

АНОМАЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ СИСТЕМЫ $Zr_{80}Pt_{20}$ В КВАЗИКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ И АМОРФНОМ СОСТОЯНИЯХ

Г. Х. Панова, Н. А. Черноплеков, А. А. Шиков*

Российский научный центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия

Поступила в редакцию 8 июня 2005 г.

Синтезирована бинарная икосаэдрическая система $Zr_{80}Pt_{20}$ в процессе кристаллизации исходного аморфного сплава, полученного с помощью закалки из жидкого состояния на поверхности вращающегося медного диска. Проведено сравнительное изучение температурной и полевой зависимостей сопротивления и магнитосопротивления икосаэдрической и аморфной фаз в области 1.5–300 К в магнитных полях до 8 Тл. В системе $Zr_{80}Pt_{20}$ впервые обнаружена сверхпроводимость в икосаэдрической и аморфной фазах. Для обеих фаз магнитосопротивление положительно и аномально зависит от магнитного поля. Наблюдаемое аномальное поведение магнитосопротивления удовлетворительно описывается теорией слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия в трехмерных неупорядоченных системах, учитывающей рассеяние электронов на сверхпроводящих флуктуациях. Оценены абсолютные значения и температурные зависимости константы электрон-электронного взаимодействия и времена неупругого рассеяния электронов проводимости в исследованной бинарной системе в икосаэдрической и аморфной фазах.

PACS: 71.23.Cq, 71.23.Ft

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время имеется большой экспериментальный материал, посвященный исследованию электронных транспортных свойств квазикристаллов, включающий изучение сопротивления и влияния квантовых эффектов на магнитокинетические свойства аморфных и квазикристаллических систем [1–6]. Взаимодействие между электронами в квазикристаллических и аморфных системах приводит к качественному и количественному изменению свойств электронной системы, на которое может пролить свет изучение квантовых поправок к магнитосопротивлению. Теория аномального магнитосопротивления (АМС) [7] предсказывает два эффекта — «слабую» локализацию электронов проводимости и усиление электрон-электронного взаимодействия в присутствии примесного рассеяния, — которые приводят к появлению поправок к классической про-

водимости, аномально зависящих от температуры, магнитного поля и ряда других факторов.

Следует отметить, что среди опубликованных экспериментальных работ, посвященных изучению явления АМС в квазикристаллах, отсутствуют исследования квантовых эффектов в сверхпроводящих квазикристаллических системах типа металл–металл.

Для получения такой информация в настоящей работе проведено сравнительное изучение структурных, электронных и сверхпроводящих характеристик икосаэдрического квазикристалла $Zr_{80}Pt_{20}$ и его аморфного аналога по результатам измерений температурной и полевой зависимостей сопротивления.

Поскольку ряд циркониевых квазикристаллических соединений ($Zr_{70}Pd_{30}$, $Zr_{41.5}Ni_{41.5}Ti_{17}$) [4, 8] — сверхпроводники, предполагалось, что исследуемый икосаэдрический квазикристаллический образец $Zr_{80}Pt_{20}$ также может обладать сверхпроводящими свойствами. Наличие сверхпроводимости в данной аморфной и квазикристаллической системе под-

*E-mail: shikov@issph.kiae.ru

тверждено в настоящей работе экспериментально.

Выбор системы $Zr_{80}Pt_{20}$ для изучения магнитокинетических свойств связан с тем, что для нее подробно исследована структура и показано, что икосаэдрическая локальная атомная структура образуется вокруг обоих атомов Zr и Pt [9].

Важным фактором, обуславливающим выбор этой системы, является также то, что она может находиться в аморфном и квазикристаллическом состояниях, что позволяет изучать влияние изменения ближнего порядка без изменения концентрации компонентов в процессе перехода из аморфного в квазикристаллическое состояние.

2. ПРИГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКА

Метастабильная бинарная икосаэдрическая система $Zr_{80}Pt_{20}$ была синтезирована в процессе кристаллизации аморфного сплава $Zr_{80}Pt_{20}$, полученного с помощью сверхскоростной закалки из жидкого состояния на наружной поверхности вращающегося медного диска (10^6 град/с) в инертной атмосфере. Исходные электролитически чистые материалы помещались в ампулу из нитрида бора как наиболее химически стойкую по отношению к расплавам переходных металлов. Нагрев осуществлялся индукционным методом с помощью высокочастотного генератора ВЧГ-440. Расплав выдавливался в результате избыточного давления аргона через отверстие диаметром 1 мм на поверхность диска, имеющего линейную скорость 40 м/с. Аморфные образцы, приготовленные таким образом, представляли собой ленты шириной 1.5–2 мм и толщиной около 0.03 мм. После измерений аморфные образцы отжигались в токе газообразного гелия в кварцевой трубке, помещенной в муфельную печь. Для поиска режима получения наиболее совершенного икосаэдрического образца отжиг проводился при нескольких температурах с последующей быстрой закалкой. При оптимальном режиме получения икосаэдрической фазы образец $Zr_{80}Pt_{20}$ отжигался при температуре 873 К в течение 12 мин с последующей быстрой закалкой со скоростью порядка 10^3 – 10^4 град/с.

Структура полученных образцов до и после отжига определялась рентгенографически на дифрактометре. Дифрактограмма закаленного из жидкого состояния аморфного образца $Zr_{80}Pt_{20}$ представлена на рис. 1а. Общая форма кривой типична для аморфного металла и показывает отсутствие дальнего порядка. Первый широкий максимум локализо-

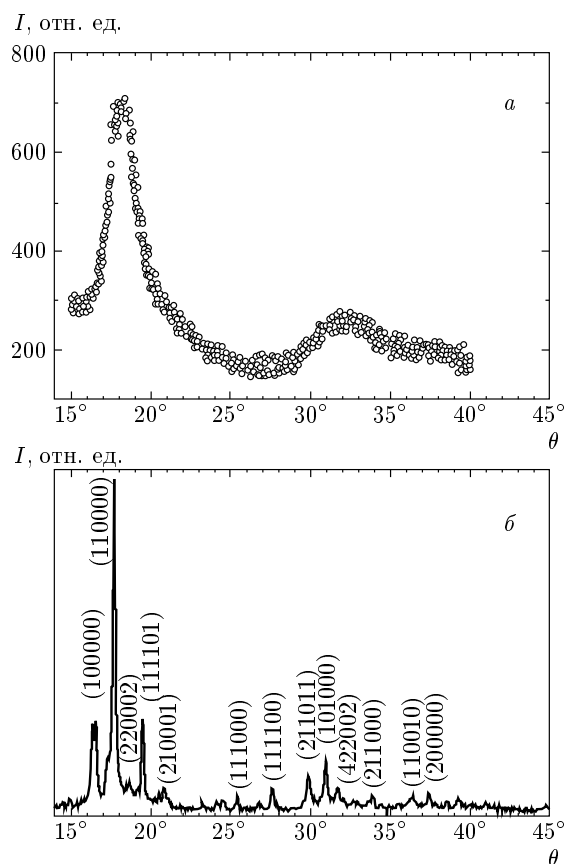


Рис. 1. Рентгеновские дифракционные картины для аморфной (а) и икосаэдрической (б) фаз $Zr_{80}Pt_{20}$. Брэгговские пики, соответствующие икосаэдрической структуре, проиндексированы согласно схеме, предложенной Банселом и др. [10]

ван около $2\theta = 37^\circ$, а второй — при $2\theta = 63^\circ$. Рентгенограмма для икосаэдрической фазы, представленная на рис. 1б, обнаруживает дифракционные пики, которые соответствуют икосаэдрической структуре и проиндексированы согласно схеме, предложенной Банселом и др. [10].

Измерения температурной зависимости сопротивления и магнитосопротивления проводились в области 1.5–300 К без поля и в магнитных полях сверхпроводящего соленоида с индукцией 8 Тл на ленточных образцах длиной 12 мм. Магнитное поле было ориентировано перпендикулярно току, протекающему через образец. Сопротивление образцов измерялось четырехточечным методом. Геометрический фактор (s/l) образца вносил неопределенность в абсолютную величину удельного сопротивления ρ приблизительно 10%. Измерения температуры проводились с помощью угольного термометра ТСУ.

Точность измерения температуры составляла в области 1.5–30 К величину ± 0.01 К. При температурах $T > 30$ К точность измерения температуры была не хуже 0.1 %. Значение T_c по сопротивлению определялось по середине сверхпроводящего перехода.

3. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕОРИИ АМС ДЛЯ ТРЕХМЕРНОГО СЛУЧАЯ

В общем случае полный вклад в проводимость, вносимый внешним магнитным полем, можно представить следующим образом:

$$\Delta\sigma_{exp}(H) = \Delta\sigma^{cl}(H) + \Delta\sigma^q(H), \quad (1)$$

где первое слагаемое — классический вклад в магнитопроводимость (МП), а второе имеет квантовое происхождение и описывается в рамках теории АМС. Условие применимости этой теории дается неравенством

$$k_F l > 1, \quad (2)$$

где l — длина свободного пробега электрона, а k_F — его волновой вектор. Замечательная особенность $\Delta\sigma^q(H)$ заключается в том, что влияние магнитного поля существенно уже в области классически слабых полей, когда $\omega_c \tau \ll 1$ и вклад $\Delta\sigma^{cl}(H)$ пренебрежимо мал. В рамках теории АМС величина $\Delta\sigma^q(H)$ представляется в виде суммы различных квантовых поправок [7]:

$$\Delta\sigma^q(H) = c_3 \Delta\sigma^L(H) - c_3^{int} \Delta\sigma^{MT}(H) + c_3^{int} \Delta\sigma^{int}(H). \quad (3)$$

Первая квантовая поправка $\Delta\sigma^L(H)$ к МП, входящая в формулу (3), связана с локализацией невзаимодействующих электронов, вторая, $\Delta\sigma^{MT}(H)$, связана с рассеянием электронов на сверхпроводящих флуктуациях (поправка Маки–Томсона). Первая поправка в МП, $\Delta\sigma^L(H)$, подавляется в магнитных полях $H > H_\varphi$. Вторая и третья поправки, $\Delta\sigma^{MT}(H)$ и $\Delta\sigma^{int}(H)$, учитывают взаимодействие между электронами и подавляются при $H > H_{int}$. Коэффициенты c_3 , c_3^{int} приведены в работе [7]. Аналитические соотношения для квантовых поправок $\Delta\sigma^L(H)$, $\Delta\sigma^{MT}(H)$ и $\Delta\sigma^{int}(H)$ были опубликованы в работе [7] и использованы при анализе экспериментальных данных по МС сверхпроводящих аморфных систем в работе [3].

Масштаб каждого вклада определяется соотношением между величинами характерных магнитных полей (H_φ , H_{int}) и величиной внешнего магнитного

поля, в котором проводится измерение магнитосопротивления. Характерные значения масштаба H_φ и H_{int} даются соотношениями $H_\varphi = \hbar c / 4eD\tau_\varphi$ и $H_{int} = \pi c k_B T / 2eD^2$, которые разделяют области слабых и сильных магнитных полей, где МП имеет соответственно квадратичную и корневую зависимости от магнитного поля.

В области магнитных полей $H \leq H_\varphi$, где $\Delta\sigma_{exp}(H) \sim H^2$, основной вклад в АМС дают квантовые эффекты, связанные с нарушением когерентности волновых функций электрона из-за неупругих столкновений электрона. Согласно теоретическим соотношениям в этой области магнитных полей определяется характерное время «сбоя» фазы волновой функции электрона.

В области магнитных полей $H_\varphi \ll H \ll H_{int}$, где $\Delta\sigma_{exp}(H) \sim H^{1/2}$, в соответствии с теорией основной вклад в АМС дают квантовые эффекты, связанные с межэлектронными взаимодействиями в куперовском канале, так называемые поправки Маки–Томсона [7], которые при $H \gg H_{int}$ становятся малыми. В этой области магнитных полей поправка Маки–Томсона дается выражением $\Delta\sigma^{MT}(H) = -\beta(T)\Delta\sigma^L(H)$, где безразмерная величина $\beta(T)$ определяется экспериментально и зависит только от константы межэлектронного взаимодействия $g(T)$ [7].

Таким образом, анализ экспериментально определенной зависимости МП от магнитного поля позволяет в рамках теории АМС установить характерный масштаб времени τ_φ релаксации фазы волновой функции электрона из-за неупругих столкновений, а также определить параметр $\beta(T)$, связанный с константой межэлектронного взаимодействия $g(T)$.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты измерений температурной зависимости электросопротивления системы $Zr_{80}Pt_{20}$ в аморфном и икосаэдрическом состояниях в области температур 1.5–300 К представлены на рис. 2 и таблице.

Наблюдались высокая величина электросопротивления, слабый отрицательный температурный коэффициент сопротивления для икосаэдрической и аморфной фаз, при этом сопротивление для икоса-

¹⁾ Оценка коэффициента диффузии проводилась из соотношений $k_F l = 3Dm^* \hbar = 3/2k_F \sigma / G_0$, где $G_0 = e^2 / 2\pi^2 \approx 1.23 \cdot 10^{-5}$ (Ом·м)⁻¹ и m^* — эффективная масса электрона. Оценка m^* проводилась по данным работы [11].

Параметры исследуемых систем в приближении слабого спин-орбитального взаимодействия ($T = 3.7$ К)

Образец	ρ , мкОм·см, $T = 6$ К	ρ , мкОм·см, $T = 300$ К	$\beta(T)$	$g(T)$	T_c^* , К	T_c , К	$\tau_\varphi, 10^{-11}$, с	H_φ , Тл	H_{int} , Тл	D_{calc} , см ² ·с ⁻¹
Zr ₈₀ Pt ₂₀ квазикрист. фаза	251.5	245.5	23	~ 2.0	~ 2.5	2.48	23.8	~ 0.03	~ 12	~ 0.4
Zr ₈₀ Pt ₂₀ аморфная фаза	274.0	263.2	12	~ 5.0	~ 3.5	3.50	3.0	~ 0.4	~ 10	~ 0.2

Примечание. ρ — удельное сопротивление, параметр $\beta(T)$ связан с константой межэлектронного взаимодействия $g(T)$, T_c^* — расчетное значение температуры сверхпроводящего перехода, T_c — экспериментальное значение, τ_φ — время релаксации фазы волновой функции из-за неупругих столкновений, H_φ и H_{int} — величины характерных магнитных полей, разделяющих области слабых и сильных полей, D_{calc} — коэффициент диффузии электронов.

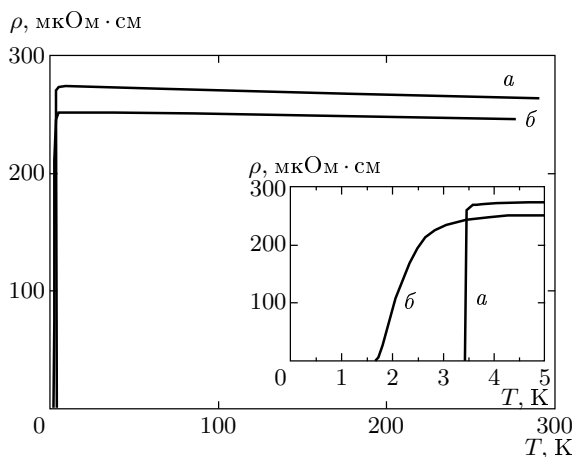


Рис. 2. Температурная зависимость электросопротивления Zr₈₀Pt₂₀ в аморфном (а) и икосаэдрическом (б) состояниях в области температур 1.5–300 К. На вставке — область сверхпроводящего перехода (1.5–4 К)

эдрической фазы несколько меньше, чем для аморфной.

Локализация электронов играет важную роль в низкотемпературном электронном транспорте для аморфных сплавов. Для них локализация является следствием беспорядка в системе (локализация Андерсона). Локализация в квазикристалле является следствием интерференции (фазовой когерентности) электронных состояний, а значит, связана с симметрией и структурой системы: чем более совер-

шенный материал, тем более локализованы электроны [12]. Это наблюдалось нами на квазикристаллических образцах Zr₇₀Pd₃₀ в работе [4]. Сравнение результатов измерений сопротивления Zr₈₀Pt₂₀ в аморфном и икосаэдрическом состояниях в широкой области температур указывает на локализацию электронов в обеих фазах. Найденные величины ρ как для аморфных, так и для икосаэдрических систем можно использовать в качестве меры структурного и электронного разупорядочения.

На вставке на рис. 2 приведены результаты измерений температур сверхпроводящего перехода по сопротивлению. Исследуемые образцы являются сверхпроводниками с температурой перехода $T_c = 3.48$ К для аморфной фазы Zr₈₀Pt₂₀ и $T_c = 2.50$ К для икосаэдрической. Таким образом, в исследуемой системе наблюдаемый переход из аморфного состояния в икосаэдрическое приводит к уменьшению T_c .

Проводимость квазикристаллов определяется в основном двумя факторами: электронной структурой и эффектами электронного рассеяния. Следует отметить, что методически трудно разделить эти вклады для нахождения физических параметров, определяющих конкретные механизмы рассеяния электронов. Однако эта процедура облегчается, если некоторые механизмы взаимодействия могут быть подавлены при выборе интервала температур и магнитных полей. В этом случае представляется возможным провести корректное сравнение предсказаний теории с экспериментальными результатами.

Результаты измерений МС исследуемых икосаэд-

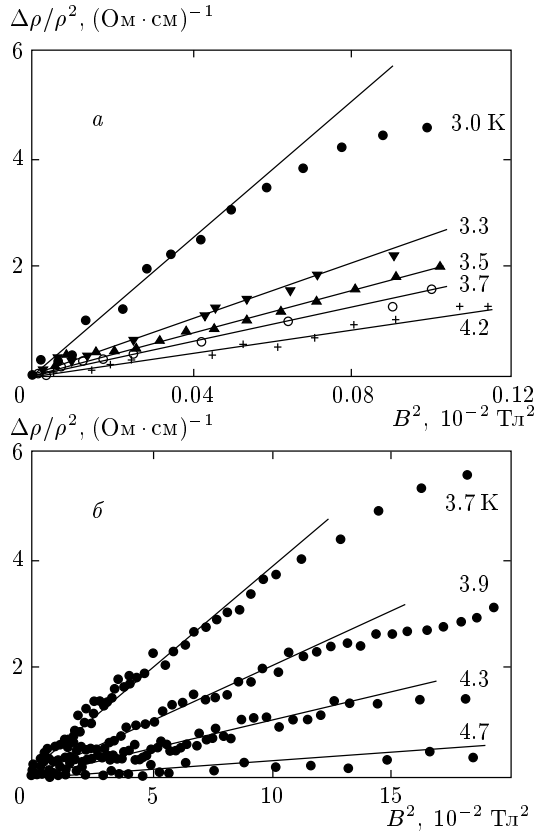


Рис. 3. Полевая зависимость магнитосопротивления $\Delta\rho(H)/\rho^2(0)$ от H^2 в области малых полей для икосаэдрической (а) и аморфной (б) фаз

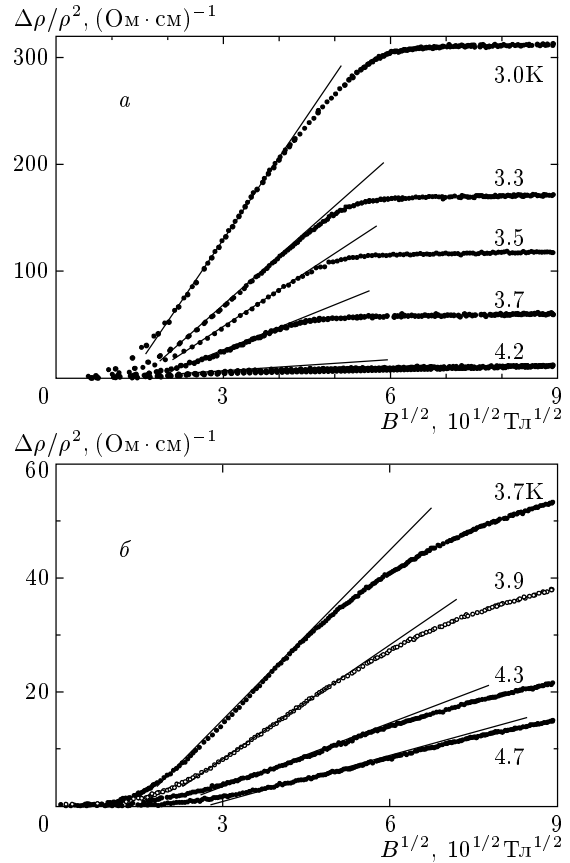


Рис. 4. Полевая зависимость магнитосопротивления $\Delta\rho(H)/\rho^2(0)$ от $H^{1/2}$ в области больших полей для икосаэдрической (а) и аморфной (б) фаз

рической и аморфной фаз $Zr_{80}Pt_{20}$ в магнитных полях до 8 Тл в области температур 1.5–5 К представлены на рис. 3 и 4 в координатах $\Delta\sigma(H)$, где магнитопроводимость (МП) выражена через МС:

$$\Delta\sigma(H) = \sigma(0) - \sigma(H) = \frac{\rho(H) - \rho(0)}{\rho(H)\rho(0)} \approx \frac{\Delta\rho(H)}{\rho^2(0)}.$$

Из измерений $\rho(H)$ следует, что наблюдаемое МС положительно и аномально зависит от магнитного поля. Характерным для исследованной системы $Zr_{80}Pt_{20}$ является то, что зависимость $\Delta\rho(H)/\rho^2(0)$ имеет четко выраженные области с законом H^2 в слабых полях и $H^{1/2}$ в сильных полях, свойственные поведению $\Delta\sigma(H)$ в трехмерных неупорядоченных системах.

В соответствии с соотношениями, определяющими величины вкладов в МП $\Delta\sigma^L(H)$ и $\Delta\sigma^{MT}(H)$ [7] для слабого спин-орбитального взаимодействия, из наклонов зависимостей $\Delta\rho(H)/\rho^2(0)$ от H^2 (рис. 3) и $\Delta\rho(H)/\rho^2(0)$ от $H^{1/2}$ (рис. 4) были определены значения параметров $\beta(T)$, связанного с констан-

той межэлектронного взаимодействия $g(T)$, и $\tau_\varphi(T)$, определяющего время «сбоя» фазы электрона проводимости из-за неупругого рассеяния. Характерной особенностью исследуемого МС является его резкое убывание при повышении температуры, что определяет резкое убывание коэффициентов наклона при квадратичной H^2 и корневой $H^{1/2}$ зависимостях $\Delta\sigma(H)$. При $T = 5$ К величина магнитосопротивления становится практически сравнимой с экспериментальной ошибкой.

Наблюдаемые отклонения $\Delta\rho(H)/\rho^2(0)$ от законов H^2 и $H^{1/2}$ обусловлены суммарным действием двух факторов: подавлением вклада, связанного с локализацией невзаимодействующих электронов $\Delta\sigma^L(H)$ с увеличением магнитного поля и возрастающим влиянием вклада $\Delta\sigma^{int}(H)$, обусловленного электрон-электронным взаимодействием.

Из экспериментальных данных, представленных на рис. 3, видно, что интервал магнитных полей, где выполняется закон H^2 для аморфной фазы, более

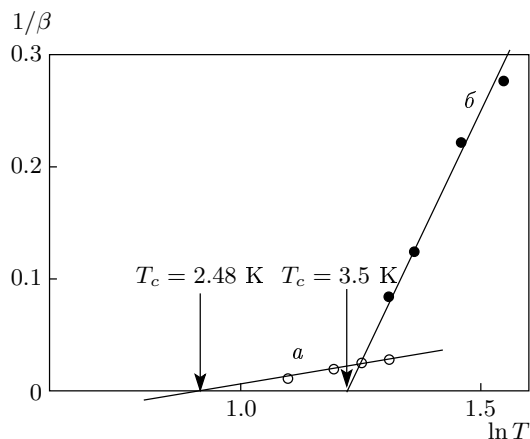


Рис. 5. Температурная зависимость параметра β для системы $Zr_{80}Pt_{20}$ в икосаэдрическом (а) и аморфном (б) состояниях. Стрелками указаны усредненные по нескольким температурным точкам расчетные значения T_c^*

чем на порядок превышает аналогичный интервал H , имеющий место для квазикристаллической фазы. Наблюдаемые интервалы магнитных полей, где выполняется закон H^2 , находятся в хорошем согласии с оценками величин H_φ (см. таблицу), сделанными для обеих фаз исследуемой системы.

На рис. 4 представлены зависимости МС в магнитных полях $H \gg H_\varphi$ в координатах $\Delta\rho(H)/\rho^2(0) - H^{1/2}$, из которого видно, что интервал магнитных полей, где выполняется закон $H^{1/2}$, сопоставим для обеих фаз. При этом масштаб величины МС при одинаковых температурах для обеих фаз остается одного порядка. В соответствии с выводами теории АМС [7] увеличение магнитного поля приводит к возрастанию роли межэлектронных взаимодействий, что в случае сверхпроводящих неупорядоченных систем означает подавление вклада $\Delta\sigma^L(H)$, связанного с локализацией невзаимодействующих электронов, и проявление вклада $\Delta\sigma^{MT}(H)$ за счет рассеяния электронов на сверхпроводящих флуктуациях. Влияние вклада $\Delta\sigma^{int}(H)$, соответствующего межэлектронным взаимодействиям, зависит от соотношения величин поля H , в котором проводятся измерения МС, и поля H_{int} , фигурирующих в теории АМС.

Оценка величины H_{int} в нашем случае показывает, что она не превышает 10–12 Тл. Это означает, что вклад $\Delta\sigma^{int}(H)$ в экспериментально измеренную МП в исследованной области магнитных полей

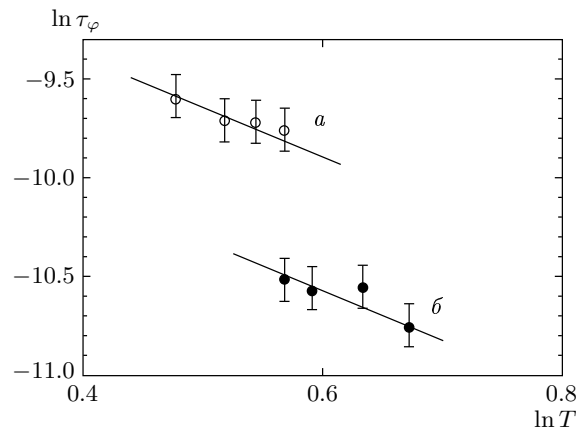


Рис. 6. Температурные зависимости τ_φ системы $Zr_{80}Pt_{20}$ в икосаэдрическом (а) и аморфном (б) состояниях

весьма незначителен. Это обстоятельство подтверждается также и тем фактом, что экспериментально измеренная МП удовлетворительно описывается в исследуемой области магнитных полей двумя вкладками в МП: $\Delta\sigma^L(H)$ и $\Delta\sigma^{MT}(H)$.

Исследование зависимости $\Delta\rho(H)/\rho^2(0)$ от H в области магнитных полей $H \ll H_{int}$ при различных температурах позволяет определить температурные зависимости параметра $\beta(T)$, связанного с константой межэлектронного взаимодействия $g(T)$, и характерного времени «сбоя» фазы волновой функции электрона $\tau_\varphi(T)$. Определение температурного закона $\tau_\varphi(T)$ дает возможность выявить доминирующий механизм сбоя фазы волновой функции электронов проводимости в разупорядоченных и нерегулярных сверхпроводниках.

С этой целью для системы $Zr_{80}Pt_{20}$ были исследованы зависимости $\Delta\rho(H)/\rho^2(0)$ от H в области температур $T_c < T < 5$ К и в магнитных полях до 8 Тл. На рис. 5 представлены температурные зависимости коэффициента β^{-1} от $\ln T$. Для системы $Zr_{80}Pt_{20}$ в квазикристаллическом и аморфном состояниях в пределах экспериментальной ошибки наблюдается линейная зависимость, экстраполяция которой до пересечения с осью $\ln T$ дает усредненное по нескольким температурным точкам теоретическое значение T_c^* , которое совпадает с экспериментально полученным значением.

Такое согласие значений T_c , вычисленных из данных по МС (по константам межэлектронного взаимодействия $g(T)$), со значениями T_c , определенными экспериментально, свидетельствует о том, что соотношения теории АМС для случая слабо-

го спин-орбитального взаимодействия удовлетворительно описывают поведение МС в сверхпроводящих квазикристаллических и аморфных системах.

На рис. 6 для этих систем представлена температурная зависимость времени сбоя фазы волновой функции электрона $\tau_\varphi(T)$ в логарифмических координатах. В пределах указанных на рисунке ошибок экспериментальные точки ложатся на одну прямую, демонстрируя зависимость $\tau_\varphi \propto T^{-2}$. Сравнение времени релаксации фазы волновой функции электрона τ_φ (см. таблицу) для квазикристаллической и аморфной фаз указывает на значительное увеличение τ_φ для квазикристаллической фазы. Сам факт температурной зависимости τ_φ свидетельствует о том, что в указанном интервале температур для исследованных образцов время релаксации фазы волновой функции электрона по порядку величины совпадает со временем неупругого рассеяния электрона. Это говорит о том, что в исследованной области температур основным механизмом сбоя фазы электронов проводимости является их неупругое рассеяние на колебаниях ионов.

Как видно, основные особенности экспериментально наблюдаемого низкотемпературного поведения МС удовлетворительно описываются существующей теорией «слабой» локализации электронов и электрон-электронного взаимодействия в трехмерных неупорядоченных системах. В АМС наблюдаются оба эффекта, которые разделяются в магнитном поле, причем вклад, связанный с электрон-электронным взаимодействием и обусловленный рассеянием электронов на сверхпроводящих флуктуациях, является доминирующим, так как $|g(T)| > 1$ при $T > T_c$.

5. ВЫВОДЫ

Проведенное сравнительное изучение электронных и сверхпроводящих характеристик икосаэдрического квазикристалла $Zr_{80}Pt_{20}$ и его аморфного аналога по результатам измерений сопротивления и магнитосопротивления позволило определить ряд важных параметров.

Для исследованных систем в икосаэдрической и аморфной фазах характерны высокая величина электросопротивления, слабый отрицательный температурный коэффициент сопротивления, при этом сопротивление для икосаэдрической фазы несколько меньше, чем для аморфной.

Впервые наблюдалась сверхпроводимость в икосаэдрической и аморфной фазах $Zr_{80}Pt_{20}$, причем температура сверхпроводящего перехода меньше в икосаэдрической фазе.

Определены времена релаксации фазы волновой функции электрона τ_φ . Обнаруженное резкое увеличение времени релаксации фазы волновой функции электрона в квазикристаллическом $Zr_{80}Pt_{20}$ по сравнению с аморфным аналогом объясняется локализацией электронов в квазикристалле, связанной со структурой образца.

Наблюдаемое уменьшение величины эффективного взаимодействия между электронами $g(T)$ в квазикристалле, приводящее к уменьшению T_c , указывает на ослабление межэлектронного взаимодействия в квазикристалле по сравнению с аморфным аналогом.

В заключение выражаем благодарность Г. Ф. Сырых за приготовление аморфных образцов $Zr_{80}Pt_{20}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-02-16017-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. O. Rapp, *Mat. Sci. Eng.* **294–296**, 458 (2000).
2. M. Ahlgren, M. Rodmar, Th. Klein, and O. Rapp, *Phys. Rev. B* **51**, 11, 7287 (1995).
3. С. Г. Гумбатов, Г. Х. Панова, А. А. Шиков, *ЖЭТФ* **89**, 134 (1985).
4. Г. Х. Панова, Н. А. Черноплеков, А. А. Шиков, *ФТТ* **47**, 1165 (2005).
5. R. Tamura, H. Sawada, K. Kimura, and H. Ino, *Proc. of the 6th Int. Conf. on Quasicrystals*, 631, Tokyo, Jpn., Yamada Conference XLVII (1997).
6. M. Ahlgren, C. Gignoux, M. Rodmar, C. Berger, and O. Rapp, *Proc. of the 6th Int. Conf. on Quasicrystals*, 615, Tokyo, Jpn., Yamada Conference XLVII (1997).
7. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, А. И. Ларкин, Д. Е. Хмельницкий, *ЖЭТФ* **81**, 768 (1981).
8. V. Azhazha, A. Grib, G. Khadzhay, S. Malikhin, B. Merisov, and A. Pugachov, *Phys. Lett.* **A303**, 87 (2002); V. Azhazha, G. Khadzhay, S. Malikhin, B. Merisov, and A. Pugachov, *Phys. Lett.* **A349**, 539 (2003).
9. M. Kitada, M. Imafuku, I. Saida, and A. Inoue, *J. Non-Cryst. Sol.* **312–314**, 594 (2002).
10. P. A. Bancel, P. A. Heiney, P. W. Stephens, A. I. Goldman, and P. M. Horn, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 2422 (1985).
11. Г. Х. Панова, Н. А. Черноплеков, А. А. Шиков, Б. И. Савельев, *ЖЭТФ* **82**, 548 (1982).
12. Ю. Х. Векилов, *УФН* **172**, 233 (2002).