

Подавление сверхпроводимости в $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ при атомном разупорядочении

А. Е. Карькин¹⁾, Ю. Н. Акшенцев, Б. Н. Гощицкий

Институт физики металлов УрО РАН, 620219 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 1 февраля 2013 г.

После переработки 12 февраля 2013 г.

Исследовано поведение электросопротивления $\rho(T)$, температуры сверхпроводящего перехода T_c и второго критического поля $H_{c2}(T)$ при облучении тепловыми нейтронами и последующем высокотемпературном изохронном отжиге в интервале температур $T_{\text{ann}} = (100-1000)^\circ\text{C}$ поликристаллического образца $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$. Обнаружено, что облучение $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ флюенсом $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ приводит к подавлению сверхпроводимости (СП). Полученное разупорядоченное состояние является обратимым, т.е. исходные величины $\rho(T)$, T_c и $H_{c2}(T)$ практически полностью восстанавливаются при отжиге до $T_{\text{ann}} = 1000^\circ\text{C}$. Для образца в СП-состоянии ($T_c = (5.5-14.5) \text{ K}$) наблюдается квадратичная зависимость $\rho(T) = \rho_0 + a_2 T^2$. При этом коэффициент a_2 (пропорциональный квадрату электронной массы m^*) практически не меняется. Вид зависимости T_c от ρ_0 можно интерпретировать как подавление двух сверхпроводящих щелей, Δ_1 и Δ_2 , ($\Delta_1 \sim 2\Delta_2$). Скорость деградации Δ_1 примерно в 3 раза больше, чем Δ_2 . Зависимости dH_{c2}/dT от ρ_0 и T_c можно описать соотношениями для СП в промежуточном пределе (длина когерентности ξ_0 составляет порядка длины свободного пробега электрона l_{tr}) в предположении приблизительно постоянной плотности электронных состояний на уровне Ферми $N(E_F)$. Наблюдаемое поведение T_c при облучении $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ явно не согласуется с распространенным мнением о чисто электрон-фононном механизме СП в соединениях этого типа, предполагая аномальный тип сверхпроводящего спаривания.

DOI: 10.7868/S0370274X13060118

Сверхпроводящие (СП) соединения типа $\text{RNi}_2\text{B}_2\text{C}$ (где $\text{R} = \text{Y}, \text{Lu}, \text{Er}, \text{Ho}, \dots$) представляют интерес в связи с их относительно высокой температурой СП-перехода ($T_c \sim 15 \text{ K}$), а также различными эффектами, связанными с сосуществованием магнитного и СП-типа упорядочения [1, 2]. Высокие T_c в соединениях этого типа чаще всего объясняют высоким значением плотности электронных состояний на уровне Ферми $N(E_F)$ и, соответственно, коэффициента электронной теплоемкости (для $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ $\gamma \approx 18 \text{ мДж}/(\text{моль} \cdot \text{K}^2)$ [3, 4]) в рамках обычного изотропного спаривания s-типа [4–8] с сильным электрон-фононным взаимодействием, но с двумя СП-щелями, $\Delta_1 = 2.67 \text{ мэВ}$ и $\Delta_2 = 1.19 \text{ мэВ}$ [9]. Тем не менее множество экспериментальных фактов плохо согласуется с таким сценарием. В настоящее время остается неясным, являются ли эти сверхпроводники обычными или экзотическими [9].

Полезная информация о типе спаривания может быть получена при изучении эффектов рассеяния на немагнитных примесях (дефектах). Для обычных од-

нозонных s-волновых сверхпроводников с электрон-фононным взаимодействием немагнитное рассеяние, в отличие от магнитного, не является распаривающим (теорема Андерсона). Температура сверхпроводящего перехода T_c в случае изотропного однозонного сверхпроводника не меняется. Для более сложной зонной структуры немагнитное рассеяние может приводить к различным эффектам “усреднения” сверхпроводящей щелевой функции $\Delta(E)$, плотности состояний $N(E)$ и других спектральных функций. Это может вызывать уменьшение (реже увеличение) T_c [10–13]. Однако T_c остается конечной, если $N(E_F)$ не обращается в нуль. Немагнитное же рассеяние является распаривающим в случае необычных сверхпроводников, для которых щелевая функция Δ имеет различные знаки для различных участков поверхности Ферми (например, спаривание d- или s^\pm -типа). В этом случае эффекты “усреднения”, возникающие при относительно слабом немагнитном рассеянии, приводят к равенству $\Delta = 0$ и, следовательно, к полному подавлению сверхпроводимости.

Эксперименты по замещению магнитными примесями (Y на Gd или Ni на Co) показали очень быстрое уменьшение T_c [14, 15], что как будто со-

¹⁾e-mail: aekarkin@rambler.ru

гласуется с моделью Абрикосова–Горькова (AG), описывающей эффекты распаривания при магнитном рассеянии [16]. Однако измерения электронной теплоемкости показали, что, например, в системе $\text{Y}(\text{Ni}_{2-x}\text{Co}_x)_2\text{B}_2\text{C}$ наблюдается очень сильное (в 2.5 раза) уменьшение γ [17], так что эффекты допинга, приводящие к сдвигу уровня Ферми и уменьшению $N(E_F)$, здесь играют более важную роль, чем эффекты магнитного рассеяния. Действительно, изовалентные замещения в системе $\text{Y}(\text{Ni}_{1-x}\text{Pt}_x)_2\text{B}_2\text{C}$ показывают более медленное уменьшение T_c [18].

В данной работе мы впервые изучаем влияние радиационных дефектов, индуцированных нейтронным облучением, на свойства нормального и СП-состояния поликристаллических образцов $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$. В [13] показано, что радиационные дефекты являются идеальными центрами немагнитного рассеяния. Поэтому облучение служит одним из тестовых экспериментов по определению типа сверхпроводящего спаривания.

Поликристаллические образцы $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ были приготовлены зонной плавкой стехиометрических количеств исходных элементов. Образцы содержали примеси нескольких минорных фаз, структура которых не определялась. Ниже представлены результаты исследования температурных зависимостей электросопротивления $\rho(T)$, температуры сверхпроводящего перехода T_c и второго критического поля $H_{c2}(T)$ образца $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ размером $3.5 \times 1.7 \times 0.7 \text{ мм}^3$ после облучения флюенсом тепловых нейтронов $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ при температуре $T_{\text{irr}} \approx 50^\circ\text{C}$ и последующего высокотемпературного изохронного отжига в интервале температур $T_{\text{ann}} = (100-1000)^\circ\text{C}$.

Радиационно-индуцированные нарушения кристаллической структуры в содержащих бор соединениях при облучении в атомном реакторе обусловлены взаимодействием с тепловыми нейтронами вследствие ядерной реакции $^{10}\text{B} + ^1_0\text{n} \rightarrow ^7\text{Li} + ^4_2\text{He} + 2.8 \text{ МэВ}$, так как сечение взаимодействия тепловых нейтронов с природной смесью ядер бора приблизительно на два порядка больше типичных величин для взаимодействия с быстрыми нейтронами, а энергия α -частицы (2.8 МэВ) также на два порядка больше типичных величин энергии первично выбитого быстрым нейтроном атома (десятки кэВ). Поэтому нарушения кристаллической структуры, создаваемые тепловыми нейтронами, оказываются на ~ 4 порядка более эффективными по сравнению с быстрыми. Длина свободного пробега нейтрона в $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ соизмерима с толщиной образца (0.5 и 0.7 мм соответственно). Однако из-за многократных

атомных смещений, возникающих при облучении флюенсом $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$, можно ожидать равномерного распределения радиационных дефектов по объему образца с концентрацией, максимально достижимой при данной температуре облучения ($T_{\text{irr}} \approx 50^\circ\text{C}$).

Так как зонные вычисления [19, 20] показывают трехмерную структуру, что подтверждается относительно слабой анизотропией $\rho(T)$ [21] и $H_{c2}(T)$ [22], можно ожидать, что абсолютная величина электросопротивления поликристаллических образцов не будет заметно отличаться от соответствующих значений для монокристаллов. Действительно, для нашего образца при комнатной температуре $\rho \sim 45 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$, что лишь немного превышает типичные значения для монокристаллов ($\sim 35 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$ [21]).

Облучение $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ приводит к полному подавлению СП-состояния и значительной трансформации зависимостей $\rho(T)$ (рис. 1). После облучения $d\rho/dT < 0$ при $T \leq 380 \text{ К}$. При отжиге интервал температур, в котором $d\rho/dT < 0$, сужается. После отжига при $T_{\text{ann}} = 450^\circ\text{C}$ он сохраняется только в области низких температур, когда впервые восстанавливается сверхпроводимость. Похожее поведение $\rho(T)$ наблюдалось для многих сильно разупорядоченных соединений, для которых длина свободного пробега электрона l_{tr} близка к параметру решетки a_0 [10, 11]. При $T_{\text{ann}} > 450^\circ\text{C}$ в интервале температур $T \leq 70 \text{ К}$ появляется приблизительно квадратичная зависимость $\rho(T) = \rho_0 + a_2 T^2$ с почти постоянной величиной $a_2 \approx 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ мкОм}\cdot\text{см}$, а $\rho(T)$ и T_c практически восстанавливаются до исходных значений после отжига при $T_{\text{ann}} = 1000^\circ\text{C}$.

Средняя величина $a_2 \approx 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ мкОм}\cdot\text{см}$ неплохо согласуется с величиной $a_2 = 1.8 \cdot 10^{-3} \text{ мкОм}\cdot\text{см}$ для $\text{LuNi}_2\text{B}_2\text{C}$ [22]. Наблюдаемую при низких температурах квадратичную зависимость $\rho(T)$ обычно связывают с электрон-электронным рассеянием. Значение a_2 пропорционально квадрату электронной массы m^* или плотности состояний $N(E_F)$. Для исходного образца отношение $a_2/\gamma^2 \approx 0.5 \cdot 10^{-5}$, где a_2 измеряется в единицах $\text{мкОм}\cdot\text{см}$, а γ – в $\text{мДж}/(\text{моль}\cdot\text{K}^2)$, что неплохо согласуется с эмпирическим соотношением Кадоваки–Вудса [23]: $a_2/\gamma^2 = 1 \cdot 10^{-5}$. Таким образом, слабое изменение a_2 для $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ в СП-состоянии ($T_c = (5.5-14.5) \text{ К}$) свидетельствует также о неизменности плотности состояний $N(E_F)$.

Величины $H_{c2}(T)$, определенные как $0.9\rho_0$, где ρ_0 – величина остаточного электросопротивления, приведены на рис. 2. Использование других критериев их определения, например $0.5\rho_0$ или $0.95\rho_0$ да-

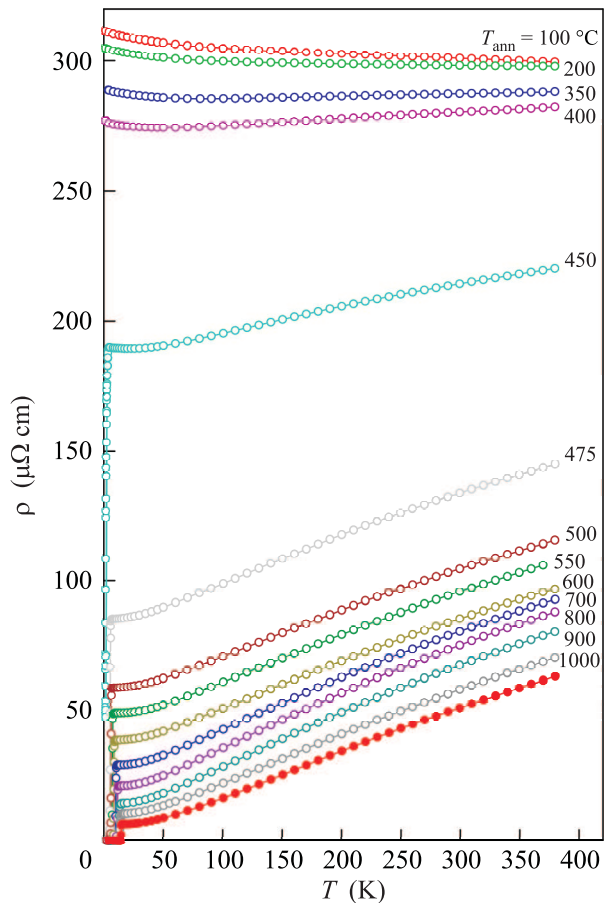


Рис. 1. Температурные зависимости электросопротивления исходного образца $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ (\circ), того же образца после облучения флюенсом $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ и последующего отжига ($-$)

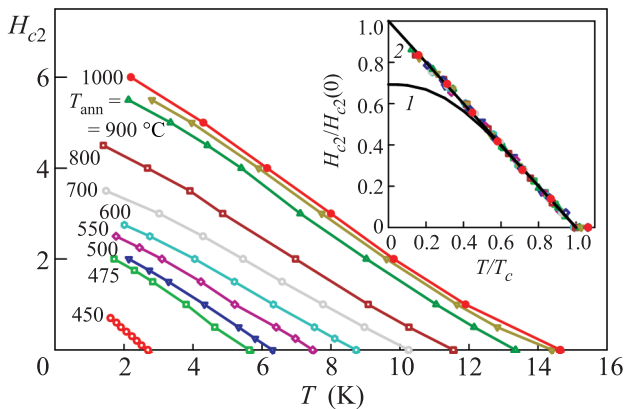


Рис. 2. Температурные зависимости второго критического поля $H_{c2}(T)$ для образца $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$. Обозначения кривых те же, что и на рис. 1. На вставке показаны кривые в приведенных координатах: 1 – теоретическая кривая в рамках HW-модели [24] в грязном пределе (1), 2 – линейная зависимость

ет, соответственно, немного меньший или немного больший наклоны кривых $H_{c2}(T)$ с очень похожими температурными зависимостями. Эти кривые заметно отклоняются от теоретической кривой Helfand–Werthamer (HW) [24]: вблизи T_c наблюдается заметная положительная кривизна H_{c2} , а в области низких температур практически отсутствует предсказываемая моделью отрицательная кривизна (вставка к рис. 2). Такую необычную зависимость $H_{c2}(T)$ объясняли в рамках 2-зонной модели в предположении двух групп носителей с существенно различающимися скоростями Ферми v_F [25]. В этом случае HW-модель в чистом пределе дает положительную кривизну вблизи T_c и квазилинейное поведение при низких температурах. Грубо говоря, вблизи T_c наклон dH_{c2}/dT при $T \rightarrow T_c$ определяется легкими носителями с большей T_c и меньшей $H_{c2}(0)$, а при $T \rightarrow 0$ – тяжелыми носителями с меньшей T_c и большей $H_{c2}(0)$. Все эти особенности должны исчезать при переходе к грязному пределу.

Действительно, участок с положительной кривизной отсутствует для образца $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ в более разупорядоченных состояниях с $T_c < 13 \text{ K}$ (рис. 2). Однако квазилинейная зависимость при низких температурах остается неизменной. Очень похожее поведение зависимости $H_{c2}/H_{c2}(0)$ от $T_c/T_c(0)$ наблюдалось в допированных системах $\text{Y}(\text{Ni}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{B}_2\text{C}$ [17] и $\text{Lu}(\text{Ni}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{B}_2\text{C}$ [26].

Для облученного $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ T_c как функция ρ_0 описывается довольно необычной зависимостью (рис. 3). В области $6 \text{ K} < T_c < 15 \text{ K}$ зависимость

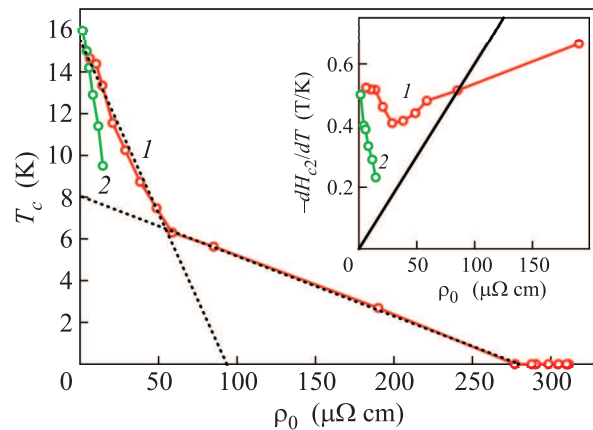


Рис. 3. Зависимости T_c и $-dH_{c2}/dT$ (вставка) от ρ_0 для $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ (1) и допированного соединения $\text{Lu}(\text{Ni}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{B}_2\text{C}$ (2) из работы [15]. Пунктирные линии проведены через экспериментальные точки, сплошная линия на вставке показывает ожидаемое поведение dH_{c2}/dT в грязном пределе (1)

$T_c(\rho_0)$ приблизительно линейна и экстраполируется к $\rho_0 \approx 90$ мкОм·см при $T_c \rightarrow 0$. В области $T_c < 6$ К зависимость $T_c(\rho_0)$ также грубо линейна с точками пересечения $\rho_0 \approx 270$ мкОм·см при $T_c = 0$ и $T \approx 8$ К при $\rho_0 = 0$. Такая зависимость может быть интерпретирована как подавление разупорядочением двух различных СП-щелей, Δ_1 и Δ_2 ($\Delta_1 \sim 2\Delta_2$). При этом скорость подавления Δ_1 приблизительно в 3 раза больше, чем Δ_2 . Величина T_c слева от точки излома при $\rho_0 \approx 60$ мкОм·см определяется щелью Δ_1 , а справа – щелью Δ_2 . Отметим существенно более быстрое уменьшение T_c при допировании в системе $\text{Lu}(\text{Ni}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{B}_2\text{C}$ [15].

При квазилинейной зависимости $H_{c2}(T)$ наклон второго критического поля $-dH_{c2}/dT \approx H_{c2}(0)/T_c = \Phi_0/(2\pi T_c \xi^2)$, где СП-длина когерентности $\xi \approx \xi_0$ в чистом пределе $\xi_0 \gg l_{tr}$ и $\xi \approx (\xi_0 l_{tr})^{1/2}$ в грязном пределе $\xi_0 \ll l_{tr}$, $\xi_0 \approx (\hbar v_F)/(2\pi k_B T_c)$ (здесь мы намеренно опускаем коэффициенты порядка единицы в виду приближенности используемых далее оценок).

Таким образом, в чистом пределе $(-dH_2/dT)_{\text{clean}} \sim T_c$, а в грязном пределе

$$(-dH_2/dT)_{\text{dirty}} = \Phi_0 e^2 / (\hbar \pi^3 k_B) \gamma_V \rho_0, \quad (1)$$

т.е. пропорциональна ρ_0 (γ_V – коэффициент электронной теплоемкости на единицу объема, $\gamma_V = 5.2 \times 10^2$ Дж/(м·К²) [3, 4]). Зависимость $-dH_2/dT$ от ρ_0 (вставка на рис. 2) качественно согласуется с ожидаемым поведением для сверхпроводника в промежуточном пределе. Уменьшение $-dH_2/dT$ в области малых ρ_0 в облученном $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ (при $\rho_0 \leq 25$ мкОм·см) и допированном $\text{Lu}(\text{Ni}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{B}_2\text{C}$ связано с уменьшением T_c в чистом пределе. При переходе к грязному пределу оно сменяется линейным ростом $-dH_2/dT$. В промежуточном пределе можно записать $1/\xi^2 \approx 1/(\xi_0)^2 + 1/(\xi_0 l_{tr})$, или $-dH_2/dT \approx (-dH_2/dT)_{\text{clean}} + (-dH_2/dT)_{\text{dirty}} = c_1 T_c + c_2 \rho_0$, где коэффициенты c_1 и c_2 зависят только от зонных параметров v_F и $N(E_F)$. Полагая зонные параметры неизменными, что согласуется с наблюдаемыми слабыми изменениями параметра a_2 , получим линейную зависимость

$$(-dH_2/dT)/T_c = c_1 + c_2(\rho_0/T_c), \quad (2)$$

которая показана прямой линией на рис. 4. Качественно линейная зависимость неплохо воспроизводится для облученного $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ при $\rho_0 \leq 60$ мкОм·см, соответствующим точке излома на рис. 3. При $\rho_0 > 60$ мкОм·см экспериментальный наклон в 2–3 раза меньше. Такое поведение, возможно, связано с различными скоростями подавления щелей

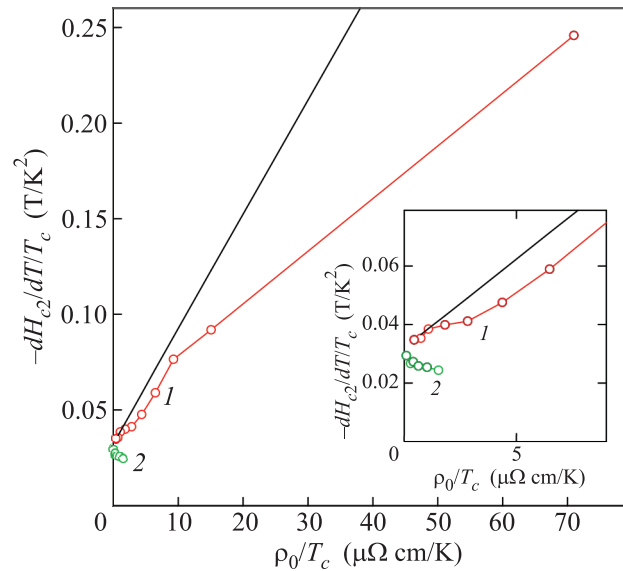


Рис. 4. Зависимости $(-dH_{c2}/dT)/T_c$ от ρ_0/T_c для $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ (1) и допированного соединения $\text{Lu}(\text{Ni}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{B}_2\text{C}$ (2) из работы [15]. Сплошная прямая показывает ожидаемое поведение $(-dH_{c2}/dT)/T_c$ в промежуточном пределе (2). На вставке те же кривые в увеличенном масштабе

Δ_1 и Δ_2 при разупорядочении. Отметим, что для допированной системы $\text{Lu}(\text{Ni}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{B}_2\text{C}$ (рис. 4) наблюдается значительное отклонение от линейной зависимости (2), что явно связано со значительным уменьшением $N(E_F)$.

Таким образом, наблюдаемое подавление сверхпроводимости при облучении $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ при несущественном изменении плотности состояний $N(E_F)$ явно указывает на необычный тип симметрии СП-щелей, как Δ_1 , так и Δ_2 .

Для сравнения с теоретическими моделями, используем универсальное уравнение Абрикосова–Горькова (AG), описывающее подавление сверхпроводимости магнитными примесями в случае обычного s -спаривания и немагнитными примесями (дефектами) в случае знакопеременной щели (d - или s^\pm -спаривание) [16, 27, 28]:

$$\ln(1/t) = \psi(g/t + 1/2) - \psi(1/2), \quad (3)$$

где $g = \hbar/(2\pi k_B T_c(0)\tau) = \xi_0(0)/l_{tr}$, ψ – дигамма функция, $t = T_c/T_c(0)$, $T_c(0)$ и T_c – температуры СП-перехода исходной и дефектной систем, τ – время электронной релаксации, $\xi_0(0) = \hbar v_F/[2\pi k_B T_c(0)]$. Уравнение (3) описывает уменьшение T_c в зависимости времени релаксации τ . Сверхпроводимость подавляется при $g > g_c = 0.28$. Безразмерный параметр g может быть сконструирован из экспериментальных величин: $g = \hbar \rho_0 / (2\pi k_B T_c \mu_0 \lambda c^2)$, где λ – СП-глубина

проникновения. Таким образом, можно непосредственно сравнить эксперимент с АГ-теорией. Такая схема, однако, проходит только в однозонном случае (например, d -спаривание в Cu-содержащих ВТСП). В многозонном случае (например, s^\pm -спаривание в Fe-содержащих ВТСП) в уравнение (3) входит только межзонное рассеяние, которое довольно трудно вычленишь из общего, дающего вклад в полную величину ρ_0 . Лучше использовать соотношение $g = \xi_0(0)/l_{tr}$, опираясь на равенство (2) для определения отношения $\xi_0(0)/l_{tr}$, так как можно ожидать, что в этом случае спаривание и процессы рассеяния относятся к одному и тому же взаимодействию. Перепишем (2) в виде $(-dH_{c2}/dT)/T_c = \Phi_0/[2\pi(T_c)^2\xi^2] \approx \Phi_0/\{2\pi[T_c(0)]^2[\xi_0(0)]^2\}[1 + gT_c(0)/T_c]$. В предположении, что величина $\xi_0(0)$ и соотношение $g \sim 1/l_{tr}$ в дефектной системе сохраняются, двойная отсечка оси ординат (рис. 4) на экспериментальной кривой дает $gT_c(0)/T_c = 1$. Это соответствует $\rho_0 \approx 50$ мкОм·см, $T_c \approx 7.5$ К, $g \approx 0.5$. В результате получим приблизительное соотношение $g \approx 0.01\rho_0$. Тогда подавление щелей Δ_1 и Δ_2 при разупорядочении (рис. 3) происходит при $g_1 \approx 0.9$ и $g_2 \approx 2.7$ соответственно, что значительно больше АГ-величины $g_c = 0.28$.

Другой способ оценки параметра g – определить l_{tr} для сильно разупорядоченного состояния как $l_{tr} \approx a_0 = (V_{cell})^{1/3} \approx 5$ Å для $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ (где V_{cell} – объем элементарной ячейки) в том же предположении о неизменности зонных параметров в дефектном состоянии. Длина когерентности (в пределе $\rho_0 \rightarrow 0$) $\xi_0(0) \approx \{\Phi_0/[2\pi(-dH_{c2}/dT)]\}^{1/2} \approx 65$ Å [18], что дает $g = \xi_0(0)/l_{tr} \approx 13$ при $\rho_0 \approx 300$ мкОм·см. Отсюда получим $g \approx 0.04\rho_0$ и, соответственно, $g_1 \approx 3.6$ и $g_2 \approx 11$. Эти оценки еще дальше от АГ-модели, что отчасти связано с тем, что в данном случае, в отличие от предыдущего, учитываются все (внутри- и межзонные) процессы рассеяния.

Таким образом, АГ-уравнение значительно переоценивает скорость уменьшения T_c , так же как и для многих других необычных сверхпроводников, таких, как Fe-содержащие ВТСП [29, 30] или $\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{Si}_5$ [31]. Причины такого несоответствия могут быть связаны именно с многозонностью сверхпроводников. В этом случае относительно более медленное уменьшение T_c может быть связано со слабым немагнитным рассеянием между теми участками Ферми, которые принимают участие в СП-спаривании. Например, в случае s^\pm -модели [32] T_c вообще не меняется, если межзонное рассеяние полностью отсутствует. Соответственно при слабом (относительно внутризонного) межзонном рассеянии деградация сверхпроводимости

должна происходить при больших величинах ρ_0 , чем это следует из однозонной АГ-модели. В любом случае полная деградация сверхпроводимости при облучении $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ явно не согласуется с обычным электрон-фононным механизмом сверхпроводимости, в рамках которого наиболее вероятная причина заметного уменьшения T_c – это уменьшение плотности электронных состояний $N(E_F)$.

Итак, наши результаты показывают быстрое уменьшение температуры СП-перехода T_c в поликристаллическом образце $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ при нейтронном облучении, являющемся эффективным источником немагнитных центров рассеяния. Проведенный анализ поведения коэффициента a_2 в электросопротивлении $\rho(T) = \rho_0 + a_2T^2$ и наклона второго критического поля $-dH_2/dT$ как функции ρ_0 и T_c показывает относительно слабое изменение плотности электронных состояний $N(E_F)$. Так как именно уменьшение $N(E_F)$ может являться причиной уменьшения T_c в системах с обычным СП-спариванием s -типа (электрон-фононное взаимодействие), полная деградация сверхпроводимости в $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ при облучении указывает на то, что это соединение относится к необычным сверхпроводникам со знакопеременной СП-щелевой функцией. Зависимость T_c от ρ_0 может быть интерпретирована как индуцированное дефектами подавление двух различных СП-щелей, Δ_1 и Δ_2 ($\Delta_1 \sim 2\Delta_2$). При этом скорость подавления Δ_1 приблизительно в 3 раза больше, чем Δ_2 .

Работа выполнена по плану РАН (тема # 01.2.006 13394, шифр “Импульс”) при частичной поддержке программы фундаментальных исследований президиума РАН “Квантовые мезоскопические и неупорядоченные структуры” (проект # 12-П-2-1018 УрО РАН), проекта РФФИ # 11-02-00224 и Минобрнауки (госконтракт # 14.518.11.7020).

1. R. Nagarajan, C. Mazumdar, Z. Hossain et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 274 (1994).
2. R. J. Cava, H. Takagi, H. W. Zandbergen et al., Nature (London) **367**, 252 (1994).
3. R. Coehoorn, Physica C **228**, 331 (1994).
4. P. Ravindram, S. Sankaralingam, and R. Asokamani, Phys. Rev. B **52**, 12921 (1995).
5. L. F. Mattheiss, Phys. Rev. B **49**, R13279 (1994).
6. S. A. Carter, B. Batlogg, R. J. Cava et al., Phys. Rev. B **50**, R4216 (1994).
7. H. Michor, T. Holubar, C. Dusek, and G. Hilscher, Phys. Rev. B **52**, 16165 (1995).
8. R. S. Gonnelli, A. Morello, G. A. Ummarino et al., Int. J. Mod. Phys. B **14**, 2840 (2000).

9. C. L. Huang, J.-Y. Lin, C. P. Sun et al., *Phys. Rev. B* **73**, 012502 (2006).
10. A. E. Karkin, V. E. Arkhipov, V. A. Marchenko, and B. N. Goshchitskii, *Phys. Stat. Sol.(a)* **54**, k53 (1979).
11. В. Е. Архипов, В. И. Воронин, А. Е. Карькин, А. В. Мирмельштейн, *ФММ* **55**, 79 (1983).
12. А. Е. Карькин, В. И. Воронин, Т. В. Дьячкова и др., *Письма в ЖЭТФ* **73**, 640 (2001).
13. А. Е. Карькин, Б. Н. Гощицкий, *ЭЧАЯ* **37**, 1533 (2006).
14. S. L. Bud'ko, V. G. Kogan, H. Hodovanets et al., *Phys. Rev. B* **82**, 174513 (2010).
15. K. O. Cheon, I. R. Fisher, V. G. Kogan et al., *Phys. Rev. B* **58**, 6463 (1998).
16. A. A. Abrikosov and L. P. Gor'kov, *Sov. Phys. JETP* **12**, 1243 (1961).
17. C. C. Hoellwarth, P. Klavins, and R. N. Shelton, *Phys. Rev. B* **53**, 2579 (1996).
18. K. Takaki, A. Koizumi, T. Hanaguri et al., *Phys. Rev. B* **66**, 184511 (2002).
19. L. F. Mattheiss, *Phys. Rev. B* **49**, 3702 (1994).
20. W. E. Pickett and D. J. Singh, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3702 (1994).
21. I. R. Fisher, J. R. Cooper, and P. C. Canfield, *Phys. Rev.* **56**, 10820 (1997).
22. K. D. D. Rathnayaka, A. K. Bhatnagar, A. Parasiris et al., *Phys. Rev. B* **55**, 8506 (1997).
23. K. Kadowaki and S. B. Woods, *Sol. St. Comm.* **58**, 507 (1986).
24. E. Helfand and N. R. Werthamer, *Phys. Rev.* **147**, 288 (1966).
25. S. V. Shulga, S.-L. Drechsler, G. Fuchs et al., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1730 (1998).
26. H. Schmidt and H. F. Braun, *Phys. Rev. B.* **55**, 8497 (1997).
27. A. A. Golubov and I. I. Mazin, *Phys. Rev. B* **55**, 15146 (1997); I. I. Mazin, D. J. Singh, M. D. Johannes, and M. H. Du, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 057003 (2008).
28. A. V. Chubukov, D. V. Efremov, and I. Eremin, *Phys. Rev. B* **78**, 134512 (2008).
29. C. Tarantini, M. Putti, A. Gurevich et al., *Phys. Rev. Lett.* **104**, 087002 (2010).
30. Y. Nakajima, Y. Tsuchiya, T. Taen et al., *Physica C* **471**, 647 (2011).
31. A. E. Karkin, M. R. Yangirov, Yu. N. Akshentsev, and B. N. Goshchitskii, *Phys. Rev. B* **84**, 054541 (2011).
32. Y. Wang, A. Kreisel, P. J. Hirschfeld, and V. Mishra, *arXiv:cond-mat/1210.7474*.