

УДК 537.312.62

ОБОБЩЕННОЕ СООТНОШЕНИЕ ГОРЬКОВА ДЛЯ ДВУЗОННОГО СВЕРХПРОВОДНИКА MgB_2

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

Для двушелевого сверхпроводника MgB_2 получено обобщенное соотношение Горькова, показывающее связь между верхним критическим магнитным полем H_{c2} , остаточным удельным сопротивлением и параметрами двузонной электронной структуры от чистого до грязного предела. Из экспериментальных данных определено отношение времен релаксации τ_π/τ_σ электронов π -зоны и σ -зоны для образцов MgB_2 с различным уровнем дефектов.

Функциональная связь верхнего критического магнитного поля H_{c2} сверхпроводника второго рода и его остаточного удельного сопротивления в нормальном состоянии определяется зависимостью этих параметров от времени релаксации электронов [1, 2]. Обычно эта связь довольно проста. При низкой дефектности H_{c2} оказывается линейной функцией удельного сопротивления, коэффициенты которой определяются параметрами электронной структуры [3].

Диборид магния представляет собой первый случай двушелевого сверхпроводника [4–6]. Связь его H_{c2} и остаточного удельного сопротивления должна быть более сложной, чем в обычном сверхпроводнике [7, 8]. В настоящей работе поставлена задача установить, какими параметрами двузонной электронной структуры определяется соотношение H_{c2} и остаточного удельного сопротивления, учитывая, что времена релаксации электронов τ_π и τ_σ π - и σ -зоны MgB_2 различаются [6–9]. Рассмотрен случай, когда магнитное поле параллельно оси c MgB_2 ($H\parallel c$), и температура близка к критической температуре T_c .

В приближении теории Гинзбурга–Ландау–Абрикосова–Горькова [1–3], справедливой вблизи T_c , где температурная зависимость верхнего критического магнитного поля

$H_{c2}(T)$ линейна, зависимость величины H_{c2} от времени релаксации электронов описывается функцией Горькова [1, 2]. Используя вид этой функции, H_{c2} можно представить как функцию удельного сопротивления [3]

$$R(\rho) \cdot H_{c2}(T)/(T_c - T) = A + B\rho, \quad (1)$$

где ρ – удельное сопротивление перед сверхпроводящим переходом, как правило, близкое к остаточному. Функция $R(\rho)$ близка к 1 [1–3]. Коэффициент A отвечает величине H_{c2}^0 верхнего критического магнитного поля в чистом пределе ($\rho \equiv 0$), и определяется скоростью Ферми v [3]. Если обусловленное рассеянием носителей заряда на дефектах слагаемое $B\rho$ доминирует, (1) упрощается до соотношения Горькова грязного сверхпроводника $H_{c2} \propto N(0)\rho$ [1], где $N(0)$ – плотность электронных состояний на уровне Ферми.

Выражение (1) легко привести к виду, который мы называли обобщенным соотношением Горькова $R(\rho) \cdot H_{c2} - H_{c2}^0 \propto N(0)\rho$. Можно воспользоваться удобной линейной аппроксимацией, приравняв $R(\rho)$ к 1. Тогда $H_{c2} - H_{c2}^0 \propto N(0)\rho$.

Из-за особенностей двущелевой сверхпроводимости верхнее критическое магнитное поле MgB_2 при достаточно высокой температуре определяется конденсатом с большей энергетической щелью, то есть σ -электронами [8, 9]. Поэтому в отличие от обычного сверхпроводника, в MgB_2 H_{c2} вблизи T_c определяется электронами одной из зон, а именно σ -зоны. Однако его удельное сопротивление определяется электронами обеих зон [5, 6].

Поскольку в рассматриваемом случае поправка на межзонное взаимодействие к H_{c2} мала [9], представим сначала электроны σ -зоны как независимый сверхпроводник, определив коэффициенты A_σ и B_σ через параметры поверхности Ферми σ -электронов [10]. Проводимость $1/\rho$ при малом межзонном рассеянии будем считать суммой вкладов $1/\rho_\sigma$ и $1/\rho_\pi$ от двух параллельных проводников, один – с поверхностью Ферми σ -электронов, другой – с поверхностью Ферми π -электронов, и с различным внутризонным рассеянием электронов [5, 6]. Если оси x и y декартовых координат лежат в плоскости ab , и ось z направлена по оси c ,

$$1/\rho_{xx} = 1/\rho_{\sigma xx} + 1/\rho_{\pi xx}, \quad (2)$$

причем для MgB_2 $1/\rho_{xx} = 1/\rho_{yy}$. Воспользуемся линейной аппроксимацией (1), считая что $R(\rho) = 1$. При $H \parallel c$

$$-dH_{c2}/dT = A_\sigma + b_\sigma \rho_{\sigma xx}, \quad (3)$$

где $-dH_{c2}/dT$ обозначает наклон $H_{c2}(T)/(T_c - T)$ температурной зависимости H_{c2} в (1),

$$A_\sigma = 1.06 \cdot 10^{16} T_c (1 + \lambda_\sigma)^2 / \langle v_{\sigma x}^2 \rangle, \quad (4)$$

$$B_\sigma = 3.3 \cdot 10^{-27} N_\sigma(0) (1 + \lambda_\sigma), \quad (5)$$

[3,10], A_σ – величина наклона в чистом пределе, λ_σ – эффективная константа связи σ -электронов [6], фактор $(1 + \lambda_\sigma)$ отражает повышение эффективной электронной массы m_σ в результате сильного электрон-фононного взаимодействия, $N_\sigma(0)$ и $v_{\sigma x}$ – зонная плотность состояний на уровне Ферми и компонента скорости Ферми σ -электронов. Угловые скобки обозначают усреднение по поверхности Ферми. Коэффициенты вычислены для наклона в Ое/К, ρ в $\Omega \cdot \text{см}$, $N(0)$ в $1/(\text{erg} \cdot \text{см}^3)$, v_x в $\text{см}/\text{с}$.

Связь H_{c2} с полным удельным сопротивлением вблизи перехода, обычно измеряемым в эксперименте, можно записать из (2, 3) следующим образом.

$$-dH_{c2}/dT = A_\sigma + B_\sigma \rho_{xx} (1 + \rho_{\sigma xx} / \rho_{\pi xx}). \quad (6)$$

Как видно, соотношение H_{c2} с удельным сопротивлением определяется параметрами σ -электронов, а также отношением вкладов зон в проводимость. Чтобы определить $\rho_{\sigma xx} / \rho_{\pi xx}$ через параметры зон, воспользуемся соотношениями [6]

$$1/\rho_{\sigma xx} = e^2 (N/m)_{\sigma xx} \tau_\sigma = \omega_{p\sigma}^2 \tau_\sigma / (4\pi), \quad (7)$$

$$1/\rho_{\pi xx} = e^2 (N/m)_{\pi xx} \tau_\pi = \omega_{p\pi}^2 \tau_\pi / (4\pi). \quad (8)$$

Параметры в (7, 8) относятся к поверхностям Ферми электронов π -зоны и σ -зоны, согласно индексам, ω_p и N – плазменная частота и зонная концентрация электронов, $(N/m)_{\pi xx} = N_\pi(0) \langle v_{\pi x}^2 \rangle$, $(N/m)_{\sigma xx} = N_\sigma(0) \langle v_{\sigma x}^2 \rangle$. Откуда

$$\rho_{\sigma xx} / \rho_{\pi xx} = C_{\pi\sigma} \tau_\pi / \tau_\sigma, \quad (9)$$

$$C_{\pi\sigma} = (N/m)_{\pi xx} / (N/m)_{\sigma xx}, \quad (10)$$

или $C_{\pi\sigma} = \omega_{p\pi}^2 / \omega_{p\sigma}^2$. Для MgB_2 значения плазменных частот известны из зонных расчётов [4–6], так что $C_{\pi\sigma} = 2$. Наконец, из (3, 9) следует результат

$$-dH_{c2}/dT = A_\sigma + B_\sigma (1 + C_{\pi\sigma} \tau_\pi / \tau_\sigma) \rho_{xx} \quad (11)$$

Это выражение связывает H_{c2} и ρ MgB_2 с параметрами его двузонной электронной структуры. Коэффициенты A_σ и B_σ в (11) определяются параметрами σ -электронов (4,

5), коэффициент $C_{\pi\sigma}$ – параметрами электронов обеих зон. Можно выразить $C_{\pi\sigma}$ через электронные параметры, фигурирующие в формулах (4, 5) для A_σ и B_σ .

$$C_{\pi\sigma} = N_\pi(0) \langle v_{\pi x}^2 \rangle / (N_\sigma(0) \langle v_{\sigma x}^2 \rangle). \quad (12)$$

Обобщенное соотношение Горькова двузонного сверхпроводника

$$-dH_{c2}/dT - A_\sigma \propto N(0)_\sigma (1 + C_{\pi\sigma} \tau_\pi / \tau_\sigma) \rho_{xx} \quad (13)$$

эквивалентно (11) и применимо от чистого до грязного предела. Для грязного двузонного сверхпроводника известна поправка к H_{c2} на межзонное взаимодействие $K_{\sigma\pi}$ [9], и (13) с учетом $R(\rho)$ в (1) упрощается до предельного соотношения Горькова

$$-dH_{c2}/dT = (3.3/1.173) 10^{-27} N_\sigma(0) (1 + \lambda_\sigma) (1 + C_{\pi\sigma} \tau_\pi / \tau_\sigma) K_{\sigma\pi} \rho_{xx}, \quad (14)$$

где 1.173 – значение $R(\rho)$ в грязном пределе [2], $K_{\sigma\pi}$ является функцией τ_π / τ_σ и незначительно, на несколько процентов, отличается от 1.

Как видно из (11), величины H_{c2} образцов с близкими остаточными удельными сопротивлениями могут не коррелировать, если их параметры τ_π / τ_σ различны [7, 8]. Однако анализ значительного числа работ [11–26] показал, что, несмотря на различные технологии синтеза образцов, существует корреляция их H_{c2} и ρ [10]. Корреляция возможна, когда отношение τ_π / τ_σ не случайным образом меняется при изменении концентрации дефектов. Пользуясь (11), можно оценить τ_π / τ_σ материала, зная значения электронных параметров MgB_2 из зонных расчетов [4–6].

Для сравнения образцов MgB_2 с различными ρ (рис. 1) взяты результаты работ [11, 13–26], в совокупности охватывающие более двух порядков величины ρ , при относительно небольшом снижении T_c материала. В этих работах зависимость $H_{c2}(T)$ получена при измерении сверхпроводящих переходов по сопротивлению. Здесь наклон вычисляется как значение $H_{c2}(T)/0.25T_c$ при $(1 - T/T_c) = 0.25$, $H_{c2}(T)$ отвечает середине перехода, оценена неопределённость $H_{c2}(T)$ из-за уширения перехода в магнитном поле. При таком определении величина наклона согласуется с результатами, полученными при измерении $H_{c2}(T)$ другими методами [16, 27, 28].

На рис. 1 показаны также зависимости, рассчитанные из (11) при различных значениях τ_π / τ_σ с использованием значений $C_{\pi\sigma} = 2$, $N_\sigma(0) = 0.64 \cdot 10^{34} \text{ 1/(erg cm}^3\text{)}$ и $\langle v_{\sigma x}^2 \rangle = 23 \cdot 10^{14} \text{ (cm/s)}^2$, определённых из результатов зонных расчётов [4–6]. Учитывалось понижение T_c образцов (вставка на рис.1). Соответствующее изменение эффективной константы связи λ_σ можно оценить по формуле, аналогичной формуле Макмиллана

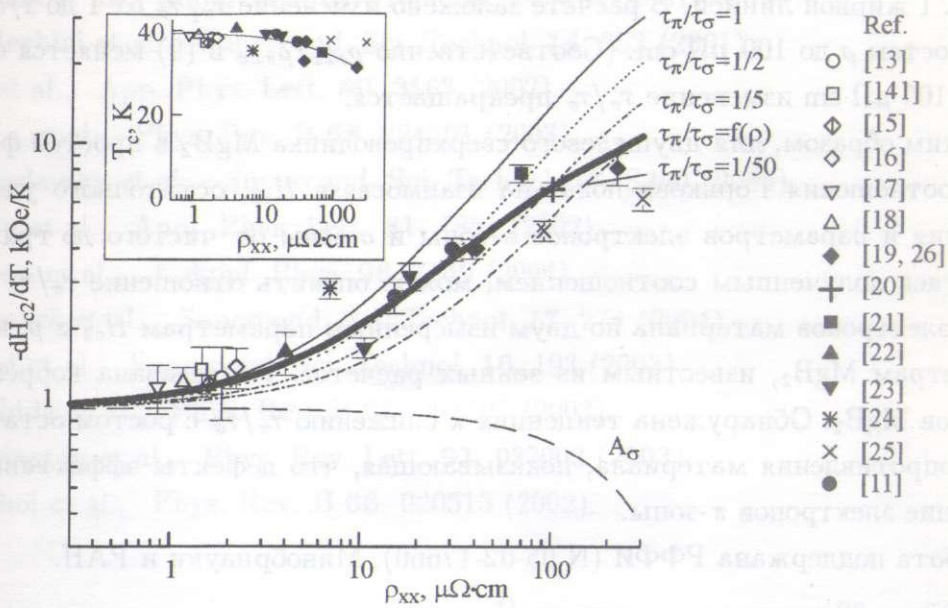


Рис. 1. Наклон $-dH_{c2}/dT$ ($H||c$) образцов MgB_2 в зависимости от их удельного сопротивления ρ_{xx} вдоль плоскостей ab вблизи сверхпроводящего перехода. Открытые символы относятся к монокристаллам, темные – к ориентированным пленкам, для каждой точки указан источник. Показана неопределенность величины наклона, связанная с уширением перехода. Расчетные зависимости, обозначенные тонкими линиями, соответствуют различным τ_π/τ_σ , показанным рядом с кривыми. Сплошная жирная линия отвечает зависимости, рассчитанной при снижении τ_π/τ_σ от 1 до 1/5 и $C_{\pi\rho}$ от 2 до 1.4. Штриховой линией показано изменение чистого слагаемого наклона (A_σ). На вставке – зависимость T_c образцов от ρ_{xx} .

[6]. Мы считали, что λ_σ снижается в представленном интервале изменения ρ_{xx} от 1.23 до 0.73.

Тенденция изменения τ_π/τ_σ с ростом остаточного удельного сопротивления видна из рисунка. В монокристаллах с низкими ρ отношение τ_π/τ_σ близко 1, в соответствии с результатами [29]. В плёнках, где ρ достигает $100 \mu\Omega\cdot\text{cm}$, τ_π/τ_σ приближается к 1/5. Теоретически различие времён релаксации может быть значительно выше [8, 12, 15]. Однако разупорядочение структуры, вызванное дефектами, должно уменьшать это различие, приближая MgB_2 к однозонному сверхпроводнику, а τ_π/τ_σ и $C_{\pi\sigma}$ – к 1 [30]. К тому же снижение τ_π/τ_σ ограничится, когда длина свободного пробега π -электронов достигнет межатомного расстояния. Отвечающая этим представлениям зависимость показана

на рис. 1 жирной линией. В расчете заложено изменение τ_π/τ_σ от 1 до 1/5 и $C_{\pi\sigma}$ от 2 до 1.8 с ростом ρ до 100 $\mu\Omega\cdot\text{см}$. (Соответственно $\rho_{\sigma xx}/\rho_{\pi xx}$ в (9) меняется от 2/1 до 1/3). Выше 100 $\mu\Omega\cdot\text{см}$ изменение τ_π/τ_σ прекращается.

Таким образом, для двучелевого сверхпроводника MgB_2 в простой форме обобщенного соотношения Горькова показана взаимосвязь H_{c2} , остаточного удельного сопротивления и параметров электронов π -зоны и σ -зоны от чистого до грязного предела. Пользуясь полученным соотношением, можно оценить отношение τ_π/τ_σ времен релаксации электронов материала по двум измеренным параметрам H_{c2} и ρ , и электронным параметрам MgB_2 , известным из зонных расчетов. Исследована корреляция H_{c2} и ρ образцов MgB_2 . Обнаружена тенденция к снижению τ_π/τ_σ с ростом остаточного удельного сопротивления материала, показывающая, что дефекты эффективнее влияют на рассеяние электронов π -зоны.

Работа поддержана РФФИ (N 05-02-17660), Минобрнауки и РАН.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Л. П. Горьков, ЖЭТФ **37**, 1407 (1959).
- [2] N. R. Werthamer, In: Superconductivity, Eds R. D. Parks, Vol. 1 (Dekker Marcel, N.Y., 1969), p. 321.
- [3] A. I. Golovashkin, N. P. Shabanova, Physica C **185-189**, 2709 (1991).
- [4] A. Y. Liu, I. I. Mazin, J. Kortus, Phys. Rev. Lett. **87**, 087005 (2001).
- [5] K. D. Belashchenko et al., Phys. Rev. B **64**, 092503 (2001).
- [6] I. I. Mazin, V. P. Antropov, Physica C **385**, 49 (2003).
- [7] V. Ferrando et al., Phys. Rev. B **68**, 094517 (2003).
- [8] A. Gurevich, Phys. Rev. B **67**, 184515 (2003).
- [9] A. A. Golubov, A. E. Koshelev, Phys. Rev. B **68**, 104503 (2003).
- [10] Н. П. Шабанова и др., Краткие сообщения по физике ФИАН, N 3, 41 (2007).
- [11] С. И. Красносвободцев и др., ФТТ **47**, 1541 (2005).
- [12] V. Braccini et al., Phys. Rev. B **71**, 012504 (2005).
- [13] A. K. Pradhan et al., Phys. Rev. B **64**, 212509 (2001).
- [14] T. Masui et al., Phys. Rev. B **70**, 024504 (2004).
- [15] M. S. Park et al., J. Phys.: Condens. Matter **19**, 242201 (2007).
- [16] A. V. Sologubenko et al., Phys. Rev. B **65**, 180505 (2002).
- [17] Yu. Eltsev et al., Phys. Rev. B **66**, 180504 (2002).
- [18] Yu. Eltsev, Physica C **385**, 162 (2003).

- [19] S. Patnaik et al., *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 315 (2001).
- [20] C. Ferdeghini et al., *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 952 (2001).
- [21] W. Jo et al., *App. Phys. Lett.* **80**, 3563 (2002).
- [22] S. Y. Xu et al., *Phys. Rev. B* **68**, 224501 (2003).
- [23] Y. Bugoslavsky et al., *Supercond. Sci. Technol.* **17**, S350 (2004).
- [24] S. D. Bu et al., *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1851 (2002).
- [25] S. X. Dou et al., *J. Appl. Phys.* **96**, 7549 (2004).
- [26] A. Gurevich et al., *Supercond. Sci. Technol.* **17**, 278 (2004).
- [27] L. Lyard et al., *Supercond. Sci. Technol.* **16**, 193 (2003).
- [28] Y. Machida et al., *Phys. Rev. B* **67**, 094507 (2003).
- [29] A. Carrington et al., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 037003 (2003).
- [30] H. J. Choi et al., *Phys. Rev. B* **66**, 020513 (2002).

Поступила в редакцию 23 ноября 2007 г.