

# Эволюция структуры и свойств сверхпроводника $MgB_2$ при изотермическом отжиге

© А.А. Блинкин, В.В. Деревянко, В.Н. Головин, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель

Национальный научный центр „Харьковский физико-технический институт“  
Национальной академии наук Украины,  
61108 Харьков, Украина

E-mail: finkel@kipt.kharkov.ua

(Поступила в Редакцию 6 октября 2004 г.)

Изучено влияние относительно слабых воздействий на структуру двузонного BCS-сверхпроводника  $MgB_2$ . Объектами исследования служили образцы  $MgB_2$  отличающиеся временем отжига при температуре  $900^\circ\text{C}$ . Обнаружено, что величины параметров решетки, остаточного сопротивления и критической температуры очень слабо зависят от времени отжига, величина же удельного сопротивления уменьшается в несколько раз при увеличении времени отжига от 2 до 10 h. Высказано предположение о том, что наблюдаемые эффекты могут быть обусловлены влиянием процесса упорядочения атомов Mg и B в кристаллической решетке  $MgB_2$  на перенос заряда по двумерным  $\sigma$ -связям B–B.

## 1. Введение

Сверхпроводимость диборида магния  $MgB_2$  со структурой C32 (пространственная группа  $D_{6h}^1 - P \frac{6}{mmm}$ ) и критической температурой  $T_c \sim 39$  K была открыта в начале 2001 г. [1]. С этого времени исследования природы сверхпроводимости  $MgB_2$ , технологии синтеза поликристаллических образцов, тонких пленок и монокристаллов и процессов получения сверхпроводящих материалов на его основе, особенностей кристаллической структуры и свойств нового сверхпроводника в нормальном и сверхпроводящем состояниях интенсивно ведутся во многих лабораториях мира (см., например, [2–9]).

Особенностью кристаллической структуры  $MgB_2$  является то, что в ней плотноупакованные гексагональные слои атомов магния чередуются с *honeycomb* („графитоподобными“) слоями атомов бора. К настоящему времени надежно установлено, что сверхпроводимость диборида магния обусловлена известным с 1957 г. механизмом электрон-фононного взаимодействия Бардина–Купера–Шриффера (теория BCS) [10]. В рамках модели BCS критическая температура сверхпроводника зависит от трех фундаментальных параметров: дебаевской частоты  $\omega_D$  ( $\hbar\omega_D = k\Theta_D$ , где  $\Theta_D$  — температура Дебая,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $k$  — постоянная Больцмана), величины электрон-фононного взаимодействия  $V$  и плотности электронных состояний на уровне Ферми  $N(E_F)$

$$kT_c = 1.13\hbar\omega_D \cdot \exp\left[-\frac{1}{VN(E_F)}\right]. \quad (1)$$

Действительно, частота фононных колебаний  $\omega_D$  и как следствие температура Дебая  $\Theta_D \sim 900$ – $1200$  K [11–13] нового сверхпроводника очень высоки, но плотность электронных состояний на уровне Ферми  $N(E_F)$  в случае диборида магния не может быть высокой — атомы Mg не имеют *d*-электронов. Единственным источником вы-

сокой критической температуры соединения  $MgB_2$  может служить величина электрон-фононного взаимодействия  $V$  [2]. Существенное понижение критической температуры при повышении гидростатического давления ( $dT_c/dP \sim 1.6$  K/GPa [14]), величина которого хорошо согласуется с расчетами зонной структуры  $MgB_2$  [15], а также наличие достаточно сильного изотопического эффекта [16,17] свидетельствуют в пользу представлений о сильном электрон-фононном взаимодействии и высоких фононных частотах легких атомов бора в кристаллической решетке. Основную роль в электрон-фононном взаимодействии играют ангармонические  $E_{2g}$ -фононные моды [18].

Известно, что в случае  $MgB_2$  реализуется давно предсказанная теоретически [19], но никогда, по-видимому, ранее не наблюдавшаяся экспериментально двучелевая сверхпроводимость. В рамках „двузонной модели“ (см., например, [18]) постулируется существование двух различных *s*-волновых сверхпроводящих щелей — большой  $\Delta_\sigma$  и малой  $\Delta_\pi$  — на различных участках поверхности Ферми. Величины этих энергетических щелей оказались существенно различными: для трехмерных (3D)  $\pi$ -связей между слоями атомов B и Mg малая щель  $\Delta_\pi(0) \sim 2.4 \pm 0.1$  meV, для двумерных (2D)  $\sigma$ -связей B–B большая щель  $\Delta_\sigma(0) \sim 7.1 \pm 0.4$  meV (см., например, [20–22]).

В связи с реализацией модели двучелевой сверхпроводимости в случае  $MgB_2$  большой интерес представляет изучение влияния различных нарушений структуры — примесей, отклонений от стехиометрического состава, появления „антиструктурных дефектов“ (т. е. разупорядочения) [23], дислокаций и т. п. — на сверхпроводимость диборида магния и свойства этого сверхпроводника в нормальном состоянии. В ранее проводившихся многочисленных исследованиях в этом направлении, как правило, рассматривались эффекты, связанные с достаточно сильными воздействиями на кристаллическую решетку — замена элементов (главным образом по

схемам:  $Mg \rightarrow Al$ ,  $B \rightarrow C$ ) в кристаллической решетке сверхпроводника  $MgB_2$  в достаточно широких пределах (см., например, [7,24–26]), введение большого количества примесей [27], облучение высокими дозами нейтронов и др. частиц [28], термообработка в экстремальных условиях [29], горячее изостатическое прессование [30] и т.д. Казалось бы, результаты подобных исследований дают основание утверждать, что с ростом деформации кристаллической решетки  $MgB_2$  критическая температура сверхпроводящего перехода понижается, а величина остаточного электросопротивления  $\rho_{273K}/\rho_{T \rightarrow T_c}$  возрастает [31,32]. Необходимо, однако, иметь в виду следующие два обстоятельства.

1) Поскольку одним из фундаментальных свойств многоцелевых сверхпроводников является то, что наличие в них немагнитных примесей должно приводить к разрушению куперовских пар, подобно тому как магнитные примеси разрушают сверхпроводимость обычных (однозонных) сверхпроводников [6,33], изменение химического состава  $MgB_2$  должно приводить к сильным изменениям температуры сверхпроводящего перехода.

2) В условиях „сильных“ воздействий на структуру могут одновременно воздействовать несколько механизмов, приводящих к эволюции свойств  $MgB_2$  в сверхпроводящем и нормальном состоянии. Это обстоятельство признает большинство авторов цитированных выше работ.

В настоящей работе предпринята попытка изучить влияние относительно слабых воздействий, не приводящих к заметным изменениям химического состава и дефектности кристаллической решетки, на структурные характеристики (фазовый состав, параметры и деформации решетки), критическую температуру  $T_c$  и температурную зависимость электросопротивления  $R(T)$  при  $T > T_c$  этого сверхпроводника. Конкретно речь идет об изучении структуры и свойств образцов  $MgB_2$ , отличающихся лишь временем отжига при умеренно высокой температуре.

## 2. Образцы и методы исследования

Синтез образцов  $MgB_2$  производился по следующей схеме [34]. Порошки магния и бора чистотой  $\sim 99\%$  смешивались в стехиометрическом соотношении, полученная смесь измельчалась и дополнительно перемешивалась при помощи мельницы-ступки „Pulverizette“. Из смеси компонентов прессовались таблетки диаметром  $\sim 8$  мм, которые затем загружались в кварцевый контейнер. Контейнер помещался в камеру высокого давления, ранее разработанную для синтеза ВТСП со структурой 124 ( $YBa_2Cu_4O_{8\pm\delta}$  и др.) [35], камера откачивалась на вакуум и заполнялась аргоном под давлением  $\sim 10^6$  Па во избежание испарения легколетучего магния при синтезе  $MgB_2$ . Синтез производился при температуре  $900^\circ\text{C}$  в течение двух часов.

Полученные таблетки измельчались в порошок. На рентгенограмме порошка (дифрактометр ДРОН-УМ1,  $Cu_{K\alpha}$ -излучение) наблюдается характерная система дифракционных линий диборида магния, соответствующих пространственной группе  $D_{6h}^1 - P \frac{6}{mmm}$  с параметрами кристаллической решетки  $a = 3.0833 \pm 0.0001 \text{ \AA}$ ,  $c = 3.5233 \pm 0.0001 \text{ \AA}$ . Полученные значения параметров решетки близки к данным других авторов (см., например, [4,36]). Линии посторонних фаз практически отсутствуют.

Из одной партии порошка  $MgB_2$  в строго идентичных условиях прессовались образцы для исследований электрофизических свойств размером  $\sim 3 \times 3 \times 20$  мм. Полученные образцы спекались в атмосфере аргона при  $950^\circ\text{C}$  в течение нескольких минут, а затем подвергались отжигу при температуре  $900^\circ\text{C}$ , несколько меньшей температуры спекания, в той же среде в течение 2, 4, 6, 8 или 10 часов. При помощи проводящего клея на образцы наносились низкоомные Ag контакты. Для проведения структурных (рентгенографических) исследований образцы  $MgB_2$ , прошедшие различную термическую обработку, повторно измельчались в порошок.

Электросопротивление образцов  $MgB_2$  в диапазоне температур  $\sim 30\text{--}275$  К измерялись с помощью приборно-программного измерительного комплекса (ППИК), созданного на основе криогенератора RGD-210 (Leybold) [37]. Датчиком температуры служил платиновый термометр сопротивления. Каждая серия измерений содержала  $\sim 500\text{--}1000$  экспериментальных точек.

## 3. Результаты исследований

3.1. Структурные исследования. На рис. 1 и в таблице представлены результаты измерений параметров кристаллической решетки образцов  $MgB_2$ , прошедших различную термическую обработку при  $900^\circ\text{C}$  (подчеркнем еще раз, что все структурные исследования

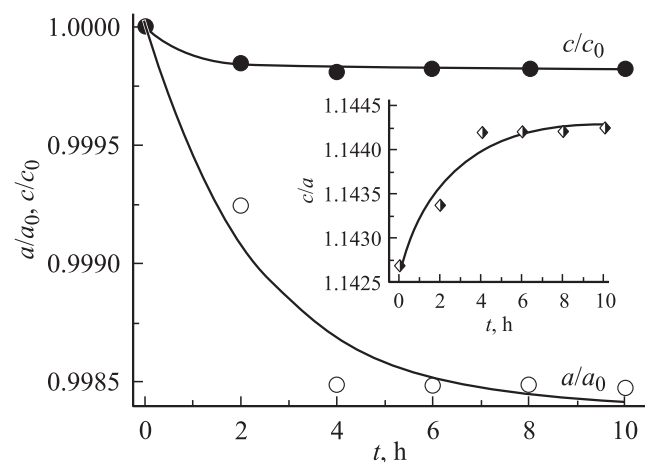


Рис. 1. Зависимость изменений параметров кристаллической решетки образцов сверхпроводника  $MgB_2$  от времени изотермического отжига при  $900^\circ\text{C}$ .

Образцы MgB<sub>2</sub>

Время отжига при 900°C, h	Параметры решетки			T <sub>c</sub> , К	ΔT <sub>c</sub> , К	Электрофизические свойства				
	a, Å	c, Å	c/a			ρ <sub>273 К</sub> , mΩ · cm	RRR = $\frac{\rho_{273 К}}{\rho_{50 К}}$	Коэффициенты уравнения $\frac{\rho(T)}{\rho_{273 К}} = a + b \cdot T^n$		
								a	b, K <sup>-n</sup>	n
0	3.0833	3.5233	1.1427	—	—	—	—	—	—	—
2	3.0810	3.5228	1.1434	37.25	0.278	7.346	1.408	0.69641	2.2832 · 10 <sup>-6</sup>	2.105 ± 0.009
4	3.0787	3.5226	1.1442	37.28	0.316	3.476	1.497	0.65576	1.0409 · 10 <sup>-6</sup>	2.263 ± 0.006
6	3.0787	3.5227	1.1442	37.08	0.362	1.765	1.576	0.62471	0.7821 · 10 <sup>-6</sup>	2.336 ± 0.008
8	3.0787	3.5227	1.1442	37.53	0.307	0.860	1.619	0.60093	3.3870 · 10 <sup>-6</sup>	2.085 ± 0.006
10	3.0786	3.5227	1.1443	36.78	0.337	0.773	1.603	0.60370	3.8748 · 10 <sup>-6</sup>	2.060 ± 0.006

проведены на порошках, полученных путем измельчения соответствующих образцов). В ходе зависимостей  $a/a_0(\tau)$ ,  $c/c_0(\tau)$  и  $c/a(\tau)$  наблюдаются следующие тенденции: при увеличении времени отжига образцов MgB<sub>2</sub> при 900°C параметры кристаллической решетки уменьшаются, причем относительные изменения параметра  $a$  в несколько раз превосходят изменения параметра  $c$ ; при увеличении времени отжига отношение осей  $c/a$  растет.

Кроме того, в результате отжига имеет место небольшое, но явно выраженное изменение профиля дифракционных линий. На рис. 2 представлены зависимости полной ширины (FWHM)  $\Delta(2\theta)$  дифракционных линий (100) и (110) от времени отжига при 900°C. Для отражений от призматических плоскостей первого рода (100) наблюдается слабо выраженная тенденция к сужению линии при увеличении времени отжига, для отражений от призм второго рода (110) — к уширению дифракционной линии.

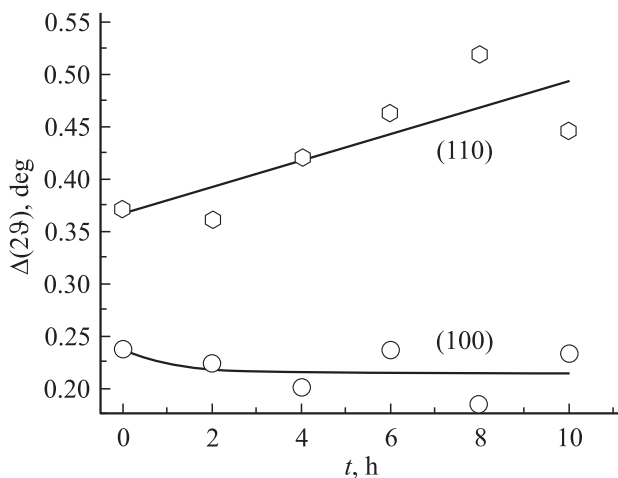


Рис. 2. Зависимость FWHM (ширины дифракционных линий) (100) и (110) образцов сверхпроводника MgB<sub>2</sub> от времени изотермического отжига при 900°C.

3.2. Изучение электрофизических свойств. Результаты измерения температурных зависимостей удельного электросопротивления  $\rho(T)$  образцов MgB<sub>2</sub>,

прошедших различную термическую обработку, представлены на рис. 3. На врезках показаны зависимости величины удельного электросопротивления при  $T = 0^\circ\text{C}$  ( $\rho_{273 К}$ ) и „остаточного сопротивления“  $RRR = \rho_{273 К}/\rho_{50 К}$  от времени изотермического отжига.

Обращают на себя внимание следующие обстоятельства: изменения критической температуры  $T_c$ , определяемой по середине скачка электросопротивления, и ширины перехода  $\Delta T_c$  невелики (см. таблицу); об-

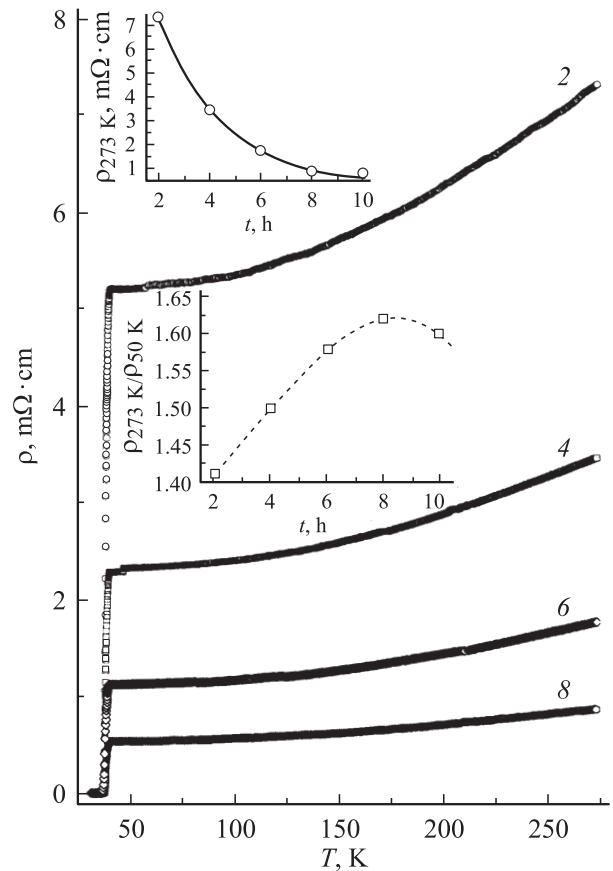


Рис. 3. Температурная зависимость удельного электросопротивления образцов сверхпроводника MgB<sub>2</sub>, отожженных в течение 2–8 часов при 900°C. На врезках: зависимости  $\rho_{273 К}$  и  $RRR = \frac{\rho_{273 К}}{\rho_{50 К}}$  от времени изотермического отжига при 900°C.

ший уровень электросопротивления исследуемых образцов достаточно высок;<sup>1</sup> во всем диапазоне температур  $T_c \leq T \leq 273$  К ход зависимостей  $\rho(T)$  существенно зависит от времени отжига при 900°C, при этом величина „остаточного сопротивления“  $RRR$  меняется весьма незначительно (нижняя врезка на рис. 3); температурная зависимость электросопротивления всех исследуемых образцов при температурах 50–273 К хорошо описывается степенной функцией

$$R(T) = R_0 + R_1 \cdot T^n \quad (2)$$

с показателем степени  $n = 2.17 \pm 0.05$  (см. таблицу).

#### 4. Обсуждение результатов

Отметим сразу, что одновременное уменьшение параметров кристаллической решетки  $a$  и  $c$ , сопровождающееся ростом осевого отношения  $c/a$ , не наблюдается ни при изменении степени дефицита магния  $x$  в решетке Mg<sub>1-x</sub>B<sub>2</sub> [7], ни при изменении состава сплавов Mg<sub>1-x</sub>Al<sub>y</sub>B<sub>2</sub> или Mg(B<sub>1-z</sub>C<sub>z</sub>)<sub>2</sub> [43]. Повышение плотности упаковки атомов в кристаллической решетке, о котором свидетельствуют данные, приведенные на рис. 1, дает основание полагать, что при высокотемпературном отжиге образцов MgB<sub>2</sub> протекают процессы, не связанные с изменением концентрации вакансий или состава сверхпроводника. Как известно, к числу подобных процессов относится атомное (конфигурационное) упорядочение, играющее важную роль в формировании свойств сверхпроводников с различными кристаллическими решетками [44].<sup>2</sup>

Косвенно о возможности протекания процесса упорядочения при отжиге образцов MgB<sub>2</sub>, очевидно, свидетельствует и различный характер зависимости величины FWHM для дифракционных линий (100) и (110) от времени отжига (рис. 2). Уместно напомнить, что ранее при изучении концентрационного беспорядка, связанного с дефицитом Mg в решетке MgB<sub>2</sub>, наблюдался лишь явно выраженный эффект уменьшения критической температуры  $T_c$  при росте FWHM; рост же величины FWHM связывали с увеличением плотности дислокаций в базисной плоскости (001) MgB<sub>2</sub> [30–32,36]. Судя по полученным в работе данным по влиянию слабых внешних воздействий на структуру и сверхпроводимость MgB<sub>2</sub>, корреляция между величинами FWHM и  $T_c$  носит более сложный характер (рис. 4).

Принципиально важен вопрос о характере температурной зависимости электросопротивления MgB<sub>2</sub> при  $T > T_c$ , поскольку транспортные свойства двузонного сверхпроводника в нормальном состоянии должны быть

<sup>1</sup> Известно, что для монокристаллов и тонких пленок получены значения  $\rho_{273\text{К}}$  на два-три порядка меньше (см., например, [37,38]), в то время как для поликристаллических образцов в литературе приводятся сходные значения  $\rho$  (см., например, [4,39–42]).

<sup>2</sup> Возможность протекания процессов упорядочения  $\leftrightarrow$  разупорядочения в кристаллической решетке MgB<sub>2</sub> и влияние этих процессов на сверхпроводимость рассматривались, в частности, в работах [6,45,46].

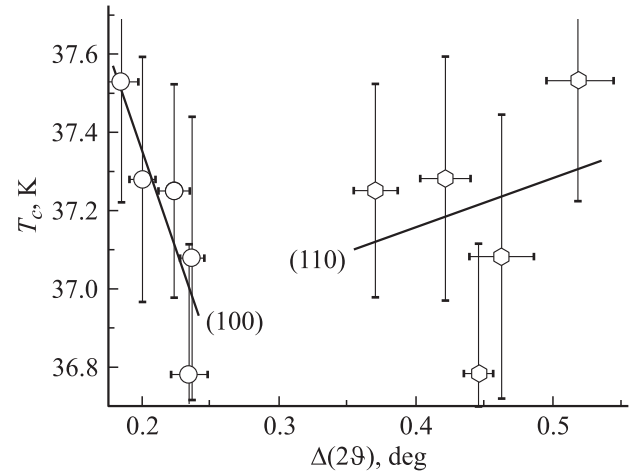


Рис. 4. Зависимости критической температуры образцов сверхпроводника MgB<sub>2</sub> от FWHM дифракционных линий (100) и (110). „Усы“ по оси  $y$  ( $T_c$ ) соответствуют ширине сверхпроводящего перехода.

отличными от свойств обычного (однозонного) сверхпроводника (см., например, [6,33,47]). При температурах  $T \ll \Theta_D$  ( $T_c < T \lesssim 300$  К) температурная зависимость электросопротивления MgB<sub>2</sub> — суммы вкладов, обусловленных рассеянием электронов на примесях и дефектах ( $R_0$ ) и на фононах ( $R_{ph}$ ) — должна описываться законом Блоха–Грюнейзена

$$R(T) = R_0 + R_1 \cdot z^n \int_0^z \frac{z^n dz}{(1 - e^{-z})(e^z - 1)}, \quad (3)$$

где  $z = \frac{T}{\Theta_D}$ ,  $R_1$  — коэффициент пропорциональности.

Поскольку, как уже упоминалось выше, дебаевская температура  $\Theta_D$  двузонного BCS-сверхпроводника MgB<sub>2</sub> весьма высока, уравнение (3) преобразуется к виду (2). Величина показателя степени  $n$  в уравнении (2), по данным различных авторов, колеблется в достаточно широких пределах — от 1 [4] до 2.5–3 [48]. В рамках существующих представлений величина показателя  $n \rightarrow 3$  характерна для сверхпроводника в „чистом пределе“ [49] ( $\epsilon_0 \gg \lambda$ , где  $\xi_0$  — длина когерентности,  $\lambda$  — глубина проникновения магнитного поля); в „грязном пределе“ ( $l \ll \xi_0$ , где  $l$  — длина свободного пробега носителей заряда)  $n \rightarrow 2$ .

Таким образом, высокие значения  $\rho_{273\text{К}}$ , малые значения  $RRR$  и величина показателя степени  $n \sim 2$  в уравнении (2) для исследуемых образцов соответствуют случаю „грязного предела“.

Как известно, для двузонного сверхпроводника MgB<sub>2</sub> межзонное  $\sigma\pi$ -рассеяние носителей заряда не играет заметной роли в транспортных свойствах в нормальном состоянии; перенос заряда при  $T > T_c$  происходит по двум различным каналам: по 3D  $\pi$ -связям B–Mg и 2D  $\sigma$ -связям B–B. В „чистом пределе“ превалирует  $\pi$ -канал, а в „грязном пределе“ —  $\sigma$ -канал [6,47,50]. Есть

основания полагать, что вся совокупность наблюдаемых в работе эффектов — очень слабое изменение  $T_c$ , практически постоянные значения  $RRR$  и  $n$  и достаточно сильное изменение абсолютных значений  $\rho(T)$  при  $T > T_c$  с изменением времени отжига при  $900^\circ\text{C}$  — может быть обусловлена влиянием процесса упорядочения атомов Mg и В в кристаллической решетке  $\text{MgB}_2$  на перенос заряда по двумерным  $\sigma$ -связям В–В.

Подчеркнем, что наблюдаемые эффекты носят объемный характер и не могут быть связаны с изменением состояния границ зерен [51], как это имеет место в оксидных высокотемпературных сверхпроводниках, поскольку уменьшение  $\rho_{273\text{K}}$  при повышении времени отжига хорошо согласуется с уменьшением параметров кристаллической решетки  $\text{MgB}_2$  (рис. 1, 3). Косвенным аргументом в пользу представлений о связи атомного упорядочения и сверхпроводимости  $\text{MgB}_2$  является наличие обнаруженного в работе эффекта анизотропии зависимости  $T_c[\Delta(2\vartheta)]$  (рис. 4).

## 5. Заключение

Основным итогом настоящей работы следует считать обнаружение и интерпретацию эффектов изменения структурных и электрофизических свойств двузонного сверхпроводника  $\text{MgB}_2$ , вызванных относительно слабыми воздействиями на его кристаллическую решетку — длительными отжигами при температуре ниже температуры синтеза. При таких воздействиях практически исключалась возможность изменения химического и фазового составов объектов исследования, с которыми, как правило, связывалось изменение структуры и свойств  $\text{MgB}_2$  в нормальном и сверхпроводящем состояниях.

В настоящей работе на фоне довольно слабых изменений параметров решетки, температуры и ширины сверхпроводящего перехода, остаточного сопротивления и т.п. наблюдался лишь один сильный эффект — уменьшение в несколько раз удельного электросопротивления  $\text{MgB}_2$  при увеличении времени отжига. Поскольку объекты исследования заведомо находятся в „грязном состоянии“, это означает, что слабое воздействие — относительно низкотемпературная термообработка — оказывает существенное влияние на основной канал переноса заряда в нормальном состоянии по двумерным  $\sigma$ -связям В–В. Высказано предположение о том, что наблюдаемый эффект обусловлен протеканием процесса упорядочения атомов в подрешетках магния и бора. Совершенно очевидно, что в подобном процессе может участвовать небольшое количество атомов Mg и В, значительно меньшее, чем в процессах, связанных с диффузией посторонних атомов (при замене элементов) или вакансий. В этой связи, очевидно, невелики и эффекты изменения  $T_c$  и параметров кристаллической решетки. Наличие своеобразной корреляции между величиной  $T_c$  и анизотропной деформацией решетки  $\text{MgB}_2$  косвен-

ным образом свидетельствует о повышении критической температуры при росте совершенства кристаллической решетки.<sup>3</sup>

## Список литературы

- [1] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, J. Akimitsu. *Nature* **410**, 63 (2001).
- [2] P.C. Canfield, G.W. Crabtree. *Physics Today* **56**, 3, 34 (2003).
- [3] C. Buzea, T. Yamashita. *Supercond. Sci. Technol.* **14**, R115 (2001).
- [4] В.М. Дмитриев, Н.Н. Пренцлау, В.Н. Баумер, Н.Н. Гальцов, Л.А. Ищенко, А.И. Прохвятилов, М.А. Стржемечный, А.В. Терехов, А.И. Быков, В.И. Ляшенко, Ю.Б. Падерно, В.Н. Падерно. *ФНТ* **30**, 4, 385 (2004).
- [5] P. Ravindran, P. Vajeeston, R. Vidyaa, A. Kjekshus, H. Fjellvåg. *Phys. Rev. B* **64**, 224 509 (2001).
- [6] I.I. Mazin, O.K. Andersen, O. Jepsen, O.V. Dolgov, J. Kortus, A.A. Golubov, A.B. Kuz'menko, D. van der Marel. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 107 002 (2002).
- [7] А.Л. Ивановский. *ФТТ* **45**, 10, 1742 (2003).
- [8] J.D. Jorgensen, D.G. Hinks, S. Short. *Phys. Rev. B* **63**, 224 522 (2001).
- [9] X.H. Chen, Y.S. Wang, Y.Y. Xue, R.L.Y.Q. Wang, C.W. Chu. *Phys. Rev. B* **65**, 024 502 (2002).
- [10] J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer. *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
- [11] Z.F. Wei, G.C. Che, F.M. Wang, W.C. Wang, M. He, X.L. Chen. *Modern Phys. Lett. B* **15**, 25, 1109 (2001).
- [12] C. Walti, E. Felder, C. Degen, G. Wigger, R. Monnier, B. Delley, H.R. Ott. *Phys. Rev. B* **64**, 172 515 (2001).
- [13] R. Bouquet, R.A. Fisher, N.E. Phillips, D.G. Hinks, J.D. Jorgensen. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 047 001 (2001).
- [14] B. Lorenz, R.L. Meng, C.W. Chu. *Phys. Rev. B* **64**, 012 507 (2001).
- [15] J. Kortus, I.I. Mazin, K.D. Belashchenko, V.P. Antopov, L.L. Boyer. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4656 (2001).
- [16] S.L. Bud'ko, G. Lepertot, C. Petrovic, C.E. Cunningham, N. Anderson, P.C. Canfield. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1877 (2001).
- [17] D.G. Hinks, H. Claus, J.D. Jorgensen. *Nature* **411**, 457 (2001).
- [18] A.Y. Liu, I.I. Mazin, J. Kortus. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 087 005 (2001).
- [19] H. Suhl, B.T. Matthias, L.R. Walker. *Phys. Rev. Lett.* **3**, 552 (1959).
- [20] I.M. Iavarone, G. Karapetov, A.E. Koshelev, W.K. Kwok, G.W. Crabtree, D.G. Hinks, W.N. Kang, Eun-Mi Choi, Hyun Jung Kim, Hyeong-Jin Kim, S.I. Lee. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 187 002 (2002).
- [21] K. Yanson, Yu.G. Naidyuk. *ФНТ* **30**, 4, 355 (2004).
- [22] A.M. Cucolo, F. Bobba, F. Giubileo, D. Roditchev. *Physica A* **339**, 1–2, 112 (2004).
- [23] A.R. Sweedler, D.E. Cox. *Phys. Rev.* **12**, 147 (1975).
- [24] Y.Y. Xue, R.L. Meng, B. Lorenz, J.K. Meen, Y.Y. Sun, C.W. Chu. *Physica C* **377**, 7 (2002).
- [25] R.A. Ribeiro, S.L. Bud'ko, C. Petrovic, P.C. Canfield. *Physica C* **385**, 1–2, 16 (2002).

<sup>3</sup> С прикладной точки зрения результаты настоящей работы указывают на наличие простого и достаточно эффективного пути повышения критической температуры и понижения электросопротивления  $\text{MgB}_2$  в нормальном состоянии — проведение длительных отжигов при умеренно высоких температурах.

- [26] M. Paranthaman, J.R. Thomson, D.K. Christen. *Physica C* **355**, 1 (2001).
- [27] B. Lorenz, R.L. Meng, Y.Y. Xue, C.W. Chu. *Phys. Rev. B* **64**, 052 513 (2001).
- [28] E. Mezzetti, D. Botta, R. Cherubini, A. Chiodani, R. Gerbaldo, G. Chigo, G. Giunchi, L. Gozzelino, B. Minetti. *Physica C* **372–376**, 1277 (2002).
- [29] M.H. Badr, K.-W. Ng. *Supercond. Sci. Technol.* **16**, 668 (2003).
- [30] A. Serquis, X.Z. Liao, Y.T. Zhu, J.Y. Coulter, J.Y. Huang, J.O. Willis, D.E. Peterson, F.M. Mueller, N.O. Moreno, J.D. Thompson, V.F. Nesterenko, S.S. Indrakanti. *J. Appl. Phys.* **92**, 1, 351 (2002).
- [31] Y. Zhu, L. Wu, V. Volkov, Q. Li, G. Gu, A.R. Moodenbaugh, M. Malac, M. Suenaga, J. Tranquada. *Physica C* **356**, 239 (2001).
- [32] X.Z. Liao, A. Serquis, Y.T. Zhu, D.E. Peterson, F.M. Mueller, H.F. Xu, *Supercond. Sci. Technol.* **17**, 1026 (2004).
- [33] A. Gurevich. *Brazillian Journal of Physics* **33**, 4, 700 (2003).
- [34] A.A. Blinkin, V.N. Golovin, V.V. Derevyanko, T.V. Sukhareva, V.A. Finkel. *Functional Materials* **9**, 2, 239 (2002).
- [35] В.М. Аржавитин, Ю.Ю. Раздовский, В.А. Финкель. *СФХТ* **6**, 1291 (1993).
- [36] S. Lee, T. Masui, H. Mori, Yu. Eltsev, A. Yamamoto, S. Tajima. *Supercond. Sci. Technol.* **16**, 213 (2003).
- [37] В.В. Торяник, В.А. Финкель, В.В. Деревянко. *Физика и химия обработки материалов* **5**, 55 (1995).
- [38] Yu. Eltsev, K. Nakaо, S. Lee, T. Masui, N. Chikumoto, S. Tajima, N. Koshizuka, M. Murakami. *Phys. Rev. B* **66**, 180 504 (2002).
- [39] D.K. Fennimore, J.E. Ostenson, S.L. Bud'ko, G. Lapertot, P.C. Cornfield. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2420 (2001).
- [40] J.M. Rowell. *Supercond. Sci. Technol.* **16**, 6, R17 (2003).
- [41] N. Rogado, M.A. Hayward, K.A. Regan, Y. Wang, N.P. Ong, H.W. Zanbergen, J.M. Rowell, R.J. Cava. *J. Appl. Phys.* **91**, 974 (2002).
- [42] P.A. Sharma, N. Hur, Y. Horibe, C.H. Chen, B.G. Kim, S. Guha, M.Z. Cieplak, S.-W. Cheong. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 167 003 (2002).
- [43] R.J. Cava, H.W. Zandbergen, K. Inumaru. *Physica C* **385**, 1–2, 8 (2002).
- [44] В.А. Финкель. Структура сверхпроводящих соединений. *Металлургия*, М. (1983).
- [45] Y. Wang, F. Bouquet, I. Shekin, P. Toulmonde, B. Revaz, M. Eisterer, H.W.W. Weber, J. Hinderer, A. Junod. *J. of Physics: Condens. Matter* **15**, 6, 883 (2003).
- [46] K.A. Yates, G. Burnell, N.A. Stelmashenko, F.-J. Kang, H.N. Lee, B. Oh, M.G. Blamire. *Phys. Rev. B* **68**, 220 512 (2003).
- [47] I.I. Mazin, V.P. Antropov. *Physica C* **385**, 49 (2003).
- [48] V.A. Drozd, A.M. Gabovich, P. Gierowski, M. Pikala, H. Szymczak. *Physica C* **402**, 4, 325 (2004).
- [49] A.B. Pippard. *Proc. Roy. Soc.* **203**, 98 (1950).
- [50] M. Putti, V. Braccini, E. Galleani d'Agliano, F. Napoli, I. Pallechi, A.S. Siri, P. Manfretti, A. Palenzona. *Supercond. Sci. Technol.* **16**, 188 (2003); *Phys. Rev. B* **67**, 064 505 (2003).
- [51] M. Putti, E. Galleani d'Agliano, D. Marré, F. Napoli, M. Tassisto, P. Manfretti, A. Palenzona. *Studies of High Temperature Superconductors* **38**, 303 (2001).