

ТЕОРИЯ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ – ИЗОЛЯТОР В ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ

Э. Г. Батыев*

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 26 октября 2005 г.

Переход металл – изолятор (при уменьшении концентрации носителей) в двумерной электронной системе с беспорядком рассматривается с помощью представлений теории протекания. Существенно используется то обстоятельство, что это система с сильным взаимодействием. В предлагаемой модели в качестве исходной структуры берется скелет бесконечного кластера. Предполагается, что на путях протекания имеются участки, где возможна конкуренция двух фаз, обладающих близкими энергиями, именно, жидкой и твердой (проводящей и непроводящей). Соотношение между ними меняется при изменении параметров системы и температуры. Это дает изменение бесконечного кластера и соответственно приводит к переходу проводник – изолятор. Получающиеся зависимости сопротивления от температуры качественно соответствуют эксперименту. Количественное сравнение результатов с экспериментальными данными позволяет оценить параметры модели в каждом конкретном случае. Температурные зависимости сопротивления определяются в основном знаком разности (а также разбросом) исходных энергий фаз и имеют металлический, диэлектрический или промежуточный (с немонотонной зависимостью и максимумом) характер, а сепаратриса может быть только в случае достаточно малого разброса энергий фаз.

PACS: 71.27.+a

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из интересных особенностей двумерных электронных систем малой плотности (вигнеровской жидкости) является наблюдаемый по поведению сопротивления переход металл – изолятор (см. обзоры [1, 2]). Переход наблюдается как при уменьшении концентрации носителей, так и в металлической фазе при увеличении спиновой поляризации (за счет параллельного плоскости магнитного поля). Ранее было предложено одно из возможных объяснений происхождения перехода в магнитном поле [3]. В настоящей работе используются похожие соображения для объяснения перехода при уменьшении концентрации носителей, но с существенными изменениями.

Прежде проведем некоторые оценки. Найдем отношение длины свободного пробега l к среднему расстоянию между частицами a , используя результаты для проводимости, полученные в работе [4] (двумерные электроны на поверхности кремния). Для это-

го возьмем для проводимости формулу Друде и, сравнивая с экспериментальными результатами, получим время свободного пробега τ_i и длину свободного пробега:

$$\sigma = \frac{ne^2\tau_i}{m} = C \frac{e^2}{2\pi\hbar}, \quad l = v_F\tau_i, \quad a = \frac{1}{\sqrt{n}}.$$

Здесь n — концентрация носителей, v_F — фермиевская скорость. Эксперимент [4] дает вблизи точки перехода (для сепаратрисы) $1/C \approx 2-3$. Фермиевская скорость: $m^*v_F = p_F$ ($\hbar\sqrt{\pi n}$ в двухдолинном случае). Если при вычислении фермиевской скорости использовать зонную массу m (вместо m^* — эффективной массы, измененной из-за взаимодействия), то для искомого отношения получим

$$\frac{l}{a} = \frac{C}{2\sqrt{\pi}} < 0.14. \quad (1)$$

Подобную оценку можно проделать для отношения фермиевской энергии ϵ_F к столкновительной ширине уровня \hbar/τ_i , что дает

$$\frac{\epsilon_F\tau_i}{\hbar} \rightarrow \frac{p_F^2\tau_i}{2m\hbar} = \frac{C}{4} < 1/8.$$

*E-mail: batyev@isp.nsc.ru

Оба отношения значительно меньше единицы.

Из приведенных оценок видно, что вблизи перехода металл – диэлектрик беспорядок нельзя считать малым. Естественно в этом искать причину перехода. В работах [5] была принята модель с перколяцией. Рассматривались не взаимодействующие друг с другом носители во внешнем случайном поле, изучались свойства такой системы вблизи порога протекания и были получены, в частности, температурные зависимости сопротивления.

Единственное, что, на наш взгляд, является спорным в подходе, предложенном в этих работах [5], — это использование модели с идеальным газом носителей. Здесь возникают некоторые сомнения, потому что, во-первых, идеальный газ в двумерном случае не может находиться в металлическом состоянии при наличии беспорядка [6], во-вторых, в пределе низких концентраций кулоновское взаимодействие носителей друг с другом заведомо существенно (так что металлическое состояние оказывается возможным, как показывает эксперимент [1, 2]). Поэтому остается вопрос о том, что может измениться с учетом этого обстоятельства. Этому посвящена настоящая работа.

2. ФИЗИЧЕСКАЯ КАРТИНА

Рассматриваемая система — это частицы с сильным взаимодействием плюс большой беспорядок. Не может быть речи о сколько-нибудь строгом решении (как говорят, исходя из первых принципов), поэтому необходимо моделировать задачу. Ниже излагаются используемые при построении модели представления о ситуации вблизи точки перехода.

Исходный пункт — это близость системы к порогу протекания. Известно, что рассматриваемый переход наблюдается достаточно далеко от точки вignerovской кристаллизации и обусловлен беспорядком, причем, чем меньше беспорядок, тем меньше концентрация носителей в точке перехода. Это обстоятельство укладывается в модель с перколяцией. Поэтому естественно использовать некоторые общие представления теории протекания (см., например, книги [7, 8]).

Если система находится выше порога протекания, то имеется бесконечный (перколяционный) кластер, по которому возможна проводимость. Для проводимости существен скелет бесконечного кластера. Именно с ним мы будем иметь дело.

Бесконечный кластер изменяется с концентрацией носителей. Это обстоятельство можно учесть сле-

дующим образом. Представим себе некоторую определенную конструкцию скелета. При изменении параметров системы (концентрации носителей и температуры) некоторые пути протекания могут закрываться или открываться. Это и есть один из возможных способов учесть изменение скелета с параметрами системы.

Итак, можно представить себе такую картину: пусть задан скелет бесконечного кластера и задана вероятность того, что связь может быть закрыта или открыта (равносильно заданию узких мест на каждой связи). При некотором количестве закрытых связей протекание прекращается (для квадратной решетки связей в двумерном случае для этого нужно закрыть половину связей). Пусть x — доля открытых связей. Пока эта доля выше критического значения, $x > x_c$, протекание имеется (для квадратной решетки связей $x_c = 1/2$). Зависимость проводимости σ от x вблизи порога протекания (при $x - x_c \ll 1$) имеет вид

$$\sigma(x) = \sigma_0 (x - x_c)^t,$$

где критический индекс проводимости t связан с индексом радиуса корреляции ν (в двумерном случае $t \approx \nu \approx 1.3$). Эта формула неприменима вдали от порога протекания (например, при $x = 1$), а нас будет интересовать в основном именно такая ситуация. Поясним, почему так получается в предлагаемом подходе.

Наш исходный объект — скелет бесконечного кластера. Теперь x — доля открытых связей этого скелета (когда все связи открыты, $x = 1$). Нас будут интересовать значения x не только вблизи критического значения x_c , но и вдали от него, т. е. во всем интервале $x_c < x < 1$. В данном случае приведенная выше формула несправедлива. Воспользуемся результатами, полученными в работе [9]. В ней рассматривалась, в частности, проводимость сетки одинаковых сопротивлений (в виде квадратной решетки в двумерном случае) и была получена проводимость системы в зависимости от числа случайно оборванных связей. Эта зависимость оказывается линейной почти во всем интервале, кроме малой окрестности вблизи порога протекания — то, что нам нужно. Поэтому далее будем использовать этот результат, т. е.

$$\sigma(x) \rightarrow \sigma_0(x - x_c). \quad (2)$$

Отметим, что наша модель не буквально совпадает с использованной в работе [9], потому что сопротивления имеют разброс и скелет бесконечного кластера не совпадает с квадратной решеткой. Все

это влияет, например, на величину x_c , что несущественно. Можно ожидать, что разброс величин сопротивлений не имеет принципиального значения, если этот разброс не коррелирует с вероятностью обрыва связей.

Теперь о главном — как можно было бы задать узкие места. Электронная система малой плотности (вигнеровская жидкость) при достаточном понижении плотности испытывает переход в кристаллическое состояние (образуется вигнеровский кристалл). В точке перехода возможно сосуществование обеих фаз — жидкой и кристаллической. Это без внешнего потенциала. Можно ожидать, что нечто похожее происходит и в случае со случайным потенциалом.

Представим себе, что внешний потенциал создается случайно расположенными (в той же плоскости) кулоновскими центрами с концентрацией n_i (центры того же знака заряда, а противоположные заряды нейтрализовались бы захватом носителей — борковский радиус меньше расстояния между носителями и центрами). Если концентрация носителей велика, $n \gg n_i$, то система ведет себя как жидкость со своим ближним порядком, и кинетические свойства можно рассматривать, например, при помощи кинетического уравнения для квазичастиц. В противоположном пределе, $n \ll n_i$, от жидкости ничего не остается, все определяется внешним полем и все носители заведомо локализованы. В промежуточном случае, $n \sim n_i$, взаимодействие носителей друг с другом и с центрами одного порядка, и в местах разрежения центров, где преобладает взаимодействие между носителями, имеется жидкость, в то время как существуют участки, где состояние определяется в основном взаимодействием с центрами, и здесь образуется аморфная твердая фаза (происходит как бы пиннинг жидкости). Это предельные состояния. Если так, то заведомо возможны такие участки, на которых энергии обоих состояний (жидкого и твердого) близки, т. е. возникает конкуренция между ними, и от температуры зависит, что конкретно здесь образуется.

Можно представить такой вид перекрытия пути протекания: канал становится все уже и уже (при возрастании числа рассеивающих центров или уменьшении концентрации носителей), пока не закроется совсем. Но возможен и другой вид, когда в достаточно узком месте канал еще, вроде бы, не перекрыт (носители еще имеются), но здесь образуется участок с непроводящей фазой. Именно этот вариант представляется более вероятным. И именно в этом месте имеется основное отличие от модели невзаимодействующих частиц [5].

3. МОДЕЛЬ

Основные пункты: 1) близость к порогу протекания; 2) бесконечный (перколяционный) кластер как исходный объект; 3) изменение этого кластера с параметрами системы и с температурой за счет возможности образования (и конкуренции) различных фаз, которые существенно различаются по кинетическим свойствам (как различаются проводник и изолятор). Это происходит локально (на путях протекания, на связях бесконечного кластера), что дает переход проводник — изолятор глобально (во всем образце).

Последний пункт — это главное утверждение. Каких-либо строгих обоснований не существует, поэтому о справедливости его можно судить только по результатам. Отметим, что в этом месте модель напоминает подход, который был использован для объяснения перехода в металлической фазе при возрастании спиновой поляризации (см. работу [3], в которой считалось, что роль другой фазы выполняют кластеры).

Теперь о том, как приведенные выше соображения можно представить в виде формул. Предлагается простейший способ. Рассмотрим одно из узких мест. Обозначим посредством ϵ_L энергию данного участка в жидком (проводящем) состоянии и посредством ϵ_S — в твердом (непроводящем) состоянии. Соответствующие вероятности $W_{L,S}$ определяются обычными выражениями

$$W_L \propto \eta_L \exp\left(-\frac{\epsilon_L}{T}\right), \quad W_S \propto \eta_S \exp\left(-\frac{\epsilon_S}{T}\right),$$

где $\eta_{L,S}$ — статистический вес соответствующей фазы. На этот параметр влияет вырождение по спину, а в двухдолинном случае — и по квазиспину, посредством которого можно различать электроны из разных долин. Например, если твердая фаза есть просто кластер из трех электронов [3], то в двухдолинном случае для низшего состояния $\eta_S = 4$, а для ферми-жидкости при низких температурах можно считать $\eta_L = 1$. Далее существенно только отношение $\eta = \eta_S/\eta_L$. Эта величина — один из феноменологических параметров теории. По всей видимости, $\eta > 1$.

Вероятность $W_S(\epsilon)$ того, что данная связь заблокирована (участок затвердел), определяется формулой

$$W_S(\epsilon) = \frac{\eta}{\exp(\epsilon/T) + \eta} \quad \left(\eta = \frac{\eta_S}{\eta_L}, \quad \epsilon = \epsilon_S - \epsilon_L \right). \quad (3)$$

При достаточно высокой температуре

$$W_S(\epsilon) \rightarrow \frac{\eta}{1 + \eta} \quad (T \gg |\epsilon|).$$

Естественно считать, что имеется некоторый разброс энергий $g(\epsilon)$. Далее будем задавать его функцией

$$g(\epsilon) = \frac{1}{\Delta\sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{(\epsilon - \epsilon_0)^2}{\Delta^2}\right]. \quad (4)$$

Здесь ϵ_0 , Δ , η — параметры теории. Как будет видно, именно величина ϵ_0 определяет переход (вблизи перехода проходит через нуль).

Соотношения (3), (4) относятся к связям, которые могут быть заблокированы. Пусть доля таких связей в максимуме есть x_0 . Тогда доля заблокированных связей x_b при произвольной температуре с учетом формул (3), (4) задается интегралом

$$x_b = x_0 \int d\epsilon \frac{g(\epsilon) \eta}{\exp(\epsilon/T) + \eta}. \quad (5)$$

В результате для проводимости (см. (2)) имеем

$$\begin{aligned} \sigma \propto (x - x_c) &= (1 - x_b - x_c) = \\ &= (1 - x_c) \left\{ 1 - \frac{x_0}{1 - x_c} \int d\epsilon \frac{g(\epsilon)\eta}{\exp(\epsilon/T) + \eta} \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

При высоких температурах $T \gg |\epsilon_0|$, Δ должно получаться конечное значение проводимости — это экспериментальный факт (и одно из свойств исходного бесконечного кластера). Это дает условие на величину x_0 , которое можно записать в виде

$$\frac{x_0}{1 - x_c} = b \frac{1 + \eta}{\eta}, \quad b < 1. \quad (7)$$

Наконец, для сопротивления $\rho = 1/\sigma$ получим

$$\begin{aligned} \rho^*(T) &= \frac{\rho(T)}{\rho(\infty)} = \\ &= (1 - b) \left\{ 1 - b \int d\epsilon \frac{g(\epsilon)(1 + \eta)}{\exp(\epsilon/T) + \eta} \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (8)$$

Величина $\rho(\infty)$ — это предельное значение сопротивления при высоких температурах $T \gg |\epsilon_0|, \Delta$. Подразумевается, что температура все же мала по сравнению с фермиевской энергией, иначе может появиться дополнительная зависимость от температуры, не учитываемая моделью.

Результат получен. Как видно, имеются некоторые параметры (b, η, Δ), которые не могут быть определены при феноменологическом подходе. Эти

параметры зависят от конкретных условий, например, от количества и качества (заряженные, нейтральные) примесей, создающих беспорядок. Надо добавить, что и как зависит от концентрации носителей n — именно она является обычно используемым параметром в эксперименте. Поскольку нас интересует окрестность перехода металл – изолятор, главное — это зависимость ϵ_0 от n , потому что ϵ_0 проходит через нуль вблизи перехода (см. ниже). Можно ожидать, что $\epsilon_0 \propto n - n_0$ вблизи перехода (n_0 — некоторая характерная для данного образца концентрация, зависящая от его чистоты: чем чище образец, тем меньше n_0).

Что касается, например, разброса энергий Δ , то эта величина в принципе тоже зависит от концентрации носителей, но в узкой области вблизи перехода можно брать Δ в точке n_0 . Таким образом, в нашей модели свойства системы в достаточно узкой окрестности перехода определяются именно величиной ϵ_0 .

4. СВОЙСТВА

Рассмотрим простой предельный случай $T \gg \Delta$. Полагая $\Delta \rightarrow 0$ в выражении (8), получим

$$\rho^*(T) = \frac{(1 - b) [\exp(\epsilon_0/T) + \eta]}{[\exp(\epsilon_0/T) + \eta] - b(1 + \eta)} \quad (b < 1). \quad (9)$$

Отсюда видно, что сепаратрисе соответствует точка $\epsilon_0 = 0$ (пропадает зависимость от температуры). От знака (и величины) ϵ_0 зависит поведение сопротивления с изменением температуры. При этом положительным значениям ϵ_0 соответствует металлическое поведение, а отрицательным — диэлектрическое, что понятно, если вспомнить определение ϵ_0 (см. (3)). Действительно, пусть $\epsilon_0 > 0$, тогда при нулевой температуре нет заблокированных связей, но они появляются с увеличением температуры, т. е. сопротивление растет. Это металлическое поведение. Наоборот, при $\epsilon_0 < 0$ с увеличением температуры число заблокированных связей уменьшается, а вместе с этим и сопротивление, что соответствует поведению диэлектрика (изолятора).

В работе [10] сделан вывод о зеркальной симметрии вблизи перехода металл – изолятор. Именно, при фиксированной температуре приведенное сопротивление с одной стороны перехода совпадает с приведенной проводимостью по другую сторону перехода:

$$\rho^*(\delta_n) = \sigma^*(-\delta_n), \quad \delta_n = \frac{n - n_c}{n_c},$$

где n_c — критическая плотность (соответствующая точке перехода). Это происходит в некотором интервале температур при достаточно малом значении $|\delta_n|$. Оказывается, из выражения (9) следует такая симметрия при определенном соотношении между η и b , именно:

$$\eta = \frac{1}{1-b} \rightarrow \rho^*(T) \rightarrow \frac{(1-b)\exp(\epsilon_0/T) + 1}{\exp(\epsilon_0/T) + (1-b)}, \quad (10)$$

откуда имеем $\rho^*(\epsilon_0)\rho^*(-\epsilon_0) = 1$ (в рассматриваемом пределе наше определение приведенного сопротивления совпадает с определением в [10]). Здесь симметрия имеется для любых температур в отличие от экспериментальных результатов [10], а в общем случае этого нет и в модели.

Подчеркнем, что модель допускает наличие упомянутой симметрии, но в феноменологическом подходе нельзя утверждать, что она должна быть всегда.

Следующие из формулы (9) зависимости сопротивления в диэлектрической фазе при $T \rightarrow 0$ могут выходить на насыщение или обращаться в бесконечность при некоторой температуре (это зависит от параметров). Если есть насыщение, то

$$\rho^*(0) \Big|_{\epsilon_0 < 0} = \frac{1-b}{1-b(1+\eta)/\eta}, \quad (11)$$

$$\rho^*(0) \Big|_{\epsilon_0 > 0} = 1-b.$$

Это при $\eta > b/(1-b)$ (когда $x_0 < 1 - x_c$, см. (7)). В противном случае (при $\eta < b/(1-b)$, т.е. для $x_0 > 1 - x_c$) первое из приведенных выражений становится отрицательным, что означает, что соответствующее сопротивление (диэлектрической фазы) идет в бесконечность при понижении температуры (но тогда не может быть зеркальной симметрии). Отметим, что в общем случае предельные значения (11) справедливы при $|\epsilon_0| \gg \Delta$.

В цитированных обзорах отмечалось универсальное поведение сопротивления в зависимости от приведенной температуры T/T_0 . В рассматриваемом пределе это обстоятельство видно явно, причем роль приведенной температуры играет величина $t = T/|\epsilon_0|$. Если воспользоваться экспериментальными результатами [11], полученными в широкой области по обе стороны перехода, то надо сделать вывод, что $|\epsilon_0| \propto T_0 \propto |n - n_c|^{1.6}$. Другой результат получается, если взять зависимости $\lg \rho^*$ от δ_n , полученные в работе [10] (см. вставку к рис. 2b этой работы, где приведены соответствующие зависимости

для двух температур). Для сравнения и грубой ориентировки используем выражение (10) при $b \rightarrow 1$. Это дает оценку

$$\epsilon_0 = \epsilon_1 \delta_n, \quad \epsilon_1 \approx 6.2 \text{ К}. \quad (12)$$

Здесь были использованы данные для $T = 0.9$ К. При таком выборе ϵ_1 для $T = 0.3$ К получается примерно то, что надо.

Теперь обратимся к общему выражению (8) при $\Delta \neq 0$. Удобно перейти к безразмерным величинам и записать (8) в виде

$$\rho^*(T) = (1-b) \times \left\{ 1 - b(1+\eta) \int \frac{dz}{\sqrt{\pi}} \frac{\exp[-(z-z_0)^2]}{\exp(z/\tau) + \eta} \right\}^{-1}; \quad (13)$$

$$z = \epsilon/\Delta, \quad z_0 = \epsilon_0/\Delta, \quad \tau = T/\Delta.$$

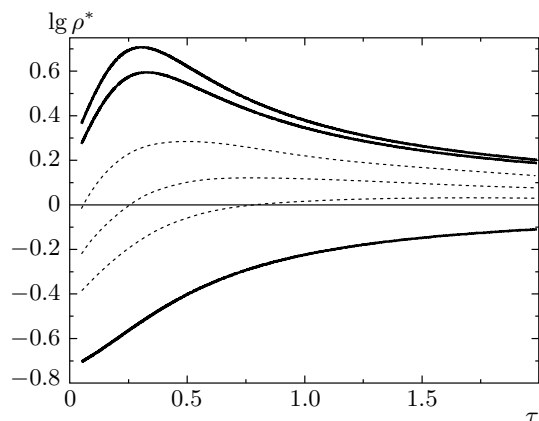
Прежде всего отметим, что сепаратриса получается только при $\eta = 1$ и ей соответствует $z_0 = 0$. В этом случае четко разделяются области с металлическим и диэлектрическим типом поведения сопротивления. При других значениях η поведение сопротивления с изменением температуры имеет более сложный характер (напомним, что $\eta > 1$). Именно, существует область в окрестности перехода, в которой сопротивление при повышении температуры сначала растет, а потом убывает, т.е. проходит через максимум (как в экспериментах [12]). В этом можно убедиться следующим образом.

Рассмотрим выражение (13) при $z_0 = 0$ в пределе $\tau \rightarrow 0$. Получим

$$\rho^*(0) \Big|_{z_0=0} = \frac{1-b}{1-b(1+\eta)/(2\eta)} < 1, \quad \eta > 1. \quad (14)$$

Видно, что сопротивление меньше, чем предельное значение при высокой температуре (которое равно единице). Для малых $|z_0|$ появляются добавки, которые сейчас не существенны. При $z_0 < 0$ при высоких температурах сопротивление приближается к предельному значению сверху (диэлектрическое поведение), как это видно из выражения (9), которое заведомо справедливо при $\tau \gg 1$. Отсюда и следует приведенное выше утверждение.

Модель при $\Delta \neq 0$ дает зависимости, которые качественно согласуются с экспериментом [12]. В качестве иллюстрации приведем температурные зависимости сопротивления (см. рисунок), которые получаются из формулы (13) для следующих параметров: $b = 0.87$, $\eta = 5$ и $z_0 = 0.4$; -0.2 ; -0.4 ; -0.6 ; -0.8 ; -0.85 (снизу вверх). Параметры b, η выбраны



Зависимость сопротивления от температуры для разных концентраций носителей

так, чтобы получалось какое-то соответствие с экспериментом, а интервалы z_0 пропорциональны разностям концентраций в области, содержащей экспериментальные кривые с немонотонным ходом сопротивления (см. рис. 1 работы [12]), для концентраций в интервале $(0.125-0.25) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Соответствие лучше всего для кривых $z_0 = -0, 2; -0.4; -0.6$ (точки), если сравнивать с экспериментальными кривыми для концентраций $(0.15-0.19) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. При этом для верхней из отмеченных кривых соответствие имеет место во всем указанном интервале $\tau < 2$ (точка $\tau = 2$ соответствует температуре $T \approx 1.1 \text{ К}$), а для других — только в первой половине (при $\tau < 1$). Для остальных кривых соответствие заметно хуже, видимо, из-за того, что разброс концентраций довольно велик (модель годится в достаточно узкой области). Эти данные можно использовать для оценки параметров модели применительно к данному конкретному случаю. Получаем

$$\Delta \approx 0.55 \text{ К}, \quad \epsilon_1 \approx 0.93 \text{ К} \quad (15)$$

(определение ϵ_1 дано в формуле (12)). Здесь в качестве критической концентрации n_c было взято значение $n_c = 0.17 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

В общем случае зеркальная симметрия тоже может иметь место. Например, при $\tau = 1$ и $\eta = 5$ симметрия с погрешностью меньше трех процентов осуществляется при $b \approx 0.787$ во всем диапазоне изменения z_0 вплоть до насыщения сопротивления. Но параметры для каждой температуры различны: приведенное здесь значение параметра b отличается от значения в рассмотренном ранее пределе (см. (10)), и чем выше температура, тем меньше это отличие.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1) Теория содержит некоторые параметры (Δ, η, b) , которые не могут быть определены при феноменологическом подходе. Эти параметры заведомо различны для разных образцов, поскольку по своему смыслу они зависят от степени беспорядка. Приведенное сравнение с некоторыми экспериментальными данными показывает, что существуют такие значения параметров, которые могут привести к согласию теории и эксперимента. Поэтому можно сделать вывод, что использованная при построении модели физическая картина соответствует реальности. 2) Бесконечный (перколяционный) кластер характеризовался параметрами Δ, η, b , которые считались постоянными, не зависящими от концентрации носителей. Поэтому полученные результаты справедливы при достаточно малом изменении концентрации. На самом деле модель можно было бы продолжить и на широкую область, если считать, что параметры зависят от концентрации. Это имеет место, пока свойства бесконечного кластера можно описывать предложенным способом, но непонятно, в каких пределах это справедливо. В рамках феноменологического подхода на этот вопрос ответить нельзя. 3) Рассматриваемый переход — это переход по сопротивлению. Если справедлива модель с перколяцией, то в равновесных свойствах (плотность состояний, термодинамика) этот переход не проявляется, потому что для поведения сопротивления существенны только перколяционные пути, статистический вес которых мал, т. е. переход по сопротивлению в нашей модели — это не фазовый переход в обычном смысле этого слова. 4) Отметим, что существуют другие точки зрения на происходящее и другие подходы, достаточно упомянуть работу [13] (см. также ссылки в этой работе). Сейчас нельзя утверждать категорически, какие представления лучше отражают действительность.

Автор благодарит за полезное обсуждение М. В. Энтина и З. Д. Квона. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта НШ-593.2003.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Abrahams, S. V. Kravchenko, and M. P. Sarachik, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 251 (2001).
2. S. V. Kravchenko and M. P. Sarachik, *Rep. Progr. Phys.* **67**, 1 (2004).

3. Э. Г. Батыев, ЖЭТФ **126**, 113 (2004).
4. S. V. Kravchenko, W. E. Mason, G. E. Bowker et al., Phys. Rev. B **51**, 7038 (1995).
5. Y. Meir, Phys. Rev. Lett. **83**, 3506 (1999); Phys. Rev. B **61**, 16470 (2000); Phys. Rev. B **63**, 073108-1 (2001).
6. E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, and T. V. Ramakrishnan, Phys. Rev. Lett. **42**, 673 (1979).
7. А. Л. Эфрос, *Физика и геометрия беспорядка*, Наука, Москва (1982).
8. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, Наука, Москва (1979).
9. S. Kirkpatrick, Phys. Rev. Lett. **27**, 1722 (1971).
10. D. Simonian, S. V. Kravchenko, and M. P. Sarachik, Phys. Rev. B **55**, R13421 (1997).
11. S. V. Kravchenko, W. E. Mason, G. E. Bowker, J. E. Furneaux, V. M. Pudalov, and M. D'Iorio, Phys. Rev. B **51**, 7038 (1995).
12. Y. Hanein, U. Meirav, D. Shahar et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 1288 (1998).
13. A. Punnoose and A. M. Finkel'stein, Science **310**, 289 (2005).