Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 4, с. 220 – 226

Устойчивость нематической сверхпроводимости в $Sr_xBi_2Se_3$ к магнитному легированию

М. И. Банников[+1)], *Ю. Г. Селиванов*[+], *В. П. Мартовицкий*[+], *А. Ю. Кунцевич*[+*]

[+] *Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

[*] *Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", 101000 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 1 июля 2025 г.
После переработки 8 июля 2025 г.
Принята к публикации 9 июля 2025 г.

В данной работе исследуется легирование железом классического нематического сверхпроводника $Sr_xBi_2Se_3$. Установлено, что при атомной доле Fe $\gtrsim 0.2\,\%$ сверхпроводящая фаза подавляется. При меньших концентрациях железа критическая температура сверхпроводимости и анизотропия нематической сверхпроводимости не изменяются. Измерения намагниченности подтверждают связанный с Fe парамагнетизм. Кристаллическая структура (параметр решетки c) и транспортные свойства плавно меняются при ко-допировании Fe, что указывает на равномерное внедрение Fe в кристаллическую матрицу и отсутствие связи между подавлением сверхпроводимости и магнитной природой примесей. Влияние железа на сверхпроводимость имеет, по-видимому, структурный характер.

DOI: 10.31857/S0370274X25080176, EDN: DILULN

Сверхпроводники, получающиеся путем легирования слоистого топологического изолятора, были впервые получены при добавлении меди в Bi_2Se_3 в 2010 г. [1]. В таких материалах считается, что реализуется нечетная сверхпроводимость с двухкомпонентным параметром порядка [2]. Данная сверхпроводимость необычна с точки зрения механизма спаривания [3, 4], своих топологических инвариантов [5], нематической природы [6, 7], т.е. спонтанного нарушения симметрии кристаллической решетки и появления выделенного направления в базальной плоскости. Также в сверхпроводниках на основе Bi_2Se_3 возможна реализации фермионов Майораны [8], наблюдение пар с зарядом $4e$ [9] и, соответственно, вихрей Абрикосова, несущих полуцелый квант потока [10] или имеющих овальную форму [11, 12].

Необычна эта сверхпроводимость еще и тем, что до сих пор, несмотря на наличие ее описания как в микроскопической теории [2], так и в рамках теории Гинзбурга–Ландау [13], нет ответа на вопрос, что на структурном уровне делает легированный топологический изолятор семейства тетрадимита сверхпроводящим. Сверхпроводящие кристаллы $Cu_xBi_2Se_3$ многофазны [11], сложны в синтезе [14] и деградируют со временем [1]. Сверхпроводимость в кристаллах системы $Nb_xBi_{(2-x)}Se_3$ характеризуется большим разбросом свойств и, по-видимому, связана с образованием мисфит-структуры [15], где источником сверхпроводимости являются слои $NbSe_2$, встроившиеся в решетку, а не куперовское спаривание электронов селенида висмута. Также открыты сверхпроводящие допированные металлом тетрадимиты с чередующимися слоями $Cu_x(PbSe)_5(Bi_2Se_3)_6$ [12], $Pb_xIn_{1-x}Bi_2Te_4$ [16], $Sn_xIn_{1-x}Bi_2Te_4$ [17], но они очень сложны по структуре. Наиболее стабильные и структурно совершенные кристаллы получаются для системы $Sr_xBi_2Se_3$ [18–20]. Несмотря на высокую степень кристалличности, установить конкретное расположение в решетке данных кристаллов стронция, ответственного за сверхпроводимость, мешает его очень малое количество, порядка 1 атомного % [21, 22].

Структурное совершенство кристаллов и наименьшая концентрация легирующей примеси делает систему $Sr_xBi_2Se_3$ модельной платформой для различных экспериментов [23, 24]. В данной работе мы добавляем в нематический сверхпроводник $Sr_xBi_2Se_3$ небольшое количество магнитной примеси – железа.

Взаимодействие сверхпроводимости и магнетизма является крайне обширной темой, в целом для тетрадимитов не исследованной, и включает многие вопросы, такие как эффекты близости, переход от синглетного к триплетному спариванию, магнитные примеси и т.д. Считается общепризнанным, что

1) e-mail: bannikovmi96@gmail.com

Таблица 1. Сводка экспериментальных данных: транспортные данные (холловская концентрация и подвижность измерялись при температуре 4 К, RRR – коэффициент остаточного сопротивления, равный отношению сопротивлений $\rho(300\,\mathrm{K})/\rho(4.2\,\mathrm{K})$) и параметры кристаллической решетки нелегированного кристалла Bi_2Se_3 и серии кристаллов с составами $(FeSe)_y + Sr_{0.06}Bi_2Se_3$, а также кристалла состава $(FeSe)_{0.005} + Sr_{0.15}Bi_2Se_3$

#	Номинальный состав	$n, 10^{19}$ см$^{-3}$	μ, см^2/(В·с)	T_c, К	RRR	(0 0 15) c, Å	(205) a, Å
272	Bi_2Se_3	0.8	2000	–	1.5	28.6343	4.1395
350	$Sr_{0.06}Bi_2Se_3$	3.0	570	2.53	2.1	28.6564	4.1410
360	$(FeSe)_{0.002} + Sr_{0.06}Bi_2Se_3$	8.1	1110	2.5	3.1	28.6426	4.1406
362	$(FeSe)_{0.003} + Sr_{0.06}Bi_2Se_3$	2.9	960	–	2.5	28.6426	4.1407
359	$(FeSe)_{0.004} + Sr_{0.06}Bi_2Se_3$	1.6	1160	2.2	5.6	28.6356	4.1414
364	$(FeSe)_{0.005} + Sr_{0.15}Bi_2Se_3$	6.5	1150	2.4	3.1	28.6426	4.1409
361	$(FeSe)_{0.006} + Sr_{0.06}Bi_2Se_3$	4.9	2900	2.4	3.9	28.6381	4.1410
357	$(FeSe)_{0.01} + Sr_{0.06}Bi_2Se_3$	5.9	1010	2.2	3.2	28.6313	4.1418
356	$(FeSe)_{0.0245} + Sr_{0.06}Bi_2Se_3$	2.9	1360	–	4.1	28.6353	
355	$(FeSe)_{0.06} + Sr_{0.06}Bi_2Se_3$	6.7	710	–	3.8	28.6276	4.1416

в нечетных сверхпроводниках, имеющих узлы параметра порядка, даже обычные примеси должны сильно подавлять сверхпроводимость [25]. Тетрадимитам свойственно большое количество собственных дефектов, но благодаря сложной многокомпонентной структуре параметра порядка подавления сверхпроводимости в них не происходит, как показано в работе [26]. Ферромагнитные примеси должны подавлять сверхпроводимость даже в обычных четных сверхпроводниках [27], приводя к распариванию. К чему же они приведут в нематическом сверхпроводнике на основе легированного топологического изолятора?

Настоящая работа посвящена экспериментальному ответу на данный вопрос и показывает, что введение в нематический сверхпроводник $Sr_xBi_2Se_3$ железа в количестве, больше определенного малого порогового (порядка 0.2 атомных %), подавляет сверхпроводимость. Если же содержание железа ниже порогового, то нематическая сверхпроводимость остается, доля сверхпроводящей фракции снижается, переход размывается. Рентгеноструктурные и транспортные данные позволяют утверждать, что железо в решетку входит, причем в отличные от стронция позиции. Подавление же сверхпроводимости связано, скорее, с изменением структуры стронциевой подсистемы, ответственной за сверхпроводимость, чем с магнитной природой примесей.

Экспериментальные методы и образцы. Для исследования влияния ко-допирования железом на сверхпроводимость и транспортные свойства кристаллов мы вырастили серию кристаллов с номинальными составами $(FeSe)_y + Sr_{0.06}Bi_2Se_3$ ($0 \leq y \leq 0.06$) и кристалл состава $(FeSe)_{0.005} + Sr_{0.015}Bi_2Se_3$. Также для сравнения мы использовали данные экспериментов, проведенных ранее с нелегированным кристаллом состава Bi_2Se_3. Поскольку чистое железо Fe активно вступает в химические реакции даже в аргоновой атмосфере, в качестве допанта мы использовали немагнитное и стабильное на воздухе соединение FeSe.

Рост кристаллов производился из расплава с помощью модифицированного метода Бриджмена [28]. Шихта для роста ко-допированных кристаллов с заданным уровнем легирования y формировалась из заранее приготовленных прекурсоров тройного $Sr_{0.06}Bi_2Se_3$ [20] (либо $Sr_{0.15}Bi_2Se_3$) и бинарного FeSe [29] в молярных долях $1 : y$. Синтез проводился в вакуумированных кварцевых ампулах при 890 °C в течение 5 ч с последующей закалкой в воде. Селенид висмута, легированный стронцием, и селенид железа синтезировались из высокочистых элементарных Bi, Se (99.999 %) и Sr, Fe (99.95 %). Приготовленный таким образом слиток крошился в боксе с инертной атмосферой и перегружался в ростовую кварцевую ампулу, откачанную до $2\cdot10^{-7}$ Торр. Рост кристаллов проводился в разогретой до 830 °C вертикальной печи путем охлаждения расплава со скоростью 2 К/час до 630 °C, с последующим отжигом при данной температуре в течение 48 ч и закалкой в воде [20]. Полученные кристаллы имели зеркальную поверхность с хорошо различимыми границами от нескольких блоков и легко расщеплялись вдоль базальной плоскости (0 0 1).

Структурные исследования проводились на рентгеновском дифрактометре Panalytical MRD как в обычной, так и в скользящей дифракции, в которой асимметричные рефлексы выводились в отражающее положение при отклонении от вертикали образца вместе с гониометрической головкой на угол асимметрии. Для определения типа кристаллической решетки и возможного наличия посторонних фаз мы прописывали кривые $(2\theta - \omega)$-сканирования в широ-

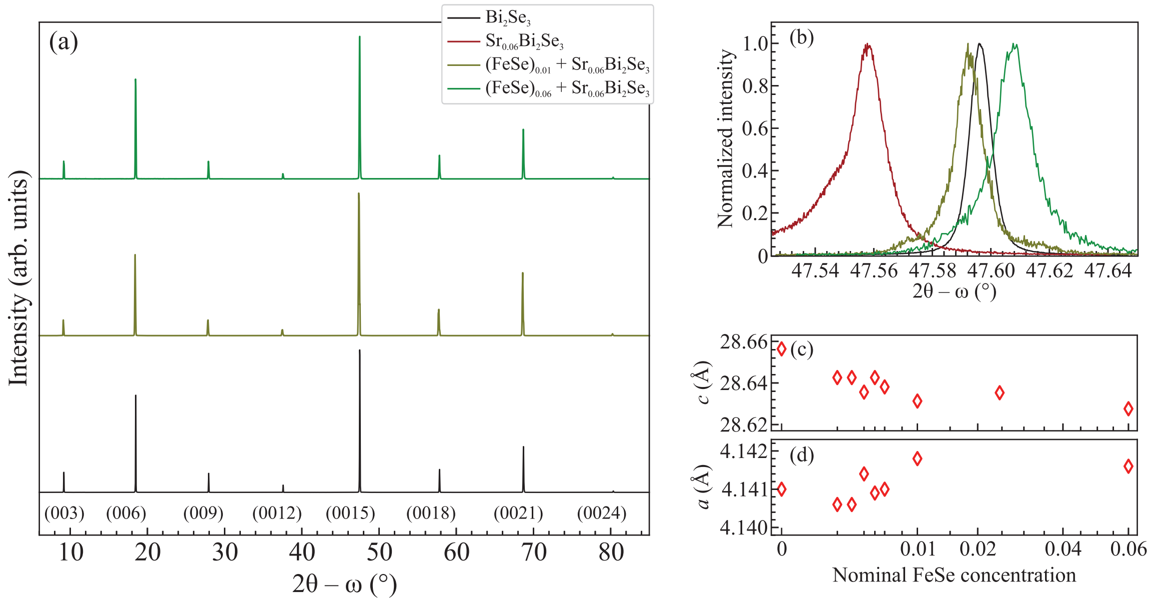

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Кривые $(2\theta-\omega)$-сканирования с параллельным анализатором в широком диапазоне углов для трех кристаллов: # 272 (Bi_2Se_3), # 357 ($(FeSe)_{0.01}+Sr_{0.06}Bi_2Se_3$) и # 355 ($(FeSe)_{0.06}+Sr_{0.06}Bi_2Se_3$). Кривые отмасштабированы и сдвинуты вдоль вертикальной оси для наглядности. (b) – Кривые $(2\theta-\omega)$-сканирования тех же кристаллов и кристалла # 350 ($Sr_{0.06}Bi_2Se_3$) вблизи рефлекса (0 0 15), полученные с использованием трехкристального анализатора и используемые для определения параметров решетки. Кривые отнормированы на значение в максимуме для наглядности. (c) и (d) – Зависимости от номинальной концентрации x FeSe постоянных решетки c и a соответственно

ком диапазоне углов. Параметры решетки определялись с третьим кристаллом-анализатором с выставленной в нулевое положение шкалой 2θ по рефлексу (0 0 4) Si с хорошо известным значением параметра решетки. Фазовый состав полученных кристаллов определялся при записи серии рефлексов $(0\,0\,l)$ в режиме $(2\theta-\omega)$-сканирования с образцом, предварительно выставленным в отражающее положение сильнейшего блока, найденного по кривой качания (0 0 15). Здесь и далее рефлексы тригональной сингонии и кристаллографические направления взяты в гексагональной установке с опущенным третьим индексом. Значение параметра решетки вдоль оси c определялось на рефлексе (0 0 15), а возможное отклонение оси c от перпендикуляра к базисной плоскости и параметр решетки вдоль оси a в базисной плоскости вычислялись по совокупности рефлексов $(\bar{2}\,0\,5)$ и (2 0 10) в режиме $(2\theta-\omega)$-сканирования при уже известном значении параметра решетки вдоль оси c. Поскольку кристаллы состоят из отдельных кристаллических доменов, обладающих слегка различными значениями постоянных решетки, для получения постоянных решетки мы проводили усреднение по различным доменам.

Для исследования транспортных свойств кристаллов мы вырезали образцы в форме примерно прямоугольных параллелепипедов длиной 4–7 мм, шириной 1–2 мм и высотой порядка 0.1–0.2 мм и приклеивали электрические контакты к торцам образцов с помощью серебряной пасты. Электрический ток был направлен в плоскости слоев, а плотность тока не превышала 1 мА/мм^2 для предотвращения перегрева образцов. Измерения были проведены в нескольких криомагнитных системах в диапазоне температур 1.6–300 K и магнитных полях до 2 T. Для определения концентраций и подвижностей носителей мы измеряли холловское и продольное напряжения в диапазоне магнитных полей от -1 до $+1$ T с последующей антисимметризацией (соответственно, симметризацией) данных. Для исследования нематической сверхпроводимости образцы помещались на вставку в криостат, снабженную вращающейся платформой и исследовались угловые зависимости сопротивления в магнитном поле. Платформа с образцом вращалась таким образом, что магнитное поле было параллельно плоскости слоев.

Результаты. Сводка экспериментальных результатов для всех исследованных кристаллов представлена в табл. 1. Ниже мы обсуждаем отдельно результаты рентгеновских и транспортных экспериментов.

Примеры кривых $(2\theta-\omega)$-сканирования для кристаллов # 272 (Bi_2Se_3), №357 ($(FeSe)_{0.01}+$

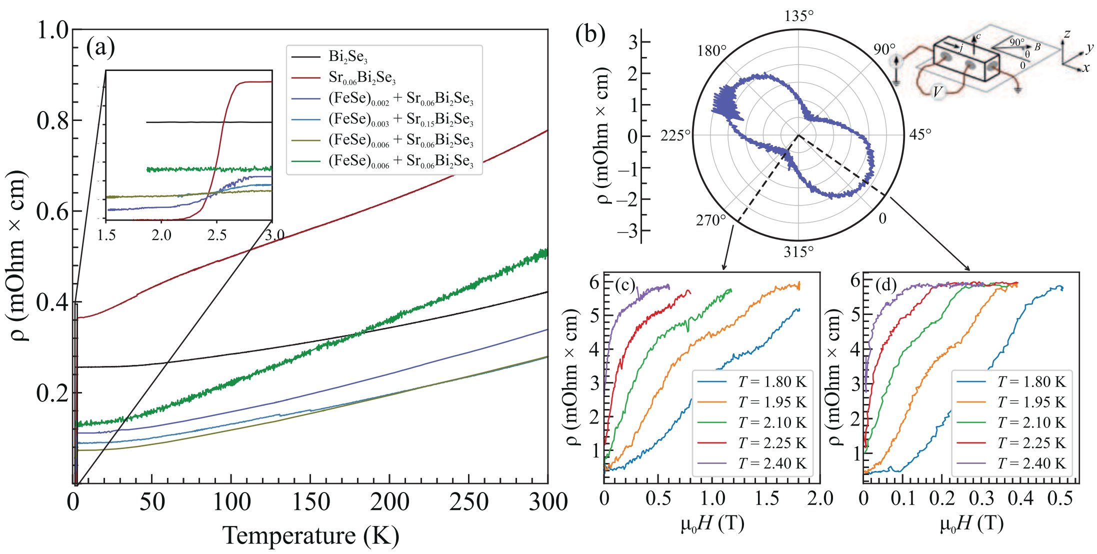

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Температурные зависимости удельного сопротивления для некоторых кристаллов. На вставке более подробно показана область вблизи сверхпроводящего перехода. (b) – Зависимость удельного сопротивления кристалла # 360 с номинальным составом $(FeSe)_{0.02}$ + $Sr_{0.06}Bi_2Se_3$ от угла ориентации поля в нематическом состоянии при $T = 1.8$ K и $\mu_0 H = 0.22$ Т. Справа от рисунка показана принципиальная схема измерений, на которой показана ориентация магнитного поля относительно образца. (c) и (d) – Полевые зависимости удельного сопротивления для различных температур в направлениях, соответственно, наилучшей и наихудшей сверхпроводимости для кристалла # 360

+ $Sr_{0.06}Bi_2Se_3$) и # 355 ($(FeSe)_{0.06}$ + $Sr_{0.06}Bi_2Se_3$) представлены на рис. 1a. Кривые явно указывают на структуру тетрадимита и высокое структурное совершенство кристаллов, а также на отсутствие включений других фаз. Примеры кривых $(2\theta - \omega)$-сканирования вблизи рефлекса (0 0 15), используемых для определения постоянной решетки c, изображены на рис. 1b. Полуширина рефлекса в кристалле # 350 ($Sr_{0.06}Bi_2Se_3$) существенно выше, чем в недопированном # 272 (Bi_2Se_3), но добавление железа приводит к уменьшению ширины, что свидетельствует об уменьшении беспорядка.

На рисунке 1c и d показаны зависимости, соответственно, постоянных решетки c и a от номинальной концентрации FeSe. Параметр c систематически уменьшается с ростом молярной доли железа y и для наибольшего $y = 0.06$ падает примерно на 0.1 %.

Температурные зависимости удельного сопротивления для некоторых кристаллов представлены на рис. 2a. Удельное сопротивление всех кристаллов падает с уменьшением температуры, зависимость выходит на насыщение при температурах порядка 10–20 K. Коэффициент остаточного сопротивления RRR (отношение сопротивления при комнатной температуре к сопротивлению при температуре чуть выше сверхпроводящего перехода) изменяется в диапазоне от 1.5 для кристалла # 272 (Bi_2Se_3) до 5.6 для кристалла # 359 ($(FeSe)_{0.04}$ + $Sr_{0.06}Bi_2Se_3$). Все исследованные кристаллы имеют проводимость n-типа. Холловская концентрация составляет порядка $(1-8) \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$, что типично для нематических сверхпроводников [4], и не коррелирует с номинальным содержанием железа, что указывает на комплексный характер взаимодействия допирующих железной и стронциевой подсистем. Холловская подвижность кристаллов существенно увеличивается с ростом номинальной концентрации железа от $\mu = 570$ см^2/(В · с) до $\mu = 2900$ см^2/(В · с) при $y = 0.006$. Дальнейшее увеличение концентрации железа снижает подвижность носителей.

На вставке к рисунку 2a показана температурная зависимость удельного сопротивления в диапазоне температур от 1.5 до 3 K. С ростом уровня легирования FeSe доля сверхпроводящей фазы в кристаллах уменьшается, о чем свидетельствует ненулевое сопротивление ниже сверхпроводящего перехода. Критическую температуру T_c мы определяли по середине перехода сопротивления: $\rho(T_c) = (\rho_s + \rho_n)/2$, где ρ_s – удельное сопротивление непосредственно ниже области сверхпроводящего перехода, а ρ_n – удельное сопротивление в нормальном состоянии непосредственно выше перехода. Как видно из табл. 1, легирование железом приводит к уменьшению температуры перехода, определенной вышеуказанным способом. Снижение критической температуры по критерию 50 % может быть объяснено уширением перехода. Сверхпроводимость полностью подавляется при концентрациях FeSe $y \gtrsim 0.01$.

Зависимость удельного сопротивления от угла ориентации магнитного поля при $T = 1.8$ K в поле $\mu_0 H = 0.22$ T для кристалла # 361 ($(\mathrm{FeSe})_{0.002} + \mathrm{Sr}_{0.06}\mathrm{Bi}_2\mathrm{Se}_3$) приведена на рис. 1b. Форма "восьмерки", характерная для сверхпроводящих кристаллов $\mathrm{A}_x\mathrm{Bi}_2\mathrm{Se}_3$ (A = Cu, Sr) [6, 30, 24], свидетельствует о спонтанном нарушении симметрии сверхпроводимости относительно кристаллической решетки, имеющей ось третьего порядка. Подобные зависимости удельного сопротивления воспроизводятся при разных температурах и магнитных полях. Выделенное направление в плоскости слоев не связано с направлением транспортного тока, в чем мы убедились, меняя токовые и потенциальные контакты на образце и наблюдая "восьмерки" с той же ориентацией при анализе угловых зависимостей сопротивления.

На рисунке 2c, d показаны полевые зависимости сопротивления соответственно в направлениях наилучшей и наихудшей сверхпроводимости для кристалла # 361 ($(\mathrm{FeSe})_{0.002} + \mathrm{Sr}_{0.06}\mathrm{Bi}_2\mathrm{Se}_3$). Анизотропия H_{c2}, определяемая как отношение критических полей, отличается в направлении наилучшей и наихудшей примерно в 3–4 раза, что также типично для $\mathrm{Sr}_x\mathrm{Bi}_2\mathrm{Se}_3$ [20, 24, 30].

Дискуссия. Основным результатом работы является отсутствие признаков магнитного механизма подавления нематической сверхпроводимости при добавлении железа: не наблюдалось резкого падения критической температуры, критического поля, исчезновения нематичности. Данное наблюдение, во-первых, требует развития теории нематической сверхпроводимости, а, во-вторых, свидетельствует, что нематическая сверхпроводимость связана с некоторым структурным положением стронция в решетке, и вводя железо, мы просто нарушаем данную структуру.

Ранее для системы $\mathrm{Sr}_x\mathrm{Bi}_2\mathrm{Se}_3$ уже производилось ко-допирование изовалентными стронцию металлами: медью [31] и барием [32], а также делалось частичное замещение селена на серу [33]. Если в случае замены халькогена происходила медленная деградация сверхпроводящих свойств, то при металлическом ко- допировании было достаточно даже долей атомного процента чужеродного металла (0.5 ат. % для меди и 0.2 ат. % для бария), чтобы подавить сверхпроводимость. При этом наблюдались сопоставимые по величине, и даже меньшие структурные изменения в параметре c решетки. Примечательно, что в $\mathrm{Sr}_{0.06}\mathrm{Bi}_2\mathrm{Se}_3$ постоянная решетки c больше, чем в $\mathrm{Bi}_2\mathrm{Se}_3$, добавление железа систематически снижает постоянную решетки, а сверхпроводимость исчезает примерно при тех же номинальных концентрациях FeSe, при которых постоянная решетки становится как у $\mathrm{Bi}_2\mathrm{Se}_3$. Данное обстоятельство также указывает на структурную причину подавления сверхпроводимости.

Полученные нами зависимости намагниченности от магнитного поля имеют вид, характерный для парамагнетика, и не демонстрируют признаков магнитного упорядочения, что неудивительно для столь низкой номинальной концентрации магнитных допантов. Этот результат аналогичен работе [29], в которой проводилось легирование FeSe кристаллов $\mathrm{Bi}_2\mathrm{Se}_3$ без стронция.

В отличие от ранее добавлявшихся бария и меди, железо в систему точно входит, образуя довольно прочные связи, что видно по значительному увеличению подвижности носителей, аналогично железодопированным кристаллам $\mathrm{Bi}_2\mathrm{Se}_3$ без стронция [29, 34], узким и сдвинутым рентгеновским линиям, а также по тому обстоятельству, что свойства кристаллов остаются неизменными в течение нескольких лет хранения, в отличие, например, от медьинтеркалированных кристаллов [1].

Интересно отметить, что допирование стронцием и допирование железом приводят к искажениям решетки в плоскости и отклонениям оси c от перпендикуляра в разных направлениях. В кристаллах $\mathrm{Sr}_x\mathrm{Bi}_2\mathrm{Se}_3$ кристаллографическое направление [1 1 0] совпадает с градиентом температуры вдоль оси ампулы. Мы наблюдали увеличение вдоль этого направления параметра решетки a и небольшое отклонение оси c от перпендикуляра к базисной плоскости (0.005°) (рис. 3a). Для наблюдения таких искажений в кристаллах с тригональной решеткой использовались интенсивные асимметричные рефлексы $\{1\,1\,15\}$, повторяющиеся через каждые 60°. Два таких рефлекса $(1\,1\,15)$ и $(\bar{1}\,\bar{1}\,15)$ после поворота образца на 180° вокруг направления [0 0 1] выявляют отклонение оси c от перпендикуляра к слоям в кристаллах $\mathrm{Sr}_x\mathrm{Bi}_2\mathrm{Se}_3$.

В кристаллах $\mathrm{Fe}_x\mathrm{Bi}_2\mathrm{Se}_3$ из работы [29] отклонение оси c более выражено ($> 0.1°$). Однако, след проекции оси c на базисную плоскость и направление, вдоль которого увеличивается параметр решетки a, совпадают с направлением [1 0 0], которое отклонено по азимуту на 30° (или 90°) от направления [1 1 0] (рис. 3b). Чтобы выявить такое искажение решетки, использовались два асимметричных рефлекса $(\bar{2}\,0\,5)$ и $(2\,0\,10)$, повернутые друг относительно друга во-

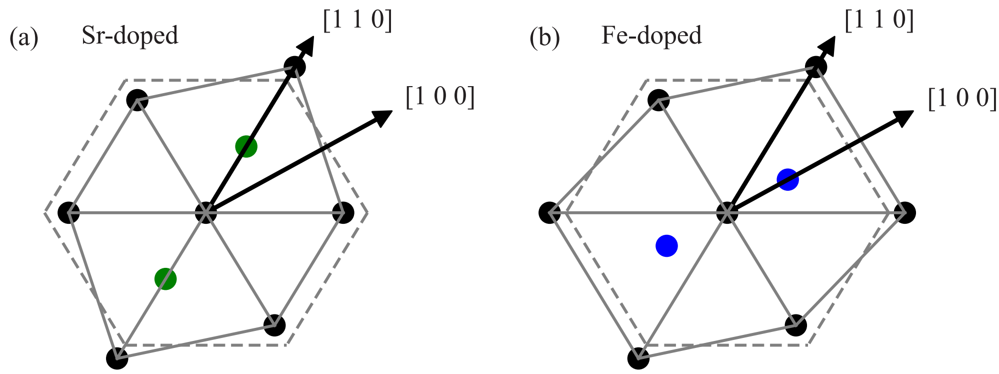

Рис. 3. (Цветной онлайн) Схематическое изображение деформаций решетки в плоскости слоев и возможных положений легирующих атомов внутри слоя, полученных на основе данных рентгеновской дифракции. (a) – Кристалл, легированный стронцием; (b) – кристалл, легированный железом

круг [0 0 1] на 60° и повторяющиеся через каждые 120°.

Сам факт того, что при легировании Bi_2Se_3 стронцием или железом отклонение оси c от перпендикуляра происходит в различных азимутальных направлениях, предполагает различные структурные позиции легирующих элементов (рис. 3). Мы предполагаем, что при совместном допировании кристаллов Bi_2Se_3 легирующие катионы Sr и Fe также будут стремиться располагаться в различных структурных позициях, что может быть одной из причин малого влияния Fe на сверхпроводимость.

На сегодняшний день исследований магнитных примесей и материалов в связи с нематическими сверхпроводниками очень мало. В теоретических работах [35, 36] обсуждаются лишь отдельные аспекты взаимодействия магнитных примесей со сверхпроводящей системой. Основным препятствием для эксперимента по эффектам магнитной близости является нестабильность верхних слоев тетрадимитов или отщепленных от них чешуй на воздухе [37]. Стабильность наших кристаллов дает надежду на решение данной проблемы. Таким образом, помимо общего вывода о немагнитном подавлении сверхпроводимости, в данной работе мы получили довольно уникальные кристаллы: нематические сверхпроводники с примесью железа, рекордно высокой подвижностью носителей и долговременной стабильностью. Представляет дальнейший интерес изучение данных объектов, с точки зрения создания микро-наноструктур, а также исследования взаимодействия сверхпроводимости и ферромагнитных примесей на наноуровне, в частности, сканирующими зондовыми и магниторезонансными методами.

Заключение. В данной работе проведено исследование влияния ко-допирования железом на нематическую сверхпроводимость в кристаллах $Sr_xBi_2Se_3$. Установлено, что железо приводит к постепенному подавлению сверхпроводимости, выражающемуся в расширении сверхпроводящего перехода, снижении доли сверхпроводящей фазы и незначительном понижении критической температуры. При атомных концентрациях железа выше $\sim 0.2\,\%$ сверхпроводимость полностью подавляется. В то же время при меньших концентрациях нематический характер сверхпроводимости сохраняется. В соответствии с данными рентгеноструктурного анализа железо входит в решетку, уменьшает степень беспорядка и приводит к систематическому снижению постоянной c решетки, в отличие от стронция, который увеличивает параметр c. Данные обстоятельства свидетельствуют о структурной, а не магнитной причине подавления сверхпроводимости.

Авторы благодарны за обсуждения А. Л. Рахманову. Измерения транспортных и структурных свойств выполнены в Центре коллективного пользования ФИАН. А. Ю. Кунцевич благодарит Программу поддержки фундаментальных исследований НИУ ВШЭ.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Физического института им. П. Н. Лебедева Российской академии наук. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. Y. S. Hor, A. J. Williams, J. G. Checkelsky, P. Roushan, J. Seo, Q. Xu, H. W. Zandbergen, A. Yazdani, N. P. Ong, and R. J. Cava, Phys. Rev. Lett. **104**, 057001 (2010).

2. J. W. F. Venderbos, V. Kozii, and L. Fu, Phys. Rev. B **94**, 180504(R) (2016).
3. J. Wang, K. Ran, S. Li, Z. Ma, S. Bao, Z. Cai, Y. Zhang, K. Nakajima, S. Ohira-Kawamura, P. Čermák, A. Schneidewind, S. Y. Savrasov, X. Wan, and J. Wen, Nat. Commun. **10**, 2802 (2019).
4. A. Almoalem, I. Silber, S. Sandik, M. Lotem, M. Ribak, M. Nitzav, A. Yu. Kuntsevich, O. A. Sobolevskiy, Yu. G. Selivanov, V. A. Prudkoglyad, M. Shi, L. Petaccia, M. Goldstein, Y. Dagan, and A. Kanigel, Phys. Rev. B **103**, 174518 (2021).
5. D. A. Khokhlov, R. S. Akzyanov, and A. L. Rakhmanov, JETP Lett. **116**, 522 (2022).
6. K. Matano, M. Kriener, M. Segawa, Y. Ando, and G. Zheng, Nature Phys. **12**, 852 (2016).
7. S. Yonezawa, K. Tajiri, S. Nakata, Y. Nagai, Z. Wang, K. Segawa, Y. Ando, and Y. Maeno, Nature Phys. **13**, 123 (2017).
8. P. Hosur, P. Ghaemi, R. S. Mong, and A. Vishwanath, Phys. Rev. Lett. **107**, 097001 (2011).
9. S.-K. Jian, Y. Huang, and H. Yao, Phys. Rev. Lett. **127**, 227001 (2021).
10. P. T. How and S. K. Yip, Phys. Rev. Res. **2**, 043192 (2020).
11. R. Tao, Y.-J. Yan, X. Liu, Z.-W. Wang, Y. Ando, Q.-H. Wang, T. Zhang, and D.-L. Feng, Phys. Rev. X **8**, 041024 (2018).
12. M. Bagchi, J. Brede, A. Ramires, and Y. Ando, Phys. Rev. B **109**, 104507 (2024).
13. J. W. F. Venderbos, V. Kozii, and L. Fu, Phys. Rev. B **94**, 094522 (2016).
14. M. Kriener, K. Segawa, Z. Ren, S. Sasaki, S. Wada, S. Kuwabata, and Y. Ando, Phys. Rev. B **84**, 054513 (2011).
15. S. M. Kevy, L. Wollesen, K. J. Dalgaard, Y.-T. Hsu, S. Wiedmann, and M. Bremholm, Phys. Rev. Mater. **8**, 054801 (2024).
16. X. Xu, D. Ni, W. Xie, and R. J. Cava, Phys. Rev. B **108**, 054525 (2023).
17. M. A. McGuire, H. Zhang, A. F. May, J. Yan, R. Stadel, T. J. Williams, and M. A. Susner, Phys. Rev. Mater. **7**, 034802 (2023).
18. Z. Liu, X. Yao, J. Shao, M. Zuo, L. Pi, S. Tan, C. Zhang, and Y. Zhang, J. Am. Chem. Soc. **137**, 10512 (2015).
19. G. Du, Y. Li, J. Schneeloch, R. D. Zhong, G. Gu, H. Yang, H. Lin, and H.-H. Wen, Sci. China-Phys. Mech. Astron. **60**, 037411 (2017).
20. A. Yu. Kuntsevich, M. A. Bryzgalov, V. A. Prudkoglyad, V. P. Martovitskii, Yu. G. Selivanov, and E. G. Chizhevskii, New J. Phys. **20**, 103022 (2018).
21. M. Wang, D. Zhang, W. Jiang, Z. Li, C. Han, J. Jia, and B. Gao, Sci. Rep. **8**, 2192 (2018).
22. Y. R. Lin, M. Bagchi, S. Soubatch, T. L. Lee, J. Brede, F. C. Bocquet, C. Kumpf, Y. Ando, and F. S. Tautz, Phys. Rev. B **104**, 054506 (2021).
23. I. Kostylev, S. Yonezawa, Z. Wang, Y. Ando, and Y. Maeno, Nat. Commun. **11**, 4152 (2020).
24. M. I. Bannikov, R. S. Akzyanov, N. K. Zhurbina, D. A. Khokhlov, and A. L. Rakhmanov, Phys. Rev. B **104**, L220502 (2021).
25. A. P. Mackenzie, R. K. W. Haselwimmer, A. W. Tyler, G. G. Lonzarich, Y. Mori, S. Nishizaki, and Y. Maeno, Phys. Rev. Lett. **80**, 161 (1998).
26. L. Andersen, A. Ramires, Z. Wang, T. Lorenz, and Y. Ando, Sci. Adv. **6**, eaay6502 (2019).
27. L. P. Gor'kov and A. I. Rusinov, Sov. Phys. JETP **19**, 922 (1964).
28. Yu. A. Aleshchenko, A. V. Muratov, V. V. Pavlova, Yu. G. Selivanov, and E. G. Chizhevskii, JETP Lett. **99**, 187 (2014).
29. M. Bannikov, Yu. G. Selivanov, V. P. Martovitskii, V. A. Prudkoglyad, and A. Yu. Kuntsevich, J. Appl. Phys. **137**, 035102 (2025).
30. Y. Pan, A. M. Nikitin, G. K. Araizi, Y. K. Huang, Y. Matsushita, T. Naka, and A. de Visser, Sci. Rep. **6**, 28632 (2016).
31. A. Yu. Kuntsevich, V. P. Martovitskii, G. V. Rybalchenko, Yu. G. Selivanov, M. I. Bannikov, O. A. Sobolevskiy, and E. G. Chizhevskii, Materials **12**, 3899 (2019).
32. A. Yu. Kuntsevich, G. V. Rybal'chenko, V. P. Martovitskii, M. I. Bannikov, Yu. G. Selivanov, S. Yu. Gavrilkin, A. Yu. Tsvetkov, and E. G. Chizhevskii, JETP Lett. **111**, 151 (2020).
33. H. Huang, J. Gu, M. Tan, Q. Wang, and P. Ji, X. Hu, Sci. Rep. **7**, 45565 (2017).
34. M. Chrobak, K. Maćkoś, M. Jurczyszyn et al. (Collaboration), New J. Phys. **22**, 063020 (2020).
35. L. Chen, Y.-L. Zhang, and R.-S. Han, J. Phys.: Condens. Matter **31**, 505603 (2019).
36. L. Chirolli, Phys. Rev. B **102**, 094202 (2020).
37. J. A. Alexander-Webber, J. Huang, J. Beilsten-Edmands, T. J. B. M. Janssen, A. M. R. Baker, A. D. Nicholas, and R. J. Nicholas, J. Phys.: Condens. Matter **30**, 155302 (2018).