

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛА $\text{Fe}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Si}$

Г. С. Патрин^{a,b,*}, В. В. Белецкий^b, Н. В. Волков^a, Д. А. Великанов^a, О. В. Закиева^a

^a Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук
660036, Красноярск, Россия

^b Сибирский федеральный университет
660041, Красноярск, Россия

В работе изложены результаты экспериментальных исследований магнитных и электрических свойств кристалла $\text{Fe}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Si}$. На температурных зависимостях намагниченности обнаружена аномалия, величина и местоположение которой существенно зависят от значения внешнего магнитного поля. Установлено, что введение ионов Dy приводит к слабому магниторезистивному эффекту.

PACS: 75.20.Hg, 75.47.Pq

В силу уникальности своих физических свойств кристалл FeSi привлекает внимание исследователей на протяжении многих лет. В этом кристалле оказалась необычным поведение магнитной восприимчивости, тепловых и электрических параметров. Так, при повышении температуры удельное электрическое сопротивление ρ сначала монотонно уменьшается примерно на четыре порядка, достигая минимума в районе $T \approx 300$ К (при этом зависимость $\rho(T)$ не описывается простой термоактивационной зависимостью), а затем с ростом температуры медленно повышается. По этому признаку кристалл FeSi относят либо к классу кондо-соединений [1], либо к материалу, показывающему переход полупроводник–металл [2]. В магнитном отношении этот материал не укладывается в традиционную схему поведения известных магнетиков. Магнитная восприимчивость ($\chi \sim 10^{-4}$ – 10^{-6}) при повышении температуры до $T \approx 90$ К сначала уменьшается, а затем значительно увеличивается, достигая максимума при $T \approx 500$ К [3]. Никакого магнитного порядка в этом соединении методами мессбауэровской спектроскопии [4] и нейтронографии [5] не обнаружено, а при $T > 550$ К температурная зависимость магнитной восприимчивости подчиняется закону Кюри–Вейса. Хотя из более тщательных экспериментов с поляризованными нейтронами [6] обнаружено наличие магнитного рассеяния, что интерпретируется как существование микрообластей с ферромагнитными корреляциями спиновых флуктуаций.

Был проведен комплекс детальных исследований магнитных, термоэлектрических и гальваномагнитных свойств [7–9] кристалла FeSi, на основании чего авторы этих работ интерпретируют свои результаты в модели Хаббарда с сильными электронными корреляциями. Здесь низкотемпературные особенности физических свойств связываются с образованием спиновых поляронов. Стоит заметить, что существует точка зрения, где низкотемпературные особенности приписываются наличию примесных ионов железа из-за нестехиометрии кристалла [3, 8, 10], а высокотемпературные зависимости объясняются переходом электронов в конфигурации d^4 из состояния e_{2g}^4 ($S = 0$) в состояние $e_{2g}^3 t_{2g}^1$ ($S = 1$) [3]. Однако до настоящего времени для описания всего набора физических свойств нет устоявшейся и общепринятой картины.

Имеются работы, где предприняты попытки модификации свойств кристалла FeSi путем легирования различными примесями. Так замещение ионов Fe на $4d$ -ионы иридия [11] увеличивает величину максимума магнитной восприимчивости и совершенно меняет электрическое сопротивление, приводя к металлическому типу проводимости при концентрации Ir $x > 10$ ат. %. Добавки $3d$ -ионов кобальта [12] приводят к образованию магнитного порядка и дырочному механизму проводимости, сохраняя в целом картину температурного изменения ρ . Замена кремния на алюминий [13] приводит к металлизации состояния образца и общему росту магнитной восприимчивости.

*E-mail: patrin@iph.krasn.ru

В ряду магнитных элементов $4f$ -ионы характеризуются тем, что многие из них легко образуют химические соединения с кремнием [14] и имеют локализованные магнитные моменты. При низких температурах наиболее ярко проявляются индивидуальные свойства редкоземельных ионов, что позволяет использовать их в качестве зондов при целенаправленном изменении физических свойств кристаллов.

В настоящей работе мы приводим результаты исследований по влиянию примесных $4f$ -ионов диспрозия на электрические и магнитные свойства кристалла моносилцида железа.

Поликристаллические образцы $\text{Fe}_{0.99}\text{Dy}_{0.01}\text{Si}$ были получены методом, описанным в работе [10]. Рентгеновские измерения были выполнены на дифрактометре ДРОН-4 на поликристаллических образцах, взятых из разных областей тигля. Все дифрактограммы были идентичны. Измерения намагниченности были проведены на СКВИД-магнетометре в малых магнитных полях и на установке РРМС в больших полях. Перед каждым измерением образец помещался в демагнетизатор. Температурные и полевые зависимости удельного сопротивления были получены четырехзондовым методом.

Из сравнения дифрактограмм для примесного и номинально чистого кристаллов было получено, что легирование кристалла FeSi ионами Dy при концентрациях ≤ 1 ат. % не изменяет структуру. Также следов присутствия соединений в системах Dy-Fe и Dy-Si не обнаружено.

Как известно [10], для номинально чистого кристалла в области низких температур никаких особенностей магнитной восприимчивости не наблюдается. Внедрение ионов диспрозия существенно влияет на магнитные свойства при низких температурах в малых магнитных полях (см. рис. 1). При измерении намагниченности M в режиме охлаждения в нулевом магнитном поле (ZFC) обнаружено, что на температурной зависимости $M(T)$ имеет место аномалия в виде пика. При увеличении магнитного поля местоположение (температура блокировки T_c) этого пика сдвигается в область низких температур, высота максимума растет, а сам пик значительно уширяется (рис. 1а). При охлаждении в магнитном поле (режим FC), равному полю измерения, особенность сохраняется, но пик смещается в более низкие температуры, а высота пика значительно выше, чем в режиме ZFC (рис. 1б). В последнем случае кривая $M(T)$ имеет один и тот же вид как при увеличении температуры, так и при уменьшении. В магнитных полях $H \geq 5$ кЭ зависимости $M(T)$ для номиналь-

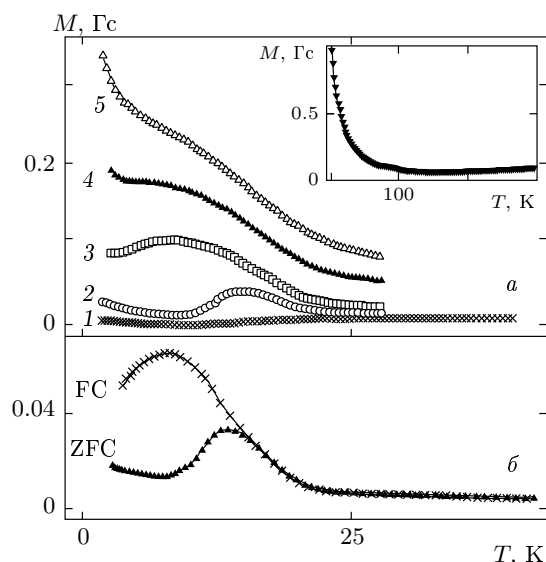


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности $\text{Fe}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Si}$: а — в режиме ZFC в разных магнитных полях $H = 10$ (1), 100 (2), 500 (3), 1500 (4), 2500 (5) Э; б — при охлаждении в поле (FC) и без поля (ZFC), $H = 400$ Э. На вставке: зависимость при $H = 10$ кЭ

но чистого кристалла и легированного диспрозием ведут себя аналогичным образом (см. вставку на рис. 1). На рис. 2 приведены полевые зависимости намагниченности при разных температурах. Наблюдаются гистерезисные явления, однако, как видно из рисунка, такое поведение имеет место при температурах $T < 25$ К, а при более высоких температурах аномалия уже не проявляется.

При измерении удельного электросопротивления кристалла, легированного диспрозием, получено, что вид температурной зависимости $\rho(T)$ качественно такой же, как и у номинально чистого кристалла. Разница состоит лишь в том, что при одних и тех же экспериментальных условиях величина сопротивления для примесного кристалла (ρ_{Dy}) меньше, чем для номинально чистого кристалла (ρ_{NP}). На рис. 3 приведены температурные зависимости разности $\Delta\rho = \rho_{\text{Dy}} - \rho_{\text{NP}}$, полученные в разных магнитных полях. Обращает на себя внимание то, что зависимость $\Delta\rho$ от магнитного поля наблюдается только при температурах $T < 40$ К, а при более высоких температурах имеет место постоянное, но магнитно-независимое изменение электросопротивления. При фиксированной температуре для кристалла $\text{Fe}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Si}$ удельное электросопротивление при увеличении магнитного поля растет и экспери-

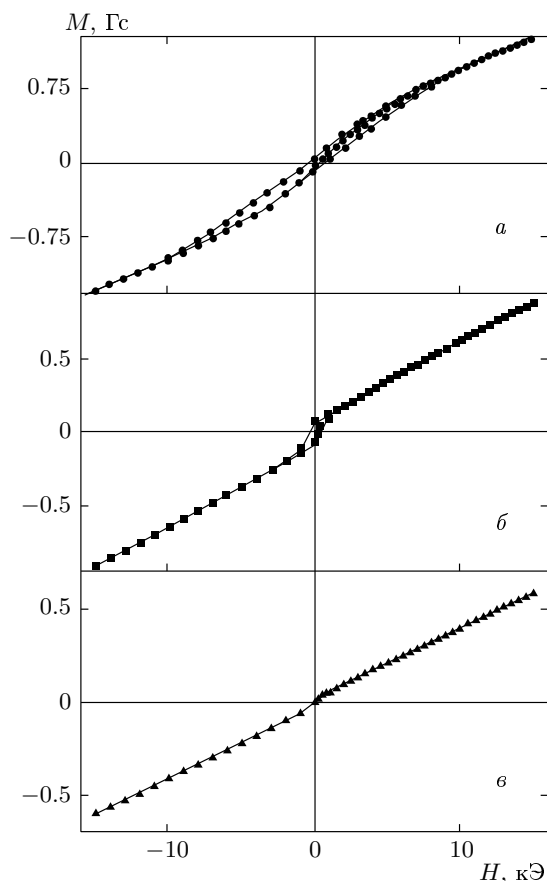


Рис. 2. Полевые зависимости намагниченности при $T = 2$ (а), 10 (б) и 20 (в) К

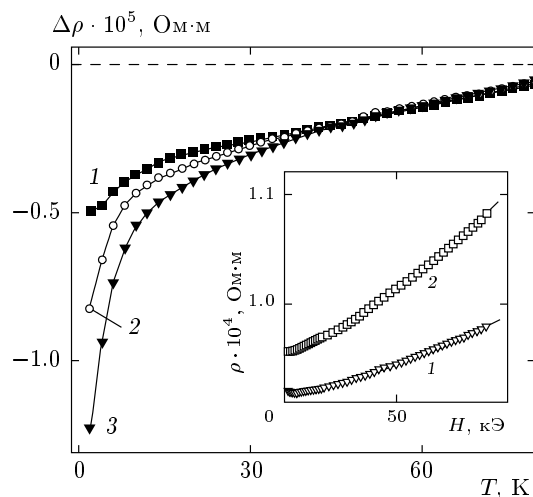


Рис. 3. Температурные зависимости изменения электросопротивления в разных магнитных полях $H = 10$ (1), 50 (2), 90 (3) кЭ. На вставке: полевая зависимость электросопротивления при $T = 2$ К: 1 — кристалл $Fe_{1-x}Dy_xSi$, 2 — кристалл FeSi

Образец	$A \cdot 10^5$	$B \cdot 10^{11}$	$C \cdot 10^{16}$
FeSi	9.5	8.8	6.4
$Fe_{1-x}Dy_xSi$	9.2	8.3	4.0

ментальная кривая может быть аппроксимирована квадратичной зависимостью (см. вставку на рис. 3), вида

$$\rho_j(H) = A_j + B_j H + C_j H^2,$$

где $j = Dy$ либо NP . В таблице приведены значения коэффициентов подгоночной зависимости для $\rho(H)$.

Таким образом, из наших экспериментов следует, что легирование кристалла FeSi ионами диспрозия приводит к заметному изменению магнитных и транспортных свойств. В номинально чистом кристалле магнитный гистерезис существует в полях $H < 100$ Э, но имеет другой вид и обусловлен взаимодействием между кластерами железа [10]. В данном случае можно предположить, что наряду с существованием «чисто железных» магнитно-изотропных кластеров из-за нестехиометрии кристалла дополнительно образуются примесные кластеры, содержащие ионы диспрозия. Как известно [15], в сплавах Fe–Dy железо и диспрозий имеют антиферромагнитный обмен. Если диспрозий входит в четырехвалентном состоянии, то он находится в состоянии 5I_8 и его энергетический спектр состоит из серии сильно анизотропных квазидублетов, значительно удаленных друг от друга. Расщепление этих квазидублетов обусловлено обменным полем, создаваемым железным окружением. Пик намагниченности может быть связан с заселением низколежащих уровней ионов диспрозия, а полевые и температурные гистерезисы связаны с перемagnичиванием именно таких кластеров. Такой сценарий объясняет наличие энергетического барьера, разделяющего различные метастабильные состояния кластера. Высота этого барьера будет определять температуру блокировки T_c , а поведение всей подсистемы будет похоже на спин-стекольное [16].

В отношении электрических свойств ситуация пока не кажется столь понятной. С одной стороны, введение ионов диспрозия должно приводить к изменению энергетического спектра и изменению числа переносчиков заряда, а с другой стороны — к появлению еще одного канала магнитного рассеяния. Однако мы видим общее уменьшение электросопротивления кристалла при легировании и еще большее его уменьшение при включении магнитного поля.

Настоящие исследования ведутся при финансовой поддержке программы «РФФИ — Енисей» (грант № 05-02-97708-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Aeppli and Z. Fisk, *Comm. Condens. Matter Phys.* **16**, 155 (1992).
2. M. Imada, A. Fujimori, and Y. Tokura, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 1039 (1998).
3. V. Jaccarino, G. K. Wertheim, J. H. Wernick et al., *Phys. Rev.* **160**, 476 (1967).
4. G. K. Wertheim, V. Jaccarino, J. H. Wernick et al., *Phys. Lett.* **18**, 89 (1965).
5. M. Kohgi and Y. Ishikawa, *Sol. St. Comm.* **1**, 37833 (1998).
6. K. Tajima, Y. Endoh, J. E. Fischer, and G. Shirane, *Phys. Rev. B* **38**, 6954 (1998).
7. N. E. Sluchanko, V. V. Glushkov, S. V. Demishev et al., *Europhys. Lett.* **51**, 557 (2000).
8. Н. Е. Случанко, В. В. Глушков, С. В. Демишев и др., *ЖЭТФ* **119**, 359 (2001).
9. N. E. Sluchanko, V. V. Glushkov, S. V. Demishev et al., *Phys. Rev. B* **65**, 064404 (2002).
10. Г. С. Патрин, В. В. Белецкий, Д. А. Великанов и др., *ФТТ* **48**, 638 (2006).
11. B. C. Sales, E. C. Jones, B. C. Chakoumakos et al., *Phys. Rev. B* **50**, 8207 (1994).
12. S. Asanare, D. Shimoda, and Y. Sasaki, *Phys. Rev.* **134**, A774 (1964).
13. J. F. Di Tusa, K. Frielmelt, E. Ducher et al., *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2831 (1997).
14. В. М. Денисов, С. А. Истомина, О. В. Подкопаев, Л. И. Серябрякова, Л. Т. Антонова, Э. А. Пастухов, В. В. Белецкий, *Кремний и его сплавы*, УрО РАН, Екатеринбург (2005).
15. К. Тейлор, М. Дарби, *Физика редкоземельных соединений*, Мир, Москва (1974).
16. C. Y. Huang, *J. Magn. Magn. Mat.* **51**, 1 (1985).