боковые грани меза-структуры (для целей данной работы их природа и механизм образования не важны).

Малого количества осцилляций на кривых МС (см. рис. 2) совершенно недостаточно для определения полевой зависимости среднеквадратического значения флуктуаций проводимости $\Delta G(B)$. Чтобы получить такую зависимость мы использовали метод, состоящий в пропускании через образец импульсов тока, которые вызывали смену реализации образца за счет термической диффузии (или электромиграции) примесей. После пропускания тока в 0,1 мА наблюдалась полная смена положений экстремумов на кривых МС. На рис. 3 приведены примеры флуктуаций сопротивления, вызываемых током: без магнитного поля проводимость образца практически не изменяется, в то время как в поле $7T$ ($\mu_B H/kT \approx 3,5$) разброс значений сопротивления значителен. На рис. 4 показана зависимость $\Delta G(B)$. Каждая точка усреднена по 20–30 значениям сопротивления. При 1,3 К амплитуда осцилляций резко возрастает с магнитным полем, а при 4,2 К это возрастание существенно слабее. Отметим, что зависимости, подобные приведенным на рис. 4, получены ранее авторами обзора ⁶ для амплитуды осцилляций Ааронова – Бома в субмикронных кольцах золота с напыленным слоем магнитных примесей (несмотря на соответствующую ссылку в ⁶, полностью результаты опубликованы не были).

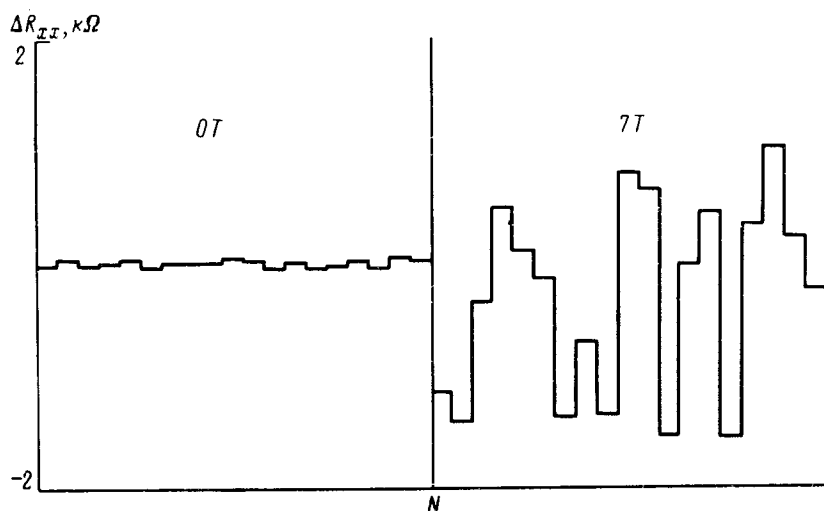


Рис. 3. Флуктуации сопротивления после пропускания через мезоскопический проводник тока 1 мА (15–30 с) в нулевом поле (слева) и в поле 7 Тл (справа): $T = 1,3$ К. Каждому новому значению сопротивления соответствует горизонтальный участок на кривой

Для двумерного образца ΔG описывается формулой (см. ^{1,3})

$$\Delta G = ce^2 / h (L_\phi / L_x)^{3/2} (L_\phi / L_y)^{-1/2}, \quad (1)$$

где c — коэффициент ≈ 1 , L_x и L_y — длина и ширина образца. Длина сбоя фазы L_ϕ определяется соотношением: $L_\phi^{-2} = L_{in}^{-2} + 2L_s^{-2}$, которое зависит от поля через L_s . Полагая магнитный момент примеси равным $1/2$, получим — вследствие изменения в поле заполнения начального и конечного состояний — $L_s \approx L_s^0 \cosh(\mu_B H/kT)$. Поскольку ОМС в исследованных образцах практически отсутствовало, то L_s^0 полагалась равной длине свободного пробега электронов l . Результаты расчета (см. рис. 4) хорошо описывают экспериментальные зависимости. По-ви-

димому, можно добиться лучшего согласия, если учесть ряд усложняющих расчет дополнительных факторов, например, изменение эффективной размерности образца при изменении L_φ и стремление ΔG к нулю в слабых полях при $L_\varphi \Rightarrow l$.

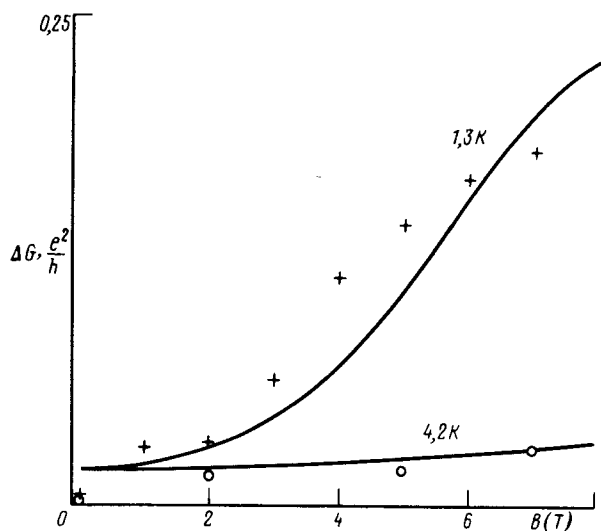


Рис. 4. Зависимость величины флуктуаций проводимости от магнитного поля (+ – 1,3 К, о – 4,2 К). Сплошной кривой показаны результаты расчета

На кривых МС (см. рис. 2) в поле выше 3 Тл наблюдаются осцилляции с корреляционным полем $B_c = 0,07-0,15$ Тл. Хотя это значение соответствует известному выражению $B_c \approx (h/e)/\{L_{in} \min(L_{in}, L_y)\}$, на наш взгляд, из-за усреднения по времени могут наблюдаться только флуктуации со значением $B_c \approx (h/e)/L_\varphi^2$, которое сильно, как и ΔG , изменяется в магнитном поле. Такое несоответствие мы объясняем неоднородным распределением спиновых рассеивателей в образце, при котором из-за взаимодействия спинов обычная картина флуктуаций восстанавливается в части образца уже в относительно слабом поле. Другая возможность – это расположение магнитных примесей преимущественно на боковых гранях мезо-структуры, вследствие чего появляется характерный масштаб $\approx (h/e)/L_y^2$.

Таким образом, нам удалось наблюдать характерные особенности в поведении мезоскопических проводников, вызванные наличием свободных спинов. Авторы благодарны В.И. Фалько за обсуждения и предоставленную возможность ознакомиться с результатами работы ³ до ее публикации.

Литература

1. Washburn S. IBM J. Res. Develop., 1988, 32, 335.
2. Альтшулер Б.Л., Спивак Б.З. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 363.
3. Бобков А.И., Фалько В.И., Хмельницкий Д.Е. ЖЭТФ, 1990, 98, в печати.
4. Bergmann G. Phys. Rep., 1984, 107, 1.
5. Taylor R.P. et al. Surface Sci., 1988, 196, 52.
6. Washburn S., Webb R.A. Adv. Phys., 1986, 35, 375.

Институт проблем технологии микроэлектроники
и особочистых материалов
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 июля 1990 г.