

Анизотропное влияние зарождающейся сверхпроводимости на электронный транспорт в FeSe

П. Д. Григорьев^{a,b,c 1)}, А. А. Синченко^{d,e}, К. К. Кешарпу^c, А. Шакин^c, Т. И. Могилюк^f, А. П. Орлов^d,
А. В. Фролов^{d,g}, Д. С. Любшин^{a,g}, Д. А. Чареев^{h,i}, О. С. Волкова^{c,i,k}, А. Н. Васильев^{c,j,k}

^aИнститут теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, 142432 Черногловка, Россия

^bФизический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

^cНациональный исследовательский технологический университет (МИСиС), 119049 Москва, Россия

^dИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

^eНациональный исследовательский ядерный университет (МИФИ), 115409 Москва, Россия

^fНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

^gМосковский физико-технический институт (государственный университет), 141700 Долгопрудный, Россия

^hИнститут экспериментальной минералогии РАН, 142432 Черногловка, Россия

ⁱУральский Федеральный Университет, 620002 Екатеринбург, Россия

^jНациональный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, 101000 Москва, Россия

^kМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 21 апреля 2017 г.

После переработки 15 мая 2017 г.

Предложена теоретическая модель для описания проводимости слоистого анизотропного нормального металла, содержащего малые сверхпроводящие включения при произвольном эксцентриситете сфероидных сверхпроводящих островков. Проведены измерения электронных транспортных и магнитных свойств монокристаллов FeSe, результаты которых указывают на существование сверхпроводимости при температурах, значительно превышающих критическую температуру сверхпроводящего перехода, соответствующую обращению в ноль электросопротивления. В рамках предложенной модели удалось получить количественное согласие объемной доли сверхпроводящих включений и ее температурной зависимости, определенной по результатам выполненных транспортных и магнитных измерений.

DOI: 10.7868/S0370274X17120086

Сверхпроводимость в наиболее перспективных соединениях, таких как медно-оксидные или железосодержащие соединения, как правило, проявляется при наличии нестехиометрии химического состава или легирования. Сверхпроводимость в таких системах, возможно, первоначально возникает в виде небольших изолированных сверхпроводящих островков [1], которые становятся соединенными и когерентными при понижении температуры или при изменении других параметров, таких как легирование или давление. Именно такое поведение было обнаружено недавно в работе [2] при исследовании монокристаллов FeSe: измерения проводимости мостиковых структур, ориентированных перпендикулярно

слоям монокристаллов FeSe, показали присутствие избыточной проводимости, наблюдавшейся до температуры 40 К. Детальные измерения магнитной восприимчивости монокристаллов FeSe позволили обнаружить появление слабого диамагнитного отклика при тех же температурах. Причем в транспортных измерениях эффект проявлялся анизотропно: избыточная проводимость при высоких T наблюдалась лишь в транспорте в направлении, перпендикулярном слоям FeSe, тогда как в транспорте в плоскости слоев эффект избыточной проводимости наблюдался лишь в узкой области температур сверхпроводящих флуктуаций (не более 1–2 К выше $T_c = 8$ К). Данные результаты были интерпретированы как результат проявления неоднородной сверхпроводимости в виде

¹⁾e-mail: grigorev@itp.ac.ru

малых включений с объемной долей $\sim 10^{-3} - 10^{-4}$ [2]. Присутствие в FeSe высокотемпературной сверхпроводящей фазы подтверждается также результатами работы [3]. Дополнительный интерес к данному явлению придает тот факт, что температура возникновения неоднородной сверхпроводимости ~ 40 К соответствует максимальной температуре сверхпроводящего перехода в FeSe, достигаемой под давлением [4, 5].

Альтернативным объяснением обнаруженным в [2] эффектам могло бы быть явление флуктуационной сверхпроводимости [6]. В этом случае необходимо показать, что, во-первых, флуктуации могут быть существенными при температурах значительно выше T_c , и, во-вторых, флуктуации проявляются очень анизотропно, когда наибольший эффект наблюдается в направлении наименьшей проводимости, т.е. в случае FeSe в транспорте поперек слоев. Однако в рамках существующих в настоящее время представлений последнее оказывается невозможным. Действительно, согласно [6] (глава 3), в рамках временного функционала Гинзбурга–Ландау (т.е. вблизи T_c) избыточная проводимость, обусловленная флуктуациями, в слоистых квазидвумерных сверхпроводниках без магнитного поля дается выражениями:

$$\Delta\sigma_{xx}(\epsilon, h = 0, \omega = 0) = \frac{e^2}{16s} \frac{1}{\sqrt{\epsilon(\epsilon + r)}}, \quad (1)$$

$$\Delta\sigma_{zz}(\epsilon, h = 0, \omega = 0) = \frac{e^2 s}{32\xi_{xy}^2} \left(\frac{\epsilon + r/2}{\sqrt{\epsilon(\epsilon + r)}} - 1 \right), \quad (2)$$

где s – межслоевое расстояние, $r = 4\xi_z^2(0)/s^2$, ξ_{xy} и ξ_z – сверхпроводящая длина когерентности соответственно в проводящей плоскости и поперек слоев,

$$\epsilon \equiv \ln(T/T_c) \approx (T - T_c)/T_c \ll 1. \quad (3)$$

При $\epsilon \ll r$ имеем

$$\Delta\sigma_{zz} \approx \frac{e^2 s}{16\xi_{xy}^2} \frac{\xi_z^2(0)/s^2}{\sqrt{\epsilon(\epsilon + r)}} = \Delta\sigma_{xx} \frac{\xi_z^2(0)}{\xi_{xy}^2}, \quad (4)$$

тогда как при $r \ll \epsilon$ уравнение (2) дает

$$\Delta\sigma_{zz} = \frac{e^2 s}{32\xi_{xy}^2} \frac{r^2}{8\epsilon^2} \ll \Delta\sigma_{xx} \frac{s^2}{\xi_{xy}^2}. \quad (5)$$

Как видно, в обоих случаях избыточная проводимость в результате флуктуаций в направлении поперек слоев $\Delta\sigma_{zz}$ оказывается много меньше (на величину параметра $\lesssim \xi_z^2/\xi_{xy}^2$) избыточной проводимости

в плоскости слоев $\Delta\sigma_{xx}$. Согласно определению ξ , параметр $\xi_z^2/\xi_{xy}^2 \sim v_z^2/v_x^2 \sim \sigma_{zz}/\sigma_{xx}$. Соответственно, объяснить наблюдаемую экспериментально в FeSe анизотропию избыточной проводимости сверхпроводящими флуктуациями в рамках временного уравнения Гинзбурга–Ландау не представляется возможным. Более строгая микроскопическая теория флуктуационного вклада в проводимость (см. главу 7 в [6] и ссылки там), работающая вдали от T_c и включающая не только поправку Асламазова–Ларкина, описываемую формулами (1), (2), но и поправки Маки–Томпсона и от перенормировки плотности одноэлектронных состояний, делает расхождение с наблюдаемыми в FeSe данными еще сильнее и даже предсказывает рост поперечного сопротивления вместо избыточной проводимости, наблюдаемой в нашем эксперименте. Таким образом, объяснить наблюдаемую в FeSe анизотропную избыточную проводимость в рамках существующей в настоящее время теории флуктуационной проводимости представляется проблематичным.

Предложенная в [2] теоретическая модель основана на представлении о существовании в анизотропном проводнике, содержащем изолированные сверхпроводящие включения сферической формы с объемной долей $\phi \ll 1$, двух каналов межслоевого транспорта: однородного тока строго в направлении электрического поля (поперек слоев) и тока, протекающего вдоль высокопроводящих слоев от одного сверхпроводящего включения до другого, через которое ток переходит на соседние слои. Найденные в рамках модели выражения для межслоевой проводимости позволили оценить параметр ϕ . Было получено качественное согласие температурных зависимостей $\phi(T)$, определенных по результатам транспортных и магнитных измерений. Однако наблюдаемые количественные расхождения указывали на необходимость применения более строгой модели. Принимая во внимание значительную анизотропию FeSe, представляется более естественным предположить, что изолированные сверхпроводящие островки не являются строго сферическими, а скорее всего сплюснуты в направлении перпендикулярно слоям, поскольку сверхпроводящая длина когерентности в проводящей плоскости ξ_a больше длины когерентности ξ_c в межслоевом направлении.

В настоящей работе предложено теоретическое описание проводимости именно в такой неоднородной системе со сверхпроводящими островками сфероидной формы с произвольным эксцентриситетом, т.е. в форме эллипсоида вращения с двумя одинаковыми главными осями вдоль проводящей плоскости

и меньшей главной осью в межслоевом направлении. Анализ полученных экспериментальных результатов в рамках данной модели позволил получить как качественное, так и количественное согласие при оценке доли сверхпроводящей фазы ϕ , полученной при измерениях магнитной восприимчивости и электронного переноса.

В слоистом проводнике с параметром анизотропии $\eta \equiv \sigma_{zz}/\sigma_{xx} \ll 1$, содержащем сверхпроводящие включения с объемной долей $\phi \ll 1$, имеются два канала протекания межслоевого тока j (рис. 1). В ре-

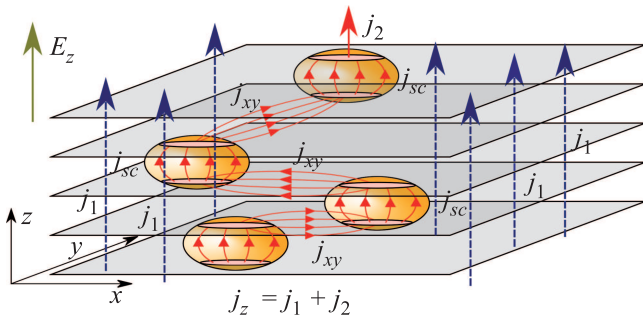


Рис. 1. (Цветной онлайн) Иллюстрация двух каналов протекания межслоевого тока в слоистом анизотропном проводнике, содержащем сверхпроводящие включения

зультате полный межслоевой ток и проводимость составили $j_{\text{tot}} = j_1 + j_2$ и $\sigma_{zz}^{\text{tot}} = \sigma_{zz}^{(1)} + \sigma_{zz}^{(2)}$. Первый член суммы в выражении для тока – однородная плотность тока, направленного строго перпендикулярно слоям $j_1(r)$. Наличие сверхпроводящих включений лишь незначительно увеличивает межслоевую проводимость $\sigma_{zz}^{(1)}$ пропорционально их объемной доли, и $\sigma_{zz}^{(1)} \sim \eta \sigma_{xx}$. Второй член суммы $\sigma_{zz}^{(2)} \sim \phi \sigma_{xx}$ определяется механизмом второго канала протекания: ток от одного сверхпроводящего включения протекает вдоль высокопроводящих слоев, пока не достигнет следующего включения, через которое переходит в соседний слой. Для этого канала проводимости нормальный межслоевой ток отсутствует.

При условии $\phi \ll 1$ справедливо приближение Максвелла [7]: изотропная трехмерная среда с проводимостью σ_1 , содержащая включения эллипсоидальной формы с осями $a_z \neq a_x = a_y$, проводимостью σ_2 , объемной долей $\phi \ll 1$ эквивалентна однородной среде с эффективной проводимостью σ_e , определяемой линейным матричным уравнением (уравнение 18.9 в [7]):

$$(1 - \phi)(\sigma_e - \sigma_1 \mathbf{I}) + \frac{\phi(\sigma_e - \sigma_2 \mathbf{I})}{\mathbf{I} + \mathbf{A}(\sigma_2 - \sigma_1)/\sigma_1} = 0, \quad (6)$$

где \mathbf{I} – единичная 3×3 матрица, \mathbf{A} – диагональная матрица,

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} Q & 0 & 0 \\ 0 & Q & 0 \\ 0 & 0 & 1 - 2Q \end{pmatrix}, \quad (7)$$

в которой для вытянутых сфероидальных включений ($a_x = a_y, a_z^2/a_x^2 \equiv \gamma > 1$ с эксцентриситетом $\chi = \sqrt{1 - 1/\gamma}$)

$$2Q = 1 + \frac{1}{\gamma - 1} \left[1 - \frac{1}{2\chi} \ln \left(\frac{1 + \chi}{1 - \chi} \right) \right]. \quad (8)$$

При $\gamma \gg 1$, т.е. для очень вытянутых сфероидов (эллипсоидов с двумя одинаковыми главными осями) выражение упрощается:

$$Q = \frac{1}{2} + \frac{2 - \ln(4\gamma)}{4\gamma}. \quad (9)$$

Решением уравнения (6) является диагональная матрица

$$\sigma_e = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \quad (10)$$

со значениями

$$\frac{\sigma_{xx}}{\sigma_1} = \frac{(1 - Q)\sigma_1(1 - \phi) + \sigma_2(Q + \phi - Q\phi)}{\sigma_1(1 - Q(1 - \phi)) + Q\sigma_2(1 - \phi)}, \quad (11)$$

$$\sigma_y = \sigma_x,$$

$$\frac{\sigma_{zz}}{\sigma_1} = \frac{2Q(\sigma_2 - \sigma_1)(1 - \phi) - \sigma_2}{2Q(\sigma_2 - \sigma_1)(1 - \phi) - \sigma_2(1 - \phi) - \phi\sigma_1}. \quad (12)$$

Для сверхпроводящих включений с $\sigma_2/\sigma_1 \rightarrow \infty$ уравнения (11), (12) упрощаются:

$$\frac{\sigma_{xx}}{\sigma_1} = \frac{Q + \phi - Q\phi}{Q(1 - \phi)}, \quad \frac{\sigma_{zz}}{\sigma_1} = \frac{2Q(1 - \phi) - 1}{(2Q - 1)(1 - \phi)}. \quad (13)$$

При $\gamma \gg 1$, подставляя (9) в (13), получаем в низшем порядке по ϕ и $1/\gamma$:

$$\frac{\sigma_{xx}}{\sigma_1} \approx \frac{1}{1 - \phi} + \phi, \quad \frac{\sigma_{zz}}{\sigma_1} \approx \frac{1}{1 - \phi} + \frac{2\gamma\phi}{\ln(4\gamma) - 2}. \quad (14)$$

Проблема проводимости в анизотропной среде может быть преобразована в проблему изотропной среды с анизотропным растяжением координат. Тогда ток, протекающий в среде с плоскостной анизотропией, т.е. когда $\sigma_{zz} < \sigma_{xx} = \sigma_{yy}$, эквивалентен току, протекающему в изотропной среде с $\sigma_{zz}^* = \sigma_{xx}^* = \sigma_{yy}^* = \sigma_{xx}$, подвергнутой одноосной дилатации вдоль оси z : $z_* = z/\sqrt{\eta}$, где $\eta = \sigma_{zz}/\sigma_{xx}$. В этом

случае сфероидальные включения с главными осями $a_z \neq a_x = a_y$ внутри анизотропной среды трансформируются в вытянутые эллипсоиды с соотношением осей $a_z^*/a_x^* = \sqrt{\gamma/\eta} > 1$ с эксцентриситетом $\chi = \sqrt{1 - \eta/\gamma}$. Тогда найти тензор эффективной проводимости можно, используя уравнения (6)–(14) с модифицированной $\gamma \rightarrow \gamma^* \equiv \gamma/\eta$. Для возвращения к первоначальной проблеме необходимо лишь умножить σ_{zz} в уравнениях (12)–(14) на η . В результате имеем в пределе $\gamma^* \equiv \gamma/\eta \gg 1$ и $\sigma_2/\sigma_1 \rightarrow \infty$:

$$\frac{\sigma_{xx}}{\sigma_1} \approx \frac{1}{1-\phi} + \phi, \quad \frac{\sigma_{zz}}{\sigma_1} \approx \frac{\eta}{1-\phi} + \frac{2\gamma\phi}{\ln(4\gamma/\eta) - 2}, \quad (15)$$

где первоначальное отношение $\gamma \equiv a_z^2/a_x^2$ для главных осей эллипсоида произвольно и может быть меньше единицы, как на рис. 1, при условии, что $\gamma^* \equiv \gamma/\eta > 1$.

Выражение (15) для межслоевой проводимости σ_{zz} состоит из двух частей. Первая (нормальная) часть при условии $\phi \ll 1$ лишь очень незначительно возрастает, подобно проводимости в плоскости слоев σ_{xx} . Данная часть обусловлена прямым межслоевым транспортом с плотностью тока j_1 , перпендикулярным проводящим слоям. Вторая часть σ_{zz} в уравнении (15) соответствует сильно неоднородной плотности тока j_2 : он протекает через сверхпроводящие островки вдоль оси z и вдоль проводящих (x, y) слоев между ними. Данный член не содержит малого параметра анизотропии η , но включает другую малую величину – объемную долю сверхпроводящей фазы ϕ . Поэтому при $\phi > \eta$ результирующая анизотропия проводимости, обусловленная сверхпроводящими включениями, уменьшается с $\sigma_{xx}/\sigma_{zz} = 1/\eta \gg 1$ до $\sigma_{xx}/\sigma_{zz} \approx C/\gamma\phi$, где $C \sim 1$.

Уравнения (13) и (8) определяют температурную зависимость проводимости в таком неоднородном сверхпроводящем состоянии при произвольном γ . Однако в FeSe $\eta \approx 1/400 \ll 1$, $\gamma^* \equiv \gamma/\eta \gg 1$, и значительно более простое выражение (15) для проводимости в такой неоднородной среде также хорошо применимо.

В рамках модели проведен анализ экспериментальных результатов измерений электронного транспорта и магнитной восприимчивости монокристаллов FeSe. Монокристаллы FeSe_{1- δ} были выращены в вакуумированных кварцевых ампулах в потоке AlCl₃/KCl при постоянном температурном градиенте [8]. Структуры типа “мезы” для исследования межслоевого электронного транспорта готовили методом травления сфокусированным ионным пучком и имели такую же геометрию, как и в работе [2]: мостики с сечением 2 × 2 мкм и длиной ~ 200 нм. Так же

как и в работе [2], избыточную проводимость, обусловленную неоднородной сверхпроводимостью при $T > T_c = 8$ К, определяли как отклонение зависимости $dV/dI(V)$ от квадратичной зависимости, соответствующей поведению нормального металла. Температурную зависимость магнитной восприимчивости монокристаллов FeSe снимали с помощью измерительной системы “9T Quantum Design”, используя опцию “AC Measurement”. Плоскость кристаллов FeSe была ориентирована перпендикулярно внешнему магнитному полю $H = 10$ Э. Измерения проводились на частоте 10 кГц. Расчет магнитной восприимчивости выполняли для значения размагничивающего фактора $N \sim 0.5$ по классическим формулам [9].

На рис. 2 показаны дифференциальные вольт-амперные характеристики (ВАХ) одной из структур

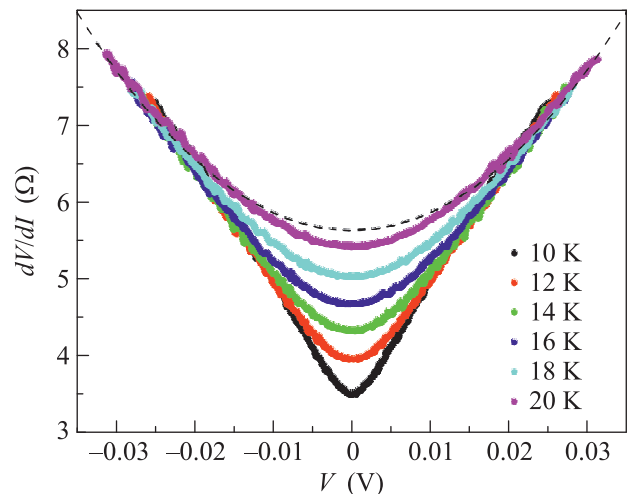


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости $dV/dI(V)$ мостиковой структуры, ориентированной перпендикулярно проводящим слоям FeSe при температурах выше $T_c = 8$ К, демонстрирующие избыточную проводимость

при нескольких температурах выше T_c . Видно, что данные ВАХ следуют квадратичному закону, соответствующему джоулевому разогреву нормального металла (пунктирная кривая) только при больших токах. При малых токах экспериментальные зависимости значительно отклоняются от квадратичного закона, демонстрируя избыточную проводимость, обусловленную наличием изолированных сверхпроводящих включений. Абсолютные значения избыточной проводимости определяли путем вычитания из экспериментальных кривых базовой зависимости, соответствующей поведению нормального металла.

На рис. 3 показана температурная зависимость действительной части магнитной восприимчивости

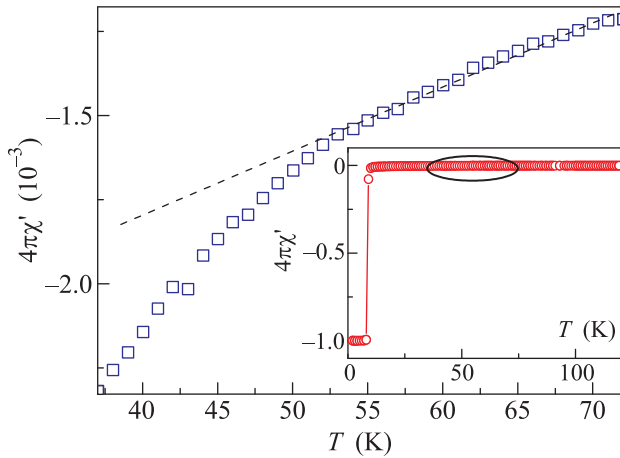


Рис. 3. (Цветной онлайн) Температурная зависимость действительной части магнитной восприимчивости $4\pi\chi'$ монокристалла FeSe в интервале температур 40–70 К. На вставке показана кривая $4\pi\chi'(T)$ во всем температурном диапазоне

$4\pi\chi$, на вставке – кривая $4\pi\chi(T)$ во всем температурном диапазоне. Основной график показывает изменение $4\pi\chi$ в узком диапазоне температур 40–70 К, выделенном окружностью на вставке. Видно, что на фоне слабого линейного изменения $4\pi\chi(T)$, наблюдавшегося во всем измеряемом диапазоне температур, при $T < 50$ К появляется дополнительный диамагнитный вклад, монотонно возрастающий с понижением температуры, который логично связать с появлением неоднородной сверхпроводимости.

В обоих случаях проводили оценку объемной доли сверхпроводящей фазы. В случае транспортных измерений для расчета использовали формулу (15). Результаты данной оценки показаны на рис. 4. Кружками показаны значения ϕ при изменении температуры, полученные для $\gamma = 1$, соответствующего сферической форме сверхпроводящих включений, как в работе [2]. Квадраты соответствуют зависимости $\phi(T)$, полученной в результате измерений магнитной восприимчивости. Используя γ как подгоночный параметр, было получено полное совпадение зависимостей $\phi(T)$ для обоих экспериментов. Найденные при этом подгоночные значения γ в зависимости от температуры показаны на вставке рис. 4. Как и ожидалось, значение $\gamma < 1$, т.е. сфероидные сверхпроводящие включения, сплюснуты вдоль оси z . При $T < 17$ К значение γ практически не зависит от температуры и составляет 0.39, что соответствует соотношению осей сверхпроводящих сфероидов $a_z/a_x = 0.62$ и находится в разумном согласии с фактором размагничивания $N = 0.5$, использованного при расчете магнитной восприимчивости. С повы-

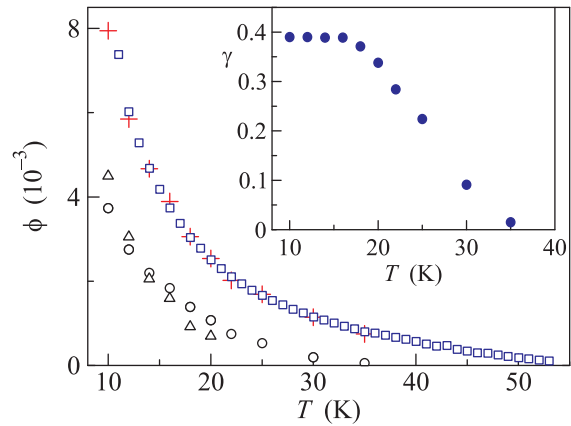


Рис. 4. (Цветной онлайн) Температурная зависимость объемной доли сверхпроводящей фазы FeSe. Кружками и треугольниками показаны значения ϕ , полученные в результате измерений двух структур и рассчитанные из уравнения (15) при значении параметра $\gamma = 1$, соответствующего сферической форме сверхпроводящих гранул, квадратами показаны ϕ , найденные по результатам магнитных измерений, крестиками – значения ϕ , определенные по результатам транспортных измерений с помощью уравнения (15) при варьировании параметра $\gamma \equiv a_z^2/a_x^2$ до наилучшего совпадения с результатами магнитных измерений. На вставке показана зависимость $\gamma(T)$, определенная по результатам этой подгонки

шением температуры выше 17 К (см. рис. 4) γ монотонно уменьшается и при $T > 30$ К становится меньше 0.1.

Данное поведение зависимости $\gamma(T)$ может быть обусловлено переходом от макроскопического к микроскопическому размеру сверхпроводящих включений, сравнимому с длиной когерентности, когда их форма уже определяется отношением длин когерентности вдоль и поперек проводящих слоев. Форма макроскопических сверхпроводящих включений определяется в основном формой источника пространственной неоднородности: для FeSe это скорее всего неоднородность легирования, форма которой неизвестна. Вероятно, именно эта форма неоднородностей легирования имеет отношение протяженности поперек и вдоль слоев $a_z/a_x = 0.62$, наблюдаемое во время эксперимента в форме сверхпроводящих включений при $T < 17$ К. Дополнительный проигрыш в поверхностной энергии на границе металл–сверхпроводник, определяемый градиентным членом в свободной энергии Гинзбурга–Ландау, для макроскопических включений не играет определяющей роли из-за малости отношения поверхности к объему. Однако по мере повышения температуры

объемная доля и размер сверхпроводящих включений уменьшаются. Когда размер сверхпроводящих включений становится порядка длины когерентности $\xi = \hbar v_F / \pi \Delta$, форма сверхпроводящих включений уже начинает определяться ее анизотропией. Отношение осей $\sqrt{\gamma} = a_z / a_x$ микроскопических сверхпроводящих включений, по-видимому, дается отношением длин когерентности $\xi_c / \xi_a \approx \sqrt{\eta} \approx 0.07$, что соответствует температуре $T \approx 32$ К на рис. 4. Однако, предложенная простая модель, использующая классические формулы в приближении Максвелла и не рассматривающая микроскопическую структуру на границе сверхпроводимость–металл, вероятно, описывает лишь качественно электронный перенос в присутствии микроскопических сверхпроводящих включений. Поэтому для количественного описания экспериментальных данных при температуре выше 30 К, вероятно, требуется более микроскопическая модель для проводимости в такой гетерогенной системе.

Таким образом, мы обобщили предложенную в [2] модель межслоевой проводимости в анизотропной гетерогенной среде, в которой имеются изолированные сверхпроводящие включения, рассмотрев сфероидную форму данных включений с произвольным эксцентриситетом (см. рис. 1). Полученные уравнения (13) и (8) определяют температурную зависимость проводимости в таком неоднородном сверхпроводящем состоянии при произвольном параметре анизотропии $\eta = \sigma_{zz} / \sigma_{xx}$. В пределе $\eta \ll 1$ получена простая и удобная формула (15) для проводимости в такой неоднородной среде, позволяющая определять температурную зависимость объемной доли сверхпроводящей фазы из экспериментальных данных по температурной зависимости избыточной проводимости. При этом использованная в модели не сферическая, а сплюснутая сфероидная форма сверхпроводящих включений позволяет добиться количественного согласия между полученными экспериментальными данными по температурной зависимости избыточной проводимости и магнитной восприимчивости в FeSe (см. рис. 4). Представляется крайне интересным проведение экспериментов, направленных на прямое наблюдение сверхпроводящих включений в FeSe. В случае справедливости предложенной модели полученные в настоящей работе результаты позволят лучше понять механизм зарождения сверхпроводимости в FeSe. Данная модель может быть применима и к другим слоистым анизотропным сверхпроводникам, например, для описания наблюдаемого аналогичного FeSe анизотропного появления сверхпроводимости в органических металлах $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ и

$(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ [10–12], где пространственная неоднородность появляется не из-за легирования, а из-за конкуренции сверхпроводимости с волной зарядовой/спиновой плотности и анионного упорядочения. Также похожее поведение избыточной проводимости выше T_c наблюдалось в высокотемпературном сверхпроводнике $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ [13].

Работа поддержана программой МИСиС # К2-2016-066, грантом РФФИ # 16-02-00522, программой 211 правительства России, контракт 02.A03.21.0006. Теоретическая часть поддержана грантом РНФ #16-42-01100. В работе использованы материалы проекта ТЗ-89 “Квантовые кооперативные явления при низких и сверхнизких температурах” в рамках Программы “Научный фонд Национального исследовательского университета “Высшая школа экономики””.

1. V. Z. Kresin, Yu. N. Ovchinnikov, and S. A. Wolf, *Physics Reports* **431**, 231 (2006).
2. A. A. Sinchenko, P. D. Grigoriev, A. P. Orlov, A. V. Frolov, A. Shakin, D. A. Chareev, O. S. Volkova, and A. N. Vasiliev, *Phys. Rev. B* **95**, 165120 (2017).
3. Yu. G. Naidyuk, G. Fuchs, D. A. Chareev, and A. N. Vasiliev, *Phys. Rev. B* **93**, 144515 (2016).
4. Y. Mizuguchi, F. Tomioka, S. Tsuda, T. Yamaguchi, and Y. Takano, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 152505 (2008).
5. S. Medvedev, T. M. McQueen, I. A. Troyan, T. Palasyuk, M. I. Erements, R. J. Cava, S. Naghavi, F. Casper, V. Ksenofontov, G. Wortmann, and C. Felser, *Nature Materials* **8**, 630 (2009).
6. A. Larkin and A. Varlamov, *Theory of Fluctuations in Superconductors*, Oxford Science Publications (2007) [A. A. Варламов, А. И. Ларкин, *Теория флуктуаций в сверхпроводниках*, Добросвет, М. (2007)].
7. S. Torquato, *Random Heterogeneous Materials*, Springer (2001).
8. D. Chareev, E. Osadchii, T. Kuzmichev, J.-Y. Lin, S. Kuzmichev, O. Volkova, and A. Vasiliev, *Cryst. Eng. Comm.* **15**(10), 1989 (2013).
9. R. B. Goldfarb, M. Leleental, and C. A. Thompson, *Magnetic Susceptibility of Superconductors and Other Spin Systems*, ed. by R. A. Hein, T. L. Francavilla, and D. H. Liebenberg, Plenum, N.Y. (1991), p. 49–80.
10. N. Kang, B. Salameh, P. Auban-Senzier, D. Jerome, C. R. Pasquier, and S. Brazovskii, *Phys. Rev. B* **81**, 100509(R) (2010).
11. A. Narayanan, A. Kiswandhi, D. Graf, J. Brooks, and P. Chaikin, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 146402 (2014).
12. Ya. A. Gerasimenko, S. V. Sanduleanu, V. A. Prudkoglyad, A. V. Kornilov, J. Yamada, J. S. Qualls, and V. M. Pudalov, *Phys. Rev. B* **89**, 054518 (2014).
13. N. E. Hussey, K. Nozawa, H. Takagi, S. Adachi, and K. Tanabe, *Phys. Rev. B* **56**, 11423 (1997).