

# Сверхпроводящие свойства атомно-разупорядоченного соединения $\text{MgB}_2$

А. Е. Карькин<sup>1)</sup>, В. И. Воронин, Т. В. Дьячкова<sup>+</sup>, Н. И. Кадырова<sup>+</sup>, А. П. Тютюник<sup>+</sup>, В. Г. Зубков<sup>+</sup>,  
Ю. Г. Зайнулин<sup>+</sup>, М. В. Садовский\*, Б. Н. Гощицкий

Институт физики металлов Уральского отд. РАН, 620219 Екатеринбург ГСП-170, Россия

<sup>+</sup> Институт химии твердого тела Уральского отд. РАН, 620219 Екатеринбург ГСП-145, Россия

\* Институт электрофизики Уральского отд. РАН, 620016 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 23 апреля 2001 г.

Исследовано влияние разупорядочения, индуцированного облучением в ядерном реакторе (флюенс тепловых нейтронов  $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ ), на температуру сверхпроводящего перехода  $T_c$  и второе критическое поле  $H_{c2}$  поликристаллических образцов  $\text{MgB}_2$ . Несмотря на значительные радиационные нарушения (более 10 смещений на атом), первоначальная кристаллическая структура (СЗ2) сохраняется.  $T_c$  уменьшается при облучении от 38 до 5 К и практически полностью восстанавливается после последующего отжига при температуре 700 °С. Слабое изменение производной  $dH_{c2}/dT$  при облучении связывается с тем, что изученные образцы, по-видимому, описываются “чистым” пределом теории неупорядоченных сверхпроводников. Подавление  $T_c$  при разупорядочении может быть обусловлено эффектом изотропизации исходно анизотропной (или многокомпонентной) сверхпроводящей щели, так же как и снижением плотности электронных состояний на уровне Ферми.

PACS: 74.60.-w

С открытием сверхпроводимости (СП) в двойных соединениях  $\text{MgB}_2$  с  $T_c \approx 40 \text{ К}$  [1] возникает вопрос о причине существования высоких  $T_c$  и механизме СП в такой простой системе. В рамках электрон-фононной сверхпроводимости высоким значениям  $T_c$  могут способствовать высокие плотности электронных состояний на уровне Ферми  $N(E_F)$  и мягкие фононные частоты [2], хотя в данном случае может иметь место и какой-либо экзотический механизм спаривания. Одним из тестов для выявления особенностей СП состояния является отклик системы на разупорядочение, вызванное облучением высокоэнергетическими частицами.

В металлах (типа Nb) присутствие нескольких процентов примесных атомов или радиационных дефектов приводит к небольшому уменьшению  $T_c$  из-за уменьшения анизотропии СП щели. В интерметаллических соединениях типа А15 достижимо более значительное радиационное разупорядочение (уменьшение степени дальнего порядка и аморфизация), которое приводит к существенным трансформациям электронной и фононной подсистем. В соединениях с высокими  $N(E_F)$  и  $T_c$  ( $\text{Nb}_3\text{Sn}$ ,  $\text{V}_3\text{Si}$ ) радиационное разупорядочение приводит к уменьшению  $T_c$  (от 15–20 К до 1–3 К) из-за уменьшения  $N(E_F)$  [3]. В соединениях с низкими  $N(E_F)$  и  $T_c$  ( $\text{Mo}_3\text{Si}$  and

$\text{Mo}_3\text{Ge}$ ) разупорядочение приводит к увеличению  $T_c$  (от 1.5 до 7 К) из-за увеличения  $N(E_F)$ , а также из-за смягчения фононных частот. Это означает, что при разупорядочении индивидуальные особенности электронной структуры исчезают, так что сверхпроводящие свойства разупорядоченных соединений становятся похожими на свойства аморфных материалов. В то же время влияние беспорядка на СП соединений типа ВТСП кардинально отличается от того, что наблюдается в А15: облучение приводит к очень быстрой и полной деградации СП ( $T_c = 0$ ) [4].

В этой статье мы исследовали сверхпроводящие свойства поликристаллических образцов ( $0.05 \times 1 \times 5 \text{ мм}$ )  $\text{MgB}_2$ , облученных в активной зоне ядерного реактора ИВВ-2М (флюенс тепловых нейтронов  $\Phi = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ , быстрых  $-\Phi = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ ), а также после изохронных отжигов в течение 20 мин при температурах  $T_{ann} = (200-700) \text{ °С}$ . Порошки  $\text{MgB}_2$ , приготовленные методом, описанным в [5], прессовали под давлением 9 ГПа при комнатной температуре без последующей термообработки. Согласно данным рентгенофазового анализа ( $\text{Cu-K}\alpha$  излучение) образцы содержат следы ( $\sim 3\%$ ) MgO. Такой способ приготовления образцов дает напряженную структуру, что сопровождается уширением рентгеновских линий и СП переходов по электросопротивлению  $\rho(T)$  и  $ac$ -восприимчивости  $\chi(T)$  (рис.1), а также рос-

<sup>1)</sup> e-mail: karkin@orar.zar.ru

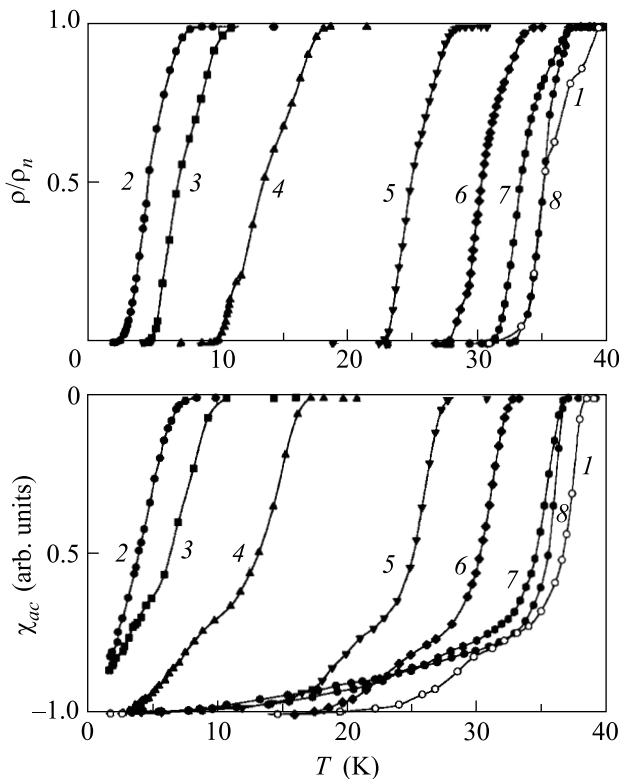


Рис.1. Температурные зависимости приведенного электросопротивления  $\rho/\rho_n$  (сверху) и  $ac$ -восприимчивости  $\chi_{ac}$  исходного (1), облученного флюенсом тепловых нейтронов  $\Phi = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$  (2) и отожженных при  $T = 200, 300, 400, 500, 600$  и  $700 \text{ }^\circ\text{C}$  (3–8) образцов  $MgB_2$ .  $\rho_n = \rho(T > T_c)$ ,  $\chi_{ac} = -1$  соответствует полной экранировке образца СП токами

том электросопротивления  $\rho(T)$  (при  $T = 300 \text{ K}$   $\rho \approx 0.4 \text{ мОм} \cdot \text{см}$ ). Последнее означает, что существенный вклад в  $\rho(T)$  дают межзеренные границы, поэтому здесь мы не будем анализировать данные по электросопротивлению.

Индукцированные облучением тепловыми нейтронами нарушения кристаллической структуры в материалах, содержащих В, возникают преимущественно вследствие ядерной реакции на изотопе  $^{10}\text{B}$  с испусканием  $\alpha$ -частицы и образованием  $^7\text{Li}$ . При  $\Phi = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$  расщепляется почти 1% атомов В, что примерно соответствует повреждающей дозе более 10 смещений на атом. Хотя есть значительное поглощение тепловых нейтронов в образце, можно ожидать, что из-за многократных смещений каждого атома радиационные дефекты равномерно распределены по объему образца. Несмотря на то, что радиационные нарушения материала очень велики, симметрия исходной структуры (С32) после облучения

сохранилась. Структурные параметры, уточненные с помощью анализа Ритвелда, приведены в таблице. Облучение привело к анизотропному расширению кристаллической решетки (увеличение объема эле-

ментарной ячейки 1.4%) с более быстрым увеличением параметра  $c$ , а также к уменьшению чисел заполнения узлов магния  $N(\text{Mg})$  (при условии  $N(\text{B}) = 1$ ).

	Исходный	Облученный
$a, \text{ \AA}$	3.0878(2)	3.0953(3)
$c, \text{ \AA}$	3.5216(4)	3.5533(4)
$V, \text{ \AA}^3$	29.080(4)	29.482(5)
$c/a$	1.140	1.148
$N(\text{Mg})$	0.96(4)	0.89(5)

ментарной ячейки 1.4%) с более быстрым увеличением параметра  $c$ , а также к уменьшению чисел заполнения узлов магния  $N(\text{Mg})$  (при условии  $N(\text{B}) = 1$ ).

На рис.1 показаны трансформации кривых перехода в СП состояние по электросопротивлению и восприимчивости в облученных и отожженных об-

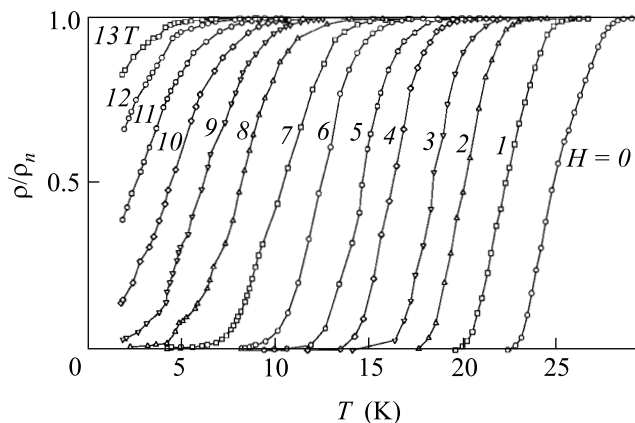


Рис.2. Температурные зависимости  $\rho/\rho_n$  образца  $MgB_2$ , облученного и отожженного при  $T = 400 \text{ }^\circ\text{C}$ , в магнитных полях, обозначенных цифрами в единицах Тл

разцах. Облучение приводит к уменьшению  $T_c$  до  $\approx 5 \text{ K}$ , отжиг при  $700 \text{ }^\circ\text{C}$  практически полностью восстанавливает  $T_c$ . Нет существенных изменений ширины перехода после облучения, что согласуется с предположением о гомогенности распределения дефектов. Кривые  $\rho(T)$  и  $\chi(T)$  для исходного образца имеют характерную “2-ступенчатую” структуру, вид которой сохраняется после облучения и отжига до  $T_{ann} = 500 \text{ }^\circ\text{C}$  (рис.1). По-видимому, низкотемпературная ступенька связана с существованием сильнонапряженной структуры с более низкой  $T_c$

в областях, примыкающих к границам зерен. При  $T_{ann} = (600-700)^\circ\text{C}$  эта ступенька размывается, что может быть связано с потерей Mg на поверхности зерен. Резистивные переходы в магнитном поле также не показывают заметного уширения (рис.2). Температурные зависимости второго критического поля  $H_{c2}$ , определенные по середине перехода (0.5 от электросопротивления в нормальном состоянии  $\rho_n$ ), показывают почти одинаковый наклон для исходного и облученного образцов (рис.3).

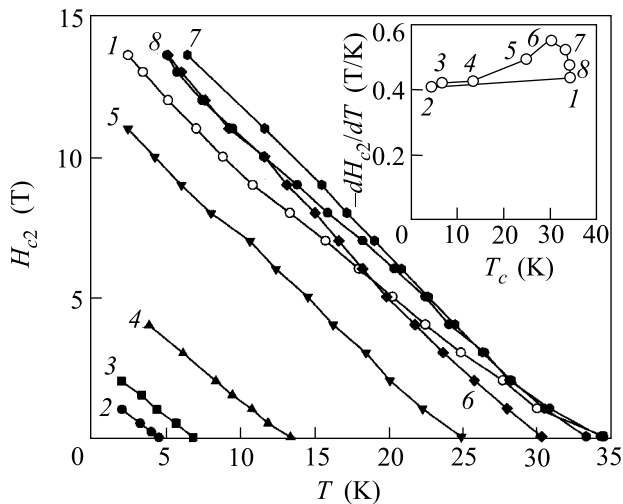


Рис.3. Температурные зависимости второго критического поля  $H_{c2}$  для исходного, облученного и отожженных образцов  $\text{MgB}_2$ . На вставке показана зависимость производной ( $-dH_{c2}/dT$ ) от  $T_c$ . Обозначения те же, что на рис.1

Как уже отмечалось выше, в изученных образцах существенный вклад в электросопротивление дают межзеренные границы, а истинное его значение в зернах  $\text{MgB}_2$  неизвестно. Эксперименты [6] на плотных “проволочках”  $\text{MgB}_2$  показывают, что длина свободного пробега  $l_{tr}$  в них достигает величин порядка  $600 \text{ \AA}$ , тогда как длина когерентности  $\xi_0$ , определяемая из измерений  $H_{c2}$ , порядка  $50 \text{ \AA}$ . Поэтому слабое изменение производной  $dH_{c2}/dT$  в наших экспериментах можно объяснить тем, что изучавшиеся образцы оставались в области “чистого” предела  $l_{tr} > \xi_0$  (при облучении остаточное сопротивление возрастало не более, чем в 8 раз). Теоретические расчеты  $dH_{c2}/dT$  в простой модели сверхпроводника с анизотропным  $s$ -спариванием [7] показывают, что наклон критического поля весьма мало меняется во всей области перехода от “чистого” к “грязному” пределу. В то же время, в этой же области уже происходит довольно заметное понижение  $T_c$ , связанное с

изотропизацией энергетической щели. Заметим, что поведение  $T_c$ , полученное в [7], не является универсальным и зависит от модели исходной анизотропии щели. В принципе, в зависимости от параметров исходной анизотропии, возможно и достаточно значительное подавление  $T_c$ .

Еще легче связать наблюдавшееся в данной работе сильное снижение  $T_c$  с соответствующим уменьшением плотности электронных состояний на уровне Ферми  $N(E_F)$  при разупорядочении. В “грязном” пределе  $l_{tr} < \xi_0$  наклон  $H_{c2}$  начинает заметно расти с уменьшением длины пробега [7], этот эффект в наших экспериментах практически не наблюдался, что можно объяснить как тем, что “грязный” предел не был достигнут, так и тем обстоятельством, что соответствующий рост может “маскироваться” эффектом понижения  $N(E_F)$  при разупорядочении. Независимые указания на возможность анизотропного спаривания или весьма близкой по смыслу картины сверхпроводимости с различными величинами сверхпроводящей щели на разных “листах” поверхности Ферми  $\text{MgB}_2$  (многокомпонентная щель) следуют из измерений теплоемкости [8] и температурной зависимости глубины проникновения [9], а также из расчетов, проведенных в работе [10].

Работа выполнена при поддержке Государственных контрактов РФ # 107-1(00)-П-Д01 (дог. # 07/01), # 107-19(00)-П-Д01, # 108-31(00)-П-Д01, Программы Государственной поддержки ведущих научных школ РФ # 00-15-96581 и гранта Российского фонда фундаментальных исследований # 01-02-16877.

1. J. Akimitsu, *Symposium on Transition Metal Oxides*, Sendai, January 10, 2001.
2. W. L. McMillan, *Phys. Rev.* **167**, 331 (1968).
3. A. E. Karkin, A. V. Mirmelstein, V. E. Arkhipov, and B. N. Goshchitskii, *Phys. Stat. Sol. (a)* **61**, K117 (1980).
4. B. A. Aleksashin, I. F. Berger, S. V. Verkhovskii et al., *Physica C* **153-155**, 339 (1988).
5. A. Gerashenko, K. Mikhalev, V. Verkhovskii et al., *cond-mat/0102421*.
6. P. C. Canfield, D. K. Finnemore, S. L. Bud'ko et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1877 (2001); *cond-mat/0102289*.
7. А. И. Посаженикова, М. В. Садовский, *Письма в ЖЭТФ* **63**, 347 (1996).
8. Y. Wang, T. Plackowski, and A. Junod, *cond-mat/010381*.
9. C. Panagopoulos, B. D. Reinford, T. Xiang et al., *cond-mat/0103060*.
10. A. Y. Liu, I. I. Mazin, and J. Kortus, *cond-mat/0103570*.