Письма в ЖЭТФ, том 73, вып. 10, с. 640 – 642

Сверхпроводящие свойства атомно-разупорядоченного соединения MgB_2

А. Е. Карькин[1)], В. И. Воронин, Т. В. Дьячкова+, Н. И. Кадырова+, А. П. Тютюник+, В. Г. Зубков+, Ю. Г. Зайнулин+, М. В. Садовский, Б. Н. Гощицкий*

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

+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 MgB_2. Несмотря на значительные радиационные нарушения (более 10 смещений на атом), первоначальная кристаллическая структура (C32) сохраняется. T_c уменьшается при облучении от 38 до 5 K и практически полностью восстанавливается после последующего отжига при температуре 700 °C. 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 MgB_2 с $T_c \approx 40\,\text{K}$ [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 A15 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 (Nb_3Sn, V_3Si) радиационное разупорядочение приводит к уменьшению T_c (от 15 – 20 K до 1 – 3 K) из-за уменьшения $N(E_F)$ [3]. В соединениях с низкими $N(E_F)$ и T_c (Mo_3Si and Mo_3Ge) разупорядочение приводит к увеличению T_c (от 1.5 до 7 K) 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 A15: облучение приводит к очень быстрой и полной деградации СП ($T_c = 0$) [4].

В этой статье мы исследовали сверхпроводящие свойства поликристаллических образцов ($0.05 \times 1 \times 5$ мм) 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 $T_{ann} = (200-700)\,°\text{C}$. Порошки MgB_2, приготовленные методом, описанным в [5], прессовали под давлением 9 ГПа при комнатной температуре без последующей термообработки. Согласно данным рентгенофазового анализа (Cu-K_α 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-

[1)] e-mail: karkin@orar.zar.ru

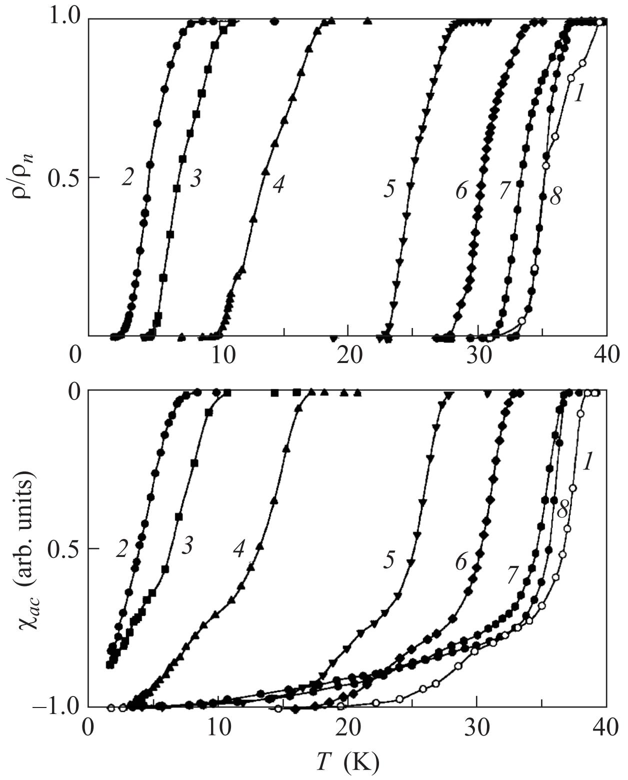

Рис.1. Температурные зависимости приведенного электросопротивления ρ/ρ_n (сверху) и *ac*-восприимчивости χ_{ac} исходного (*1*), облученного флюенсом тепловых нейтронов $\Phi = 1 \cdot 10^{19}\,\text{см}^{-2}$ (*2*) и отожженных при $T = 200$, 300, 400, 500, 600 и 700 °C (*3–8*) образцов MgB_2. $\rho_n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

Индуцированные облучением тепловыми нейтронами нарушения кристаллической структуры в материалах, содержащих B, возникают преимущественно вследствие ядерной реакции на изотопе ^{10}B с испусканием α-частицы и образованием ^{7}Li. При $\Phi = 1 \cdot 10^{19}\,\text{см}^{-2}$ расщепляется почти 1% атомов B, 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 (C32) после облучения сохранилась. Структурные параметры, уточненные с помощью анализа Ритвелда, приведены в таблице. Облучение привело к анизотропному расширению кристаллической решетки (увеличение объема элементарной ячейки 1.4%) с более быстрым увеличением параметра c, а также к уменьшению чисел заполнения узлов магния $N(\text{Mg})$ (при условии $N(\text{B}) = 1$).

Параметры решетки *a*, *c*, объем элементарной ячейки *V* и числа заполнения узлов магния N(Mg) для исходного и облученного флюенсом $\Phi = 1 \cdot 10^{19}\,\text{см}^{-2}$ образцов MgB_2

	Исходный	Облученный
a, Å	3.0878(2)	3.0953(3)
c, Å	3.5216(4)	3.5533(4)
V, Å^3	29.080(4)	29.482(5)
c/a	1.140	1.148
N(Mg)	0.96(4)	0.89(5)

На рис.1 показаны трансформации кривых перехода в СП состояние по электросопротивлению и восприимчивости в облученных и отожженных образцах. Облучение приводит к уменьшению T_c до $\approx 5\,\text{K}$, отжиг при 700 °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 отжигов до $T_{ann} = 500\,°\text{C}$ (рис.1). По-видимому, низкотемпературная ступенька связана с существованием сильнонапряженной структуры с более низкой T_c

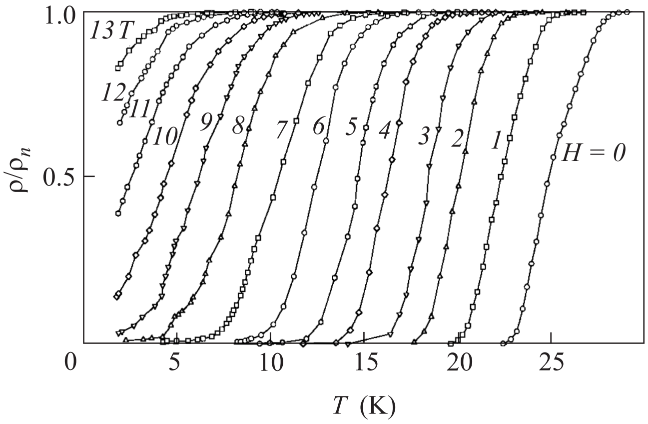

Рис.2. Температурные зависимости ρ/ρ_n образца MgB_2, облученного и отожженного при $T = 400\,°\text{C}$, в магнитных полях, обозначенных цифрами в единицах Тл

в областях, примыкающих к границам зерен. При $T_{ann} = (600-700)\,^\circ$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 ρ_n), показывают почти одинаковый наклон для исходного и облученного образцов (рис.3).

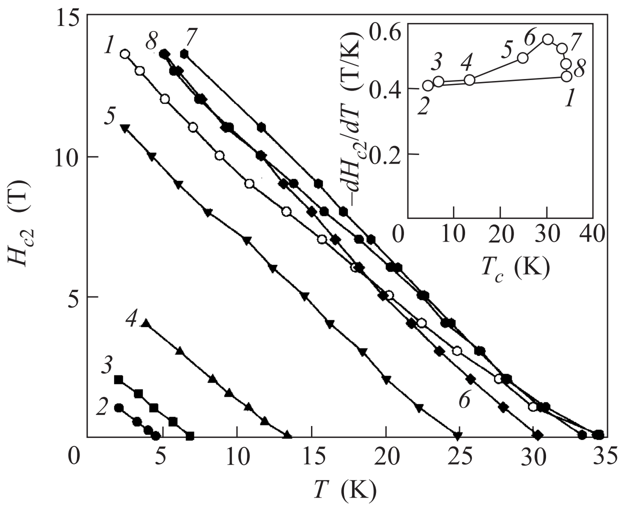

Рис.3. Температурные зависимости второго критического поля H_{c2} для исходного, облученного и отожженных образцов MgB_2. На вставке показана зависимость производной $(-dH_{c2}/dT)$ от T_c. Обозначения те же, что на рис.1

Как уже отмечалось выше, в изученных образцах существенный вклад в электросопротивление дают межзеренные границы, а истинное его значение в зернах MgB_2 неизвестно. Эксперименты [6] на плотных "проволочках" MgB_2 показывают, что длина свободного пробега l_{tr} в них достигает величин порядка 600 Å, тогда как длина когерентности ξ_0, определяемая из измерений H_{c2}, порядка 50 Å. 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 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 **C153-155**, 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. Посаженникова, 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.