

## Критическое магнитное поле $H_{c2}$ и рассеяние электронов в $MgB_2$

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

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,  
119991 Москва, Россия

E-mail: shaban@sci.lebedev.ru

(Поступила в Редакцию 4 июля 2007 г.)

Исследована корреляция верхнего критического магнитного поля  $H_{c2}$  и остаточного удельного сопротивления  $\rho$  соединения  $MgB_2$  в широком диапазоне величин  $\rho$ . С ростом остаточного сопротивления вплоть до  $100 \mu\Omega \cdot \text{см}$  наблюдалось устойчивое повышение наклона  $-dH_{c2}/dT$  температурной зависимости  $H_{c2}$  вблизи  $T_c$ . В диапазоне от 0 до  $50 \mu\Omega \cdot \text{см}$  зависимость  $-dH_{c2}/dT$  от  $\rho$  хорошо аппроксимировалась линейной функцией, как для однозонного сверхпроводника. При аппроксимации использовались электронные параметры двух зон —  $\pi$  и  $\sigma$ , образующих поверхность Ферми. Величина  $H_{c2}$  считалась зависящей только от электронных параметров  $\sigma$ -зоны. В данном приближении оценены вклад  $\sigma$ -электронов в суммарную проводимость вдоль плоскостей бора, составивший примерно 1/2, отношение длин пробега электронов  $\sigma$ -зоны и  $\pi$ -зоны  $l_\sigma/l_\pi \approx 1.5$ , а также соотношение ряда других параметров, характеризующих рассеяние.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 05-02-17660).

PACS: 74.25.Fy, 74.25.Op

Верхнее критическое магнитное поле  $H_{c2}$  дигборида магния исследовалось для образцов с различной дефектностью кристаллической структуры, начиная с монокристаллов и качественных эпитаксиальных пленок и заканчивая высокоомными текстурированными пленками и массивными поликристаллическими образцами [1]. Хотя, как и в случае обычных однозонных сверхпроводников, просматривается общая тенденция повышения верхнего критического поля с ростом дефектности и остаточного удельного сопротивления  $\rho_n$  [2,3], установить корреляцию между  $H_{c2}$  и  $\rho_n$  для  $MgB_2$  в рамках одной работы не удавалось. Возможность отсутствия корреляции  $H_{c2}$  и  $\rho_n$  обсуждалась в литературе в связи с двухзонным характером сверхпроводимости  $MgB_2$  [2–5]. Наиболее вероятной причиной считалось различное влияние дефектов на рассеяние электронов в  $\sigma$ - и  $\pi$ -зонах. Однако совокупность результатов ряда экспериментальных работ, посвященных изучению  $MgB_2$ , показывает, что, несмотря на значительный разброс данных, качественного отличия от однозонных сверхпроводников в изменении  $H_{c2}$  с ростом  $\rho_n$  не наблюдается [6].

В настоящей работе мы попытались установить связь электронных параметров  $MgB_2$  [7–9] с наблюдаемой корреляцией  $H_{c2}$  и  $\rho$ , предположив, что верхнее критическое магнитное поле определяется исключительно электронами  $\sigma$ -зоны [6].

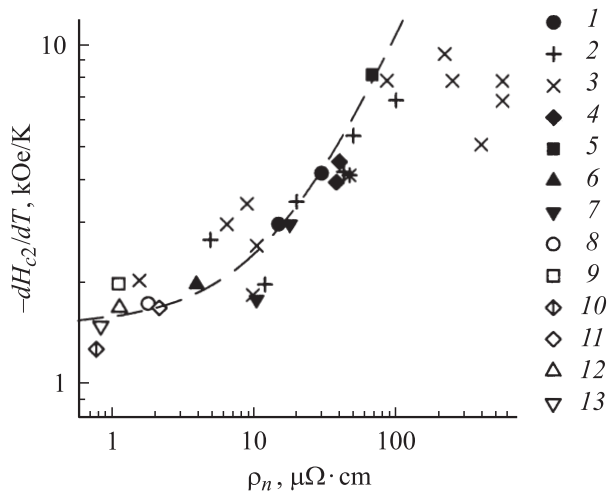
Верхнее критическое магнитное поле  $H_{c2}$  измерялось для пленок  $MgB_2$ , полученных импульсным лазерным распылением [10]. Пленки были хорошо ориентированы (направление оси  $c$  перпендикулярно подложке). Температурные зависимости  $H_{c2}(T)$  определялись по температурному сдвигу сверхпроводящего резистивного перехода в магнитном поле  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ . Значение наклона  $-dH_{c2}/dT$  оценивалось при температуре на 10 К ниже критической. Для измерений были выбраны пленки с

различными остаточными сопротивлениями и близкими значениями критической температуры (39–37 К). Мы также исключили из измерений пленки, заведомо содержащие избыток магния.

Для полноты анализа связи  $H_{c2}$  и  $\rho$  помимо наших данных были привлечены результаты других экспериментальных работ. На рис. 1 приведены данные для монокристаллов [11–16] и ориентированных пленок  $MgB_2$  [2,3,17–20]. Наклон  $-dH_{c2}/dT$  образцов показан в зависимости от их удельного сопротивления  $\rho_n$  вдоль плоскостей бора. Для всех образцов критическое поле  $H_{c2}$  оценивалось по началу резистивного перехода;  $\rho_n$  — близкое к остаточному удельное сопротивление вблизи сверхпроводящего перехода. Как видно из рис. 1, корреляция  $H_{c2}$  с остаточным удельным сопротивлением имеет место в широкой области дефектности. Штриховая линия соответствует линейной зависимости, параметры которой будут обсуждаться далее.

Согласно представлениям теории верхнего критического магнитного поля однозонного сверхпроводника [21–23], изменение наклона при росте остаточного сопротивления хорошо описывается функцией  $-dH_{c2}/dT = A + B\rho_n$ , где коэффициенты  $A$  и  $B$  определяются параметрами поверхности Ферми, а также константой связи  $\lambda$ . В образцах с низкой дефектностью наклон  $-dH_{c2}/dT$  является линейной функцией  $\rho_n$  [24].

В рассматриваемом случае двухзонного  $MgB_2$  мы полагали, что величину наклона  $-dH_{c2}/dT$  определяют исключительно носители  $\sigma$ -зоны. Поэтому в формулу для  $-dH_{c2}/dT$  вместо полного удельного сопротивления образца  $\rho_n$ , измеренного в эксперименте, должно входить удельное сопротивление  $\rho_n^\sigma$ , связанное с рассеянием на дефектах только  $\sigma$ -электронов:  $-dH_{c2}/dT = A + B\rho_n^\sigma$ . (Как известно, в проводимости дигборида магния участвуют носители обеих зон —  $\pi$  и  $\sigma$  [8,9]). При этом коэф-



**Рис. 1.** Зависимость наклона  $-dH_{c2}/dT$  ( $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ ) от удельного сопротивления  $\rho_n$  образцов  $\text{MgB}_2$ . 1 — данные настоящей работы, 2–7 — данные [2,3,17-20] для пленок, 8–13 — данные [11-16] для монокристаллов. Точки отвечают наклону фазовых кривых  $H_{c2}(T)$ , определенных по началу сверхпроводящего резистивного перехода. Линейная зависимость показана штриховой линией.

коэффициенты  $A$  и  $B$  определяются уже не параметрами всей поверхности Ферми, а только параметрами, относящимися к  $\sigma$ -зоне:  $A$  — средним по листам  $\sigma$ -зоны квадратом компоненты скорости Ферми  $\langle v_x^2 \rangle$ ,  $B$  — плотностью состояний  $\sigma$ -электронов  $N(0)$ , а также константой связи  $\sigma$ -электронов  $\lambda$  ( $v_x$  — проекция скорости Ферми на ось  $x$  в плоскости бора). Соответствующие выражения для  $A$  и  $B$  могут быть представлены следующим образом:

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

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

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

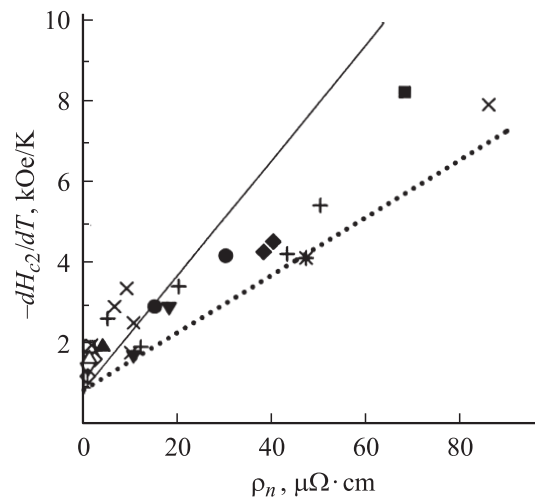
Коэффициенты  $A$  и  $B$  были рассчитаны для параметров  $\sigma$ -зоны  $\langle v_x^2 \rangle^{1/2} = 4.8 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ ,  $N(0) = 0.65 \cdot 10^{34} 1/\text{cm}^3 \cdot \text{erg}$ . Эти значения определены из результатов зонных расчетов [7–9]. Величина константы связи  $\sigma$ -электронов соответствует теоретическому значению  $\lambda = 1.23$  [25,26]. Для оценки вклада  $\sigma$ -электронов  $1/\rho_n$  в суммарную проводимость  $1/\rho_n$  мы также воспользовались теоретическими расчетами [8]. Согласно [8], примерно 1/3 проводимости вдоль плоскостей бора определяется  $\sigma$ -электронами при одинаковых временах релаксации  $\tau$  носителей  $\pi$ - и  $\sigma$ -зон ( $\rho_n^\sigma = 3\rho_n$ ), что обусловлено соотношением их электронных параметров. Зависимость  $-dH_{c2}/dT$  от  $\rho_n$ , построенная на основе изложенных выше соображений, показана на рис. 2 сплошной линией. Здесь  $\rho_n$  отвечает полному удельному

сопротивлению образца. При построении этой зависимости мы исходили из того, что с ростом дефектности материала отношение вкладов в проводимость от электронов обеих зон не меняется, а значит, и отношение времен релаксации  $\tau_\sigma/\tau_\pi$  остается постоянным. Видно, что прямая, построенная таким образом, расходится с экспериментальными данными.

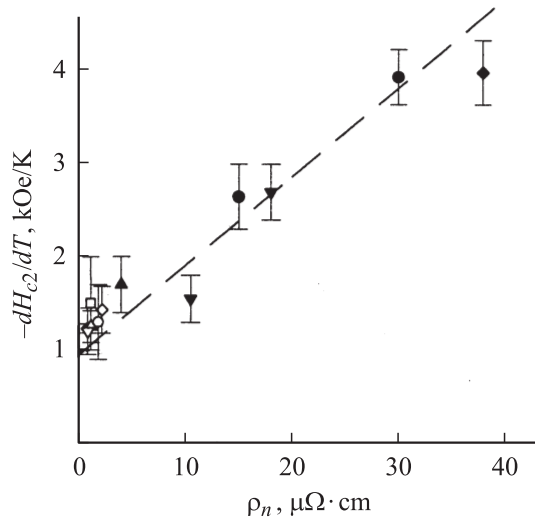
Пунктирной линией на рис. 2 показана зависимость  $H_{c2}$  от  $\rho$ , построенная в предположении, что 2/3 всей проводимости определяется  $\sigma$ -электронами ( $\rho_n^\sigma = 3\rho_n/2$ ). Для этого случая соотношение времен релаксации в зонах отличается от единицы:  $\tau_\sigma/\tau_\pi = 4$ . Несмотря на существенный разброс экспериментальных точек, связанный с ошибкой измерения  $\rho_n$  и неопределенностью в оценке  $H_{c2}$  из-за уширения сверхпроводящих переходов в магнитном поле, данные в первом приближении ограничиваются двумя прямыми с указанными параметрами.

На рис. 3 приводятся данные для образцов с низкой дефектностью ( $T_c = 39\text{--}37 \text{ K}$ ) [11–17,19,20], для которых оказалось возможным оценить неопределенность  $H_{c2}$ , связанную с уширением перехода. В данном случае критическое поле определялось по середине резистивного перехода. Штриховой линией на рисунке показана зависимость  $-dH_{c2}/dT$  от  $\rho_n$ , построенная для соотношения  $\rho_n^\sigma = 2\rho_n$ , которая наилучшим образом согласуется с экспериментальными данными. Для этого случая  $\tau_\sigma/\tau_\pi = 2$  (линейная зависимость, показанная в логарифмическом масштабе штриховой линией на рис. 3, построена при тех же значениях  $N(0)$ ,  $\tau_\sigma/\tau_\pi$  и  $\lambda$ ).

Мы оценили также соотношение еще ряда параметров, характеризующих рассеяние в зонах  $\text{MgB}_2$  для  $\tau_\sigma/\tau_\pi = 2$ . Воспользовавшись теоретическими значени-



**Рис. 2.** Зависимость наклона  $-dH_{c2}/dT$  ( $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ ) от удельного сопротивления  $\rho_n$  образцов  $\text{MgB}_2$ . Обозначение символов, их соответствие литературным данным и способ определения  $H_{c2}$  те же, что на рис. 1. Сплошной линией показана зависимость, построенная при вкладе  $\sigma$ -электронов в суммарную проводимость, равном 1/3, пунктирной — при вкладе, составляющем 2/3.



**Рис. 3.** Зависимость наклона  $-dH_{c2}/dT$  ( $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ ) от удельного сопротивления  $\rho_n$  образцов  $MgB_2$ . Точки отвечают наклону фазовых кривых  $H_{c2}(T)$ , определенных по середине сверхпроводящего резистивного перехода, их соответствие литературным данным то же, что на рис. 1. Отрезками показана неопределенность, связанная с уширением сверхпроводящего перехода в магнитном поле. Штриховой линией показана зависимость, отвечающая вкладу  $\sigma$ -электронов в суммарную проводимость, равному 1/2.

ями  $\langle v_x \rangle$  и констант связи в  $\pi$ - и  $\sigma$ -зонах [25–27], мы определили соотношение перенормированных на сильную связь времен релаксации [24]  $\tau_\sigma^*/\tau_n^* \approx 2.8$ , длин свободного пробега электронов  $l_\sigma/l_\pi \approx 1.6$ , а также коэффициентов диффузии  $D_{x\sigma}/D_{x\pi} \approx 1.4$  и  $D_{x\sigma}^*/D_{x\pi}^* \approx 1$ . Данные оценки согласуются с результатами [28,29].

Более высокий, чем предполагалось теоретически [8], вклад  $\sigma$ -электронов в суммарную проводимость может являться результатом более сильного рассеяния электронов в  $\pi$ -зоне. Возможность более сильного влияния дефектов на рассеяние носителей  $\pi$ -зоны обсуждалась в литературе. В работах [2–4] 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. Оценка  $D_{x\sigma}/D_{x\pi}$ , сделанная нами на основе предложенной модели, показывает, что это соотношение не столь велико.

Таким образом, анализ экспериментальных данных, проведенный в настоящей работе, показывает, что для двухзонного сверхпроводника  $MgB_2$  существует корреляция  $H_{c2}$  и  $\rho_n$  в широком диапазоне остаточных удельных сопротивлений. Изменение наклона  $-dH_{c2}/dT$  температурной зависимости  $H_{c2}$  с ростом остаточного удельного сопротивления  $\rho_n$  для образцов с низкой дефектностью описано на основе теоретических представлений о верхнем критическом поле однозонного сверхпроводника. При описании мы исходили из того,

что величину  $H_{c2}$  определяют электронные параметры  $\sigma$ -зоны. Для образцов с остаточным удельным сопротивлением до  $50 \mu\Omega \cdot \text{cm}$  был оценен вклад  $\sigma$ -электронов в суммарную проводимость  $MgB_2$ , составивший примерно 1/2. Определены отношения времен релаксации электронов в зонах  $\tau_\sigma/\tau_\pi \approx 2$ , коэффициентов диффузии  $D_{x\sigma}/D_{x\pi} \approx 1.4$ , средних длин свободного пробега электронов  $l_\sigma/l_\pi \approx 1.6$ .

## Список литературы

- [1] C. Bueza, T. Yamashita. *Supercond. Sci. Technol.* **14**, R 115 (2001).
- [2] C. Ferdeghini, V. Ferrando, C. Tarantini, E. Bellingeri, G. Grasso, A. Malagoli, D. Marrè, M. Putti, M. Manfrinetti, A. Pogrebnyakov, J.M. Redwing, X.X. Xi, R. Felici, E. Haanappel. *Cond-mat/0411404*.
- [3] V. Braccini, A. Gurevich, J.E. Giencke, M.C. Jewell, C.B. Eom, D.C. Larbalestier, A. Pogrebnyakov, Y. Gui, B.T. Liu, Y.E. Hu, J.M. Redwing, Qi Li, X.X. Xi, R.K. Singh, R. Gandikota, J. Kim, B. Wilkens, N. Newman, J. Rowell, B. Moeckly, V. Ferrando, C. Tarantini, D. Marrè, M. Putti, C. Ferdeghini, R. Vaglio, E. Haanappel. *Phys. Rev. B* **71**, 012 504 (2005).
- [4] A. Gurevich, S. Patnaik, V. Braccini, K.H. Kim, C. Mielke, X. Song, L.D. Cooley, S.D. Bu, D.M. Kim, J.H. Choi, L.J. Belenky, J. Giencke, M.K. Lee, W. Tian, X.Q. Pan, A. Siri, E.E. Hellstrom, C.B. Eom, D.C. Larbalestier. *Supercond. Sci. Technol.* **17**, 278 (2004).
- [5] V. Ferrando, P. Manfrinetti, D. Marrè, M. Putti, I. Sheikin, C. Tarantini, C. Ferdeghini. *Phys. Rev. B* **68**, 094 517 (2003).
- [6] С.И. Красносвободцев, А.В. Варлашкин, А.И. Головашкин, Н.П. Шабанова. *ФТТ* **47**, 1541 (2005).
- [7] A.Y. Liu, I.I. Mazin, J. Kortus. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 087 005 (2001).
- [8] K.D. Belashchenko, M. Schikfgaarde, V.P. Antropov. *Phys. Rev. B* **64**, 092 503 (2001).
- [9] I.I. Mazin, V.P. Antropov. *Physica C* **385**, 49 (2003).
- [10] С.И. Красносвободцев, А.В. Варлашкин, Н.П. Шабанова, А.И. Головашкин. *ЖТФ* **73**, 136 (2003).
- [11] A.K. Pradhan, Z.X. Shi, M. Tokunaga, T. Tamegai, Y. Takano, K. Togano, H. Kito, H. Ihara. *Phys. Rev. B* **64**, 212 509 (2001).
- [12] T. Masui, S. Lee, A. Yamamoto, S. Tajima. *Physica C* **378–381**, 216 (2002).
- [13] K.H. Kim, J.H. Choi, C.U. Jung, P. Chowdhury, H.S. Lee, M.S. Park, H.J. Kim, J.Y. Kim, Z. Du, E.M. Choi, M.S. Kim, W.N. Kang, S.I. Lee, G.Y. Sung, J.Y. Lee. *Phys. Rev. B* **65**, 100 510 (2002).
- [14] A.V. Sologubenko, J. Jun, S.M. Kazakov, J. Karpinski, H.R. Ott. *Phys. Rev. B* **65**, 180 505 (2002).
- [15] Yu. Eltsev, K. Nakao, S. Lee, T. Masui, N. Chikumoto, S. Tajima, N. Koshizuka, M. Murakami. *Phys. Rev. B* **66**, 180 504 (2002).
- [16] Yu. Eltsev. *Physica C* **385**, 162 (2003).
- [17] S. Patnaik, L.D. Cooley, A. Gurevich, A.A. Polyanskii, J. Jiang, X.Y. Cai, A.A. Squitieri, M.T. Naus, M.K. Lee, J.H. Choi, L. Belenky, S.D. Bu, J. Letteri, X. Song, D.G. Schlom, S.E. Babcock, C.B. Eom, E.E. Hellstrom, D.C. Larbalestier. *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 315 (2001).
- [18] W. Jo, J.U. Huh, T. Ohnishi, A.F. Marshall, M.R. Beasley, R.H. Hammond. *Appl. Phys. Lett.* **80**, 3563 (2002).

- [19] S.Y. Xu, Qi Li, E. Wertz, Y.E. Hu, A.V. Pogrebnyakov, X.H. Zeng, X.X. Xi, J.M. Redwing. *Phys. Rev. B* **68**, 224 501 (2003).
- [20] Y. Bugoslavsky, Y. Miyoshi, G.K. Perkins, A.D. Caplin, L.F. Cohen, H.Y. Zhai, H.M. Christen, A.V. Pogrebnyakov, X.X. Xi, O.V. Dolgov. *Supercond. Sci. Technol.* **17**, S350 (2004).
- [21] N.R. Werthamer. In: *Superconductivity* / Eds R.D. Parks, Dekker Marcel. N.Y. (1969). V. 1. P. 321.
- [22] S.V. Shulga, S.L. Drechsler. *J. Low Temp. Phys.* **129**, 93 (2002).
- [23] P. Miranovic, K. Machida, V.G. Kogan. *J. Phys. Soc. Jpn.* **72**, 221 (2003).
- [24] Н.П. Шабанова, С.И. Красносвободцев, В.С. Ноздрин, А.И. Головашкин. *ФТТ* **38**, 1969 (1996).
- [25] A.A. Golubov, J. Kortus, O.V. Dolgov, O. Jepsen, Y. Kong, O.K. Andersen, B.J. Gibson, K. Ahn, R.K. Kremer. *J. Phys.: Cond. Matter* **14**, 1353 (2002).
- [26] O.V. Dolgov, R.S. Gonnelli, G.A. Ummarino, A.A. Golunov, S.V. Shulga, J. Kortus. *Phys. Rev. B* **68**, 132 503 (2003).
- [27] A. Brinkman, A.A. Golubov, H. Rogalla, O.V. Dolgov, J. Kortus, Y. Kong, O. Jepsen, O.K. Andersen. *Phys. Rev. B* **65**, 180 517 (2002).
- [28] E.A. Yelland, J.R. Cooper, A. Carrington, N.E. Hussey, P.J. Meeson, S. Lee, A. Yamamoto, S. Tajima. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 217 002 (2002).
- [29] A. Carrington, P.J. Meeson, J.R. Cooper, L. Balicas, N.E. Hussey, E.A. Yelland, S. Lee, A. Yamamoto, S. Tajima, S.M. Kazakov, J. Karpinski. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 037 003 (2003).