

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Мезоскопические и сильнокоррелированные электронные системы "Черноголовка — 97"

6. Фазовые переходы сверхпроводник — металл — диэлектрик

PACS numbers: 71.30.+h, 74.20.Mn

Шестой раздел конференции состоял из следующих докладов:

1. **Шахар Д.** (Принстон, США). *Дуальность и квантовый эффект Холла.*

2. **Пудалов В.М.** (Институт физики высоких давлений, РАН, Троицк, Россия). *Переход металл–диэлектрик в двумерной системе в нулевом магнитном поле.*

3. **Пааланен М.** (Хельсинки, Финляндия). *Переход сверхпроводник–диэлектрик в изолированном джозефсоновском переходе.*

4. **Гантмахер В.Ф.** (Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия). *Переход сверхпроводник–диэлектрик и диэлектрики с локализованными электронными парами.*

5. **Голд А.** (Лаборатория физики твердого тела, Университет Поля Сабатье, Тулуза, Франция). *Переход сверхпроводник–диэлектрик в неупорядоченном бозе-конденсате.*

6. **Фридман А., Прайс Э.П., Дайнс Р.К.** (Калифорнийский университет, Сан-Диего, Ла-Йолла, США). *Мезоскопические явления в неупорядоченных сверхпроводниках.*

7. **Самойлов А.В. и др.** (Калифорнийский технологический институт, США). *Гигантский спонтанный эффект Холла и переход металл–изолятор в LaCaCoO .*

8. **Лавров А.Н.** (Институт неорганической химии, Сибирское отделение РАН, Новосибирск, Россия), **Гантмахер В.Ф.** (Институт физики твердого тела, РАН, Черноголовка, Россия). *Низкотемпературное сопротивление недодопированных купратов.*

9. **Занкин А.Д.** (Институт теоретической физики твердого тела, Университет Карлсруэ, Германия; Физический институт им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия), **Голубев Д.С.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия; Физический факультет, Чалмерский технологический университет Гетеборг, Швеция), **ван Отгерло А., Зимани Г.Т.** (Физический факультет, Калифорнийский университет, Дэвис, США). *Квантовые флуктуации и диссипация в тонких сверхпроводящих проволоках.*

Ниже публикуются доклады №№ 2, 4, 5, 6, 8 и 9, содержание доклада № 1 см. cond-mat/9708239

Переход металл–диэлектрик в двумерной системе в нулевом магнитном поле

В.М. Пудалов

1. Введение

Однопараметрическая скейлинговая теория (ОСТ) локализации [1] считается одним из краеугольных камней современной физики конденсированного состояния. Эта теория дает ясную физическую картину локализации. В частности, в соответствии с общепринятой интерпретацией ОСТ в двух измерениях не существует квантовой диффузии и, следовательно, не существует истинно металлического состояния и перехода металл–диэлектрик (М–Д). Считается, что в 2D-системах все электронные состояния локализованы — сильно или хотя бы слабо. С точки зрения эксперимента, огромное количество данных по квази-2D-системам, которые обычно рассматриваются как подтверждение ОСТ, фактически подтверждает не "слабую локализацию" и не "однопараметрическую скейлинговую теорию", а только концепцию "квантовых поправок" к классической диффузии. Что касается теории, то многочисленные попытки доказать однопараметрический скейлинг пока что сталкиваются с серьезными трудностями [2].

Убедительные доказательства существования 2D-металлического состояния в кремниевых структурах металл–окисел–полупроводник (МОП) в нулевом магнитном поле были получены недавно при изучении переходов между состояниями квантового эффекта Холла и диэлектрика [3], а также глобальной фазовой диаграммы [4]. В экспериментах было обнаружено, что протяженные состояния, которые в сильном магнитном поле расположены в центрах в соответствующих зонах Ландау, при $H \rightarrow 0$ сливаются и остаются в конечном диапазоне энергий, обеспечивая тем самым прямой переход из состояний квантового эффекта Холла высокого порядка в диэлектрическое состояние [3]. На рисунке 1 изображена критическая плотность n_c , которая разделяет фазы квантового эффекта Холла (КЭХ) (с ненулевым числом протяженных состояний s_{xy}) и диэлектрическую фазу (с $s_{xy} = 0$) [3, 5]. Таким образом,

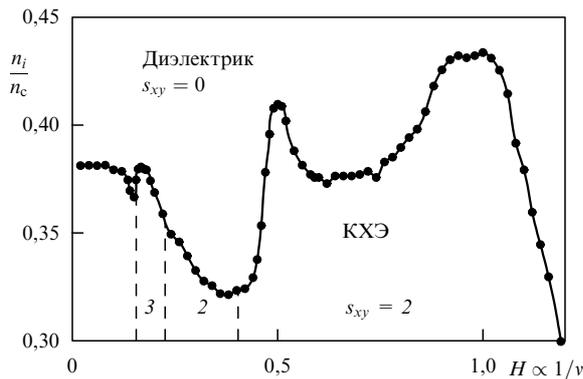


Рис. 1. Фазовая диаграмма для переходов КЭХ-Д [3]. Экспериментальные данные, измеренные при $T = 35$ мК, представляют обратную критическую плотность n_c , нормированную на плотность примесей $n_i = 3 \times 10^{10}$ см $^{-2}$, в зависимости от магнитного поля выраженного в единицах обратного фактора заполнения $1/v = (He/hc)/n_s$.

граница $n_c(H)$, по определению, указывает местоположение наименьшего протяженного состояния. Видно, что критическая плотность, как и критическая энергия $E_c \propto n_c$, при $H \rightarrow 0$ остается конечной.

Такое поведение не соответствует ОСТ [1], в которой предсказывается, что протяженные состояния должны "всплывать" вверх по энергии, когда $H \rightarrow 0$ [6]. Таким образом, экспериментальные данные доказывают существование перехода металл–диэлектрик, тогда как предсказанное всплывание, очевидно, соответствовало бы полной локализации. В последующих прямых исследованиях [7, 8] было установлено, что проводимость в нулевом магнитном поле кремниевых МОП-структур с высокой подвижностью может быть приведена к универсальной зависимости с помощью масштабного преобразования (скейлинга) по температуре и электрическому полю [9]. Параметр скейлинга при этом демонстрирует ярко выраженное критическое поведение, характерное для перехода металл–диэлектрик. Более того, сопротивление Si-МОП-структур с высокой подвижностью экспоненциально быстро падает при уменьшении температуры ниже приблизительно 2К, что ясно свидетельствует скорее о металлизации, чем о локализации [7]. Подобное поведение было недавно обнаружено также и в гетероструктурах Si–SiGe с высокой подвижностью: как в электронной 2D-системе [10], так и в дырочной [11] 2D-системе.

Таким образом, экспериментальные находки ставят несколько вопросов, а именно, 1) какова природа этого не предвиденного теорией перехода М–Д; 2) правильно или нет ОСТ предсказывает отсутствие металлического состояния в двух измерениях [1]; 3) применима ли концепция квантовых поправок к классической диффузии [12, 13] для аномального 2D-металлического состояния?

В данной работе приводятся новые экспериментальные свидетельства о природе перехода М–Д в кремниевых структурах и результаты проверки применимости концепции поправок слабой локализации. В частности, нами наблюдалось, что магнитное поле, приложенное в 2D-плоскости, разрушает металлическое состояние и восстанавливает режимы локализации. В диапазоне существования металлического состояния обнаружено

три различных типа магнитосопротивления, связанных с квантовыми поправками, обусловленными интерференцией и взаимодействиями [12, 13].

Транспортные измерения были выполнены по 4-контактной схеме для пяти кремниевых МОП-структур: Si-15A с максимальной подвижностью $\mu = 4,1$ м 2 (В с) $^{-1}$, Si-2Ni ($\mu = 3,8$), Si-22 ($\mu = 2,6$), Si-43 ($\mu = 1,7$) и Si-39 ($\mu = 0,5$). На рисунке 2 показана температурная зависимость сопротивления, типичная для образцов с высокой подвижностью носителей [7]. При плотности носителей больше, чем n_c , сопротивление с увеличением T возрастает, а при меньших плотностях уменьшается. В "металлическом" диапазоне плотностей для всех четырех образцов с высокой подвижностью сопротивление при $T \leq 2$ К резко падает в 3–6 раз. В образце с самой низкой подвижностью Si-39 не наблюдается уменьшения ρ , если не считать нескольких процентов в диапазоне от 4 до 0,02 К.

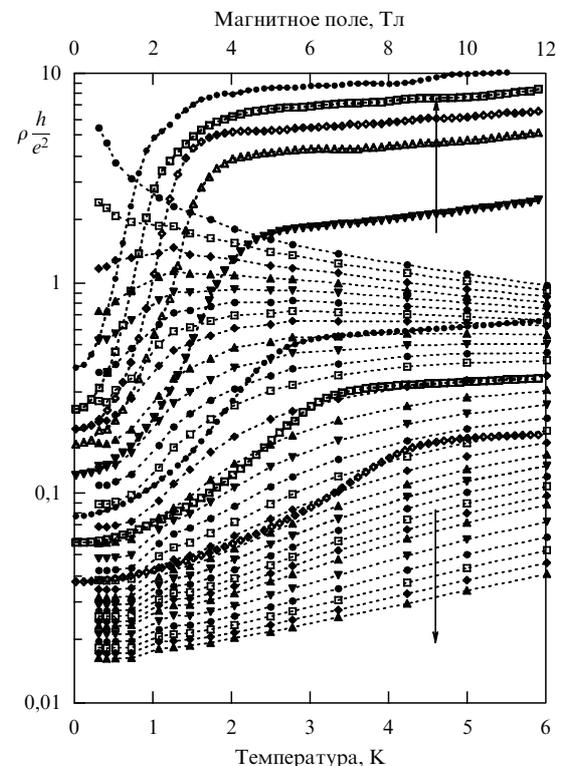


Рис. 2. Сопротивление в зависимости от температуры при $H = 0$ (темные символы) и от параллельного магнитного поля $T = 0,29$ К (светлые символы) [5]. Образец S-15A. Различные символы соответствуют плотностям от $0,83$ до $3,72 \times 10^{11}$ см $^{-2}$.

Ранее было показано [14], что температурная зависимость сопротивления в 2D-металлической фазе хорошо описывается эмпирическим законом

$$\rho(T) = \rho_1 + \rho_2 \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right), \quad (1)$$

где второй член связан с энергетической щелью Δ .

Магнитное поле, приложенное в 2D-плоскости, вызывает резкий рост сопротивления более чем в 30 раз, как показано на рис. 2. При дальнейшем увеличении магнитного поля сопротивление насыщается. Такое поведение наблюдалось во всех образцах с высокой подвижностью

[15, 16]. Значение сопротивления в насыщении $\rho^*(H = 12,5 \text{ Тл } T \rightarrow 0)$ при высокой n_s , близко к сопротивлению насыщения при высоких температурах и нулевом поле $\rho^*(H=0, T=6 \text{ К})$, т.е. к сопротивлению, которое предсказывается для поведения типа ОСТ. Сравнение этих двух зависимостей, $\rho(H)$ и $\rho(T)$, обнаруживает их примечательное сходство при высоких плотностях. Как температура, так и поле, приложенное в плоскости, разрушают металлическое состояние и восстанавливают режим слабой или сильной локализации. Однако при $n_s < 2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и вблизи n_c рост сопротивления при увеличении магнитного поля становится в десять раз больше, чем при увеличении температуры. Поскольку параллельное поле действует на 2D-электроны через их спины, наши результаты указывают на спиновую природу нетрадиционного металлического состояния и энергетической щели Δ .

Эффективная энергетическая щель Δ (1) должна линейно уменьшаться при возрастании параллельного поля:

$$\Delta = \Delta_s(n_s) - g^* \mu H - \Gamma, \quad (2)$$

где Γ — уширение соответствующих спин-поляризованных подзон [14]. Из рисунка 3 видно, что $T \log[\rho(H)]$ действительно растет при увеличении магнитного поля со скоростью $\sim 1 \text{ К/Тл}$ в низких полях, что близко к ожидаемому значению $g^* \mu = 1,33 \text{ К/Тл}$.

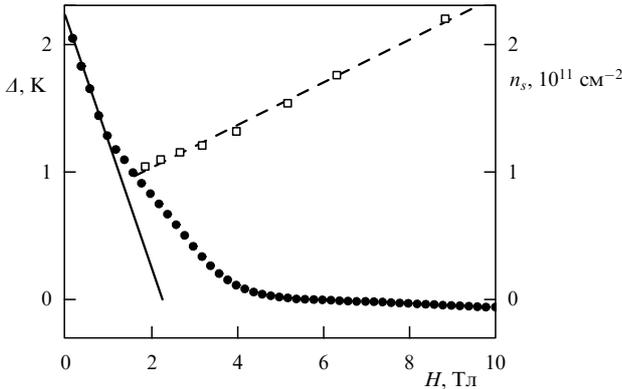


Рис. 3. Энергия активации (левая ось) как функция параллельного магнитного поля, рассчитанная из рис. 2 для $n_s = 1,32 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Магнитное поле насыщения в зависимости от электронной плотности (правая ось) [19].

Линейное уменьшение Δ насыщается при некотором значении поля H_{sat} , изображенного на рис. 3 как функция n_s . Поле насыщения может быть связано с полной спиновой поляризацией 2D-системы, которая происходит, когда $\Delta \approx E_F = g^* \mu H$. Таким образом, наклон dH_{sat}/dn_s должен быть равен $dE_F/dn_s = 7,3 \times 10^{-11} \text{ К см}^2$. Это согласуется с экспериментально измеренным наклоном $dH_{\text{sat}}/n_s \approx 6 \times 10^{-11} \text{ К см}^2$, показанным на рис. 3.

2. Поправки слабой локализации

В слабом перпендикулярном поле $H < 0,1 \text{ Тл}$ все образцы с высокой подвижностью демонстрируют слабое магнитосопротивление, похожее на данные более ранних измерений [17]. Узкий пик $\rho(H)$ на рис. 4 чувствителен только к нормальной компоненте поля и исчезает, когда

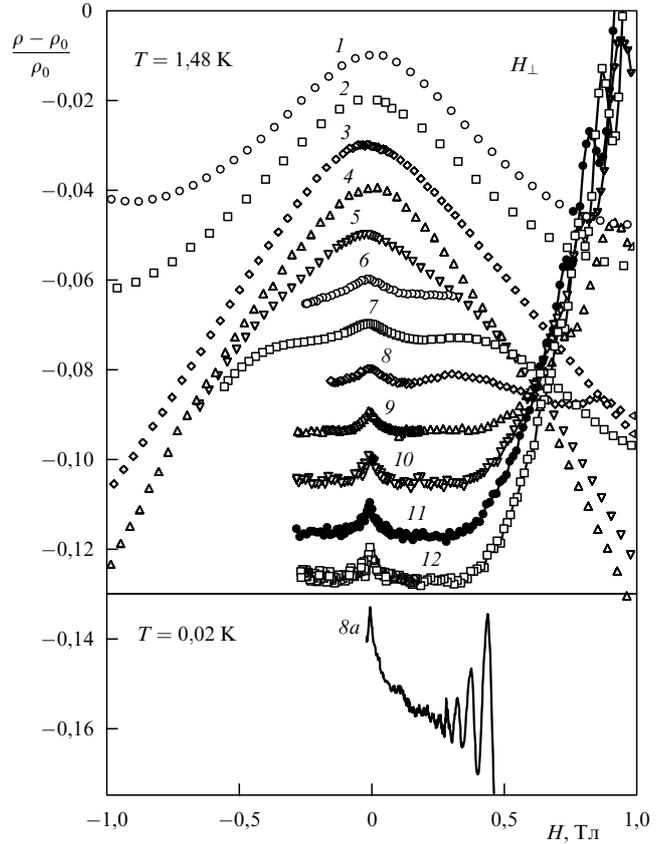


Рис. 4. Нормированное магнитосопротивление как функция перпендикулярного магнитного поля, измеренное для образца Si-2Ni при $T = 1,48$. Кривые с номерами от 1 до 12 соответствуют значениям плотности от $0,90$ до $7,09 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Кривые сдвинуты друг относительно друга в вертикальном направлении на $0,01$. Нижняя кривая 8a измерена при той же плотности $2,6 \times 10^{11}$, что и кривая 8, но при $T = 21 \text{ мК}$ [15, 19].

поле лежит в 2D-плоскости в пределах $1/20$ градуса. Высота пика $\delta\rho(H)$ не очень сильно меняется при изменении плотности в диапазоне $(1,2 - 7,0) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и логарифмически зависит от температуры. Форма пика $\rho(H)$ хорошо аппроксимируется известным выражением (полученным в [13]), использующим дигамма-функцию. Поэтому этот пик можно связать с поправкой из-за орбитальной одночастичной квантовой интерференции [18].

В более сильных полях $H > 0,2 \text{ Тл}$ и при высокой плотности $n > 4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ преобладает положительное параболическое магнитосопротивление, не зависящее от ориентации поля. Это указывает на спиновую природу положительной компоненты магнитосопротивления. Самая нижняя кривая на рис. 4 показывает, что узкий пик $\rho(H)$ сохраняется до температур мК-диапазона, тогда как параболическое магнитосопротивление подавляется быстро возникающими осцилляционными эффектами.

При уменьшении плотности отрицательное магнитосопротивление возрастает, пересиливает положительную компоненту и, наконец, становится настолько большим, что затрудняет наблюдение пика квантовой интерференции. Отрицательное магнитосопротивление сохраняется и в диэлектрическом диапазоне плотностей (кривые 1 и 2), где оно подробно изучено и объяснено

тунелированием электронов в медленно меняющемся потенциале. В параллельном поле отрицательное магнитосопротивление не наблюдается, и, следовательно, оно связано с орбитальным движением электронов.

Положительное параболическое магнитосопротивление обычно ассоциируется с квантовой поправкой, обусловленной взаимодействием, связанным с зеемановским расщеплением, тогда как отрицательное магнитосопротивление ассоциируется с поправкой, обусловленной электрон-электронными корреляциями [12, 13]. Переход от преимущественно спинового к преимущественно кулоновскому взаимодействию происходит при плотности $n^* \approx 2,8 \times 10^{11}$ для Si-15A и Si-2Ni и $n^* = 1,7 \times 10^{11}$ для Si-22. Эти значения превышают критическую плотность при М–Д переходе: $n_c = 9,0 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ для Si-15A и Si-2Ni и $n_c = 10,2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ для Si-22. Следовательно, спиновые и, отчасти, кулоновские эффекты определяют сопротивление в металлической фазе. Переход между этими двумя режимами происходит не из-за ослабления зеемановской, а скорее из-за роста кулоновской компоненты, причем их конкуренция проявляется в волнообразной зависимости магнитосопротивления при промежуточной плотности, как показано на рис. 4.

Наличие квантовых поправок к проводимости в диапазоне существования металлического состояния, по-видимому, доказывает применимость этого подхода к случаю нетрадиционного 2D-металла. Что касается количественной стороны, то вблизи М–Д перехода при $k_F l \sim 1$ положительное магнитосопротивление, изображенное на рис. 3 и 4, становится неожиданно большим.

Измерения магнитосопротивления, описанные выше, демонстрируют роль квантовых поправок σ_i к проводимости, которые являются признаком локализации, $d \ln \sigma_i / dT > 0$. Однако в самой проводимости в целом видна постоянная тенденция к делокализации, $d\sigma / dT < 0$. Проверка показала, что тенденция к делокализации сохраняется в исследованных образцах с высокой подвижностью во всем интервале температур — от 2 К до 16 мК и во всем диапазоне плотностей — от $1,5$ до $11 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, т.е. в области, где $\sigma = 10 - 100 (e^2/h)$. В терминах однопараметрического скейлинга это означает, что скейлинговая функция $\beta(G)$ пересекает нуль только один раз и остается положительной вплоть до $G = 100$.

3. Обсуждение

Рассматривая возможные отличия Si-МОП-структур с высокой подвижностью от структур GaAs/Al(Ga)As, в которых порог подвижности пока не был найден, следует отметить следующее: 1) энергия кулоновского взаимодействия $E_{ee} = e^2/\chi r$ в Si-МОП-структурах выше, чем в образцах GaAs, в 1,7 раз при такой же электронной плотности и в 5 раз при той же энергии Ферми; 2) граница раздела Si/SiO₂ характеризуется очень сильной асимметрией удерживающего потенциала в направлении z . Последнее приводит к большому эффективному лоренцеву полю H^* , действующему на электроны; соответствующая спин-орбитальная щель при нулевом поле приблизительно равна 3,6 К [14]. Эти эффекты, связанные с нарушением зеркальной симметрии, удерживающего потенциала, гораздо менее ярко выражены в гетеропереходах GaAs/Al(Ga)As и практически отсутствуют для прямоугольной потенциальной ямы.

Известно, что класс универсальности симметрии 2D-системы сильно влияет на ее скейлинговое поведение. Вышеупомянутый спиновый механизм должен приводить к нарушению симметрии вращения спина SU(2), полностью или частично, и должен приводить соответственно к симплектической или к какой-то другой новой симметрии [20]. Это может оказаться существенным, если рассматриваемая спиновая щель $\Delta = g^* \mu H^*$ больше, чем уширение спинового уровня $\Gamma = h/\tau$. Оценка отношения $\Delta/\Gamma \approx 3$ для Si-15A и Si-2Ni, но для образца Si-39, в котором не наблюдается хорошо выраженный переход М–Д, $\Delta/\Gamma \approx 1$.

В заключение автор полагает, что металлическое состояние и переход М–Д в Si-МОП структурах являются следствием эффектов как спинового, так и кулоновского взаимодействия, причем первые усиливаются из-за нарушения симметрии инверсии. Очевидно, что это согласуется с самыми последними наблюдениями перехода М–Д в дырочной 2D-системе в гетероструктурах Si–SiGe [11], в которых существует сильное спин-орбитальное взаимодействие. В этом контексте автор хотел бы также подчеркнуть, что кулоновское взаимодействие, как было предсказано А.М. Финкельштейном [21], подавляет тенденцию к локализации в куперовском канале и ведет к падению сопротивления при понижении T . В то же время эффекты, связанные со спином, способствуют началу этого спада при более высоких температурах. Недавно было также высказано утверждение, что для нетрадиционного 2D-металла спин-триплетное спаренное состояние является основным [22] и что переход М–Д может быть проявлением нефермижидкостного поведения [23].

Благодарности. Описанные эксперименты были выполнены в сотрудничестве с Г. Брунхалером, А. Принцем и Г. Бауэром. Автор благодарен за полезные обсуждения И. Сулову, М. Баранову, В. Кравцову и А.М. Финкельштейну. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 97-02-17387), государственных программ "Физика твердотельных наноструктур" и "Статистическая физика", а также Нидерландского фонда научных исследований (NWO) и INTAS.

Список литературы

1. Abrahams E et al. *Phys. Rev. Lett.* **42** 673 (1979)
2. Belitz D, Kirkpatrick T R. *Rev. Mod. Phys.* **66** 61 (1994)
3. Пудалов В М, Д'Иорно М, Кэмпбэлл Дж. *Письма ЖЭТФ* **57** 592 (1993) [*JETP Lett.* **57** 608 (1993)] [*Surf. Sci.* **305** 107 (1994)]
4. Kravchenko S V et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 910 (1995)
5. D'Iorio M, Pudalov V M, Semenchinsky S G. *Phys. Lett. A* **150** 422 (1990)
6. Khmel'nitskii D E. *JETP Lett.* **38** 552 (1983); *Phys. Lett. A* **106** 182 (1984); Laughlin R B. *Phys. Rev. Lett.* **52** 2304 (1984)
7. Kravchenko S V et al. *Phys. Rev. B* **50** 8039 (1994)
8. Kravchenko S V et al. *Phys. Rev. B* **51** 7038 (1995)
9. Kravchenko S V et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 4938 (1996)
10. Ismail K et al. cond-mat/9707061; *Phys. Rev. Lett.* (1997) (in press)
11. Coleridge P T et al. *Phys. Rev. B* (1997) (in press)
12. Altshuler B L, Aronov A G, in *Electron-Electron Interaction in Disordered Systems* (Eds A L Efros, M Pollak) (Amsterdam: North-Holland, 1985) p. 11
13. Fukuyama H, in *Electron-Electron Interaction in Disordered Systems* (Eds A L Efros, M Pollak) (Amsterdam: North-Holland, 1985) p. 155
14. Pudalov V M, cond-mat/9707053; *Письма в ЖЭТФ* **66** 168 (1997) [*JETP Lett.* **66** 170 (1997)]; cond-mat/9707076

15. Пудалов В.М. и др. *Письма в ЖЭТФ* **65** 887 (1997) [*JETP Lett.* **65** 932 (1997)]; *cond-mat/9707054*
16. Simonian D et al. *Phys. Rev. Lett.* (1997) (in press)
17. Bishop D J, Dynes R J, Tsui D C *Phys. Rev. B* **26** 773 (1982)
18. Pudalov V M et al. (to be published elsewhere)
19. Pudalov V M et al., in *Proc. EP2DS12* (Tokyo, 1997)
20. Lyanda-Geller Y U B, Mirlin A D *Phys. Rev. Lett.* **72** 1894 (1994)
21. Finkel'stein A M *Z. Phys. B* **56** 189 (1984); *ЖЭТФ* **84** 168 (1983) [*Sov. Phys. JETP* **57** 97 (1983)]; *Sov. Sci. Reviews/sect. A-Physics Reviews* (Ed. I M Khalatnikov) Vol.14, part 2, 3 (1990)
22. Belitz D, Kirkpatrick T R, *cond-mat/9705023*
23. Dobrosavljevic V et al., *cond-mat/9704091*; *Phys. Rev. Lett.* **77** 455 (1997)

Переход сверхпроводник – диэлектрик и диэлектрики с локализованными электронными парами

В.Ф. Гантмахер

1. Введение

Среди различных сценариев переходов сверхпроводник-диэлектрик (SIT) существует сценарий, предложенный Фишером [1]: переход в двумерных сверхпроводниках, вызываемый и контролируемый полем. Он предполагает существование при $T = 0$ делокализованных куперовских пар и локализованных вихрей ниже перехода, при полях $B < B_c$ (сверхпроводник), и локализованных пар при делокализованных вихрях выше перехода, при $B > B_c$ (диэлектрик). Ряд экспериментальных работ [2, 3], по-видимому, подтверждает эту модель, описывая полученные результаты при помощи предложенных в [1] скейлинговых соотношений. Как следствие подхода, развитого в [1–3], следует предположить существование диэлектрика с локализованными куперовскими парами и магнитным полем структурированным в систему вихрей. Свойства подобного диэлектрика до сих пор не обсуждались.

Некоторые экспериментальные наблюдения действительно свидетельствуют в пользу существования локализованных пар [4]. В частности, одним из таких свидетельств является отрицательное магнетосопротивление в некоторых массивных материалах, в которых сверхпроводимость уступает место диэлектрическому поведению [5]. Это отрицательное магнетосопротивление является результатом того, что магнитное поле разрушает щель в спектре локализованных электронов, устраняя ее влияние на процесс одночастичного туннелирования [6].

Наши сведения о локализованных парах пока очень скудные. Существующие эксперименты вызывают некоторые вопросы. Аморфные пленки Mo–Ge [3] в пределе сильного магнитного поля лишь на 5% увеличивают сопротивление при десятикратном уменьшении температуры и ведут себя не как изолятор, а скорее как металл с малыми квантовыми поправками к сопротивлению. Измерения на пленках In–O [2] были сделаны в квазивозвратном режиме. Поэтому проблема локализованных пар требует дальнейших экспериментальных наблюдений.

В настоящей работе описаны два эксперимента, имеющие отношение к этой проблеме. В первом эксперименте изучается магнетотранспорт в аморфных

пленках¹ In₂O_x и на основе сделанных измерений обсуждается существование скейлинговой переменной [1]

$$x = \frac{(B - B_c)}{T^{1/y}} \quad (1)$$

(y — произведение двух критических экспонент согласно теории [1]). Наши результаты не отвергают возможности фазового перехода, вызванного полем, но указывают на более общие скейлинговые соотношения.

Во втором эксперименте реализован другой подход: сделана попытка обнаружить явления, в которых бы проявилось существование в изоляторе локализованных пар. С этой целью изучались транспортные свойства высокорезистивного метастабильного диэлектрического образца Cd–Sb [7], где были основания ожидать наличие таких пар. Этому эксперименту посвящен последний раздел статьи.

2. In–O — скейлинговые соотношения¹

Для двумерных систем существуют два основных типа эволюции кривых $R(T)$ в процессе SIT, происходящего при изменении магнитного поля. Различия состоят в поведении кривых при температурах ниже начала сверхпроводящего перехода T_{c0} (рис. 1).

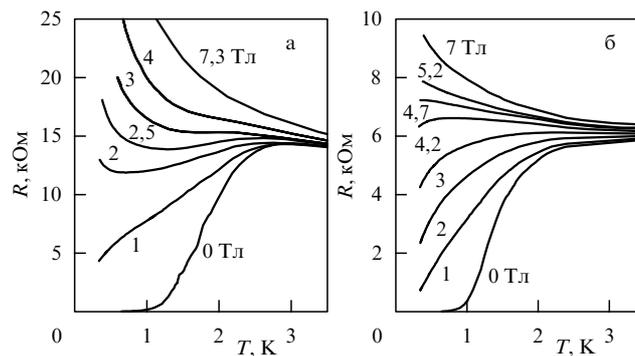


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления двух разных аморфных пленок In–O в магнитном поле. Толщина обеих пленок 200 Å. Наборы кривых на рисунках 1а и 1б иллюстрируют два типа изменений свойств пленок (см. текст).

Первый тип более сложный. Если поля достаточно малы, то кривые имеют максимум вблизи T_{c0} , а ниже имеют положительную первую производную, т.е. сопротивление монотонно уменьшается, пока не достигнет нуля (впрочем, этого может и не произойти). Если поля достаточно велики, то первая производная везде отрицательна. Но при этом существует диапазон промежуточных полей, где кривые $R(T)$ имеют два экстремума: максимум при $T_{max} \approx T_{c0}$ и минимум при более низких температурах. Последний отщепляется от максимума и смещается в сторону более низких T при уменьшении поля.

Второй тип более простой. Нет диапазона промежуточных полей и вообще нет кривых с минимумом; увеличение поля приводит к смещению максимума в

¹ Эксперименты были выполнены вместе с М. Голубковым на пленках, любезно предоставленных А. Фридманом и Ц.Овадьяху из Иерусалимского университета (еще не опубликовано).