

УДК 537.312.62

ВЗАИМОСВЯЗЬ ПАРАМЕТРОВ ПОВЕРХНОСТИ ФЕРМИ И ВЕРХНЕГО КРИТИЧЕСКОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ H_{c2} ДИБОРИДА МАГНИЯ

Н. П. Шабанова, С. И. Красносвободцев, А. В. Варлашкин, А. И. Головашкин

Исследована температурная зависимость верхнего критического магнитного поля H_{c2} образцов двухзонного сверхпроводника MgB_2 с различной дефектностью. Показано, что зависимость H_{c2} от остаточного удельного сопротивления можно описать с помощью теоретических представлений о верхнем критическом магнитном поле однозонных сверхпроводников. Для описания использовались параметры, относящиеся к σ -зоне, а не ко всей поверхности Ферми, состоящей из двух зон – π и σ .

Возможность аномальной зависимости верхнего критического магнитного поля H_{c2} от остаточного удельного сопротивления ρ для диборида магния обсуждалась в литературе в связи с двухзонным характером сверхпроводимости этого соединения [1 – 3]. Экспериментально установить корреляцию H_{c2} и ρ для MgB_2 (по крайней мере в рамках одной работы) не удавалось [1 – 3], и наиболее вероятной причиной этого считалось различное влияние дефектов на рассеяние электронов в σ -зоне и π -зоне [1]. Однако сравнение различных экспериментов показало, что, несмотря на значительный разброс данных, зависимость H_{c2} от ρ , близкая к линейной, как и в случае однозонных сверхпроводников, все же прослеживается [4]. В настоящей работе мы попытались установить связь электронных параметров MgB_2 [5 – 7] с наблюдаемой корреляцией H_{c2} и ρ , предположив, что верхнее критическое магнитное поле определяется исключительно электронами σ -зоны.

Верхнее критическое магнитное поле H_{c2} измерялось у пленок MgB_2 , полученных импульсным лазерным распылением [8]. Пленки были хорошо ориентированы осью c

перпендикулярно подложке. Температурные зависимости $H_{c2}(T)$ определялись по температурному сдвигу начала сверхпроводящего резистивного перехода в магнитном поле $H \parallel c$. Значение наклона $-dH_{c2}/dT$ оценивалось при температуре на 10 K ниже критической.

Имеющаяся технология не позволила нам получить малодефектные пленки с низким остаточным удельным сопротивлением, сравнимые по своим характеристикам с описанными в литературе монокристаллами [9 – 13]. Поэтому исследование зависимости $H_{c2}(\rho)$ при последовательном внесении дефектов в пленку с помощью ионного облучения (как в [14]) в данном случае представлялось нецелесообразным. Для измерений мы выбирали пленки с различным остаточным сопротивлением и близкими значениями критической температуры 39 – 37 K. Пленки, заведомо содержащие избыток магния, также были исключены из измерений.

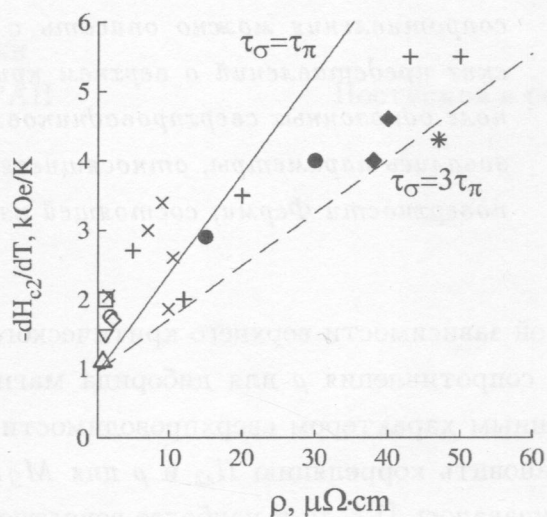


Рис. 1. Зависимость $-dH_{c2}/dT$ ($H \parallel c$) от остаточного удельного сопротивления ρ образцов MgB_2 по данным настоящей работы (●), работ [3, 9 – 13, 15, 16] (×, ○, □, ◇, Δ, ▽, ◆, +). Сплошной линией показана зависимость, построенная для соотношения времен релаксации $\tau_\sigma = \tau_\pi$, пунктиром – для $\tau_\sigma = 3\tau_\pi$.

Поскольку полученных нами экспериментальных данных оказалось явно недостаточно, то для анализа связи H_{c2} и ρ были привлечены данные и других экспериментальных работ [3, 9 – 13, 15, 16]. На рис. 1 показана зависимость наклона $-dH_{c2}/dT$ от ρ для MgB_2 .

Наблюдаемое изменение наклона при росте остаточного сопротивления мы попытались аппроксимировать линейной функцией $-dH_{c2}/dT = A + B\rho$, основываясь на представлениях теории верхнего критического магнитного поля однозонного сверхпроводника [17]. (Коэффициенты A и B определяются параметрами поверхности Ферми, а также константой связи λ .) Данное выражение хорошо описывает экспериментальные зависимости верхнего критического магнитного поля от остаточного сопротивления у обычных однозонных сверхпроводников [14]. В рассматриваемом случае двухзонного MgB_2 мы полагали, что величину наклона $-dH_{c2}/dT$ определяют исключительно носители σ -зоны. Поэтому в формулу для $-dH_{c2}/dT$ вместо полного удельного сопротивления образца, измеренного в эксперименте, должно входить ρ , связанное с рассеянием на дефектах только σ -электронов. (Как известно, в проводимости дигборида магния участвуют носители обеих зон – π и σ .) При этом коэффициенты A и B определяются уже параметрами не всей поверхности Ферми, а только параметрами, относящимися к σ -зоне: A – средним по листам σ -зоны квадратом компоненты скорости Ферми $\langle v_x^2 \rangle$, B – плотностью состояний σ -электронов $N(0)$, а также константой связи λ для σ -электронов. (v_x – проекция скорости Ферми на ось x в плоскости бора.) Соответствующие выражения для A и B могут быть представлены следующим образом:

$$A = 1.06 \cdot 10^{16} T_c (1 + \lambda)^2 / \langle v_x^2 \rangle. \quad (1)$$

$$B = 3.3 \cdot 10^{27} N(0) (1 + \lambda), \quad (2)$$

[14]. (Коэффициенты записаны для наклона $-dH_{c2}/dT$ в Oe/K и удельного сопротивления ρ в $\Omega \cdot cm$, размерность $N(0)$ – $1/erg \cdot cm^3$ (плотность уровней), v_x – cm/s .)

Для определения значений коэффициентов A и B мы использовали параметры σ -зоны ($\langle v_x^2 \rangle = 4.8 \cdot 10^7 cm/s$, $N(0) = 0.65 \cdot 10^{34} 1/cm^3 erg$), полученные в результате зонных расчетов [5 – 7], и теоретическое значение константы связи $\lambda = 1.23$ [18, 19]. Для оценки вклада σ -электронов в суммарную проводимость дигборида магния, мы также воспользовались теоретическими расчетами [6]. Согласно [6], примерно треть проводимости вдоль плоскостей бора определяется σ -электронами, при одинаковых временах релаксации τ носителей π - и σ -зоны. Зависимость $-dH_{c2}/dT$ от ρ , построенная на основе вышеизложенных соображений, показана на рис.1 сплошной линией. (Здесь ρ отвечает полному остаточному удельному сопротивлению образца.) При построении этой зависимости мы также исходили из того, что с ростом дефектности материала отношение вкладов в проводимость от электронов обеих зон не меняется, а значит и отношение

времен релаксации τ_σ/τ_π остается постоянным. Видно, что прямая, построенная таким образом, существенно расходится с экспериментальными данными, особенно при $\rho \geq 20 \mu\Omega \cdot \text{см}$.

Штриховой линией на рисунке показана зависимость H_{c2} от ρ , построенная в предположении, что примерно половина проводимости определяется σ -электронами. Для этого случая отношение времен релаксации $\tau_\sigma/\tau_\pi = 3$ и также не меняется с изменением ρ . Несмотря на существенный разброс экспериментальных точек (рис. 1), связанный с ошибкой измерения ρ и неопределенностью в оценке H_{c2} из-за уширения сверхпроводящих переходов в магнитном поле, оказывается, что наклон этой прямой лучше соответствует экспериментальным данным. Это свидетельствует о том, что отношение времен релаксации τ_σ/τ_π составляет около 3, а вклад σ -электронов в суммарную проводимость составляет около 1/2.

Более высокий, чем предполагалось теоретически [6], вклад σ -электронов в суммарную проводимость может являться результатом более сильного рассеяния электронов в π -зоне. Возможность более сильного влияния дефектов на рассеяние носителей π -зоны обсуждалась в литературе. В работах [1 – 3] с этой точки зрения анализировались температурные зависимости $H_{c2}(T)$. Авторы [3] пришли к выводу, что у образцов с различной дефектностью отношение коэффициентов диффузии электронов $D_{x\sigma}/D_{x\pi}$ в соответствующих зонах может составлять 10 и более. Кроме того, для разных ρ оно может различаться в несколько раз. Однако наблюдаемая корреляция H_{c2} и ρ свидетельствует о сохранении отношения времен релаксации с ростом дефектности образцов и относительно небольшой величине $D_{x\sigma}/D_{x\pi} < 2$.

Таким образом, проведенный анализ экспериментальных данных показывает, что с ростом дефектности диборида магния его верхнее критическое магнитное поле H_{c2} меняется так же, как у обычных однозонных сверхпроводников. Изменение H_{c2} описано на основе теоретических представлений о верхнем критическом поле однозонного сверхпроводника. При этом использовались параметры не всей поверхности Ферми, а только относящиеся к носителям σ -зоны. В результате сопоставления экспериментальной и теоретической зависимости H_{c2} от ρ были оценены: вклад σ -электронов в суммарную проводимость MgB_2 , который составил примерно 1/2; отношение времен релаксации τ_σ/τ_π около 3; отношение коэффициентов диффузии $D_{x\sigma}/D_{x\pi} < 2$.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант 05-02-17660 и Федерального агентства по науке и инновациям РФ (Соглашение N 01.168.24.051).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] V. Ferrando et al. Phys. Rev. B, **68**, 094517 (2003).
- [2] A. Gurevich et al. Supercond. Sci. Technol., **17**, 278 (2004).
- [3] V. Braccini et al. Phys. Rev. B, **71**, 012504 (2005).
- [4] С. И. Красносвободцев и др. ФТТ, **47**, 1541 (2005).
- [5] A. Y. Liu , I. I. Mazin, J. Kortus. Phys. Rev. Lett., **87**, 087005 (2001).
- [6] K. D. Belashchenko et al. Phys. Rev. B, **64**, 092503 (2001).
- [7] I. I. Mazin, V. P. Antropov. Physica C, **385**, 49 (2003).
- [8] С. И. Красносвободцев и др. ЖТФ, **73**(8), 136 (2003).
- [9] A. K. Pradhan et al. Phys. Rev. B, **64**, 212509 (2001).
- [10] T. Masui et al. Physica C, **378-381**, 216 (2002).
- [11] A. V. Sologubenko et al. Phys. Rev. B, **65**, 180505 (2002).
- [12] Yu. Eltsev et al. cond-mat/0204027.
- [13] Yu. Eltsev. Physica C, **385**, 162 (2003).
- [14] Н. П. Шабанова и др. ФТТ, **38**(7), 1969 (1996).
- [15] S. Patnaik et al. Supercond. Sci. Technol., **14**, 315 (2001).
- [16] C. Ferdeghini et al. cond-mat/0411404.
- [17] N. R. Werthamer. In: Superconductivity / Eds. R.D. Parks, Dekker Marcel. N. Y. (1969). Vol. 1. P. 321.
- [18] O. V. Dolgov et al. Phys. Rev. B, **68**, 132503 (2003).
- [19] A. A. Golubov et al. J. Phys.: Condens. Matter, **14**, 1353 (2002).

Поступила в редакцию 13 декабря 2006 г.