

ОРБИТАЛЬНЫЕ И СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОМ ПОВЕДЕНИИ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ ЛЕГИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ CdTe

Н. В. Агринская, В. И. Козуб, Р. Ренч, М. Д. Ли**, П. Фозони***

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
194021, Санкт-Петербург, Россия*

19495, Берлин, Германия, Свободный университет

** Великобритания, Лондон, Лондонский университет*

** Freie Universitat Berlin*

14195, Berlin, Germany

*** Royal Holloway, University of London,*

Egham, Surrey TW 20

Поступила в редакцию 13 августа 1996 г.,
после переработки 10 ноября 1996 г.

Ранее [8] мы сообщали о наблюдении эффекта подавления отрицательного магнитосопротивления в образцах легированного CdTe далеких от перехода металл–диэлектрик при понижении температуры в области температур 3–0.4 К. В настоящей работе мы представляем результаты исследований образцов, более близких к переходу для области низких температур до 36 мК. Обнаружено, что исследуемые образцы (не проявлявшие подавления отрицательного магнитосопротивления при сравнительно высоких температурах) в области низких температур демонстрируют указанный эффект, причем, как и ранее, подавление отрицательного магнитосопротивления коррелирует с переходом в режим проводимости по состояниям кулоновской щели. Для образца наиболее близкого к переходу при низких температурах проявляется особенность магнитосопротивления типа плато. Полученные результаты анализируются в рамках существующих теоретических представлений, учитывающих роль как орбитальных, так и спиновых степеней свободы. В частности, указанная низкотемпературная особенность интерпретируется нами как проявление положительного магнитосопротивления, обусловленного спиновыми эффектами. Тем не менее в рамках детального анализа, дополненного численными расчетами, показано, что наблюдаемое подавление отрицательного магнитосопротивления не может быть объяснено лишь проявлением спинового положительного магнитосопротивления; более того, возможность наблюдения спинового положительного магнитосопротивления в известной мере обусловлена именно подавлением конкурирующего с ним отрицательного магнитосопротивления.

1. ВВЕДЕНИЕ

Как было показано в последнее время в целом ряде теоретических и экспериментальных работ картина магнитосопротивления в режиме прыжковой проводимости оказывается достаточно сложной и многообразной и связана с целым рядом физических факторов. Наиболее очевидным из них является «сжатие» волновых функций центров в магнитном поле, приводящее к положительному магнитосопротивлению. При этом, как было впервые показано Шкловским [1, 2], данный эффект существенно модифицируется при наличии рассеивающих центров. Другой важный фактор полностью определяется рассеивающими центрами и обусловлен интерференцией различных «траекторий» туннелирования, включающих акты подбарьерного рассеяния. Поскольку логарифмическое

рифмический характер усреднения по различным конфигурациям при этом подчеркивает конфигурации с «деструктивной» интерференцией, подавление интерференционного вклада магнитным полем приводит к отрицательному магнитосопротивлению. Эти два фактора имеют наиболее общий характер, и конкуренция между ними в значительной мере и определяет наблюдаемую картину магнитосопротивления.

К более специальным механизмам следует отнести, в частности, предсказанный Райхом [3] эффект сужения примесной зоны в магнитном поле, также приводящий к отрицательному магнитосопротивлению и имеющий при этом чисто орбитальный характер.

Наконец, в течение длительного времени обсуждается возможная роль спиновых эффектов. В частности, при определенных условиях они могут влиять на интерференционный вклад [4]. Соответствующий механизм проявляется, когда рассеяние происходит на заполненных центрах (которые, в силу статистики, должны давать доминирующий вклад [2]). При этом в случае, когда спин электрона на рассеивающем центре и спин электрона, участвующего в «прямом» (без рассеяния) прыжке, антипараллельны, конечное спиновое состояние системы для «прямого» канала и канала с рассеянием оказываются различны, что препятствует интерференции. Соответственно, достаточно сильное магнитное поле, приводя к выстраиванию спинов, ликвидирует «антипараллельные» конфигурации; поскольку для последних в соответствии со сказанным выше деструктивная интерференция отсутствует (и таким образом вероятность прыжка больше), это может приводить к положительному магнитосопротивлению. Заметим, что о наблюдении особенностей, связанных с «выстраиванием спинов», сообщалось в недавно опубликованной работе [5]. Конкуренция рассматриваемого «спинового» фактора с эффектом подавления интерференции магнитным полем может значительно усложнить наблюдаемую картину [4]. Отметим, что наличие «встроенных полей» (обусловленных обменным взаимодействием), фиксирующих ориентацию спинов на узлах, может подавлять данный механизм [2].

Другой механизм, приводящий к непосредственному вкладу спиновых эффектов в магнитосопротивление, имеет место, если в проводимости наряду с однократно заполненными и пустыми центрами принимают участие также дваждызаполненные центры (что возможно, если энергия Хаббарда меньше ширины заполненной части примесной зоны) [6]. Действительно, зеемановское расщепление спиновых уровней в магнитном поле приводит в достаточно сильных полях к подавлению прыжков с участием двукратно заполненных центров и, таким образом, к уменьшению эффективной плотности состояний, т. е. к положительному магнитосопротивлению.

При этом картина магнитосопротивления оказывается различной при различных механизмах прыжковой проводимости: прыжки по соседним узлам, прыжки с переменной длиной прыжка в условиях постоянной плотности состояний на уровне Ферми, аналогичные прыжки по состояниям кулоновской щели.

Интересной и недостаточно подробно исследованной проблемой является вопрос о температурной зависимости магнитосопротивления. Следует отметить, что различные экспериментальные работы демонстрируют различное поведение и систематический анализ имеющихся данных отсутствует.

В наших недавних работах [7, 8] мы исследовали температурную зависимость магнитосопротивления в легированных кристаллах CdTe в интервале температур 0.4–4 К. Было показано, что для образцов, находящихся достаточно далеко на диэлектрической стороне перехода металл–диэлектрик, при понижении температуры наблюдается крос-

совер от проводимости, соответствующей закону Мотта, к проводимости по состояниям кулоновской щели (закон Эфроса–Шкловского). При этом переход к проводимости Эфроса–Шкловского сопровождается подавлением отрицательного магнитосопротивления в слабых магнитных полях при понижении температуры.

В теоретических работах Ширмахера [9] и Райха и др. [10] в рамках теории возмущений для прыжков при наличии рассеивающих центров был предсказан существенный рост отрицательного магнитосопротивления с убыванием температуры в режиме Мотта в ситуации «слабого рассеяния» [10] (см. также [9]) по закону $T^{-7/8}$. Экстраполяция соответствующих оценок на режим кулоновской щели дала бы зависимость $\propto T^{-7/4}$. В ситуации «сильного рассеяния» в работе [10] также предсказывается рост магнитосопротивления, но по более слабому закону $\propto T^{-3/8}$ для режима Мотта, тогда как экстраполяция соответствующих результатов на режим кулоновской щели дает поведение $\propto T^{-3/4}$.

Как нетрудно усмотреть, комбинация отрицательного магнитосопротивления с квадратичным положительным (обусловленным сжатием волновых функций) для указанных законов всегда приводит к подчеркиванию вклада отрицательного магнитосопротивления с понижением температуры, причем в режиме сильного рассеяния значение сопротивления в минимуме не убывает. Эти предсказания не согласуются с нашими экспериментальными данными.

В нашей работе [8] мы предложили простую полуфеноменологическую модель (основываясь на первоначальных модельных соображениях Шкловского и Спивака), предполагающую доминирующую роль рассеивателей с энергиями близкими к энергиям центров, ответственных за проводимость. Убывание числа таких центров при переходе в область кулоновской щели действительно приводит при этом к подавлению отрицательного магнитосопротивления с понижением температуры, что согласуется с экспериментом. Заметим, что, таким образом, наблюдаемый эффект интерпретируется как особенность механизма самого интерференционного отрицательного магнитосопротивления.

С другой стороны, положительное магнитосопротивление, связанное со спиновыми эффектами [4, 6], возрастает с понижением температуры, и, как было продемонстрировано численными расчетами [11], может также приводить к подавлению интерференционного отрицательного магнитосопротивления. Таким образом, возникает, в частности, вопрос о возможности экспериментального разграничения между подавлением отрицательного магнитосопротивления, вызванным комбинацией последнего с внешним по отношению к интерференционному вкладу спиновым положительным магнитосопротивлением и возможными эффектами, связанными с собственно интерференционным вкладом.

Отметим, что для детального исследования явления подавления отрицательного магнитосопротивления диапазон температур, изученный в работе [8], не был достаточно широк. В частности, кроссовер в температурной зависимости сопротивления и подавление отрицательного магнитосопротивления наблюдались лишь для образцов далеких от перехода металл–диэлектрик; образцы же близкие к переходу такого поведения не обнаруживали, оставаясь в режиме проводимости Мотта. Естественно, вставал вопрос о поведении таких образцов при более низких температурах, где, по расчетам, для них должна находиться точка кроссовера.

В настоящей работе проведены детальные исследования прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (VRH) для легированных кристаллов CdTe в обла-

сти сверхнизких температур 0.03–1 К. Достаточно широкий температурный интервал исследований позволил наблюдать различные режимы VRH-проводимости (переход от закона Мотта к проводимости по состояниям кулоновской щели), в том числе и для образцов, находящихся вблизи перехода металл–диэлектрик. При этом для всех образцов наблюдалось подавление отрицательного магнитосопротивления при понижении температуры и переходе в режим проводимости в кулоновской щели, что свидетельствует о принципиальном характере наблюдаемого эффекта. Для образца, ближе всего находящегося к переходу металл–диэлектрик, выявлены особенности, характерные для механизмов [4, 6] (участок с насыщением магнитосопротивления). В то же время кривые магнитосопротивления для других образцов (с большей степенью компенсации) не демонстрируют явно указанных особенностей. Сопоставление полученных данных с теорией показывает, что эффект подавления отрицательного магнитосопротивления не может быть объяснен с помощью спиновых механизмов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Кристаллы CdTe были выращены из расплава методом горизонтальной направленной кристаллизации и легированы в расплаве мелкой донорной примесью Cl (энергия ионизации изолированного донора Cl на месте Te близка к водородоподобной и составляет 14 мэВ). Концентрация электрически активных доноров была оценена из холловских измерений для некомпенсированных образцов: $N_d = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Эта величина превышает критическую для перехода металл–диэлектрик в CdTe: $n_{c0} = 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, в связи с этим некомпенсированные образцы имели металлическую проводимость. Исследованные образцы были компенсированы (степень компенсации ~ 0.2 – 0.5) и имели концентрацию электронов близкую к 10^{17} см^{-3} (точные значения концентрации электронов при комнатной температуре приведены в таблице). При наличии компенсации критическая концентрация оказывается несколько больше чем n_{c0} и компенсированные образцы с концентрацией электронов близкой к 10^{17} см^{-3} оказываются диэлектрическими.

Таблица

Основные параметры образцов: $n_{300 \text{ К}}$ — концентрация электронов при 300 К, полученная из холловских измерений; параметры T_0 , T_1 , полученные из температурных зависимостей сопротивления, см. выражение (1), (2); температура крестовера T_c , найденная из эксперимента, a — радиус локализации

N	$n_{300 \text{ К}}, \text{ см}^{-3}$	$T_0, \text{ К}$	$T_1, \text{ К}$	$T_c, \text{ К}$	$a, \text{ \AA}$
1	$9 \cdot 10^{16}$	$2 \cdot 10^4$	43	0.4	90
2	$1.2 \cdot 10^{17}$	205	3.5	0.15	180

Измерения при температурах ниже 1 К были выполнены на криогенной установке в Свободном университете Берлина Р. Ренчом и в Лондонском университете П. Фозони, частично данные о низкотемпературном поведении кристаллов CdTe были опубликованы в работе [12]. Прежде всего обратимся к результатам исследования температурной зависимости сопротивления в отсутствие магнитного поля. Как известно, в зависимости от температуры и параметров материала VRH-проводимость может описываться

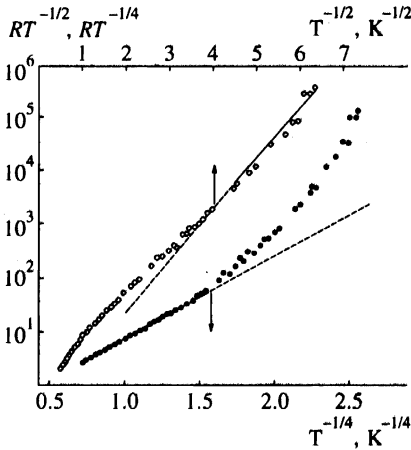


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления образца № 2, построенная в масштабах, соответствующих выражениям (1) и (2)

различными законами: в области более высоких температур, когда в характерной области энергий VRH-плотность состояний $g(\epsilon_F) = \text{const}$, реализуется закон Мотта

$$\rho(T) = \rho_0(T) \exp(T_0/T)^{1/4}, \quad T_0 = \beta_0/g(\epsilon_f)a^3. \tag{1}$$

При более низких температурах, когда характерные прыжки происходят в области кулоновской щели, $g(\epsilon) = g_0\epsilon^2$

$$\rho(T) = \rho_1(T) \exp(T_1/T)^{1/2}, \quad T_1 = \beta_1 e^2/\kappa a. \tag{2}$$

Здесь $\beta_0 = 21$, $\beta_1 = 2.8$ — численные коэффициенты, κ — диэлектрическая проницаемость. При этом отметим различную для этих двух законов температурную зависимость предэкспоненциальных факторов: $\rho_0(T) \propto T^{1/4}$, $\rho_1(T) \propto T^{1/2}$. Как было показано в работах [7, 13, 14], влияние предэкспоненциальных факторов для образцов, расположенных вблизи перехода металл–диэлектрик, оказывается очень существенным. Ранее [7] мы на основании данных, полученных для ряда образцов CdTe в области температур 0.6–3 К, сообщали о наблюдении кроссовера от проводимости моттовского типа к проводимости Эфроса–Шкловского для образцов CdTe, находящихся достаточно далеко от перехода металл–диэлектрик. В то же время более низкоомный образец в указанной области температур демонстрировал чисто моттовскую проводимость. Поэтому исследование данного образца при более низких температурах представляло особый интерес.

На рис. 1 представлены температурные зависимости сопротивления указанного образца (находящегося близко к переходу металл–диэлектрик) в масштабах $\lg(RT^{-1/4})$ от $T^{-1/4}$ и $\lg(RT^{-1/2})$ от $T^{-1/2}$. Как можно видеть из рис. 1, проводимость данного образца хорошо описывается законом (1) в области высоких температур $T > 0.2$ К, при понижении температуры наблюдаются заметные отклонения в сторону высоких сопротивлений. При низких температурах зависимости $\lg R(T)$ соответствуют закону (2), при повышении температуры выше $T_c = 0.15$ К наблюдаются отклонения от данного закона вначале в сторону высоких сопротивлений, затем в сторону более низких сопротивлений. Таким образом, и в данном образце близком к переходу также обнаруживается кроссовер, но при значительно более низких температурах, чем в более компенсированных образцах [7].

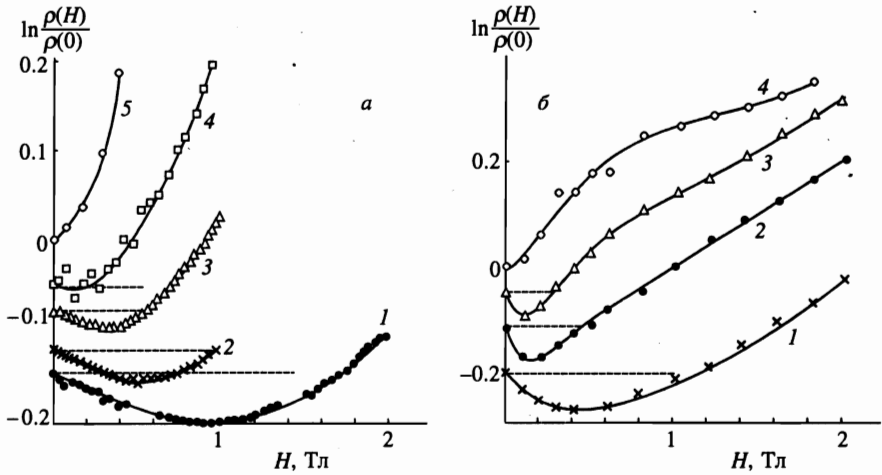


Рис. 2. Магнитосопротивление двух образцов CdTe(Cl), параметры которых указаны в таблице, для различных температур: а — образец № 1, б — образец № 2. Номера кривых соответствуют температурам: а) 1 — 900, 2 — 600, 3 — 400, 4 — 300, 5 — 140 мК; б) 1 — 300, 2 — 150, 3 — 90, 4 — 60 мК

Рассмотрим поведение магнитосопротивления в зависимости от температуры и магнитного поля. На рис. 2а, б показаны зависимости сопротивления от магнитного поля H для образцов № 1, 2 при различных температурах. При высоких температурах (~ 1 К) магнитосопротивление в области полей 0–2 Тл является отрицательным, максимальная величина эффекта отрицательного магнитосопротивления (в минимуме, обусловленном конкуренцией с положительным орбитальным магнитосопротивлением) не превышает 10%. При более низких температурах величина отрицательного магнитосопротивления в точке минимума (H_{min}) вначале слабо возрастала с уменьшением температуры, достигая 10%, а начиная с некоторых температур, уменьшалась с температурой. При этом значение H_{min} при уменьшении температуры сдвигалось в сторону малых H . При температурах меньше T_c это убывание вклада отрицательного магнитосопротивления становится особенно резким и при $T \approx T_c/2$ последнее полностью исчезает (момент исчезновения отрицательного магнитосопротивления определяется тем, насколько точно оно измеряется в области малых H).

В области очень слабых магнитных полей при высоких температурах наблюдается участок квадратичной зависимости $\rho(H)$, которая сменяется линейным законом с ростом H . Однако при низких температурах для всех образцов наблюдается линейное поведение отрицательного магнитосопротивления.

Перейдем теперь к результатам для области более сильных магнитных полей. На рис. 3 построены зависимости $\rho(H)$ для образца № 1 в масштабе $\ln(\rho(H)/\rho(0))$ от H^2 и от $H^{2/3}$ для $T = 300$ мК. Видно, что наблюдается выраженная область квадратичного положительного магнитосопротивления; анализ для других температур показывает, однако, что эта область смещается в область слабых магнитных полей при понижении температуры, тогда как в области более сильных полей наблюдается положительное магнитосопротивление, слабо зависящее от H : $\propto H^{2/3}$, рис. 3. Указанная зависимость характерна для аномального положительного магнитосопротивления, связанного со сжатием

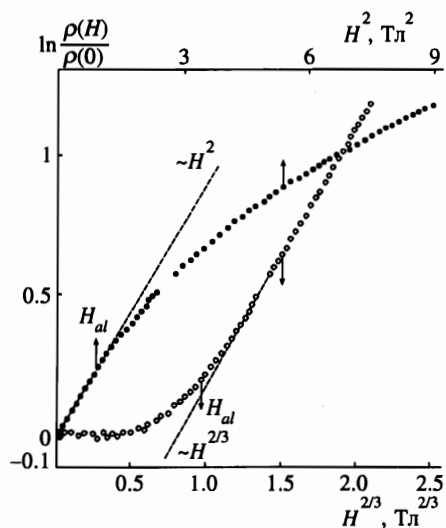


Рис. 3. Зависимость магнитосопротивления образца №1 от H^2 и от $H^{2/3}$, $T = 300$ мК. Стрелками указаны значения H_{al} , рассчитанные для данной температуры

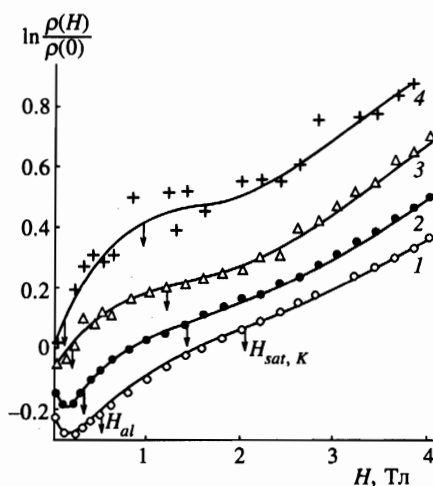


Рис. 4. Магнитосопротивление образца №2 при высоких магнитных полях и низких температурах, кривые 1 — 36, 2 — 60, 3 — 90, 4 — 150 мК. Стрелками указаны значения H_{al} и $H_{sat,K}$, рассчитанные для соответствующих температур

волновых функций центров магнитным полем в присутствии рассеивателей. Как было показано в работе [2], малость расстояния между рассеивателями по сравнению с R обеспечивает значительное понижение «магнитного барьера» и приводит к существенному уменьшению величины положительного магнитосопротивления (по сравнению со случаем отсутствия рассеивателей). Зависимость величины этого магнитосопротивления от H ослабляется постепенно с ростом магнитного поля; происходит переход от зависимости H^2 к $H^{2/3}$ [1].

Для образца №2, расположенного наиболее близко к переходу, при низких температурах наблюдается выраженная точка перегиба от выпуклого участка кривой к вогнутому (рис. 4). Ее положение смещается с понижением температуры в область более слабых полей, а участок кривой в ее окрестности при этом уплощается, и при $T = 36$ мК в полях 0.3–2 Тл проявляется выраженная область насыщения положительного магнитосопротивления (заметим, что величина этого магнитосопротивления в области особенности растет с понижением температуры и при $T = 36$ мК достигает 0.2). В дальнейшем эту особенность мы интерпретируем как проявление спиновых эффектов [4, 6].

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Проанализируем вначале температурную зависимость квадратичного положительного магнитосопротивления (связанного с деформацией волновых функций центров в магнитном поле), которое наблюдается для данных образцов при достаточно низких температурах и не слишком сильных магнитных полях. Для VRH-проводимости в обла-

сти слабых магнитных полей, таких что $\ln \rho(H)/\rho(0) \ll 1$, зависимость положительного магнитосопротивления от магнитного поля описывается выражением [2]

$$\ln \frac{\rho(H)}{\rho(0)} = \left(\frac{H}{B} \right)^2, \quad (3)$$

где

$$B^2 = \frac{\alpha c^2 \hbar^2}{r^3 a e^2} \quad (4)$$

— параметр, зависящий от температуры, радиуса локализации и механизма проводимости (закон (1) или (2)):

$$B^2 = \frac{c^2 \hbar^2}{C_0 e^2 a^4} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/4}, \quad (5)$$

$$B^2 = \frac{c^2 \hbar^2}{C_1 e^2 a^4} \left(\frac{T}{T_1} \right)^{3/2}. \quad (6)$$

Выражение (5) соответствует закону Мотта $C_0 = 0.0025$, $\alpha \simeq 400$, выражение (6) — проводимости по состояниям кулоновской щели, для C_1 приводятся два значения: 0.0015 ($\alpha \sim 700$) и 0.0035 ($\alpha \sim 300$). Заметим, что значение B оказывается порядка значения поля насыщения интерференционного отрицательного магнитосопротивления $H_{sat} \sim \Phi_0/r^{3/2}a^{1/2}$: $B = (\sqrt{\alpha}/\pi)H_{sat}$.

Исходя из коэффициента при квадратичном вкладе можно определить радиус локализации для двух областей прыжковой проводимости (Мотта и Эфроса–Шкловского), эти значения приведены в таблице. Наблюдающееся в области слабых магнитных полей линейное по магнитному полю и небольшое по абсолютной величине отрицательное магнитосопротивление обусловлено интерференцией вкладов в амплитуду вероятности прыжка различных траекторий, одна из которых включает рассеиватель с отрицательной амплитудой рассеяния μ (для чего энергия соответствующего центра должна быть ниже, чем энергия центров, между которыми происходит прыжок). Такая интерференция носит, очевидно, деструктивный характер, причем благодаря логарифмическому характеру конфигурационного усреднения вклад соответствующих конфигураций подчеркивается. Именно подавление такой интерференции магнитным полем и приводит к отрицательному магнитосопротивлению [2]. В рамках полукачественного феноменологического описания вклад магнитного поля в вероятность прыжка может быть выражен в виде

$$L(H, R) = N \mu^{5/2} a^{3/2} R H, \quad (7)$$

где R — расстояние прыжка, N — число рассеивателей. Более строгий анализ, учитывающий, в частности, энергетические зависимости процессов рассеяния, приводит к более сложному выражению для коэффициента в соответствующем линейном законе [8, 9, 10].

Для сопоставления линейного отрицательного магнитосопротивления с положительным удобно выразить отрицательное магнитосопротивление в виде

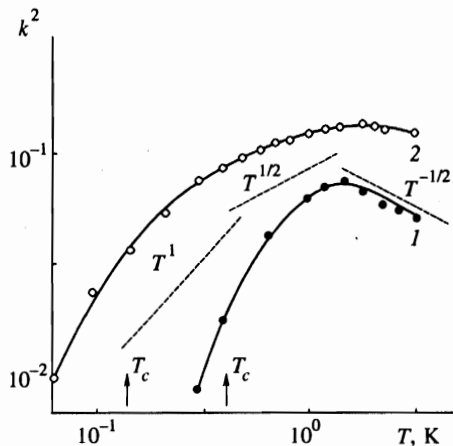


Рис. 5. Температурные зависимости параметра k^2 , определенного из кривых магнитосопротивления: $\ln \rho(H)/\rho(0)|_{min} \sim k^2$; штрихом представлены степенные зависимости k^2 от температуры, предсказанные в [8] для различных предельных случаев; стрелками обозначены температуры кроссовера

$$\ln \frac{\rho(H)}{\rho(0)} = k \frac{H}{B}, \tag{8}$$

где B определено выражениями (5), (6), тогда как k зависит от деталей интерференционного механизма. В частности, в пределе «сильного рассеяния» оценки работы [10] дают для k значение $k \simeq 1.3$

Суммируя оба вклада, имеем

$$\ln \frac{\rho(H)}{\rho(0)} = -k \frac{H}{B} + \left(\frac{H}{B} \right)^2. \tag{9}$$

Отсюда сразу получаем

$$H_{min} = \frac{k}{2} B, \quad \ln \frac{\rho(H)}{\rho(0)} \Big|_{min} = -\frac{k^2}{4}. \tag{10}$$

Заметим, что, строго говоря, данные оценки справедливы лишь для $k < 1$, поскольку в противном случае H_{min} оказывается порядка H_{sat} , и, таким образом, линейная экстраполяция для отрицательного магнитосопротивления при $H \sim H_{min}$ нарушается [10].

На рис. 5 показаны зависимости от температуры $\ln(\rho(H)/\rho(0))|_{min} \propto k^2$ для двух образцов; видно заметное уменьшение этих параметров с понижением температуры, особенно резкое при низких температурах $T < T_c$. Следует подчеркнуть, что температуры, при которых наблюдается резкое уменьшение величины отрицательного магнитосопротивления, различны для двух образцов и коррелируют с температурой кроссовера.

Как уже указывалось, анализ температурной зависимости интерференционного отрицательного магнитосопротивления, выполненный в работах [9, 10], предсказывает существенный рост отрицательного магнитосопротивления с убыванием температуры: в режиме Мотта по закону $T^{-7/8}$ («слабое рассеяние») или $T^{-3/8}$ («сильное рассеяние», [10]); в режиме проводимости по состояниям кулоновской щели предел сильного рассеяния дает закон $T^{-3/4}$ (как следует из экстраполяции результатов [10] на режим кулоновской щели). При этом в пределе сильного рассеяния значение магнитосопротивления в минимуме не меняется с изменением температуры, а в случае слабого рассеяния

существенно растет с убыванием температуры. Эти результаты не согласуются с приведенными здесь экспериментальными данными.

В работе [8] мы, воспользовавшись исходными соображениями Шкловского и Спивака (связывающими интерференционный вклад в вероятность туннелирования $L(H, R)$ с параметрами рассеяния — амплитудой рассеяния μ и концентрацией рассеивателей N), предложили модель, учитывающую энергетическую зависимость амплитуды рассеяния (ее возрастание с приближением энергии рассеивателя ϵ к энергиям центров, ответственных за VRH). В предположении малости потенциалов рассеяния она приводит к выводу об определяющей роли рассеивателей с энергиями в окрестности характерной полосы энергий для VRH-проводимости (действительно, близость рассеяния на таких центрах к резонансному позволяет скомпенсировать малость потенциалов рассеяния). Соответственно, убывание числа таких центров в режиме проводимости в кулоновской щели приводит в рамках такой модели к подавлению отрицательного магнитосопротивления при переходе в соответствующий режим VRH. На рис. 5 представлено сопоставление соответствующих теоретических предсказаний с экспериментальными данными; видно, что наблюдается качественное согласие, хотя наблюдаемое убывание отрицательного магнитосопротивления с понижением температуры происходит быстрее, чем предсказываемое модельными соображениями [8]. Заметим, однако, что как полуфеноменологический характер модели [8], так и использованные модельные предположения (в частности, предположение о малости потенциала рассеяния V_0) вносят некоторый элемент неопределенности и требуют более детального анализа ситуации. В особой мере это связано с наличием спиновых эффектов, которые, приводя к положительному магнитосопротивлению, могут тем самым вызывать подавление отрицательного магнитосопротивления.

Обсудим поэтому возможную роль спиновых эффектов. Начнем с эффекта, рассмотренного в работах [4] и связанного с влиянием спиновых степеней свободы на собственно интерференционный вклад. В случае трехузельного приближения [8–10], когда имеется лишь один рассеивающий центр, этот эффект сводится к подавлению интерференционного вклада для конфигураций, в которых спин электрона на (заполненном) рассеивающем центре антипараллелен спину электрона, участвующего в прыжке. Соответственно, выстраивание спинов в магнитных полях $H > H_{al}$,

$$H_{al} \simeq T/g\mu_0,$$

где μ_0 — магнетон Бора, g — g -фактор, приводит к восстановлению соответствующего вклада и таким образом к положительному магнитосопротивлению. С учетом того, что вес антипараллельных конфигураций составляет 50%, величина положительного магнитосопротивления при этом составляет 50% от полного интерференционного вклада ρ_{sat} для бесспиновых электронов. Воспользовавшись выражением для функции заполнения спиновых подуровней в магнитном поле, мы можем представить обсуждаемый вклад в магнитосопротивление в виде

$$\frac{\rho_{sat}}{2} \text{th} \left(\frac{H}{2H_{al}} \right).$$

Исходя из того что для CdTe $g = 0.45$, значения H_{al} для температур 0.036, 0.1, 0.3 К и 1 К оцениваются соответственно как ~ 0.1 , ~ 0.3 , ~ 1 и ~ 3 Тл. Заметим, что положение данной особенности, как легко видеть, при заданной температуре не зависит от

степени близости образца к переходу металл-диэлектрик (характеризуемой, в частности, величиной ξ , где $\xi = (T_0/T)^{1/4}$ (режим Мотта) или $\xi = (T_1/T)^{1/2}$ (режим кулоновской щели)).

Очевидно, что данный спиновый механизм положительного магнитосопротивления проявляется на фоне обсуждавшихся выше (линейного) орбитального отрицательного магнитосопротивления, обусловленного подавлением интерференционного вклада, а также (квадратичного в области слабых полей) орбитального положительного магнитосопротивления, связанного со сжатием волновых функций. При этом оба первых вклада имеют интерференционную природу и ограничены сверху значением ρ_{sat} (не превышающим 40% от $\rho(H=0)$), тогда как орбитальное положительное магнитосопротивление испытывает экспоненциальный рост при $H > B$. Более того, уже при $H > H_{min}$ орбитальное положительное магнитосопротивление преобладает. Поэтому поведение магнитосопротивления должно зависеть от соотношения H_{al} и значения $H_{min} < H_{sat} \sim B$. Действительно, при $H > H_{min}$ и в особенности при $H > B$ быстро растущее орбитальное положительное магнитосопротивление, очевидно, препятствует выявлению особенностей, связанных со спиновым вкладом. Соответственно, при $H_{al} \gg H_{min}$ спиновым фактором можно пренебречь. Нетрудно заметить, что данное неравенство реализуется в пределе высоких температур в режиме Мотта (где $B \propto T^{3/8}$, тогда как $H_{al} \propto T$).

С другой стороны, в пределе $T \rightarrow 0$ в связи с более сильной температурной зависимостью H_{al} следует ожидать $H_{al} \ll (H_{min}, B)$; очевидно, что при $H \ll H_{min}$ орбитальным положительным магнитосопротивлением можно пренебречь и все определяется конкуренцией спинового положительного магнитосопротивления и орбитального отрицательного магнитосопротивления. В таком случае наличие спинового положительного магнитосопротивления может проявляться как «скачок» $\Delta\rho(H)$ в сторону положительных значений в области слабых полей $H < H_{al}$ с последующим убыванием, обусловленным интерференционным отрицательным магнитосопротивлением. При этом в силу того, что максимальное значение последнего в 2 раза больше, чем максимальное спиновое положительное магнитосопротивление, возможно изменение знака магнитосопротивления с ростом H . (Заметим, однако, что, как показывают численные расчеты, соответствующая немонотонная зависимость может наблюдаться, лишь если H_{al} не менее чем на порядок меньше H_{min} . При больших H_{al} орбитальное положительное магнитосопротивление оказывается существенным и спиновое положительное магнитосопротивление проявляется лишь как тенденция к формированию плато.)

Однако, как показывают оценки, для обсуждаемой экспериментальной ситуации различие между параметрами H_{al} и H_{min} не столь велико, чтобы соответствовать одному из указанных выше предельных случаев. Поэтому при анализе поведения магнитосопротивления не удастся выделить преобладающий вклад. При этом, в частности, конкуренция спинового положительного и орбитального отрицательного магнитосопротивлений может приводить к их взаимному подавлению. Чтобы оценить, в какой мере данное обстоятельство может иметь отношение к наблюдаемому подавлению отрицательного магнитосопротивления с убыванием температуры, рассмотрим сумму двух указанных вкладов в области $H < \min(H_{al}, H_{sat})$, где оба они описываются линейным законом, равную

$$\frac{\rho_{sat}}{2} \frac{H}{H_{al}} - k \frac{H}{B} \quad (11)$$

или, имея в виду комбинацию с квадратичным орбитальным положительным магни-

тосопротивлением, представим данную комбинацию в виде

$$-\bar{k} \frac{H}{B}, \quad \text{где} \quad \bar{k} = k \left(1 - \frac{\rho_{sat} B}{kT} \right). \quad (12)$$

Поскольку $H_{al} \propto T^{-1}$, а в режиме кулоновской щели (где экспериментально наблюдается подавление отрицательного магнитосопротивления) $B \propto T^{-3/4}$, легко видеть, что подавление отрицательного магнитосопротивления спиновым вкладом может иметь место, лишь если $T^{1/4} k / \rho_{sat} \rightarrow 0$ при $T \rightarrow 0$. Напомним, что, в соответствии с предсказаниями [9, 10] в условиях слабого рассеяния k быстро растет с убыванием T , и эффект подавления отрицательного магнитосопротивления в соответствующей ситуации не мог бы объясняться наличием спинового вклада. В пределе сильного рассеяния в работе [10] предсказывается $k = \text{const}$, $\rho_{sat} = \text{const}$, и в такой ситуации в принципе роль спинового положительного магнитосопротивления действительно подчеркивается при уменьшении температуры.

Однако заметим, что различие температурных зависимостей обоих вкладов при этом невелико; мы имеем дело с комбинацией

$$k \left(1 - \left(\frac{T^*}{T} \right)^{1/4} \right),$$

где T^* — некоторая постоянная. Видно, что заметное убывание отрицательного магнитосопротивления с уменьшением температуры происходит лишь в области температур, где оба вклада почти компенсируются (при $T^* < T < T_m = T^*(4/3)^4 \sim 3T^*$), причем в силу указанной компенсации максимально достижимая величина коэффициента линейного отрицательного магнитосопротивления (при $T = T_m$) составляет не более 1/3 от значения в отсутствие спинового вклада. С учетом квадратичной зависимости значения величины $\ln(\rho(H)/\rho(0))|_{min}$ от коэффициента k в такой ситуации, значение магнитосопротивления в минимуме не могло бы превышать 2%, что противоречит эксперименту. С другой стороны, как следует из оценок, величина T^* (и таким образом температура T_m , при которой начинается убывание отрицательного магнитосопротивления) очень резко зависит от параметров материала ($T_m \propto T_1^3/a^8$), причем эта зависимость никоим образом не коррелирует с соответствующей зависимостью температуры кроссовера. Это также не согласуется с экспериментом.

Таким образом, сама по себе комбинация орбитального отрицательного со спиновым положительным магнитосопротивлением не способна объяснить наблюдаемый эффект. Приведенные выше соображения мы дополнили численными расчетами, учитывающими как спиновое положительное и орбитальное отрицательное, так и орбитальное положительное магнитосопротивления (см. Приложение).

Поэтому, на наш взгляд, наблюдаемые эффекты свидетельствуют, что уменьшение температуры в режиме кулоновской щели приводит к уменьшению самого отрицательного магнитосопротивления, т. е. коэффициента k (что и следует из модельных соображений [8]). Как следует из (12), убывание k сопровождается также и «раскомпенсацией» температурных зависимостей спинового положительного и орбитального отрицательного магнитосопротивлений и, таким образом, ведет к более резкому подавлению отрицательного магнитосопротивления. Поэтому даже слабое убывание k может приводить к быстрому подавлению отрицательного магнитосопротивления. Так, в предположении зависимости $k \propto T^{1/4}$ (отвечающей в рамках модели [8] рассматриваемой

экспериментальной ситуации) комбинация орбитального отрицательного и спинового положительного магнитосопротивлений принимает вид

$$\bar{k} \propto T^{1/4} \left(1 - \left(\frac{T^*}{T} \right)^{1/2} \right).$$

Обратимся теперь к спиновому положительному магнитосопротивлению [6], связанному с участием в прыжковой проводимости дважды заполненных центров. Напомним, что оно насыщается в магнитных полях $H > H_{sat,K}$, при которых зеемановское расщепление превышает ширину эффективной полосы энергий VRH:

$$H_{sat,K} \simeq \frac{T\xi}{g\mu_0}, \quad (13)$$

$H_{sat,K}$ в $\sim \xi \gg 1$ раз превышает характерное поле H_{al} , описывающее спиновый механизм [4]. Значение соответствующего вклада в области насыщения

$$\ln(\rho_K/\rho_0) \sim \ln(\rho_{sat,K}/\rho_0) = \gamma\xi, \quad (14)$$

где γ характеризует относительную долю двукратно заполненных узлов.

Таким образом, видно, что проявление данного механизма качественно аналогично рассмотренному выше спиновому интерференционному механизму [4]. Количественное отличие состоит, прежде всего, в больших значениях поля насыщения $H_{sat,K}$ (по сравнению с H_{al}), так что его наблюдение возможно только в пределе низких температур; в противном случае данный вклад маскируется быстро растущим орбитальным положительным магнитосопротивлением. Другое отличие — отсутствие непосредственной связи значения $\rho_{sat,K}$ с интерференционным вкладом, ответственным за отрицательное магнитосопротивление. Заметим, что с учетом сказанного данный механизм положительного магнитосопротивления связан с большим количеством независимых параметров, чем механизм [4], и, таким образом, с большим произволом при сопоставлении с экспериментом.

Наконец, заметим также, что некоторая неопределенность в оценке роли спиновых механизмов связана с ролью межузельных спиновых корреляций, способных подавлять спиновый вклад [2].

Сопоставим теперь представленные выше рассуждения с экспериментом. Для образца № 1 значение поля H_{al} оказывается порядка H_{min} для всех исследованных температур. Поэтому отсутствие особенностей типа «плато» неудивительно. В то же время резкое убывание $\ln(\rho(H)/\rho(0))|_{min}$ с убыванием температуры свидетельствует, на наш взгляд, об убывании k на фоне спинового положительного магнитосопротивления.

С другой стороны, образец № 2 при низких температурах демонстрирует выраженную особенность в области полей 0.4–1 Тл, которая может быть связана со спиновым вкладом. Однако, как отмечалось выше, и для этого образца поведение отрицательного магнитосопротивления не удастся объяснить без предположения об убывании k с убыванием температуры.

Для $T = 36$ мК, где особенность наиболее выражена, можно констатировать, что начало платообразного участка соответствует полям ~ 0.4 Тл, превышающим хорошо определенное значение H_{al} (~ 0.1 Тл). В то же время «скачок» положительного магнитосопротивления ($\delta\rho/\rho_0 \sim 0.2$) оказывается заметно больше, чем максимальное значение отрицательного магнитосопротивления в минимуме ~ 0.07 . Оба этих обстоятельства, с нашей точки зрения, свидетельствуют о проявлении наряду с вкладом [4] также и

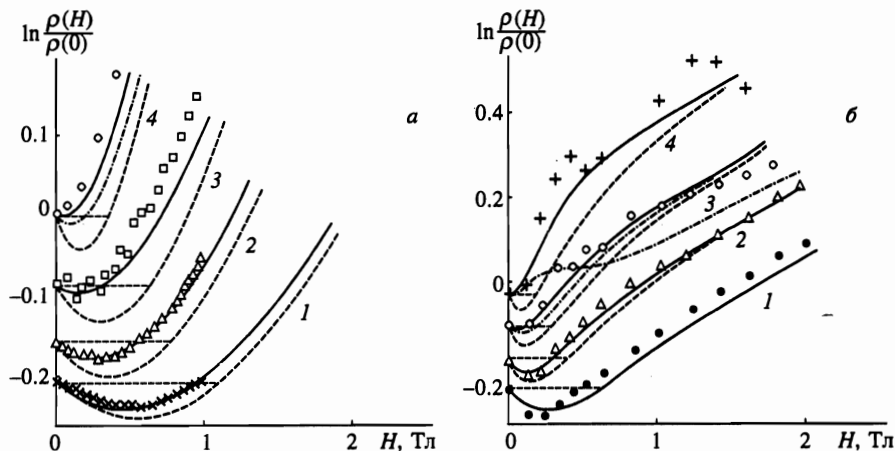


Рис. 6. Расчетные зависимости магнитосопротивления для различных температур, построенные в соответствии с процедурой, описанной в Приложении, для образца № 1 (а) и для образца № 2 (б); сплошные кривые — расчет в предположении $k \propto T^{1/2}$, штриховые кривые — расчет в предположении $k = const$; а) кривые 1 — 600, 2 — 400, 3 — 300, 4 — 150 мК, штрихпунктирная кривая — расчет в предположении $k \propto T^{1/4}$; б) кривые 1 — 150, 2 — 90, 3 — 60 мК, штрихпунктирная кривая — расчет в предположении $k \propto T^{1/4}$, 4 — 36 мК, штрихпунктирная кривая — расчет в пренебрежении вкладом [6]

вклада [6]. Возможность проявления данного вклада связана со сравнительно малыми значениями $H_{sat,K}$ для указанного образца при низких температурах.

Для более убедительного сопоставления теоретических соображений с экспериментом мы выполнили численные расчеты (детали которых представлены в Приложении). На рис. 6 представлены теоретические кривые для комбинации интерференционного отрицательного, орбитального положительного и спинового положительного магнитосопротивлений как с учетом убывания параметра k с убыванием температуры, так и для ситуации сильного рассеяния. Видно, что кривые, построенные в предположении $k = const$, никоим образом не воспроизводят наблюдаемого поведения. В то же время учет убывания k позволяет добиться достаточно хорошего согласия с экспериментом.

Заметим, что для образца № 2 лучшее согласие достигается при учете наряду с со спиновым вкладом [2] также спинового вклада [6].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное в работе исследование низкотемпературного магнитосопротивления позволило выявить конкуренцию различных орбитальных и спиновых механизмов.

В сравнительно слабых полях наблюдается эффект подавления отрицательного магнитосопротивления с понижением температуры при переходе к режиму проводимости по состояниям кулоновской щели.

Хотя для образцов, близких к переходу металл-диэлектрик, обнаружены особенности магнитосопротивления, которые мы связываем со спиновыми эффектами [2, 5],

учет последних не позволяет количественно объяснить наблюдаемое подавление отрицательного магнитосопротивления. Более того, сама возможность наблюдения указанных особенностей обусловлена убыванием конкурирующего с ними отрицательного магнитосопротивления с уменьшением температуры.

Однако в то же время спиновое положительное магнитосопротивление способно существенно подчеркнуть это убывание; в результате даже сравнительно слабое затра- вочное убывание параметра k , характеризующего величину отрицательного магнитосо- противления, способно приводить к изменению знака магнитосопротивления уже при изменении температуры в 2–3 раза.

Представленные соображения подтверждаются численными расчетами.

Таким образом, представленные результаты, полученные для широкой области тем- ператур, подтверждают сделанный нами ранее вывод об уменьшении интерференцион- ного вклада при переходе в режим VRH по состояниям кулоновской щели.

Авторы признательны Д. В. Шамшурину за помощь в проведении низкотемпера- турных измерений.

Работа выполнена при поддержке INTAS (грант № 93-1555), а также гранта Рос- сийского фонда фундаментальных исследований (проект № 95-02-04109-а).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Для моделирования комбинации спинового положительного, интерференционно- го отрицательного и орбитального положительного магнитосопротивлений для образца № 1 мы воспользовались следующим выражением, представляющим собой сумму со- ответствующих интерполяционных формул

$$\ln \frac{\rho(H)}{\rho_0} = \rho_{sat} \left(\left(\exp \left(\frac{g\mu H}{T} \right) + 1 \right)^{-1} - \frac{1}{2} \right) + \\ + \rho_{sat} \left(\exp \left(-\frac{k}{\rho_{sat}} \frac{H}{B} \right) - 1 \right) + \left(\left(\frac{H}{B} \right)^{-2} + c \left(\frac{H}{B} \right)^{-0.66} \right)^{-1}. \quad (15)$$

В качестве ρ_{sat} было выбрано значение 0.3 (меньшее, чем для предела сильного рассе- яния). Значение поля B при $T = 300$ мК выбрано равным 1.8 Тл. Хотя мы в рассма- триваемом выражении учли переход в зависимости орбитального положительного маг- нитосопротивления при сильных полях от квадратичной зависимости к закону $H^{2/3}$, в действительности для данного образца соответствующие отклонения оказываются суще- ственными в области полей существенно больших, чем H_{min} , так что поскольку нас интересовала именно область полей в окрестности H_{min} , мы использовали значение $c = 0.3$. Что касается температурной зависимости $k(T)$, то мы обнаружили, что основ- ные детали наблюдаемого поведения (полное подавление отрицательного магнитосо- противления при $T = 150$ мК от значений $\sim 10\%$ при $T = 600$ мК) воспроизводится уже при $k \propto T^{1/4}$. Однако наилучшее согласие с экспериментом достигается при $k \propto T^{-1/2}$ и $k(T = 300 \text{ мК}) = 0.7$. Расчетные зависимости представлены на рис. 6а в сопо- ставлении с экспериментальными точками. Видно, что согласие между ними является по крайней мере удовлетворительным. При этом для собственно эффекта подавления отрицательного магнитосопротивления (наблюдаемого в области сравнительно слабых

полей) согласие можно квалифицировать как хорошее, тогда как в области более сильных полей температурная зависимость наклонов кривых оказывается несколько более сильной, чем предсказывает теория [2]. Для сравнения мы представили также кривые, полученные для $k = \text{const}$. Видно, что эти кривые никоим образом не описывают наблюдаемое подавление отрицательного магнитосопротивления. В то же время для температуры $T = 150$ мК мы представили также расчетную кривую, отвечающую зависимости $k \propto T^{1/4}$.

Для образца № 2, более близкого к переходу металл-диэлектрик, для полевой зависимости орбитального положительного магнитосопротивления мы учли переход к более слабой зависимости $\propto H^{2/3}$, а также возможность проявления спинового вклада [6]. Для простоты мы воспользовались для этого вклада упрощенным интерполяционным выражением, предложенным в работе [11]. Сумма всех обсуждаемых вкладов принимает вид

$$\ln \frac{\rho(H)}{\rho_0} = A \rho_{sat} \left(\left(\exp \left(\frac{g\mu H}{T} \right) + 1 \right)^{-1} - \frac{1}{2} \right) + \rho_{sat} \left(\exp \left(-\frac{k}{\rho_{sat}} \frac{H}{B} \right) - 1 \right) + \left(\left(\frac{H}{B} \right)^{-2} + \left(\frac{H}{B} \right)^{-0.66} (c + CB^{-0.66}) \right)^{-1} + \rho_{sat,K} \frac{H^2}{H^2 + H_{sat,K}^2}. \quad (16)$$

Оптимальное согласие с экспериментом достигается при $\rho_{sat} = 0.4$, $c = 0.5$, B ($T = 90$ мК) = 1.2 Тл. Заметим, однако, что в области сильных полей, отвечающих закону $\propto H^{2/3}$ для орбитального положительного магнитосопротивления, данный образец обнаруживает более слабую температурную зависимость соответствующих наклонов, чем это следует из теории [2]. Не исключено, что такое поведение обусловлено переходом с ростом H к еще более слабой полевой зависимости положительного магнитосопротивления [1]. Для учета этого обстоятельства мы ввели также подгоночный параметр C в (16), выбрав его равным 2.5.

Соответственно, мы использовали для k предположение $k \propto T^{1/2}$, k ($T = 150$ мК) = 1.2. Подчеркнем, однако, что, как и для образца № 1, основные детали наблюдаемого поведения (подавление отрицательного магнитосопротивления и возникновение особенности положительного магнитосопротивления) воспроизводятся и для $k \propto T^{1/4}$, хотя и то, и другое не столь выражены, как для $k \propto T^{1/2}$.

Расчетные кривые в сопоставлении с экспериментальными точками представлены на рис. 6б. Видно, что и для данного образца согласие можно квалифицировать как удовлетворительное, причем оно лучше для области слабых полей, где и проявляется эффект подавления отрицательного магнитосопротивления. В то же время кривые, построенные в предположении $k = \text{const}$, никоим образом не позволяют описать эксперимент. Для температуры 60 мК мы привели также расчетный график для $k \propto T^{1/4}$. В то же время для температуры 36 мК представлен график, полученный без учета спинового вклада [6]. Видно, что в последнем случае достичь адекватного описания наблюдаемой особенности положительного магнитосопротивления не удается.

Литература

1. Б. И. Шкловский, ФТП 17, 2055 (1983).

2. B. I. Shklovskii, B. Z. Spivak, in *Hopping transport in solids*, ed. by M. Pollak and B. Shklovskii, Elsevier, Amsterdam (1991), p. 271.
3. M. E. Raikh, J. Czingon, Qin-Yi Ye, F. Koch et al., *Phys. Rev. B* **45**, 6015 (1992).
4. H. L. Zhao, B. Z. Spivak, M. P. Gelfand, and S. Feng, *Phys. Rev. B* **44**, 10760 (1991).
5. R. Rentzsch et al., in *Hopping and related phenomena*, Proc. 5-th Intern. Confer., Glasgow, Scotland, UK (1993), p. 214.
6. A. Kurobe and H. J. Kamamura, *Phys. Soc. Jap.* **51**, 1904 (1982).
7. Н. В. Агринская, В. И. Козуб, *ЖЭТФ* **106**, 848 (1994).
8. Н. В. Агринская, В. И. Козуб, Д. В. Шамшур, *ЖЭТФ* **107**, 2063 (1995).
9. W. Schirmacher, *Phys. Rev. B* **45**, 2461 (1990).
10. M. E. Raikh and G. F. Wessels, *Phys. Rev. B* **47**, 15609 (1993).
11. A. Frydman and Z. Ovadyahu, *Sol. State Comm.* **94**, 745 (1995).
12. R. Rentzsch, N. V. Agrinskaya, P. Fozooni, A. N. Ionov, M. J. Lea, B. Sandow, and D. V. Shamshur, in *Hopping and related phenomena*, Proc. 6-th Intern. Confer., Juerusalem, Israel (1995), p. 187.
13. R. Mansfield, in *Hopping transport in solids*, ed. by M. Pollak and B. Shklovskii, Elsevier, Amsterdam (1991), p. 349.
14. T. G. Castner, in *Hopping transport in solids*, ed. by M. Pollak and B. Shklovskii, Elsevier, Amsterdam (1991), p. 1.