Письма в ЖЭТФ, том 101, вып. 4, с. 265 – 268 © 2015 г. 25 февраля

Влияние радиационных дефектов на магнитотранспортные свойства ВТСП $Ba(Fe_{1-x}Co_xAs)_2$

И. С. Блохин, С. Ю. Гаврилкин, Б. П. Горшунов[+], В. А. Дравин, Е. С. Жукова[+*], О. М. Иваненко, К. Айда[×∘1)], С. И. Красносвободцев, Ф. Курт[×1)], К. В. Мицен[2)], А. Ю. Цветков*

Физический институт им. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

[+]Институт общей физики им. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

[*]Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

[×]Leibniz Institute for Solid State and Materials Research Dresden, 01069 Dresden, Germany

[∘]Graduate School of Engineering, Nagoya University, 464-8603 Nagoya, Japan

Поступила в редакцию 4 декабря 2014 г.
После переработки 11 декабря 2014 г.

Изучено влияние облучения ионами He^+ с энергией 200 кэВ на транспортные свойства пленок железосодержащего сверхпроводника $Ba(Fe_{1-x}Co_xAs)_2$. Выделены вклады в сопротивление и магнитосопротивление облученных образцов, обусловленные рассеянием на магнитных и немагнитных дефектах. Показано, что при соответствующих режимах облучения в образце генерируются в основном немагнитные дефекты. Данный результат важен в связи с использованием радиационной методики для исследования влияния дефектов на свойства железосодержащих сверхпроводников.

DOI: 10.7868/S0370274X15040074

Интерес к изучению влияния дефектов на свойства сверхпроводника обусловлен ожидаемой чувствительностью результатов подобных экспериментов к симметрии сверхпроводящего параметра порядка [1–4]. Одним из наиболее эффективных методов внесения дефектов для проведения подобных исследований является облучение сверхпроводника потоком частиц с различной энергией. Эффективность и востребованность такого метода обусловлены возможностью изучать влияние дефектов с последовательно возрастающей концентрацией на одном и том же образце.

В железосодержащих высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП), таких, например, как Ba-122, параметр порядка предположительно имеет $s^{\pm}$-симметрию, которая, в свою очередь, предполагает различные знаки параметра порядка на электронной и дырочной поверхностях Ферми [5]. Указанный тип симметрии вытекает из предложенного механизма сверхпроводимости, согласно которому сверхпроводящее спаривание в железосодержащих ВТСП обусловлено сверхобменным отталкиванием за счет антиферромагнитных спиновых флуктуаций, связывающих электронные и дырочные пакеты на поверхности Ферми. В этом случае немагнитные дефекты должны приводить к подавлению сверхпроводимости вследствие межзонного рассеяния (в отличие от случая s-симметрии, для которого немагнитные дефекты не приводят к уменьшению T_c). В связи с этим для анализа результатов экспериментов по радиационному облучению, имеющих целью выяснение влияния дефектов на свойства сверхпроводников с различной симметрией параметра порядка, существенно знание типа дефектов, генерируемых в образце под действием облучения.

С этой целью в настоящей работе изучено влияние радиационного облучения на транспортные свойства $Ba(Fe_{1-x}Co_xAs)_2$. Образцами служили пленки $Ba(Fe_{1-x}Co_xAs)_2$ толщиной ~ 50 нм, напыленные на подложки из CaF_2. Пленки были получены лазерным распылением. Облучение пленок ионами He^+ проводилось на ускорителе DanFyzik-911A в режимах, обеспечивающих генерацию в облучаемом материале точечных дефектов типа атомных смещений. Измерения магнитотранспортных характеристик исследуемых образцов осуществлялись на установке PPMS-9 ЦКП ФИАН. В результате проведенных исследований установлено, что при выбранных режи-

[1)]K. Iida, F. Kurth

[2)]e-mail: mitsen@sci.lebedev.ru

мах облучения (энергия ионов He^+ $E = 200$ кэВ, плотность ионного тока $I_{\rm ion} < 10$ нА/см^2, температура образца при облучении $T_{\rm rad} = 300$ K) генерируются в основном немагнитные дефекты.

На рис. 1 приведены температурные зависимости удельного сопротивления $\rho(T)$ пленки

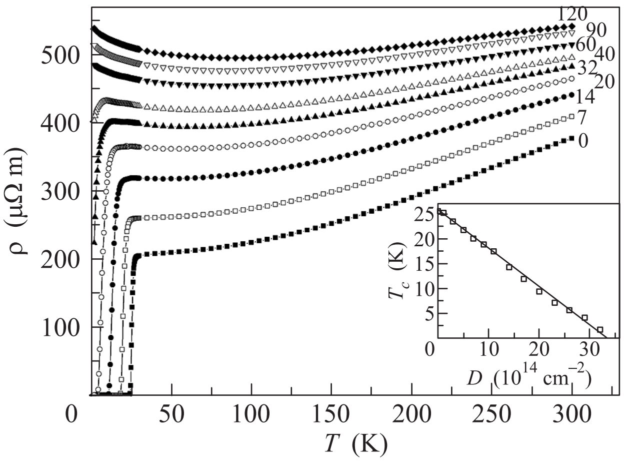

Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления пленки $Ba(Fe_{1-x}Co_xAs)_2$ при различных дозах облучения α-частицами с энергией 200 кэВ. Дозы облучения (в единицах 10^{14} см$^{-2}$) указаны справа от кривых. На вставке – зависимость T_c от дозы облучения

$Ba(Fe_{1-x}Co_xAs)_2$ с $T_c = 24.5$ K, измеренные на различных этапах облучения. Дозы облучения указаны на рисунках справа от кривых. Видно, что с увеличением дозы облучения удельное сопротивление растет, а T_c понижается (вставка к рис. 1). Для выяснения вопроса о типе возникающих радиационных дефектов (магнитные, немагнитные либо и те, и другие), которые могли бы приводить к наблюдаемым изменениям транспортных характеристик, прежде всего обратим внимание на низкотемпературный подъем сопротивления, особенно отчетливо проявляющийся в несверхпроводящих образцах. Такой подъем может свидетельствовать о существовании в образцах магнитных дефектов, поскольку их наличие должно приводить к появлению вклада в низкотемпературное сопротивление $\Delta\rho \propto \ln T$, обусловленного кондо-подобным спин-зависимым рассеянием на магнитных моментах дефектов [6]. Для выделения дополнительного вклада в низкотемпературное сопротивление мы аппроксимировали зависимости $\rho(T)$ в области 100–300 K для всех доз облучения квадратичными зависимостями $\rho_2(T) = \rho_0 + a_1T + a_2T^2$ с коэффициентами ρ_0, a_1 и a_2, зависящими от дозы облучения [6]. Определенные таким образом температурные зависимости "добавочного" сопротивления $\Delta\rho = \rho(T) - \rho_2(T)$ для различных доз представлены на рис. 2.

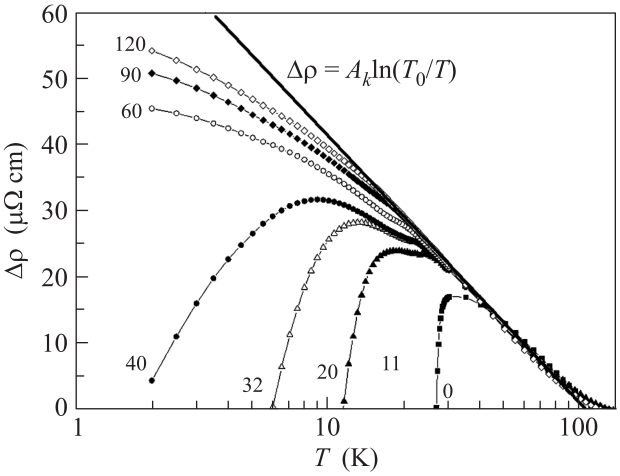

Рис. 2. Температурные зависимости "добавочного" сопротивления $\Delta\rho = \rho(T) - \rho_2(T)$ для различных доз облучения. Дозы облучения (в единицах 10^{14} см$^{-2}$) указаны около кривых

Видно, что в области $T_c < T < 100$ K добавка к сопротивлению $\Delta\rho$ может быть представлена как $\Delta\rho = A_k \ln(T_0/T)$. При этом с ростом дозы облучения в исследуемом диапазоне T_0 и A_k остаются постоянными. Такое поведение $\Delta\rho(D)$ контрастирует с результатами работы [6], в которой при облучении монокристаллов Nd-1111 α-частицами с энергией 2 МэВ наблюдался монотонный рост A_k с дозой облучения. Последнее связывалось с увеличением при облучении концентрации магнитных дефектов. Исходя из этого сравнения, можно сделать вывод о том, что в нашем случае облучение пленок $Ba(Fe_{1-x}Co_xAs)_2$ α-частицами с энергией 200 кэВ приводит к рождению главным образом немагнитных дефектов. Отсутствие магнитных дефектов мы связываем с приблизительно на порядок меньшей [7] величиной энергии, передаваемой при соударении атому материала α-частицей с энергией 200 кэВ (по сравнению с α-частицей, имеющей энергию 2 МэВ [6]), которой недостаточно для рождения магнитного дефекта. В то же время наблюдаемый не зависящий от облучения логарифмический вклад в низкотемпературное сопротивление, по-видимому, связан с магнитными дефектами, изначально присутствующими в необлученной пленке.

С целью дополнительной проверки данного заключения мы исследовали влияние облучения α-частицами на величину магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho_0(B)$ пленок $Ba(Fe_{1-x}Co_xAs)_2$ в нормальном состоянии. На рис. 3 приведены зависимости $\Delta\rho/\rho_0(B)$,

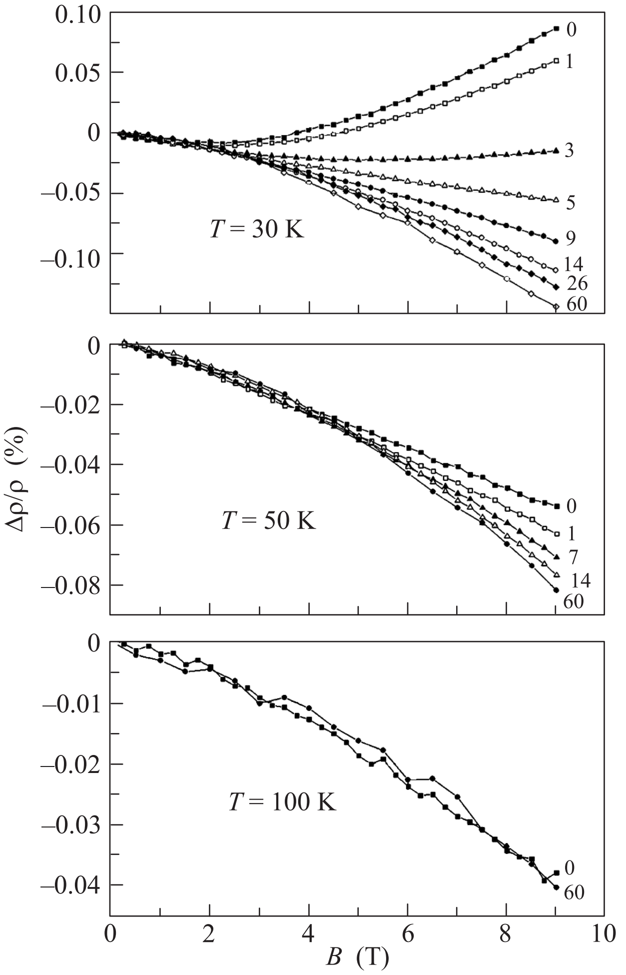

Рис. 3. Полевые зависимости магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho_0(B)$ пленки $Ba(Fe_{1-x}Co_xAs)_2$, измеренные при температурах 30, 50 и 100 K, для различных доз облучения (дозы облучения в единицах 10^{14} см$^{-2}$ указаны справа от кривых)

измеренные в перпендикулярном поле для различных доз облучения при трех разных температурах. Видно, что при $T = 30$ K магнитосопротивление пленки под действием облучения меняет знак в области больших полей с положительного (для малых доз облучения) на отрицательный (при больших дозах). С ростом температуры диапазон изменения $\Delta\rho/\rho_0(B)$ под действием облучения уменьшается. При $T = 100$ K магнитосопротивление отрицательно и постоянно (при заданном B) независимо от дозы облучения.

На рис. 4 показаны зависимости магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho(B = 9\,\text{T})$ от дозы облучения при температурах 30 и 50 K. Видно, что магнитосопротивление образца уменьшается с ростом дозы облуче-

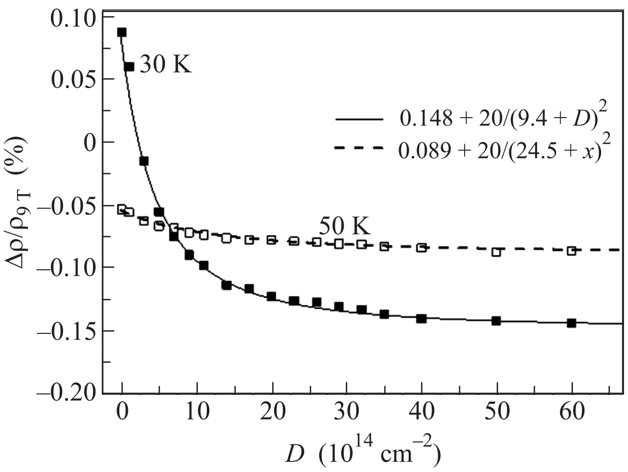

Рис. 4. Зависимость магнитосопротивления при $B = 9$ T от дозы облучения для температур 30 и 50 K

ния до некоторой предельной остаточной величины $(\Delta\rho/\rho)^{\text{res}}$ (соответствующей отрицательному значению), которая практически не изменяется при облучении дозой выше 3.5×10^{15} см$^{-2}$. Это дает основание для разделения измеряемого магнитосопротивления на две составляющие: положительное магнитосопротивление, зависящее от облучения и уменьшающееся с ростом дозы, и остаточное отрицательное магнитосопротивление $(\Delta\rho/\rho)^{\text{res}}$, которое не зависит от дозы облучения.

Положительный вклад в магнитосопротивление при $T > T_c$, определяемый как $\Delta\rho^+/\rho(D) = (\Delta\rho/\rho)_D - (\Delta\rho/\rho)^{\text{res}}$ (где D – доза облучения в единицах 10^{14} см$^{-2}$), квадратичен по полю (рис. 5)

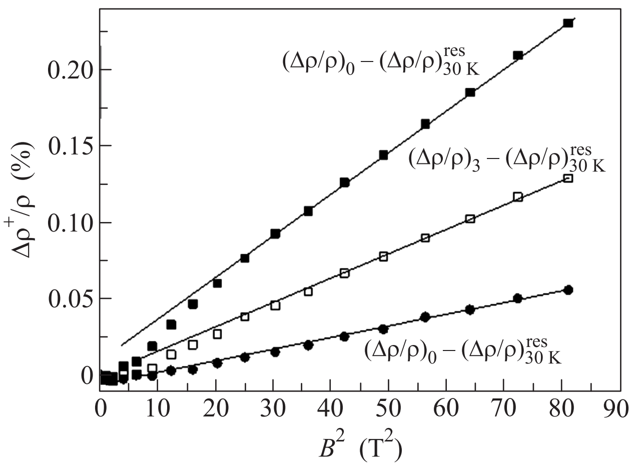

Рис. 5. Зависимость положительного вклада в магнитосопротивление пленки $Ba(Fe_{1-x}Co_xAs)_2$ от магнитного поля

и падает с повышением температуры, практически исчезая при $T > 50$ K. Зависимость $\Delta\rho^+/\rho(D)$ хорощо описывается функцией $a[b(T)+D]^{-2}$ (рис. 4), где выражение в квадратных скобках имеет смысл величины, пропорциональной суммарной частоте рассеяния, включающей рассеяние на фононах и радиационных дефектах. Таким образом, $\Delta\rho^{+}/\rho$ имеет все признаки классического магнитосопротивления, обусловленного уменьшением длины свободного пробега носителей вследствие искривления траекторий в магнитном поле.

В свою очередь, зависимость остаточного отрицательного магнитосопротивления от магнитного поля и температуры может быть аппроксимирована функцией $(\Delta\rho/\rho)^{\rm res} = a(B/T) + b(B^2/T)$ (рис. 6). Такая

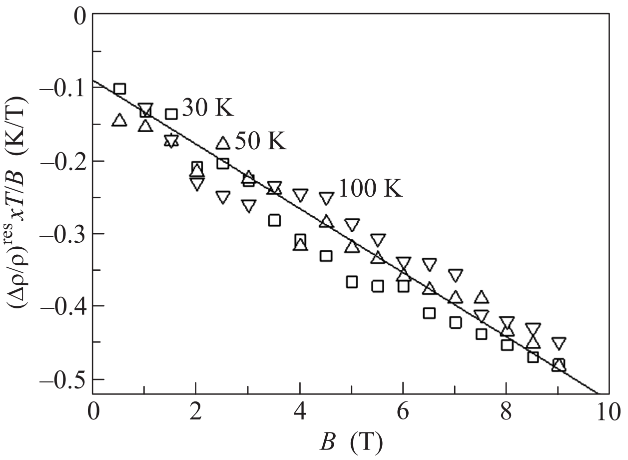

Рис. 6. Зависимость отрицательного вклада в магнитосопротивление пленки $\mathrm{Ba(Fe_{1-x}Co_xAs)_2}$ от магнитного поля и температуры

зависимость может быть обусловлена подавлением полем различных спин-зависимых процессов рассеяния. Поэтому данный вклад в магнитосопротивление не должен зависеть от концентрации немагнитных дефектов, генерируемых облучением. Действительно, как видно из рисунка, все экспериментальные точки вне зависимости от дозы облучения укладываются на одну прямую, определяемую только двумя параметрами: T и B. Данный факт является еще одним доказательством постоянства концентрации магнитных дефектов в образце в процессе облучения.

Представляет интерес сравнить полученные в настоящей работе данные по магнитосопротивлению пленок $\mathrm{Ba(Fe_{1-x}Co_xAs)_2}$ с результатами, полученными на монокристаллах этого соединения в работе [8]. В ней отрицательное магнитосопротивление $\Delta\rho/\rho \propto$ $\propto (B^2/T)$ наблюдалось лишь в параллельном поле, в то время как в перпендикулярном поле магнитосопротивление оставалось положительным во всем экспериментальном диапазоне полей и температур. Данное расхождение объясняется наличием в наших образцах большого отрицательного линейного вклада в магнитосопротивление $\Delta\rho/\rho \propto (B/T)$, вероятно обусловленного высоким содержанием кондоподобных дефектов, изначально присутствующих в пленках.

Таким образом, в настоящей работе изучено влияние радиационного облучения на магнитотранспортные свойства $\mathrm{Ba(Fe_{1-x}Co_xAs)_2}$. Выделены вклады в транспортные характеристики облученных образцов от магнитных и немагнитных дефектов. Установлено, что при соответствующих режимах облучения в образце генерируются в основном немагнитные дефекты. Полученный результат позволяет использовать радиационную методику для исследования влияния немагнитных дефектов на свойства железосодержащих сверхпроводников.

Авторы выражают благодарность О.В. Долгову, И.М. Еремину, Д.В. Ефремову, М.М. Коршунову, М. Дресселю (M. Dressel) и С. Цапф (S. Zapf) за полезное обсуждение результатов. Работа поддержана программой РАН # 20, РФФИ (проект # 14-02-00785) и Министерством образования и науки Российской Федерации (Программа 5топ100).

1. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, ЖЭТФ **39**, 1781 (1960).
2. L. Borkowski and P. Hirschfeld, Phys. Rev. B **49**, 15404 (1994).
3. L. A. Openov, Phys. Rev. B **58**, 9468 (1998).
4. D. V. Efremov, M. M. Korshunov, O. V. Dolgov, A. A. Golubov, and P. J. Hirschfeld, Phys. Rev. B **84**, 180512 (2011).
5. I. I. Mazin, Nature **464**, 183 (2010).
6. C. Tarantini, M. Putti, A. Gurevich Y. Shen, R. K. Singh, J. M. Rowell, N. Newman, D. C. Larbalestier, P. Cheng, Y. Jia, and H.-H. Wen Y, PRL **104**, 087002 (2010).
7. Y. Mizukami, M. Konczykowski, Y. Kawamoto, S. Kurata, S. Kasahara, K. Hashimoto, V. Mishra, A. Kreisel, Y. Wang, P. J. Hirschfeld, Y. Matsuda, and T. Shibauchi, Nature Commun. **5**, 5657 (2014).
8. F. Rullier-Albenque, D. Colson, and A. Forget, Phys. Rev. B **88**, 45105 (2013).