

02

Фазовые переходы в гранулярном VCS-сверхпроводнике MgB_2 в слабых магнитных полях

© В.В. Деревянко, М.С. Сунгуров, Т.В. Сухарева[¶],
В.А. Финкель, Ю.Н. Шахов

Национальный научный центр „Харьковский физико-технический институт“ НАН Украины,
Харьков, Украина

[¶] E-mail: sukhareva_2003@mail.ru

(Поступила в Редакцию 10 мая 2016 г.
В окончательной редакции 28 июня 2016 г.)

Изучен характер температурных зависимостей электросопротивления гранулярных VCS-сверхпроводников MgB_2 при $\sim 35\text{--}45\text{ K}$ во внешних магнитных полях H_{ext} напряженностью до $\sim 2\text{ kOe}$. Обнаружен эффект повышения ширины сверхпроводящего перехода ΔT_c при росте H_{ext} . Установлено наличие системы „слабых связей“ (weak links) в гранулярных сверхпроводниках на основе MgB_2 . На основании полученных экспериментальных данных установлена принадлежность гранулярного VCS-сверхпроводника MgB_2 к двухуровневым сверхпроводящим системам, построена фазовая $H\text{--}T$ -диаграмма.

DOI: 10.21883/FTT.2017.02.44038.171

1. Введение

Сверхпроводимость диборида магния MgB_2 с критической температурой $T_c \sim 39\text{--}40\text{ K}$ была открыта в начале 2001 года [1]. Очевидно, что на сегодняшний день металлическое соединение MgB_2 является единственным высокотемпературным сверхпроводником, для которого надежно установлена природа сверхпроводимости — сверхпроводимость обусловлена известным с 1957 года механизмом электрон-фононного взаимодействия Бардина–Купера–Шриффера (BCS) [2].

В поликристаллическом состоянии для MgB_2 характерно, подобно оксидным высокотемпературным сверхпроводникам (ВТСП), образование гранулярной микроструктуры. Описание поведения гранулярных высокотемпературных сверхпроводников, т.е. совокупности двух подсистем сверхпроводников второго рода [3]: сверхпроводящих гранул с сильной сверхпроводимостью и межзеренных границ — джозефсоновских „слабых связей“ (weak links) со слабой сверхпроводимостью в магнитном поле возможно в рамках двухуровневой модели [4]. Соотношения между критическими параметрами двухуровневой системы гранулярных ВТСП приведены ниже.

Для сверхпроводящих гранул (индексы „g“ или „A“) и межгранулярных границ — джозефсоновских „слабых связей“ (индекс „J“)

$$T_c = T_{cg}(T_{cA}) = T_{cJ},$$

$$H_{c1g}(T) > H_{c1J}(T), \quad H_{c2g}(T) > H_{c2J}(T), \quad (1)$$

$$I_g(T, H) \gg I_J(T, H),$$

где T_{cg} (T_{cA}) и T_{cJ} — критические температуры, H_{c1g} (H_{c1A}) и H_{c1J} — критические поля начала проникно-

вения магнитного поля в виде вихрей Абрикосова и вихрей Джозефсона в обе подсистемы гранулярного сверхпроводника, H_{c2g} (H_{c2A}) и H_{c2J} — критические поля полного проникновения магнитного поля в подсистемы гранулярного сверхпроводника, $I_g(I_A)$, I_J — критические токи.

При этом можно предполагать, что подобные соотношения применимы не только к оксидным гранулярным ВТСП. Однако справедливость подобного тезиса далеко не очевидна, и вопрос о влиянии температуры и внешнего магнитного поля на характер эволюции вихревой структуры гранулярных VCS-сверхпроводников MgB_2 окончательно не решен. Несмотря на огромное количество работ, посвященных попыткам построения фазовых $H\text{--}T$ -диаграмм гранулярных VCS-сверхпроводников MgB_2 при низких температурах (см., например, [5–21]), до сих пор не установлено положение линий H_{c1g} (H_{c1A}) и H_{c2J} на фазовой $H\text{--}T$ -диаграмме. Более того, подвергается сомнению и само существование „слабых связей“ [иными словами, наличие линии $H_{c2J}(T)$ на $H\text{--}T$ -диаграмме] в случае гранулярного VCS-сверхпроводника MgB_2 [22–28].

В этой связи целью настоящей работы и является построение фазовой $H\text{--}T$ -диаграммы гранулярных сверхпроводников MgB_2 . Наиболее эффективным путем достижения цели мы считаем проведение прецизионных измерений температурных зависимостей электросопротивления гранулярных образцов MgB_2 вблизи T_c в относительно слабых магнитных полях. Очевидно, что появление линий фазовых переходов в подсистеме „слабых связей“ (weak links) возможно лишь в диапазоне слабых внешних магнитных полей H_{ext} . Отметим, что в отличие от настоящей работы большинство исследований проведено при достаточно высоких значениях H_{ext} .

2. Методика эксперимента

Методические аспекты настоящей работы по существу сводятся к решению следующих основных задач:

- изучение процесса синтеза гранулярных образцов MgB_2 и выбор на основе полученных данных оптимальных объектов для исследований;
- разработка методики и конкретной программы проведения измерений электросопротивления образцов MgB_2 при криогенных температурах в умеренно сильных поперечных магнитных полях;
- разработка алгоритма обработки полученных экспериментальных результатов¹.

2.1. Синтез и аттестация образцов для исследований. Вопросы, связанные с синтезом однофазных гранулярных образцов BCS-сверхпроводника MgB_2 , рассмотрены ранее [29]. Имеется в виду получение образцов из чистых элементов в результате отжига при высокой температуре и повышенном давлении инертного газа аргона.

Для оптимизации состава синтезируемых образцов порошки магния высокой чистоты и аморфного бора смешивали при различном соотношении исходных компонентов (от MgB_2 до $\text{Mg}_{1.08}\text{B}_2$)², полученные смеси дополнительно измельчали и перемешивали с помощью мельницы-ступки „Pulverizette“. Из полученных смесей прессовали образцы размерами $\sim 20 \times 3 \times 2 \text{ mm}^3$, которые помещали в металлический контейнер. Контейнер помещали в камеру высокого давления, камеру откачивали на вакуум и заполняли аргоном ($p \sim 16 \text{ atm}$). Синтез осуществляли при оптимальной температуре 950°C в течение 10 h [31].

Для аттестации полученных образцов широко применяли современные методы рентгеноструктурного анализа, в том числе разработанные ранее методы изучения характера дефектности образцов MgB_2 . В частности, имеются в виду методы, основанные на анализе изменений интенсивности рентгеновских интерференций при различных воздействиях [32–34]³.

2.2. Измерения электросопротивления в магнитном поле. Для проведения резистивных измерений при криогенных температурах во внешних магнитных полях использовали установку на основе криогенатора RGD-210 (Leybold), магнитное поле создавалось при помощи системы постоянных магнитов [35,36].

Экспериментальная сторона исследований заключалась в проведении измерений электросопротивления гранулярных образцов BCS-сверхпроводника MgB_2 в достаточно узком диапазоне низких температур

($\sim 35 - \sim 45 \text{ K}$) во внешних магнитных полях напряженностью до $\sim 2 \text{ kOe}$.⁴

Для проведения прецизионных электрофизических измерений в узком диапазоне температур была разработана следующая программа.

1. Измерение температурной зависимости удельного электросопротивления $\rho(T)_{H_{\text{ext}}=0}$ в нулевом магнитном поле в диапазоне температур $\sim 35 - \sim 45 \text{ K}$ (при повышении температуры).
2. Охлаждение исследуемого образца во внешнем магнитном поле (FC-режим) до $T \sim 35 \text{ K}$.
3. Измерение температурной зависимости удельного электросопротивления $\rho(T)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$ в диапазоне температур $\sim 35 - \sim 45 \text{ K}$ при заданном значении величины перпендикулярного магнитного поля ($H_{\text{ext}} \perp I$, $H_{\text{ext}} = \text{const}$).
4. Сброс магнитного поля H_{ext} .
5. Контрольное измерение температурной зависимости $\rho(T)_{H_{\text{ext}}=0}$ при $\sim 35 - \sim 45 \text{ K}$.
6. Переход к п. 3 при новом значении $H_{\text{ext}} = \text{const}$.

3. Результаты исследований

3.1. Влияние химического состава на кристаллическую структуру соединений $\text{Mg}_{1+x}\text{B}_2$. На рентгенограммах полученных образцов присутствовали только линии соединения MgB_2 со структурой $D_{6h}^1 - P \frac{6}{mmm}$ (C32).

На основе полученных данных может быть установлен характер изменения состава синтезированных образцов $\text{Mg}_{1+x}\text{B}_2$. Для этого необходимо было рассмотреть закономерности изменения интенсивности дифракционных линий и параметров кристаллической решетки в зависимости от номинального состава образцов. На рис. 1 представлены концентрационные зависимости соотношения интенсивностей дифракционных линий $\frac{I_{110}}{I_{100}}$ и отношения параметров кристаллических решеток c/a соединений с номинальным составом $\text{Mg}_{1+x}\text{B}_2$ ⁵. Кривые $\frac{I_{110}}{I_{100}}$ и $c/a(1+x)$ носят явно выраженный немонотонный характер — в окрестности значения $(1+x) \sim 1.05$ наблюдается изменение хода обеих кривых: заметное уменьшение величин $\frac{I_{110}}{I_{100}}$ и c/a при увеличении содержания магния сменяется незначительным ростом. Наличие тенденции к уменьшению параметров кристаллической решетки при синтезе сверхпроводника MgB_2 свидетельствует об удалении части атомов Mg и/или B в процессе высокотемпературного синтеза даже в условиях приложения высокого давления инертного газа аргона (см. выше).

⁴ Следует, однако, подчеркнуть, что именно в силу узости температурного диапазона измерений необходимо было проводить измерения температуры с точностью не ниже $\sim 0.01 - 0.02 \text{ K}$. Только наличие кривых $R(T)$, снятых с указанной точностью, позволяет проводить адекватную обработку полученных данных. При помощи применяемой в работе измерительной и вычислительной аппаратуры возможен съем информации с „шагом“ $\sim 0.01 \text{ K}$.

⁵ При этом не исключена возможность изменения состава материала в процессе синтеза, т.е. отличие реального состава объектов исследования от номинального.

¹ Данный вопрос будет рассмотрен в разделе 4.

² Сходная процедура применялась, в частности, в работе [30].

³ В цитируемых работах изучались эффекты, связанные с внешним воздействием — облучением, в данной работе речь идет о внутреннем воздействии — изменении химического состава объекта исследований.

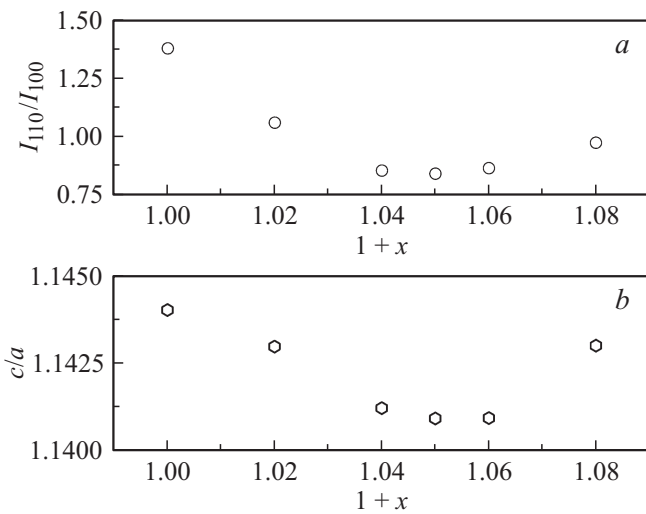


Рис. 1. Зависимость отношения интенсивностей дифракционных линий I_{110}/I_{100} (a) и отношение параметров кристаллических решеток c/a (b) сверхпроводника $Mg_{1+x}B_2$ от номинального содержания магния ($1+x$).

Ранее [32,33] были развиты представления о возможности установления характера дефектообразования в кристаллической решетке BCS-сверхпроводника MgB_2 со структурой типа C32 при различных внешних воздействиях. В соответствии с результатами математического моделирования поведения отношения интенсивностей дифракционных линий (110) к (100) при различных сценариях дефектообразования в решетке MgB_2 , левая ветвь кривой на рис. 1, a соответствует протеканию процесса удаления атомов магния из кристаллической решетки, правая — удалению атомов бора.

Есть веские основания полагать, что номинальный состав соединения $Mg_{1+x}B_2$, который сопровождается появлением экстремума на указанных зависимостях, соответствует реальному составу соединения, максимально близкому к стехиометрическому (MgB_2). Косвенным подтверждением подобного предположения является тот факт, что при $(1+x) \sim 1.05$ величина критической температуры $T_c = 38.85 \pm 0.02$ К достигает максимального значения. В дальнейшем образцы номинального состава $Mg_{1.05}B_2$ использовались для проведения электрофизических измерений.

3.2. Изучение электросопротивления гранулярных образцов MgB_2 при криогенных температурах во внешних магнитных полях. В соответствии с описанной выше (п. 2.2.) схемой проведено несколько серий измерений температурных зависимостей удельного электросопротивления $\rho(T)$ гранулярного BCS-сверхпроводника MgB_2 в магнитном поле.

Основные результаты, полученные в одной из серий измерений $\rho(T)_{H_{ext}=const}$, представлены на рис. 2.

Прежде всего следует остановиться на некоторых чисто качественных эффектах:

— для образцов BCS-сверхпроводника MgB_2 в пределах точности измерений отличий в ходе кривых $\rho(T)_{H_{ext}=const}$ (при повышении температуры) до и после приложения внешнего поля H_{ext} не наблюдается;

— способ охлаждения образцов гранулярного BCS-сверхпроводника MgB_2 — ZFC или FC (охлаждение в отсутствии внешнего магнитного поля — ZFC, охлаждение во внешнем магнитном поле — FC) в пределах точности измерений не влияет на ход кривых $\rho(T)_{H_{ext}=const}$ при повышении температуры;

— отсутствие заметных гистерезисных эффектов в ходе соответствующих кривых $\rho(T)_{H_{ext}=const}$ для исследуемых образцов MgB_2 .

В целом совокупность полученных в работе качественных результатов указывает на отсутствие (во всяком случае, в пределах точности измерений) необратимого эффекта захвата магнитного потока (ЗМП) в относительно слабых магнитных полях.

На фоне этих качественных результатов могут быть рассмотрены все количественные результаты исследований, приведенные ниже. Следует, очевидно, полагать, что в качестве параметров, описывающих ход кривых $\rho(T)_{H_{ext}=const}$, представленных на рис. 2, можно в первом приближении рассматривать:

- температуру сверхпроводящего перехода T_c ;
- ширину сверхпроводящего перехода ΔT_c ;
- величину скачка электросопротивления $\Delta\rho$ при сверхпроводящем переходе.

При изменении напряженности внешнего магнитного поля H_{ext} в ходе полевых зависимостей этих параметров наблюдаются следующие закономерности.

1. Положение точки перегиба на кривых $\rho(T)_{H_{ext}=const}$ величина, которая практически совпадает с эффективным значением T_c , линейно по полю сдвигается в сто-

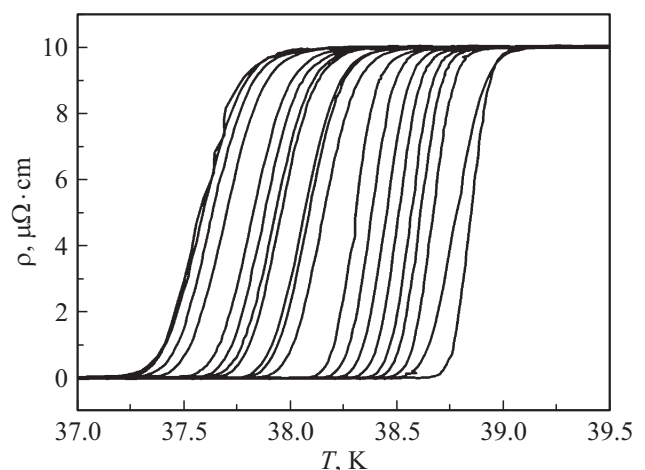


Рис. 2. Температурные зависимости удельного электросопротивления $\rho(T)_{H_{ext}=const}$ гранулярных образцов MgB_2 во внешних магнитных полях H_{ext} . Значения внешнего поля составляют справа налево соответственно: 0, 100, 200, 400, 500, 600, 700, 800, 900, 1 000, 1100, 1200, 1300, 1400, 1500, 1600, 1700, 1800, 1900 и 1980 Ое.

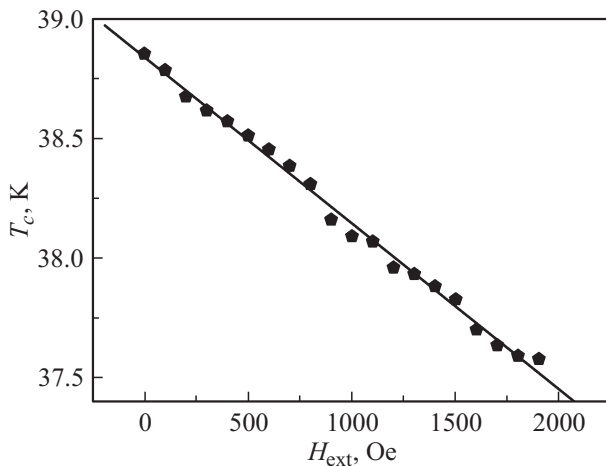


Рис. 3. Полевая зависимость положения точки перегиба на кривых $\rho(T)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$ — критической температуры T_c гранулярных образцов MgB_2 .

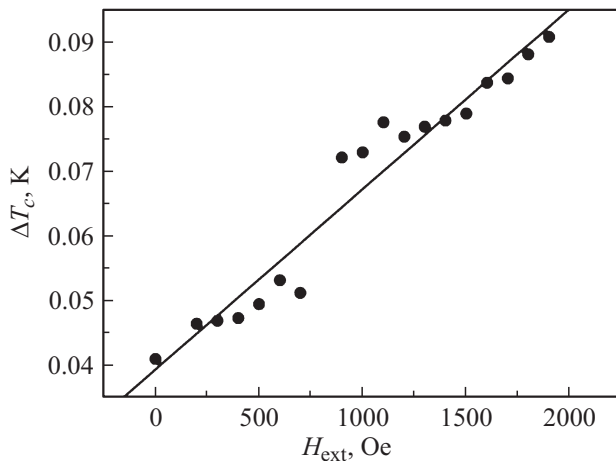


Рис. 4. Полевая зависимость ширины сверхпроводящего перехода ΔT_c гранулярных образцов MgB_2 .

рону низких температур при повышении напряженности поля H_{ext} (рис. 3),

2. Для кривых $\rho(T)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$ — эффективная ширина сверхпроводящего перехода ΔT_c заметно растет при повышении H_{ext} (рис. 4),

3. Значения величины скачка электросопротивления $\Delta\rho$ в T_c не зависит от величины приложенного внешнего магнитного поля H_{ext} (см. рис. 2).

Необходимо подчеркнуть, что в настоящей работе впервые обнаружен тот принципиально важный факт, что в диапазоне относительно слабых магнитных полей эффективная ширина сверхпроводящего перехода ΔT_c практически линейно растет при повышении напряженности внешнего магнитного поля H_{ext}

$$\Delta T_c = 0.04206 \pm 0.00287 + (2.55333 \cdot 10^{-5} \pm 2.58434 \cdot 10^{-6})H_{\text{ext}},$$

причем коэффициент корреляции $r^2 \approx 0.84$.

4. Обсуждение результатов

При обсуждении результатов, очевидно, следует обратить внимание на то немаловажное обстоятельство, что все зависимости $\rho(T)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$ вблизи T_c имеют характерную σ -идальную форму. Подобное поведение термодинамических и кинетических величин при изменении внешних воздействий (температура, магнитное поле и т.п.) адекватно описывается известной функцией Больцмана, широко применяемой в теории фазовых переходов, сопровождаемых скачками соответствующих физических величин [36–39]. Для скачка электросопротивления при сверхпроводящем переходе уравнение Больцмана приобретает вид

$$\Delta\rho(T)_{H_{\text{ext}}=\text{const}} = \frac{\Delta\rho_N}{1 + e^{T_c - \Delta T_c}}, \quad (2)$$

где $\Delta\rho_N$ — удельное сопротивление в нормальном состоянии вблизи T_c .

Как видно, при подобном подходе в первом приближении функция Больцмана может быть использована для описания поведения зависимостей $\rho(T)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$ для гранулярных сверхпроводников MgB_2 в окрестности критической температуры сверхпроводящего перехода T_c в магнитном поле (см. рис. 2). При этом вопрос о принадлежности гранулярного ВСС-сверхпроводника MgB_2 к одно- или двухуровневым сверхпроводящим системам остается открытым. Для получения ответа на этот вопрос необходим тщательный анализ поведения электросопротивления в магнитном поле гранулярного ВСС-сверхпроводника MgB_2 вблизи температуры сверхпроводящего перехода.

Прежде всего, необходимо обратить внимание на наличие двух упоминавшихся выше особенностей в ходе полевых зависимостей параметров кривых сверхпроводящего перехода $\rho(T)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$.

1. Ширина сверхпроводящего перехода (или переходов?) ΔT_c проявляет явно выраженную полевую зависимость (рост ΔT_c при повышении поля).

2. Положение верхней границы кривых перехода не зависит от напряженности внешнего магнитного поля H_{ext} и, как следствие, величина скачка электросопротивления $\Delta\rho$ в T_c не зависит от величины H_{ext} ($\Delta\rho_N \approx \text{const}$).

Отсутствие (в пределах точности измерений) зависимости величины скачка сопротивления при сверхпроводящем переходе от H_{ext} так же, как и наличие эффекта незначительного снижения T_c под действием магнитного поля, очевидно, представляется вполне естественным. Природа же заметного уширения сверхпроводящего перехода под действием магнитного поля требует особого рассмотрения. Как известно, в окрестности температуры сверхпроводящего перехода T_c для оксидных гранулярных ВТСП, заведомо относящихся к двухуровневым системам [4], в магнитном поле сходятся несколько линий фазовых равновесий [$H_{c1g}(T)$, $H_{c1l}(T)$, $H_{c2g}(T)$, $H_{c2l}(T)$] [4]. Напомним, что начало процесса проникновения магнитного поля в виде вихрей Джозефсона в

поле H_{c1J} в межгранульные границы („слабые связи“) не сопровождается появлением резистивности [4,40]; начало процесса проникновения магнитного поля в виде вихрей Абрикосова в поле H_{c1g} (H_{c1A}) в сверхпроводящие гранулы приводит лишь к незначительным изменениям хода полевых и температурных зависимостей электросопротивления [35,41]. К „сильным“ эффектам — появлению скачков электросопротивления — должно приводить протекание сверхпроводящих переходов в одной (сверхпроводящие гранулы) [в случае одноуровневого сверхпроводника] или в двух (гранулы + „слабые связи“) [в случае двухуровневого сверхпроводника] подсистемах гранулярного сверхпроводника.

Таким образом, анализ поведения электросопротивления гранулярного BCS-сверхпроводника MgB_2 в относительно слабых магнитных полях вблизи T_c должен включать:

1. разработку расчетной модели для описания зависимости $\rho(T)_{H_{ext}=\text{const}}$ для двухуровневых гранулярных сверхпроводников⁶,

2. обработку полученных зависимостей $\rho(T)_{H_{ext}=\text{const}}$ для гранулярных BCS-сверхпроводников MgB_2 в рамках разработанной модели.

4.1. Модель сверхпроводящего перехода в гранулярном BCS-сверхпроводнике MgB_2 . Основной идеей, положенной в разработку расчетной модели сверхпроводящего перехода (переходов?) в гранулярных BCS-сверхпроводниках MgB_2 , является предположение о возможности описания кривых температурных зависимостей электросопротивления в магнитном поле в окрестности T_c как суперпозиции двух функций Больцмана, относящихся к сверхпроводящим гранулам и джозефсоновским „слабым связям“. Или, иными словами, каждая из кривых $\rho(T)_{H_{ext}=\text{const}}$ по существу являет собой „свертку“ двух σ -идальных кривых, описываемых функцией Больцмана

$$\Delta\rho(T)_{H_{ext}=\text{const}} = \frac{\Delta\rho_{NA}}{1 + e^{T_cA - \Delta T_{cA}}} + \frac{\Delta\rho_{NJ}}{1 + e^{T_cJ - \Delta T_{cJ}}}, \quad (3)$$

где $\Delta\rho_{NA}$ — величина скачка удельного сопротивления при переходе сверхпроводящих гранул в резистивное состояние; $\Delta\rho_{NJ}$ — величина скачка удельного сопротивления при переходе „слабых связей“ в резистивное состояние.

Очевидно, что для описания размытого по магнитному полю сверхпроводящего перехода (а точнее — переходов) может быть применена модель, описываемая уравнением (3). В рамках данной модели BCS-сверхпроводник MgB_2 рассматривается в качестве „классической“ двухуровневой системы.

⁶ Необходимость разработки подобной модели связана с тем обстоятельством, что в отличие от оксидных гранулярных ВТСП, для которых фазовые переходы в подсистемах сверхпроводящих гранул и „слабых связей“ достаточно сильно „разнесены“ по температуре и по магнитному полю (см., например, [4,35]), в случае гранулярного BCS-сверхпроводника MgB_2 единственным эффектом, свидетельствующем о возможности протекания сверхпроводящих переходов в обеих подсистемах, является упомянутое выше уширение фазового перехода (см. рис. 4).

4.2. Обработка экспериментальных данных. Результаты математической обработки полученных экспериментальных данных — совокупности кривых $\rho(T)_{H_{ext}=\text{const}}$ (см. рис. 2) в рамках двухуровневой модели, т.е. с помощью полуэмпирического уравнения (3) методом минимизации функционала представлены на рис. 5, 6.

Как видно, в ходе полевых зависимостей параметров уравнения (3) имеют место следующие закономерности.

1. Значения критических температур переходов в сверхпроводящее состояние гранул и „слабых связей“ практически совпадают в нулевом магнитном поле, по

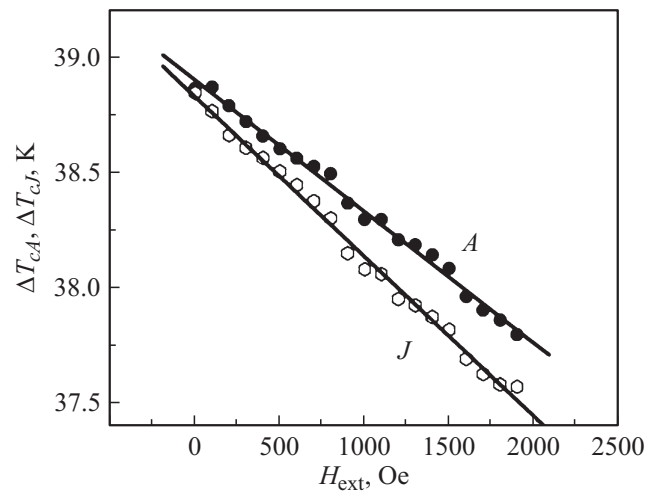


Рис. 5. Фазовая $H-T$ -диаграмма гранулярного сверхпроводника MgB_2 . Символы „А“ и „J“ относятся соответственно к сверхпроводящим гранулам и межгранульным границам — джозефсоновским „слабым связям“.

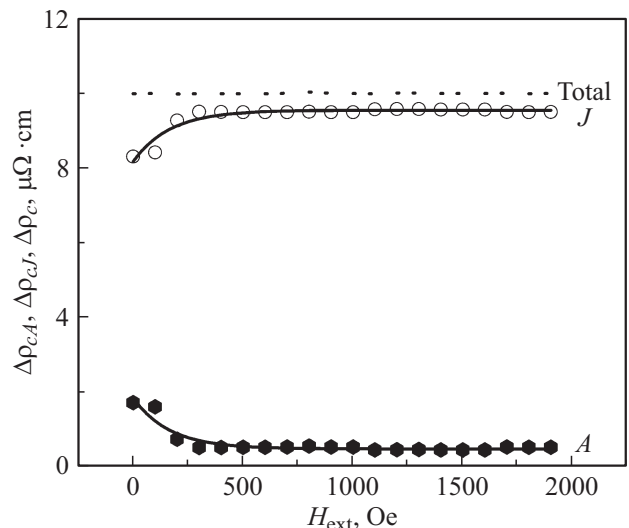


Рис. 6. Полевая зависимость скачков электросопротивления при переходе в сверхпроводящее состояние гранулярного сверхпроводника MgB_2 . Символы „А“ и „J“ относятся соответственно к сверхпроводящим гранулам и межгранульным границам — джозефсоновским „слабым связям“. „Total“ — суммарная величина скачков электросопротивления.

мере повышения H_{ext} различие между T_{cA} и T_{cJ} заметно растёт (рис. 5).⁷

2. Скачки электросопротивления в подсистеме „слабых связей“ в T_{cJ} значительно превышают скачки электросопротивления сверхпроводящих гранул в T_{cA} (рис. 6).

Прокомментируем результаты, представленные на рис. 5, 6.

1. Обработка результатов исследований на базе представлений об описании кривых перехода как свертки двух функций Больцмана для A - и J -подсистем двухуровневой системы однозначно свидетельствует в пользу предположения о протекании двух фазовых переходов с близкими значениями критических температур и полей.

Зависимости параметров линейных уравнений для полевых зависимостей критических температур

$$T_{cA} = 38.90184 \pm 0.01183 - (0.00057 \pm 0.00001)H_{\text{ext}} \\ (r^2 = 0.99377),$$

$$T_{cJ} = 38.8292 \pm 0.01402 - (0.00069 \pm 0.00001)H_{\text{ext}} \\ (r^2 = 0.99408)$$

однозначно указывают на наличие реальных признаков существования линий $T_{cA}(H_{\text{ext}})$ и $T_{cJ}(H_{\text{ext}})$ на фазовой H - T -диаграмме гранулярного ВСS-сверхпроводника MgB_2 (соответствующая фазовая диаграмма представлена на рис. 5).

2. Поведение полевых зависимостей „абрикосовских“ и „джозефсоновских“ скачков электросопротивления (см. рис. 6), по-видимому, следует признать разумным хотя бы по той причине, что удается наблюдать тенденцию к сближению их значений по мере приближения к T_c . То обстоятельство, что величины „джозефсоновских“ скачков электросопротивления выше „абрикосовских“, согласуется с тем, что, как установлено на примере гранулярных оксидных ВТСП [41,42], сопротивление „слабых связей“ существенно превышает сопротивление сверхпроводящих гранул.

5. Заключение

Основным принципиально важным результатом настоящей работы следует считать установление возможности применения двухуровневой модели критического состояния, развитой для описания электромагнитных, магнитных и других свойств гранулярных оксидных ВТСП, к гранулярным ВСS-сверхпроводникам на основе MgB_2 .

Получение основного результата работы обеспечивалось следующими обстоятельствами:

— оптимизацией процесса синтеза и методов аттестации полученных образцов ВСS-сверхпроводника MgB_2 ;

⁷ Для идентификации эффектов, связанных с обеими подсистемами двухуровневой системы гранулярного сверхпроводника, следует исходить из того, что в соответствии с уравнениями (1) линия фазовых переходов в системе сверхпроводящих гранул на фазовой H - T -диаграмме должна быть расположена выше соответствующей линии в системе джозефсоновских „слабых связей“.

— проведением прецизионных измерений электросопротивления вблизи T_c (~ 35 – 45 К) в слабых поперечных магнитных полях (до ~ 2 кОе);

— обнаружением эффекта уширения сверхпроводящего перехода при повышении напряженности магнитного поля;

— разработкой расчетной модели сверхпроводящих переходов в двухуровневой системе;

— обработкой кривых электросопротивления в магнитном поле как суперпозиции двух σ -идальных функций Больцмана для сверхпроводящих гранул и джозефсоновских „слабых связей“;

— построением на основе полученных экспериментальных данных и разработанной расчетной модели фазовой H - T -диаграммы гранулярного ВСS-сверхпроводника MgB_2 вблизи температуры сверхпроводящего перехода.

Список литературы

- [1] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, J. Akimitsu. *Nature* **410**, 63 (2001).
- [2] J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer. *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
- [3] Л.В. Шубников, В.И. Хоткевич, Ю.Д. Шепелев, Ю.Н. Рябинин. *ЖЭТФ*. **7**, 2, 221 (1935).
- [4] L. Ji, M.S. Rzchowski, N. Anand, M. Tinkham. *Phys. Rev. B*. **47**, 1, 470 (1993).
- [5] F.W. Fabris, R.M. Costa, G.L. F Fraga, A.S. Pereira, C.A. Perottoni, P. Pureur. *Supercond. Sci. Technol.* **19**, 4, 405 (2006).
- [6] J.H. Kim, H.R. Yoon, W. Jo. *J. Korean Phys. Soc.* **48**, 5, 1040 (2006).
- [7] J. Mucha, M. Pękała, J. Szydłowska, W. Gadomski, J. Akimitsu, J.F. Fagnard, Ph. Vanderbemden, R. Cloots, M. Ausloos. *Superconductor Sci. Technol.* **16**, 10, 1167 (2003).
- [8] X. Wan, J. Dong, H. Weng, D.Y. Xing. *Phys. Rev. B* **65**, 012 502 (2002).
- [9] C. Li, L. Hua. *Chinese Phys. Lett.* **20**, 1128 (2003).
- [10] A.F. Goncharov, V.V. Struzhkin. *Physica C* **385**, 117 (2003).
- [11] W.H. Xie, D.C. Xue. *J. Phys.: Condens. Matter.* **13**, 11679 (2001).
- [12] S. Agrestini, C. Metallo, M. Filippi, L. Simonelli, G. Campi, C. Sanipoli, E. Liarokapis, S. De Negri, M. Giovannini, A. Saccone, A. Latini, A. Bianconi. *Phys. Rev. B* **70**, 134 514 (2004).
- [13] A. Bianconi, D. Di Castro, S. Agrestini, G. Campi, N.L. Saini, A. Saccone, S. De Negri, M. Giovannini. *J. Phys.: Condens. Matter.* **13**, 7383 (2001).
- [14] S. Agrstini, G. Zangari, N.L. Saini, A. Saccone, D. Di Castro, M. Giovannini, G. Profeta, A. Continenza, G. Satta, S. Massidda, A. Cassetta, A. Pifferi, M. Colapietra. *Phys. Rev. B* **65**, 174 515 (2002).
- [15] A. Carrnton, R.J. Meeson, J.R. Cooper, L. Balicas, N.E. Hussey, E.A. Yellan, S. Lee, A. Yamamoto, S. Tajima, S.M. Kazakov, J. Karpinski. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 037 003 (2003).
- [16] X. Xu, J.H. Kim, M.S.A. Hossain, J.S. Park, Y. Zhao, S.X. Dou, W.K. Yeoh, M. Rindfleisch, M. Tomsic. *J. Appl. Phys.* **103**, 2, 023 912 (2008).

- [17] C. Senatore, M. Polichetti, D. Zola, T. Di Matteo, G. Giunchi, S. Pace. *Supercond. Sci. Technol.* **16**, 183 (2003).
- [18] V. Chabalenko, R. Puźniak, A. Nabałek, S. Vasiliev, V. Rusakov, L. Huanqian, R. Szymczak, H. Szymczak, J. Jun, J. Karpiński, V. Finke. *J. Low Temperature Phys.* **130**, (3–4), 175 (2003).
- [19] T. Klein, R. Marlaud, C. Marcenat, H. Cercellier, M. Konczykowski, C.J. van der Beek, V. Mosser, H.S. Lee, S.I. Lee. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 047001 (2010).
- [20] M. Olutaş, A. Kiliç, K. Kiliç, A. Altinkok. *J. Supercond. Nov. Magn.* **26**, 12, 3369 (2013).
- [21] N. Khare, D.P. Singh, A.K. Gupta, Shashawati Sen, D.K. Aswal, S.K. Gupta, L.C. Gupta. *J. Appl. Phys.* **97**, 07613; Neeraj Khare, D.P. Singh, A.K. Gupta, D.K. Aswal, Sh. Sen, S.K. Gupta, L.C. Gupta. *Supercond. Sci. Technol.* **17**, 1372 (2004).
- [22] M. Bar-Sadan, G. Leitus, Sh. Reich. *J. Supercond.* **17**, 4, 497 (2004).
- [23] S.B. Samanta, H. Narayan, A. Gupta, A.V. Narlikar, T. Muranaka, J. Akimitsu. *Phys. Rev. B* **65**, 092510 (2002).
- [24] T. Plecenik, M. Gregor, M. Prascak, R. Micunek, M. Grajcar, A. Lugstein, E. Bertagnolli, M. Zahoran, T. Roch, P. Kus, A. Plecenik. *Physica C* **468**, 789 (2008).
- [25] A.A. Gallitto, G. Bonsignore, G. Giunchi, M. Li Vigni. *J. Supercond. Nov. Magn.* **20**, 1, 13 (2007).
- [26] A. Murakami, H. Teshima, T. Naito, H. Fujishiro, T. Kudo. *Phys. Procedia* **58**, 98 (2014).
- [27] M. Koblishka, A. Wiederhold, M. Muralidhar, K. Inoue, Th. Hauet, B. Douine, K. Berger, M. Murakami, U. Hartmann. *IEEE Trans. Mag. Institute Electr. Electron. Eng.* **50**, 11, 9000504 (2014).
- [28] A.A. Blinkin, V.N. Golovin, V.V.V. Derevyanko, T.V. Sukhareva, V.A. Finkel. *Functional Mater.* **6**, 2, 239 (2000).
- [29] P.P.S. Bhadauria¹, A. Gupta, H. Kishan¹, A.V. Narlikar. *J. Appl. Phys.* **115**, 183905 (2014).
- [30] А.А. Блинкин, В.В. Деревянко, В.Н. Головин, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. **47**, 9, 1546 (2005).
- [31] А.А. Блинкин, В.В. Деревянко, А.Н. Довбня, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель, И.Н. Шляхов. *ФТТ* **48**, 11, 1921 (2006).
- [32] А.А. Блинкин, В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.Л. Уваров, В.А. Финкель, Ю.Н. Шахов, И.Н. Шляхов. *ФТТ* **53**, 2, 225 (2011).
- [33] А.М. Bovda, V.V. Derevyanko, T.V. Sukhareva, V.A. Finkel. *Functional Mater.* **21**, 3, 225 (2014).
- [34] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель, Ю.Н. Шахов. *ФТТ* **56**, 625 (2014).
- [35] M.L. Steyn-Ross, D.A. Steyn-Ross, J.W. Sleight, L.C. Wilcocks. *Phys. Rev. E* **64**, 011917 (2001).
- [36] M.L. Steyn-Ross, D.A. Steyn-Ross, J.W. Sleight, M.T. Wilson, L.C. Wilcocks. *Phys. Rev. E* **72**, 061910 (2005).
- [37] N. Pesheva, J. De Coninck. *Phys. Rev. E* **70**, 046102 (2004).
- [38] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ЖЭТФ* **134**, 5, 933 (2008).
- [39] C.A.M. dos Santos, C.J.V. Oliveira, M.S. da Luz, A.D. Bortolozo, M.J.R. Sandim, A.J.S. Machado. *Phys. Rev. B* **74**, 184526 (2006).
- [40] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ФТТ* **46**, 10, 1740 (2004).
- [41] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ФТТ* **52**, 8, 1479 (2010).
- [42] T.V. Sukhareva. *J. Supercond. Nov. Magn.* **26**, 5, 2021 (2013).