Взаимосвязь критического магнитного поля H_{c2} и остаточного удельного сопротивления в двухзонном сверхпроводнике MgB_2

© Н.П. Шабанова, А.И. Головашкин

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

E-mail: shaban@sci.lebedev.ru

(Поступила в Редакцию 1 июля 2008 г.)

Для двухщелевого двухзонного сверхпроводника MgB_2 получено выражение для величины верхнего критического магнитного поля H_{c2}, обобщающее соотношение Горькова. Выражение связывает H_{c2} с остаточным удельным сопротивлением и параметрами зонной структуры и справедливо от чистого до грязного предела. На основе экспериментальных данных сделаны оценки отношения времен релаксации τ_π/τ_σ и длин свободного пробега электронов π-зоны и σ-зоны для образцов MgB_2 с низким уровнем дефектов и образцов $Mg(B_{1-x}C_x)_2$ с частичным замещением бора углеродом.

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

PACS: 74.25.Fy, 74.25.Op, 74.70.Ad

1. Введение

Взаимосвязь верхнего критического магнитного поля H_{c2} сверхпроводника второго рода и его остаточного удельного сопротивления в нормальном состоянии определяется зависимостью этих параметров от электронных характеристик и времени релаксации электронов τ [1–3]. В теории Гинзбурга–Ландау–Абрикосова–Горькова (GLAG) [1,2,4] эта связь имеет простое выражение. Величина H_{c2} обычных сверхпроводников оказывается линейной функцией остаточного удельного сопротивления, коэффицинты которой определяются параметрами электронной структуры материала и легко могут быть оценены экспериментально [5–7].

Диборид магния представляет собой первый случай двухщелевого сверхпроводника [8]. Из зонных расчетов получены детальные представления о его электронной структуре [9–12]. Две различные сверхпроводящие щели ассоциируются с наличием двух отдельных частей поверхности Ферми электронов в двух зонах (π и σ) со слабым межзонными электрон-фононным взаимодействием и малым межзонным рассеянием электронов на примесях. Высокая критическая температура $T_c = 39\,\mathrm{K}$ обусловлена сильным электрон-фононным взаимодействием электронов σ-зоны [12].

В отличие от обычных сверхпроводников величина и анизотропия H_{c2} в MgB_2 определяются в основном электронами одной из зон, а именно квазидвумерной σ-зоны [13–15]. Однако удельное сопротивление определяется электронами обеих зон. Рассеяние на примесях в зонах может быть различным. К тому же температурная зависимость $H_{c2}(T)$ имеет особенности, зависящие от межзонного взаимодействия и отношения τ_π/τ_σ времен релаксации электронов π-зоны и σ-зоны [14,15]. Таким образом, связь H_{c2} с остаточным удельным сопротивлением MgB_2 должна быть более сложной, чем в обычном сверхпроводнике [16]. В работе Гуревича [14] с помощью квазиклассического уравнения в пределе сверхпроводника с двумя щелями показана связь коэффициентов диффузии D_π и D_σ с параметром H_{c2}/ρ для H_{c2} и удельного сопротивления ρ вблизи T_c. С учетом электронных параметров зон и межзонного взаимодействия определен интервал, в который попадает отношение H_{c2}/ρ MgB_2.

В настоящей работе решается задача установления связи верхнего критического магнитного поля H_{c2} с удельным сопротивлением ρ и параметрами двухзонной электронной структуры MgB_2. С учетом особенностей двухщелевого сверхпроводника используется разработанный нами на основе теории GLAG метод [5–7], позволяющий исследовать соотношение H_{c2} и ρ материала от чистого до грязного предела. Рассмотрим случай, когда магнитное поле H перпендикулярно слоям магния и бора, и температура близка к критической.

2. Обобщенное соотношение Горькова для классического сверхпроводника

В большинстве известных сверхпроводников конденсат электронов характеризуется единой энергетической щелью. В теории GLAG для классического сверхпроводника второго рода [2], справедливой вблизи T_c, установлена связь длины когерентности конденсата с микроскопическими электронными характеристиками [1,2,4,17]. Верхнее критическое магнитное поле связано с длиной когерентности Гинзбурга–Ландау $\xi(T)$ соотношением $H_{c2}(T) = \Phi_0/\left(2\pi\xi^2(T)\right)$, где $\Phi_0 = 2.07 \cdot 10^{-7}\,\mathrm{G/cm^2}$ — квант магнитного потока. Температурная зависимость $H_{c2}(T)$ линейна вблизи T_c, величина H_{c2} характеризуется наклоном $-dH_{c2}/dT = H_{c2}(T)/(T_c - T)$, который также обозначается здесь как H'_{c2}.

Зависимость длины когерентности от времени релаксации τ электронов описывается функцией Горькова χ [1,2]. Используя вид этой функции, можно получить зависимость H_{c2} от удельного сопротивления в нормальном состоянии перед сверхпроводящим переходом ρ [5–7]

$$RH'_{c2} = A + B\rho. \qquad (1)$$

Здесь множитель R является близкой к единице функцией параметра рассеяния конденсата, аргумента функции Горькова [2]. Величина ρ, как правило, близка к остаточному удельному сопротивлению. Коэффициент A отвечает критическому магнитному полю H^0_{c2} в чистом пределе $(\rho \equiv 0)$ и определяется скоростью Ферми v и T_c [17]. Коэффициент B определяется плотностью электронных состояний на уровне Ферми $N(0)$. В материале с сильным электрон-фононным взаимодействием коэффициенты характеризуются перенормированными параметрами $v^* = v/(1+\lambda)$ и $N^*(0) = N(0)(1+\lambda)$, где λ — константа электрон-фононной связи.

Если слагаемое $B\rho$, обусловленное рассеянием электронов, доминирует, выражение (1) упрощается до известного соотношения Горькова для грязного сверхпроводника $H'_{c2} \propto N^*(0)\rho$ [1]. Можно преобразовать (1) к аналогичному виду $RH'_{c2} - H^{0\prime}_{c2} \propto N^*(0)\rho$ (обобщенное соотношение Горькова) и использовать его, не ограничиваясь предельным случаем грязного сверхпроводника. К тому же можно воспользоваться удобной линейной аппроксимацией, справедливой с точностью до нескольких процентов, приравняв R к единице,

$$H'_{c2} - H^{0\prime}_{c2} \propto N^*(0)\rho. \qquad (2)$$

Соотношение показывает, как меняется величина критического магнитного поля при повышении остаточного удельного сопротивления из-за рассеяния электронов на дефектах структуры.

Линейная зависимость H'_{c2} от ρ (1) наблюдается экспериментально и используется по разработанной нами методике [5–7] для оценки величины $H^{0\prime}_{c2}$ и ряда электронных параметров материала. В частности, экспериментальная оценка отношения $B\rho/A$ дает величину параметра рассеяния конденсата, что позволяет оценить коэффициент R и длину свободного пробега электронов l в материале.

3. Обобщенное соотношение Горькова для двухзонного сверхпроводника MgB_2

Два сверхпроводящих конденсата MgB_2 характеризуются различными сверхпроводящими щелями и электронными параметрами. По оценкам в чистом пределе [13,18] длина когерентности Гинзбурга–Ландау в плоскости ab 2D-конденсата σ-электронов $\xi_\sigma(0)$ составляет около 100 Å, длина когерентности 3D-конденсата π-электронов $\xi_\pi(0)$ — около 500 Å, что подтверждается экспериментально [18]. Если исключить межзонное взаимодействие и рассеяние электронов, верхнее критическое магнитное поле должно определяться меньшей длиной когерентности [13,14], $H_{c2}(T) = \Phi_0/\big(2\pi\xi^2_\sigma(T)\big)(H\|c)$. При определенном межзонном взаимодействии на фазовой кривой $H_{c2}(T)$ появляются особенности, зависящие от отношения длин когерентности ξ_π и ξ_σ, а значит, и от отношения параметров внутризонного рассеяния [14]. В грязном пределе при слабом межзонном взаимодействии верхнее критическое магнитное поле вблизи T_c можно описать выражением $H'_{c2} \approx \Phi_0/\big(2\pi T_c\xi^2_\sigma(0)\big) \cdot K_{\sigma\pi}\ (H\|c)$. Коэффициент $K_{\sigma\pi}$ зависит от констант связи и отношения D_π/D_σ, $D \propto vl$. При сравнимых коэффициентах диффузии $K_{\sigma\pi} \approx 1 + S(1 - D_\pi/D_\sigma)$, для MgB_2 $S \sim 0.034$ [15].

Удельное сопротивление диборида магния определяется электронами обеих зон. Из-за малого межзонного рассеяния электронов на примесях в MgB_2 проводимость $1/\rho$ можно считать суммой вкладов $1/\rho_\sigma$ и $1/\rho_\pi$ от двух параллельных проводников [11,12], один — с поверхностью Ферми σ-электронов, другой — с поверхностью Ферми π-электронов, и с различным внутризонным рассеянием. Когда оси x и y декартовых координат лежат в плоскости ab и ось z направлена по оси c,

$$1/\rho_{xx} = 1/\rho_{\sigma xx} + 1/\rho_{\pi xx}, \qquad (3)$$

причем для гексагонального кристалла MgB_2 $1/\rho_{xx} = 1/\rho_{yy} \equiv 1/\rho_{ab}$.

Считая поправку на межзонное взаимодействие и межзонное рассеяние электронов на примесях незначительной, рассмотрим вначале электроны σ-зоны как независимый сверхпроводник $(K_{\sigma\pi} = 1)$, определив коэффициенты в выражении (1) через параметры соответствующей поверхности Ферми. Воспользуемся линейной аппроксимацией (1), считая, что $R \approx 1$. Тогда при $H\|c$

$$-dH_{c2}/dT = A_\sigma + B_\sigma\rho_{\sigma xx}, \qquad (4)$$

где коэффициенты определяются параметрами σ-зоны [5,6,19],

$$A_\sigma = 1.06 \cdot 10^{16}\eta_\sigma T_c(1+\lambda_\sigma)^2/\langle v^2_{\sigma x}\rangle, \qquad (5)$$

$$B_\sigma = 3.3 \cdot 10^{-27}\eta_\sigma N_\sigma(0)(1+\lambda_\sigma), \qquad (6)$$

A_σ — величина наклона $-dH^0_{c2}/dT$ в чистом пределе, $N_\sigma(0)$ и $v_{\sigma x}$ — зонная плотность электронных состояний и компонента зонной скорости Ферми σ-электронов, угловые скобки обозначают усреднение по соответствующей поверхности Ферми, λ_σ — эффективная константа связи σ-электронов [10,12], η_σ — близкая к единице поправка на сильную связь к величине H_{c2} [20]. Численные коэффициенты получены для наклона в Oe/K, ρ в $\Omega\cdot$cm, $N(0)$ в $(\mathrm{erg}\cdot\mathrm{cm}^3)^{-1}$, v в cm/s. Учитывая (3), (4), можно записать

$$-dH_{c2}/dT = A_\sigma + B_\sigma\rho_{xx}(1 + \rho_{\sigma xx}/\rho_{\pi xx}). \qquad (7)$$

Как видно из (7), связь H_{c2} с удельным сопротивлением ρ_{xx} определяется параметрами σ-электронов и отношением проводимостей ρ_σ/ρ_π. Составляющие проводимости $1/\rho_\pi$ и q/ρ_σ связаны с электронными параметрами зон соотношениями [12,21]

$$1/\rho_{\sigma xx} = e^2(n/m)_{\sigma xx}\tau_\sigma = \omega^2_{p\sigma xx}\tau_\sigma/(4\pi), \qquad (8)$$

$$1/\rho_{\pi xx} = e^2(n/m)_{\pi xx}\tau_\pi = \omega^2_{p\pi xx}\tau_\pi/(4\pi). \qquad (9)$$

Здесь e — заряд электрона, n и m — зонные значения концентрации и эффективной массы электронов, $(n/m)_{\pi xx} = N_\pi(0)\langle v^2_{\pi x}\rangle$, $(n/m)_{\sigma xx} = N_\sigma(0)\langle v^2_{\sigma x}\rangle$, ω_p — плазменная частота, $\tau = l/\langle v_{ab}\rangle$. При различном внутризонном рассеянии отношение составляющих проводимости зависит от отношения τ_π/τ_σ

$$\rho_{\sigma xx}/\rho_{\pi xx} = C_{\pi\sigma}\tau_\pi/\tau_\sigma, \qquad (10)$$

$$C_{\pi\sigma} = (n/m)_{\pi xx}/(n/m)_{\sigma xx} = \omega^2_{p\pi xx}/\omega^2_{p\sigma xx}. \qquad (11)$$

Из формул (7), (10) следует искомый результат

$$-dH_{c2}/dT = A_\sigma + B_\sigma(1 + C_{\pi\sigma}\tau_\pi/\tau_\sigma)\rho_{ab}. \qquad (12)$$

Полученное выражение в простой форме связывает H_{c2} и удельное сопротивление ρ_{ab} вблизи T_c в MgB_2 с параметрами его двухзонной электронной структуры. Коэффициенты A_σ и B_σ определяются параметрами σ-электронов (5), (6), коэффициент $C_{\pi\sigma}$ — параметрами электронов обеих зон (11). Представив (12) в виде

$$H'_{c2} - H^{0'}_{c2} \propto N^*_\sigma(0)(1 + C_{\pi\sigma}\tau_\pi/\tau_\sigma)\rho_{ab}, \qquad (13)$$

получаем обобщенное соотношение Горькова двухзонного сверхпроводника, аналогичное (2). Здесь $H^{0'}_{c2} = A_\sigma(5)$, $N^*_\sigma(0) = N_\sigma(0)(1+\lambda_\sigma)$. В грязном пределе известна поправка на межзонное взаимодействие [15], $R = 1.173$, и (13) принимает вид

$$H'_{c2} = (3.3/1.173)\cdot 10^{-27}\eta_\sigma N^*_\sigma(0)(1 + C_{\pi\sigma}\tau_\pi/\tau_\sigma)\rho_{ab}K_{\sigma\pi}. \qquad (14)$$

Соотношения (13), (14) показывают, как изменяется H_{c2} вблизи T_c из-за рассеяния электронов на примесях в двухзонном сверхпроводнике.

4. Обсуждение и анализ эксперимента

Из детальных зонных расчетов для обеих зон MgB_2 известны поверхности Ферми и электронные параметры, рассчитаны константы связи [9–12,22]. Высокая точность расчетов [12] подтверждена экспериментом [23]. Это позволяет определить коэффициенты в формуле (12). При вычислении мы взяли значения $N_\sigma(0) = 0.645\cdot 10^{34}\,(\mathrm{erg\cdot cm^3})^{-1}$, $\omega_{p\sigma xx} = 4.14\,\mathrm{eV}$, $\omega^2_{p\pi xx}/\omega^2_{p\sigma xx} = 2$, $\langle v^2_{\sigma x}\rangle \equiv \omega^2_{p\sigma xx}/\big(4\pi e^2 N_\sigma(0)\big)$, $\langle v^2_{\sigma x}\rangle^{1/2} = 4.6\cdot 10^{14}\,\mathrm{cm/s}$ [9,22], $\lambda_\sigma = 1.2$ ($\lambda_\pi = 0.46$) [10,12]. Поправка η_σ определена по величине T_c/ω, где ω — средняя фононная частота [20], взято значение $\omega \approx \omega_{\log} \approx 650\,\mathrm{K}$ [9,10,24]. В результате при $T_c = 39\,\mathrm{K}$ $H^{0'}_{c2} = 1\,\mathrm{kOe/K}$, $B_\sigma = 0.05\,\mathrm{kOe/K/\mu\Omega\cdot cm}$, $C_{\pi\sigma} = 2$, $\eta_\sigma = 1.05$.

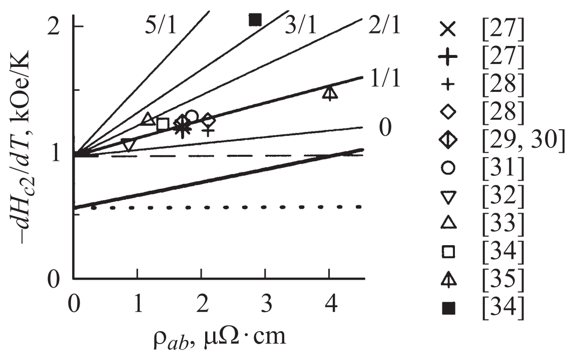

Рис. 1. Наклон $-dH_{c2}/dT$ ($\mathbf{H}\|\mathbf{c}$) в зависимости от удельного сопротивления ρ_{ab} вблизи T_c в MgB_2. Зависимости (12), вычисленные при различных значениях τ_π/τ_σ (указаны рядом с кривыми), показаны сплошными тонкими линиями; наклон $-dH^0_{c2}/dT$ в чистом пределе (5) — штриховой линией; рассчитанная так же, как для обычного сверхпроводника зависимость (1) — жирной линией; соответствующий наклон в чистом пределе — пунктиром. Показаны экспериментальные точки для монокристаллов [27–34] и пленки [35] MgB_2. Данные [28–35], полученные при оценке наклонов из измерений резистивного перехода в магнитном поле (см. раздел 4), обозначены светлыми символами. Крестики отвечают данным ряда других измерительных методов [27,28]. Экспериментальная точка для монокристалла $M(B_{1-x}C_x)_2$ с $x = 0.02$ (темный квадрат) [34] показана для качественного сравнения.

Зависимости H'_{c2} от ρ_{ab} (12), вычисленные с этими параметрами для разных отношений τ_π/τ_σ, представлены на рис. 1. При $\tau_\pi/\tau_\sigma = 0$ кривая соответствует нижнему пределу величины H'_{c2}/ρ [14]. Для сравнения показана зависимость (1), рассчитанная для MgB_2 как для обычного сверхпроводника, по параметрам всей поверхности Ферми, $N^*(0) \approx 2N^*_\sigma(0)$ и $\langle v^{*2}_x\rangle \approx 1.7\langle v^{*2}_{\sigma x}\rangle$ [9].

На рис. 1 вместе с расчетными зависимостями приводятся данные для наименее дефектных образцов MgB_2, исследованных в работах [25–35]. По результатам большинства измерительных методов зависимость $H_{c2}(T)$ монокристаллов линейна при $H\|c$ в температурной области вблизи T_c [25–28]. Сравнение данных [27,28] с расчетными кривыми (рис. 1) показывает, что эксперимент описывается двухзонной моделью. В данной модели отношение τ_π/τ_σ в этих образцах оказывается около единицы [19], что согласуется с результатами исследования квантовых осцилляций [23]. В допированном углеродом монокристалле отношение τ_π/τ_σ существенно выше.

При последовательном изменении концентрации примесей или дефектов определенного типа должна наблюдаться зависимость H_{c2} от ρ, как, например, при замещении бора углеродом [30,34] или при ионном облучении MgB_2 [36]. Пользуясь полученными в разделе 3 результатами, из этих зависимостей можно получить представление об изменении отношения τ_π/τ_σ, а также об относительном изменении слагаемых проводимости $1/\rho_\pi$ и $1/\rho_\sigma$ в материале.

В работе [34] представлено исследование монокристаллов $Mg(B_{1-x}C_x)_2$ в области концентраций углерода x, в которой материал сверхпроводит. Изучен механизм деградации критической температуры при замещении бора углеродом. Обнаружено, что с ростом x величина H'_{c2} существенно растет, а анизотропия H_{c2} понижается. Перед переходом в несверхпроводящее состояние при x около 0.125 анизотропия H_{c2} отсутствует [37].

Критические магнитные поля вблизи T_c оценивались для монокристаллов MgB_2 и $Mg(B_{1-x}C_x)_2$ [27–34] из измерений сверхпроводящих переходов по сопротивлению в магнитном поле. Полученные из таких измерений зависимости $H_{c2}(T)$ могут иметь положительную кривизну и неопределенность из-за уширения переходов в магнитном поле. Для монокристаллов MgB_2 уширение значительно, видимо, в связи со слабым пиннингом вихрей. Мы оценивали наклоны по величине $H_{c2}(T)/0.25T_c$ при $(1 - T/T_c) = 0.25$, определив температуру резистивного перехода по его середине. Оценки согласуются с результатами других измерительных методов (рис. 1), обнаруживающих линейную вблизи T_c зависимость $H_{c2}(T)$ [27,28]. Уширение переходов и положительная кривизна $H_{c2}(T)$ в $Mg(B_{1-x}C_x)_2$ существенно меньше [34].

На рис. 2 вычисленные по данным работы [34] наклоны и T_c монокристаллов $Mg(B_{1-x}C_x)_2$ с $x = 0.02$, 0.035, 0.05, 0.075, 0.1 показаны в зависимости от их удельного сопротивления ρ_{ab} в нормальном состоянии вблизи T_c. Величина ρ_{ab} растет при повышении x. Там же показаны зависимости (12), рассчитанные для $Mg(B_{1-x}C_x)_2$ при различных значениях τ_π/τ_σ, с коррекцией на величину R (см. разделы 2 и 5). Коэффициенты A_σ, B_σ и $C_{\pi\sigma}$ в MgB_2 вычислены в разделе 3. Изменение коэффициентов в $Mg(B_{1-x}C_x)_2$ в представленном интервале ρ_{ab} связано с изменением характеристик при повышении x [34]. С учетом деградации T_c и повышения жесткости фононного спектра [34] величина λ_σ по оценке из формулы Макмиллана [9,12] снижается с 1.2 до 0.35, η_σ приближается к единице. При замещении бора углеродом электронный допинг существенно изменяет отношения электронных параметров зон. Эти изменения мы оценили из зонных расчетов [9–11,38,39]. Считалось, что с уменьшением концентрации носителей в дырочной 2D σ-зоне величина $N_\sigma(0)$ при малых x медленно уменьшается и падает при больших x. Коэффициент B_σ (6) снижается быстрее, пропорционально $N^*_\sigma(0)$. Коэффициент $C_{\pi\sigma}$ (11), напротив, растет, поскольку параметры π-зоны, в частности плазменная частота, мало чувствительны к электронному допингу. При уменьшении радиусов цилиндров поверхности Ферми σ-электронов $\langle v^2_{\sigma x}\rangle$ снижается, и величина $A_\sigma = H^{0'}_{c2}$ (5) остается примерно постоянной. Форму расчетных кривых на рис. 2, b можно качественно пояснить с помощью соотношений (12), (13). В этом материале $\tau_\pi/\tau_\sigma > 1$, и $H'_{c2} - H^{0'}_{c2} \propto B_\sigma C_{\pi\sigma}\tau_\pi/\tau_\sigma\rho_{ab}$, где множитель $B_\sigma C_{\pi\sigma}$ меняется медленно.

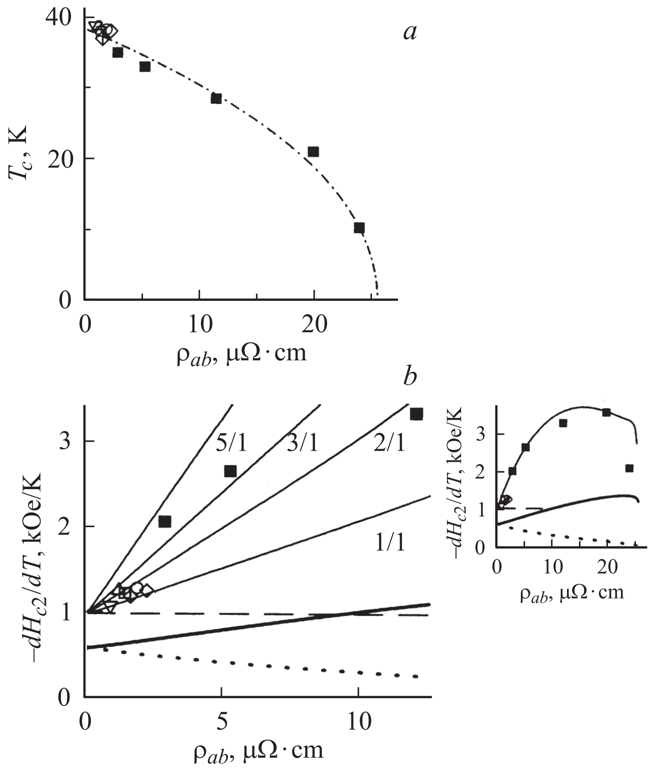

Рис. 2. Критическая температура T_c и наклон $-dH_{c2}/dT$ ($\mathbf{H}\|\mathbf{c}$) в зависимости от удельного сопротивления ρ_{ab} вблизи T_c в $M(B_{1-x}C_x)_2$. Экспериментальные точки, полученные по данным работы [34], показаны темными квадратами; расчетные зависимости (12) при различных отношениях τ_π/τ_σ (указаны рядом с кривыми) — тонкими сплошными линиями; наклон $-dH^0_{c2}/dT$ в чистом пределе (5) — штриховой линией. На вставке тонкой линией показана зависимость, отвечающая снижению τ_π/τ_σ от 5 до 2 и коэффициента $K_{\sigma\pi}$ от 0.8 до 0.5 при повышении x от 0.02 до 0.1. Зависимость (1), рассчитанная для $Mg(B_{1-x}C_x)_2$ так же, как для обычного сверхпроводника, показана жирной линией; соответствующий наклон в чистом пределе — пунктиром. Данные для монокристалла MgB_2 [28–34] обозначены светлыми символами так же, как на рис. 1.

На рис. 2, b показана также зависимость (1), рассчитанная для $Mg(B_{1-x}C_x)_2$ как для обычного сверхпроводника, по параметрам всей поверхности Ферми. При расчете учитывалось снижение $N(0)$ с ростом x [38], составившее 19% с учетом параметра решетки [37], и повышение $\langle v^{*2}_x\rangle$ от $1.7\langle v^{*2}_{\sigma x}\rangle$ в MgB_2 до $\langle v^{*2}_{\pi x}\rangle$ при $x \sim 0.1$ ($\langle v^{*2}_{\pi x}\rangle^{1/2} = 5.6 \cdot 10^{14}$ cm/s [9,22], $\lambda = 0.35$).

Как видно из рис. 2, b, при минимальной концентрации $x = 0.02$ параметр τ_π/τ_σ достигает величины около 5/1. Оценка показывает, насколько эффективно примесь углерода повышает рассеяние электронов σ-зоны, занимая позиции в плоскостях бора [30,34,37]. Отношение средних скоростей Ферми $\langle v_{\pi ab}\rangle/\langle v_{\sigma ab}\rangle$ при $x = 0.02$ незначительно выше значения 1.2 в MgB_2 [22], отсюда $D_\pi/D_\sigma \sim 7$. Оценка в приближении грязного сверхпроводника дает $K_{\sigma\pi} \approx 0.8$. Отношение $\rho_{\sigma ab}/\rho_{\pi ab}$ (10), равное 2/1 в чистом пределе [11], достигает 9/1, так что проводимость определяется преимущественно π-электронами. Тенденция изменения τ_π/τ_σ по мере повышения x и ρ_{ab} материала видна из рисунка. Сближение времен релаксации в зонах ассоциируется с усилением межзонного рассеяния электронов на атомах углерода в слоях бора и отчасти с повышением внутризонного рассеяния электронов 3D π-зоны в результате некоторого объемного распределения углерода [34]. Расчетная зависимость на вставке к рис. 2, b отвечает снижению τ_π/τ_σ от 5 до 2 и $K_{\sigma\pi}$ от 0.8 до 0.5 при повышении x от 0.02 до 0.1 (коэффициент $K_{\sigma\pi}$ учтен приближенно, во втором слагаемом (12)). Излом обусловлен падением $N_\sigma^*(0)$.

Теоретически межзонное рассеяние при повышении дефектности должно приближать τ_π/τ_σ к единице, снижая критическую температуру MgB_2. По оценке [22] диборид магния становится однощелевым сверхпроводником при T_c около 25 K. Две сверхпроводящие щели выявлены в $Mg(B_{1-x}C_x)_2$ с T_c около 22 K [40]. Однако, как видно из вставки к рис. 2, b, отличие данных H'_{c2} vs ρ_{ab} от однозонной модели обнаруживается при еще более низких критических температурах. Данные монокристалла с максимальной концентрацией углерода ближе всего к модели обычного сверхпроводника. В этой модели при $x \geq 0.1$ (область высоких ρ_{ab}) чистое слагаемое мало, и значения H_{c2} и ρ_{ab} соответствует соотношению Горькова для грязного классического сверхпроводника $H'_{c2} = (3.3/1.173) \cdot 10^{-27} N(0)(1+\lambda)\rho_{ab}$ с параметрами $MgB_{0.75}C_{0.25}$ $N(0) = 1.24 \cdot 10^{34}\,(\text{erg} \cdot \text{cm}^3)^{-1}$ [38] и $\lambda \approx 0.35$.

Свойства монокристаллов с $x \sim 0.1$ отвечают анизотропной зонной структуре [34,39]. Однако критическое магнитное поле в материале не имеет анизотропии, что может объясняться сильным межзонным рассеянием электронов 2D σ-зоны и 3D π-зоны [34], а также размытием зонной структуры при значительной концентрации углерода [39]. Вместе с тем с ростом x в результате электронного допинга уровень Ферми приближается ко дну дырочной σ-зоны, и при $x = 0.125$ она полностью заполнена [38]. Переход в несверхпроводящее при $x \sim 0.1$ состояние совпадает с исчезновением цилиндров поверхности Ферми σ-электронов [39], т.е. происходит как фазовый переход 2.5 рода [41]. Таким образом, по оценкам из соотношений Горькова, материал перед переходом приближается к сверхпроводнику с единой целью, что объясняется межзонным рассеянием, однако существование сверхпроводимости ассоциируется с σ-электронами.

Подобные изменения параметров рассеяния могут происходить в результате ионного облучения MgB_2 [36], вызывающего аналогичные изменения H_{c2} и T_c.

Отношение τ_π/τ_σ в дибориде магния может быть больше или меньше единицы в зависимости от примесей, определяющих внутризонное рассеяние электронов. В частности, в образцах MgB_2 в которых примеси слабо снижают T_c при повышении остаточного удельного сопротивления на два порядка, мы обнаружили тенденцию снижения отношения τ_π/τ_σ с ростом ρ_{ab} [19]. В таких образцах, в противоположность $Mg(B_{1-x}C_x)_2$, примеси эффективнее повышают рассеяние электронов в π-зоне ($\tau_\pi/\tau_\sigma < 1$), слабо влияя на электронные параметры σ-зоны.

5. Длины свободного пробега электронов σ-зоны и π-зоны

Методика [5–7] в применении к электронам σ-зоны как к однозонному сверхпроводнику позволяет определить параметр рассеяния $0.882\xi_{0\sigma}/l_\sigma$ [2], сравнив расчетную величину чистого предела $H^{0'}_{c2}$ (5) с измеренным наклоном H'_{c2} (рис. 1, 2, b),

$$0.882\xi_{0\sigma}/l_\sigma = (H'_{c2} - H^{0'}_{c2})/H^{0'}_{c2}. \tag{15}$$

Здесь $\xi_{0\sigma} \approx \xi^0_\sigma(0)/0.74$ [2]. Вычислив $\xi^0_\sigma(0)$ по величине $H^{0'}_{c2} = \Phi_0/\big(2\pi T_c \xi^{02}_\sigma(0)\big)$, из (15) можно оценить длину свободного пробега σ-электронов вдоль плоскостей ab l_σ. Для π-электронов $l_\pi = l_\sigma \tau_\pi/\tau_\sigma \langle v_{\pi ab}\rangle/\langle v_{\sigma ab}\rangle$. В MgB_2 $\langle v_{\pi ab}\rangle/\langle v_{\sigma ab}\rangle = 1.2$; в $Mg(B_{1-x}C_x)_2$ это отношение повышается с ростом x.

Для монокристаллов MgB_2 (рис. 1), где $\xi^0_\sigma(0) \approx 95$ Å, $\tau_\pi/\tau_\sigma \sim 1$, полученная из (15) оценка $l_\pi \sim 1.2 l_\sigma \sim 500$ Å согласуется с оценками длин свободного пробега при исследовании квантовых осцилляций в таких образцах [23]. Для монокристалла $Mg(B_{1-x}C_x)_2$ с минимальной концентрацией углерода $x = 0.02$ $l_\sigma \sim 100$ Å, $l_\pi \sim 500$ Å. Сокращение длины свободного пробега σ-электронов вызвано их рассеянием на атомах углерода в плоскостях бора [30,34,37].

6. Заключение

Таким образом, пользуясь представлениями теории GLAG для электронов σ-зоны как для независимого однозонного сверхпроводника, считая поправку на межзонное электрон-фононное взаимодействие и межзонное рассеяние электронов на примесях в MgB_2 небольшой, мы установили взаимосвязь верхнего критического магнитного поля $H_{c2}(H\|c)$ и удельного сопротивления ρ_{ab} в нормальном состоянии вблизи T_c в простой форме обобщенного соотношения Горькова

$$H'_{c2} - H^{0'}_{c2} = 3.3 \cdot 10^{-27} N^*_\sigma(0)(1 + C_{\pi\sigma}\tau_\pi/\tau_\sigma)\rho_{ab}, \tag{16}$$

где $H^{0'}_{c2}$ определяется величиной $T_c/\langle v^{*2}_{\sigma x}\rangle$, $C_{\pi\sigma} = (n/m)_{\pi ab}/(n/m)_{\sigma ab}$. Соотношение показывает связь измеряемых параметров с параметрами двухзонной электронной структуры MgB_2 при различном внутризонном рассеянии электронов.

С помощью полученного соотношения, измерив H'_{c2} и ρ_{ab}, можно оценить отношение времен релаксации τ_π/τ_σ, а также длины свободного пробега l_σ и l_π электронов в материале, не ограничиваясь приближением грязного сверхпроводника. Необходимые электронные параметры MgB_2 известны из зонных расчетов. В настоящей работе мы провели такие оценки по представленным в литературе данным для монокристаллов MgB_2 [27–34] и $Mg(B_{1-x}C_x)_2$ [34].

Оценки показали, что в монокристаллах MgB_2 $\tau_\pi/\tau_\sigma \sim 1$, длины свободного пробега l_σ и l_π составляют около 500 Å. При минимальной концентрации углерода $x = 0.02$ в $M(B_{1-x}C_x)_2$ отношение τ_π/τ_σ достигает величины около 5/1 за счет сокращения длины свободного пробега σ-электронов. Результат демонстрирует эффективное рассеяние электронов 2D σ-зоны на атомах углерода в плоскостях бора. При повышении x, по качественным оценкам, отношение τ_π/τ_σ снижается. Эти изменения могут быть связаны с межзонным рассеянием, которое вместе со снижением $N_\sigma(0)$ и повышением жесткости фононного спектра понижает T_c [34]. Перед переходом в несверхпроводящее состояние при $x \sim 0.1$, когда происходит фазовый переход Лифшица [41] с исчезновением поверхности Ферми σ-электронов, соотношение H_{c2} и остаточного удельного сопротивления в материале приближается к величине, отвечающей соотношению Горькова для классического грязного сверхпроводника.

Список литературы

[1] Л.П. Горьков. ЖЭТФ **37**, 1407 (1959).
[2] N.R. Werthamer. In: Superconductivity / Eds R.D. Parks, Deller Marcel. N.Y. (1969). V. 1. P. 321.
[3] S.V. Shulga, S.L. Drechsler. J. Low Temp. Phys. **129**, 93 (2002).
[4] Л.П. Горьков, Т.К. Мелик-Бархударов. ЖЭТФ **45**, 1493 (1963).
[5] A.I. Golovashkin, N.P. Shabanova. Physica C **185**–**189**, 2709 (1991).
[6] Н.П. Шабанова, С.И. Красносвободцев, В.С. Ноздрин, А.И. Головашкин. ФТТ **38**, 1969 (1996).
[7] N.P. Shabanova, S.I. Krasnosvobodtsev, V.S. Nozdrin, E.V. Pechen, A.V. Varlashkin, S.V. Antonenko, G.I. Zhabrev, A.I. Golovashkin. Czech. J. Phys. **46**, 853 (1996).
[8] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, J. Akimutsu. Nature (London) **410**, 63 (2001).
[9] Y. Kong, O.V. Dolgov, O. Jepsen, O.K. Andersen. Phys. Rev. B **64**, 020 501 (2001).
[10] A.Y. Liu, I.I. Mazin, J. Kortus. Phys. Rev. Lett. **87**, 087 005 (2001).
[11] K.D. Belashchenko, M. Schilfgaarde, V.P. Antropov. Phys. Rev. B **64**, 092 503 (2001).
[12] I.I. Mazin, V.P. Antropov. Physica C **385**, 49 (2003).
[13] F. Bouquet, Y. Wang, I. Sheikin, T. Plackowski, A. Junod, S. Lee, S. Tajima. Phys. Rev. Lett. **89**, 257 001 (2002).
[14] A. Gurevich. Phys. Rev. B **67**, 184 515 (2003).
[15] A.A. Golubov, A.E. Koshelev. Phys. Rev. B **68**, 104 503 (2003).
[16] V. Ferrando, P. Manfrinetti, D. Marré, M. Putti, I. Sheikin, C. Tarantini, C. Ferdeghini. Phys. Rev. B **68**, 094 517 (2003).
[17] P. Miranovic, K. Machida, V.G. Kogan. J. Phys. Soc. Jpn. **72**, 221 (2003).
[18] M.R. Eskildsen, M. Kugler, S. Tanaka, J. Jun, S.M. Kazakov, J. Karpinski, O. Fischer. Phys. Rev. Lett. **89**, 187 003 (2002).
[19] Н.П. Шабанова, А.И. Головашкин, А.В. Варлашкин. Краткие сообщ. по физике (ФИАН) *1*, 19 (2008).
[20] Н.Ф. Машаров. ФТТ **16**, 2342 (1974).
[21] P.B. Allen, W.E. Pickett. Phys. Rev. B **37**, 7482 (1988).
[22] 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).
[23] 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).
[24] R. Osborn, E.A. Goremychkin, A.I. Kolesnikov, D.G. Hinks. Phys. Rev. Lett. **87**, 017 005 (2001).
[25] M. Zehetmayer, M. Eisterer, J. Jun, S.M. Kazakov, J. Karpinski, A. Wisniewski, H.W. Weber. Phys. Rev. B **66**, 052 505 (2002).
[26] Y. Machida, S. Sasaki, H. Fujii, M. Furuyama, I. Kakeya, K. Kadowaki. Phys. Rev. B **67**, 094 507 (2003).
[27] L. Lyard, P. Samuely, P. Szabo, C. Marcenat, T. Klein, K.H.P. Kim, C.U. Jung, H.S. Lee, B. Kang, S. Choi, S.I, Lee, L. Paulius, J. Marcus, S. Blanchard, A.G.M. Jansen, U. Welp, G. Karapetrov, W.K. Kwok. Supercond. Sci. Technol. **16**, 193 (2003).
[28] A.V. Sologubenko, J. Jum, S.M. Kazakov, J. Karpinski, H.R. Ott. Phys. Rev. B **65**, 180 505 (2002).
[29] K.H.P. 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).
[30] M.S. Park, H.S. Lee, J.D. Kim, M.H. Jung, Y. Jo, S.I. Lee. J. Phys.: Cond. Matter **19**, 242 201 (2007).
[31] 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).
[32] Yu. Eltsev, K. Nakao, S. Kee, T. Masui, N. Chikumoto, S. Tajima, N. Koshizuka, M. Murakami. Phys. Rev. B **66**, 180 504(R) (2002).
[33] Yu. Eltsev. Physica C **385**, 162 (2003).
[34] T. Masui, S. Lee, S. Tajima. Phys. Rev. B **70**, 024 504 (2004).
[35] S.Y. Xu, Qi Li, E. Wertz, Y.F. Hu, A.V. Pogrebnyakov, X.H. Zeng, X.X. Xi, J.M. Redwing. Phys. Rev. B **68**, 224 501 (2003).
[36] R. Gandikota, R.K. Singh, J. Kim, B. Wilkens, N. Newman, J.M. Rowell, A.V. Pogrebnyakov, X.X. Xi, J.M. Redwing, S.Y. Xu, Q. Li, B.N. Moeckly. Appl. Phys. Lett. **87**, 072 507 (2005).
[37] S. Lee, T. Masui, A. Yamamoto, H. Uchiyama, S. Tajima. Physica C **397**, 7 (2003).
[38] N.I. Medvedeva, A.L. Ivanovskii, J.E. Medvedeva, A.J. Freeman. Phys. Rev. B **64**, 020 502 (2004).
[39] D. Kasinathan, K.W. Lee, W.E. Pickett. Physica C **424**, 116 (2005).
[40] R.A. Ribeiro, S.L. Bud'ko, C. Petrovic, P.C. Canfield. Physica C **384**, 227 (2003).
[41] И.М. Лифшиц. ЖЭТФ **38**, 1569 (1960).