

ВЛИЯНИЕ КОРОТКОЖИВУЩИХ ВОЗБУЖДЕНИЙ НА МИКРОВОЛНОВОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В КРИСТАЛЛАХ $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$

И. И. Гимазов ^{a,*}, Н. М. Лядов ^a, Д. А. Чареев ^{b,c,d}, А. Н. Васильев ^{e,f}, Ю. И. Таланов ^a

^a Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского
420029, Казань, Россия

^b Институт экспериментальной минералогии Российской академии наук
142432, Черногловка, Московская обл., Россия

^c Казанский федеральный университет
420008, Казань, Россия

^d Уральский федеральный университет им. Б. Н. Ельцина
620002, Екатеринбург, Россия

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

^f Национальный исследовательский Южно-Уральский университет
454080, Челябинск, Россия

Поступила в редакцию 18 января 2019 г.,
после переработки 8 февраля 2019 г.
Принята к публикации 21 февраля 2019 г.

Представлены результаты измерений сопротивления и микроволнового поглощения в монокристаллах $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x$ с различным соотношением Se/Te. Сравнение данных по микроволновому поглощению и температурной зависимости сопротивления позволило выделить вклады магнитных флуктуаций двух типов. Один из них связан с анизотропными (нематическими) магнитными флуктуациями. Он наблюдается в широкой области температур, от 30 К примерно до 150–200 К. В кристаллах FeSe этот вклад имеет максимум вблизи температуры структурного перехода. Вторая аномалия микроволнового поглощения располагается в узком температурном диапазоне выше перехода в сверхпроводящее состояние. Предполагается, что она обусловлена магнитными флуктуациями неелевского типа. Отжиг образцов в кислородной атмосфере позволил заключить, что избыточное железо не оказывает влияния на наблюдаемые аномалии.

DOI: 10.1134/S0044451019070101

1. ВВЕДЕНИЕ

Халькогениды железа, несмотря на простую кристаллическую структуру, обладают богатой фазовой диаграммой, на которой перекрываются и взаимодействуют фазы с различными структурными, электронными, магнитными и орбитальными параметрами порядка (см., например, обзор [1]). Ключевая задача их исследований заключается в определении взаимодействия, играющего определяющую роль в формировании сверхпроводящего состояния.

Переход в сверхпроводящее состояние соединения FeSe наблюдается при температуре $T_c \approx 8.5$ К (при атмосферном давлении). С понижением температуры структурный переход с изменением тетрагональной кристаллической решетки на орторомбическую происходит при $T \approx 90$ К. Он сопровождается установлением нематического порядка [2]. Образование нематического порядка характеризуется понижением вращательной симметрии, а именно, превращением оси вращения четвертого порядка в ось второго порядка с переходом к соответствующей симметрии электронных характеристик кристалла, таких как сопротивление, магнитная восприимчивость и т. п.

* E-mail: gimazov@kfti.knc.ru

Данные, полученные с помощью ядерного магнитного резонанса (ЯМР) [3,4], нейтронного рассеяния [5] и фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES) [6], указывают на то, что важную роль при формировании как нематического порядка, так и сверхпроводящего состояния играют спиновые флуктуации. И хотя дальний магнитный порядок в FeSe отсутствует при нормальных условиях, он легко может быть установлен путем приложения давления [7–9]. Более того, усиление спиновых флуктуаций [3,10] и повышение температуры сверхпроводящего перехода до 38 К [8,10] с увеличением давления происходят одновременно, что свидетельствует о связи этих явлений. При этом спиновые флуктуации имеют анизотропный параметр порядка страйп-типа, т.е. они являются нематическими флуктуациями. Такие флуктуации существуют в интервале температур примерно до 100 К, несмотря на то что с увеличением давления температура структурного перехода (орбитального упорядочения) уменьшается [5].

На сверхпроводящее состояние и другие фазы FeSe можно повлиять не только внешним давлением. Например, замена части Se на Te или части Fe на другие переходные элементы, или внедрение различных химических соединений в кристаллическую решетку FeSe создают внутреннее напряжение в материале (так называемое «химическое давление»), которое действует как внешнее давление и, в частности, приводит к повышению температуры сверхпроводящего перехода T_c . Таким образом, соединения $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$ с $x \approx 0.5$ имеют $T_c \approx 14$ К (см., например, [11]), а замена 2% железа на Cr или V увеличивает T_c примерно до 12 К [12]. Внедрение $\text{C}_3\text{N}_2\text{H}_{10}$ вместе с Li в FeSe позволило авторам работы [13] увеличить критическую температуру до 45 К при атмосферном давлении.

Что касается нематического порядка, то его наличие в кристаллах $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x$ с $x < 1$ не столь однозначно. Можно ожидать, что в них нематичность существует в виде флуктуаций, как в FeSe выше структурного перехода при $T_s = 90$ К [2]. Поэтому для ее обнаружения необходимо применять измерительную технику, работающую на высоких частотах. В настоящей работе мы используем измерения микроволнового поглощения (МВП) на частоте около 10^{10} Гц для выявления флуктуаций магнитного и нематического параметров порядка в кристаллах $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$ с различным соотношением Se и Te. Принимая во внимание, что в отсутствие сверхпроводимости и флуктуаций микроволновое поглощение определяется омическими потерями, сравнение

данных о сопротивлении на постоянном токе и микроволновом поглощении позволяет выделить вклады флуктуационных процессов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В наших экспериментах для измерения амплитуды микроволнового излучения, поглощаемого образцом, использовался модифицированный спектрометр электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) фирмы Bruker BER-418s. В спектрометре генерируемое клистроном на частоте около 9.2–9.5 ГГц микроволновое поле по волноводу поступает в резонатор. Из отраженной части излучения с помощью синхронного детектора извлекается информация о поглощении исследуемым образцом. Для повышения чувствительности к слабым электронным возбуждениям используется модуляция сигнала. Чтобы сохранять внешнее магнитное поле неизменным в ходе регистрации МВП при изменении температуры, мы использовали модуляцию микроволнового поля вместо модуляции постоянного магнитного поля. Для этого использовался PIN-диод, встроенный в волновод между клистроном и резонатором. Температура образца изменялась в пределах от 7 до 300 К с помощью проточного гелиевого криостата.

Известно, что в проводящем материале поглощение микроволн происходит в скин-слое. Поэтому амплитуда МВП пропорциональна объему скин-слоя при условии, что глубина скин-слоя δ много больше длины свободного пробега электронов l_e . Это условие жестко выполняется в наших экспериментах. Ниже это будет показано сравнением величины δ , вычисленной по данным об удельном сопротивлении, с литературными данными по значениям l_e [14]. Следовательно, изменение глубины скин-слоя δ с понижением температуры приводит к температурной зависимости амплитуды сигнала микроволнового поглощения A_{mwa} . Поскольку толщина скин-слоя определяется удельным сопротивлением ρ через уравнение $\delta = c\sqrt{\rho/2\pi\omega\mu}$ (здесь c — скорость света, ω — частота и μ — магнитная проницаемость), получается, что $A_{mwa} \propto \rho^{1/2}$. Это относится к микроволновому поглощению, определяемому омическими потерями. Вклады флуктуаций различных параметров порядка в МВП могут быть выделены путем сравнения функций $A_{mwa}(T)$ и $\rho^{1/2}(T)$. Сопротивление образцов измерялось стандартным четырехконтактным методом на постоянном токе 3.6 мА.

Таблица. Химический состав исследованных образцов и температуры перехода в сверхпроводящее состояние

Номинальный состав	Реальный состав	T_c^{on} , К
FeSe	$Fe_{0.99}Se_{1.01}$	9.1
$FeTe_{0.45}Se_{0.55}$	$Fe_{1.08}Te_{0.44}Se_{0.56}$	14.2
$FeTe_{0.5}Se_{0.5}$	$Fe_{1.27}Te_{0.54}Se_{0.46}$	14.8
$FeTe_{0.9}Se_{0.1}$	$Fe_{1.19}Te_{0.91}Se_{0.09}$	12.3

В работе исследованы четыре монокристалла $FeTe_{1-x}Se_x$ с различным отношением Se/Te. Кристаллы выращены методом кристаллизации из раствора в расплаве. Подробное описание процедуры выращивания кристаллов приведено в работе [15]. Номинальный и реальный составы исследованных образцов представлены в таблице вместе с температурами сверхпроводящего перехода. Элементный состав приготовленных образцов получен с помощью энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии на сканирующем электронном микроскопе Carl Zeiss EVO 50 XVP. Этот анализ выявил присутствие избыточного железа во всех образцах, кроме FeSe. (В общем случае химическая формула должна быть записана как $Fe_{1+y}Te_{1-x}Se_x$.) В этих материалах избыток железа действует двумя способами: с одной стороны, он приводит к дополнительному рассеянию носителей тока, увеличивает удельное сопротивление и снижает критическую температуру [17,18]; с другой стороны, избыточное железо может образовать примесные фазы и вызвать внутренние напряжения, приводящие к улучшению сверхпроводящих параметров материала (как было показано в работе [16]). В нашем случае образцы $FeTe_{1-x}Se_x$ имеют широкий сверхпроводящий переход (3–5 К) с довольно высокой температурой начала перехода (см. таблицу).

Критические температуры исследованных образцов определялись по результатам измерения высокочастотной магнитной восприимчивости на частоте 1.3 кГц. Согласно этим данным, объемная доля сверхпроводимости в кристалле FeSe близка к 100 % и значительно уменьшается с увеличением содержания Te. Это согласуется с данными мюонных исследований соединений $FeTe_{1-x}Se_x$ [19].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты измерения амплитуды микроволнового поглощения в зависимости от температуры

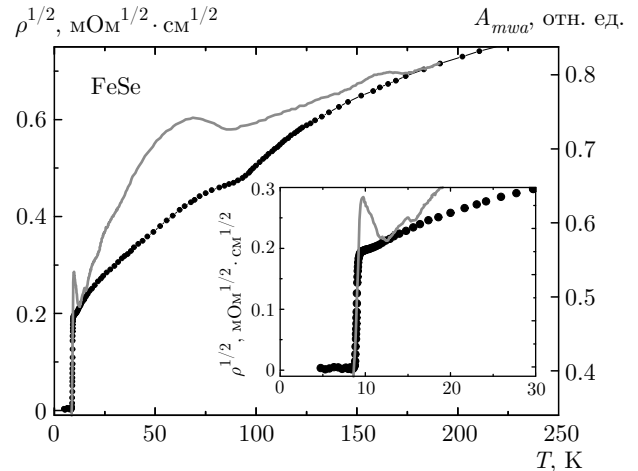


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления $\rho^{1/2}$ (черные кружки) и микроволнового поглощения A_{mwa} (сплошная линия) кристалла FeSe. Амплитуда МВП измерялась в остаточном поле спектрометра ($H_0 = 25$ Э), ориентированном перпендикулярно кристаллической плоскости ab . На вставке показаны данные в узком диапазоне температур, от 0 до 30 К

A_{mwa} и $\rho^{1/2}$ кристалла FeSe показаны на рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления имеет все особенности, неоднократно описанные в литературе (см., например, [2, 8, 20]): положительный наклон во всем диапазоне температур выше T_c с отношением $\rho(300\text{ К})/\rho(10\text{ К}) \approx 19$; аномалия вблизи $T_s \approx 90\text{ К}$, связанная с переходом от тетрагональной к орторомбической кристаллической структуре; резкий спад до нуля при $T_c \approx 9\text{ К}$. Что касается величины ρ , она меняется от 760 мкОм·см при $T = 290\text{ К}$ до 40 мкОм·см при $T = 10\text{ К}$. Это соответствует уменьшению глубины скин-слоя δ от 14 мкм до 3.3 мкм. Несомненно, такие значения δ значительно превышают оценку длины свободного пробега, известную из литературы. В частности, в работе [14] приведено значение $l_e = 3.4\text{ нм}$ для $FeTe_{0.6}Se_{0.4}$, имеющего сопротивление 350 мкОм при низкой температуре. Даже если в FeSe в области низких температур сопротивление в 10 раз меньше, соотношение $\delta \gg l_e$ строго выполняется. Следовательно, во всем диапазоне исследованных температур выше T_c действует условие нормального скин-эффекта.

Из литературы известно, что приложение давления около 2 ГПа приводит к появлению дальнего антиферромагнитного порядка при температурах на 20–30 К выше T_c . Это проявляется в температурной зависимости удельного сопротивления $\rho(T)$ в виде отклонения от линейного хода в области температур $T_c < T < T_N$ [8, 10]. Спиновые флуктуации, усилен-

ные избыточным давлением, вносят вклад в удельное сопротивление и увеличивают его по сравнению с таковым при атмосферном давлении. Этот эффект наблюдается вплоть до температуры, равной примерно 150 К [10]. Вклад флуктуаций, не наблюдаемый в измерениях сопротивления на постоянном токе при нормальных условиях, проявляется на высоких частотах, т. е. в измерениях МВП. На рис. 1 амплитуда МВП соотнесена к данным $\rho^{1/2}$ по величине и наклону кривой при высоких температурах. При понижении температуры ниже примерно 170 К кривая $A_{mwa}(T)$ отклоняется от хода $\rho^{1/2}(T)$ вследствие влияния короткоживущих флуктуаций спинового и/или нематического порядка. Разница между двумя функциями увеличивается с понижением температуры и достигает максимума чуть ниже T_s . При дальнейшем понижении температуры расходимость уменьшается и становится нулевой вблизи $T = T_c$. Подобное поведение было обнаружено для вклада нематического порядка в плоскостную анизотропию удельного сопротивления кристалла FeSe [21]. Немонотонное изменение $\Delta\rho = \rho_a - \rho_b$ с понижением температуры объясняется конкуренцией нематического упорядочения и неупругого рассеяния на анизотропных магнитных флуктуациях. В то время как первый вклад увеличивается и «выходит» на постоянное значение при низких температурах, второй уменьшается до нуля по закону T^2 .

Вблизи T_c , где избыточное давление усиливает спиновые флуктуации до устойчивого антиферромагнитного состояния, при нормальном давлении наблюдается пик на $A_{mwa}(T)$. Отметим, что кривая $A_{mwa}(T)$ имеет излом при $T = T_s$, характерный для перехода от тетрагональной к орторомбической структуре, и демонстрирует резкое падение при $T = T_c$, как и зависимость $\rho(T)$. Исследование неупругого рассеяния нейтронов в FeSe [22] показало наличие спиновых флуктуаций двух типов ниже $T \sim 180$ К. Флуктуации первого типа имеют анизотропный параметр порядка (типа «страйп»), вторые — изотропный (неелевские флуктуации). Разные флуктуации изменяются с температурой по-разному. При понижении температуры спиновые флуктуации Нееля уменьшаются, а страйповые флуктуации усиливаются. Особенно резкие изменения интенсивности флуктуаций происходят в точке структурного перехода T_s . По-видимому, именно эти особенности и конкуренция двух типов спиновых флуктуаций приводят к сложной температурной зависимости МВП с двумя максимумами.

Следует отметить, что пик на кривой $A_{mwa}(T)$ вблизи T_c наблюдается и в купратных сверхпровод-

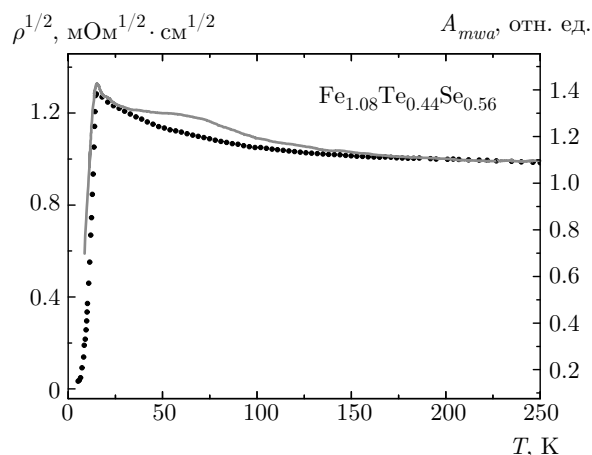


Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления $\rho^{1/2}$ (черные кружки) и микроволнового поглощения A_{mwa} (сплошная линия) кристалла $\text{Fe}_{1.08}\text{Te}_{0.44}\text{Se}_{0.56}$

никах [23, 24]. Однако там его происхождение совершенно иное. В купратах он обусловлен сверхпроводящими флуктуациями. Как было показано ранее, в халькогенидах железа сверхпроводящие флуктуации существуют в очень узком интервале температур (менее 1 К), близком к T_c [25, 26]. Узкий максимум МВП вблизи T_c (рис. 1) имеет заметно большую ширину по температуре (несколько градусов). Кроме того, этот максимум не обнаруживает зависимости от магнитного поля, характерной для сверхпроводящих флуктуаций [23, 24]. (Детальное исследование влияния магнитного поля на микроволновое поглощение в $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$ — предмет отдельного рассмотрения.) На основании изложенного выше связь узкого максимума МВП вблизи T_c со сверхпроводящими флуктуациями представляется маловероятной. Скорее, он связан с антиферромагнитными флуктуациями, которые вызывают дальнедействующее антиферромагнитное упорядочение при приложении давления.

Далее рассмотрим, к чему приводит замена теллура теллурием в образцах $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$. Сначала обсудим результаты, полученные для образца с примерно равным содержанием Se и Te на примере кристалла $\text{Fe}_{1.08}\text{Te}_{0.44}\text{Se}_{0.56}$. Результаты измерений удельного сопротивления и МВП для этого образца представлены на рис. 2. Поскольку величина ρ значительно больше, чем в FeSe, условие нормального скин-эффекта ($\delta \gg l_e$) выполняется для $\text{Fe}_{1.08}\text{Te}_{0.44}\text{Se}_{0.56}$ во всем температурном диапазоне. Форма температурной зависимости удельного сопротивления существенно изменилась по сравнению с FeSe. Прежде всего видно, что ход сопротивле-

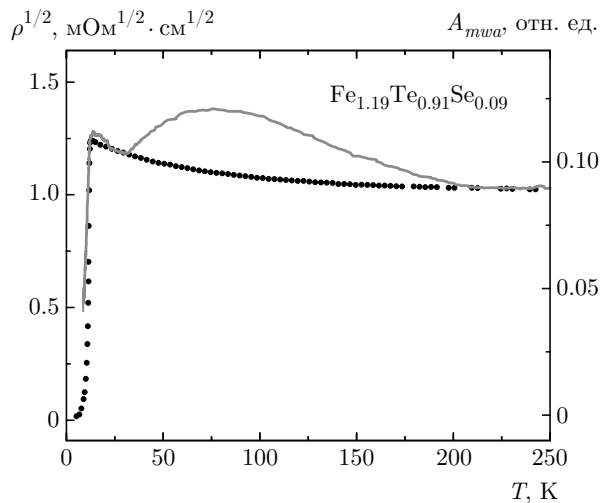


Рис. 3. Температурная зависимость сопротивления $\rho^{1/2}$ (черные кружки) и микроволнового поглощения A_{mwa} (сплошная линия) кристалла $\text{Fe}_{1.19}\text{Te}_{0.91}\text{Se}_{0.09}$

ния стал полупроводниковым вместо металлического. Это очевидный признак присутствия избыточного железа в $\text{Fe}_{1.08}\text{Te}_{0.44}\text{Se}_{0.56}$ [18]. Несмотря на это, температура сверхпроводящего перехода у этого образца остается достаточно высокой — 14.8 К. На кривой $\rho(T)$ отсутствует перегиб, обусловленный структурным переходом и установлением нематического порядка. Однако и в этом образце, так же как в FeSe , на двух температурных участках (около $15 \div 20$ К и $30 \div 150$ К) наблюдается расхождение функций $\rho^{1/2}(T)$ и $A_{mwa}(T)$. Это указывает на наличие магнитных флуктуаций, влияющих на микроволновое поглощение в этих областях. Таким образом, можно предположить, что внутренние напряжения, вызванные замещением Se на Te, вызывают усиление спиновых (нематических) флуктуаций. Воздействие напряжений аналогично влиянию внешнего гидростатического давления. Флуктуации нееевского типа проявляют себя через узкий пик МВП вблизи T_c , а широкая аномалия при более высоких температурах, по-видимому, связана с анизотропными магнитными флуктуациями (см. рис. 2).

При увеличении доли теллура в $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$ примерно до 90 % все эффекты, описанные выше, становятся более выраженными (рис. 3). Температурная зависимость удельного сопротивления имеет те же особенности, что и у $\text{Fe}_{1.08}\text{Te}_{0.44}\text{Se}_{0.56}$: полупроводниковый ход функции $\rho(T)$ выше температуры сверхпроводящего перехода и резкое падение до нуля при T_c . Отметим, что такая картина зависимости $\rho(T)$ характерна для всех образцов $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x$ с $0 < x < 0.4$ [27]. В образце с содержанием тел-

лура около 90 % превышение $A_{mwa}(T)$ над $\rho^{1/2}(T)$ происходит в более широком температурном интервале, от 30 К до 200 К, по сравнению с образцом $\text{Fe}_{1.08}\text{Te}_{0.44}\text{Se}_{0.56}$ (рис. 2). Поскольку мы связываем эту аномалию с вкладом анизотропных спиновых (нематических) флуктуаций, этот рост может свидетельствовать об усилении таких флуктуаций с увеличением отношения Te/Se. Что касается узкого пика A_{mwa} вблизи T_c , его появление, скорее всего, связано со спиновыми флуктуациями нееевского типа, как и в других образцах.

Результаты сравнительного анализа данных по сопротивлению на постоянном токе и микроволнового поглощения в образцах $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x$ хорошо согласуются с нейтронными исследованиями спиновых флуктуаций в таких образцах [11]. Эти исследования показали наличие и конкуренцию двух видов магнитных корреляций. Первый из них связан с $(\pi, 0)$ -вектором зоны Бриллюэна. Эти корреляции приводят к установлению постоянного антиферромагнитного дальнего порядка при приложении давления или при увеличении концентрации Te до значений близких к 100 %. Они антагонистичны сверхпроводимости. Другой сорт динамических магнитных корреляций с волновым вектором (π, π) связан с нестингом на поверхности Ферми и потому поддерживает нематический порядок. Как показано в работе [11], объемная сверхпроводимость возрастает как раз в той области фазовой диаграммы, где существуют магнитные (π, π) -корреляции.

Следует отметить возможное влияние избыточного железа на магнитные флуктуации. Чтобы прояснить этот момент, мы провели процедуру удаления избыточного железа в соответствии с описанием, изложенным в работе [18]. Эта операция заключается в отжиге образца при температуре около 300 °С со строго дозированным количеством кислорода. В результате этой процедуры, выполненной с образцом $\text{Fe}_{1.27}\text{Te}_{0.54}\text{Se}_{0.46}$, характер зависимости $\rho(T)$ изменился с полупроводникового на металлический (см. рис. 4), что свидетельствует об уменьшении избытка железа. При этом как узкая, так и широкая аномалии на зависимости $A_{mwa}(T)$ остались неизменными. На основании этого наблюдения можно сделать вывод о том, что наблюдаемые аномалии не связаны избыточным железом.

В заключение отметим, что в этой работе мы провели сравнительный анализ данных о сопротивлении и микроволновом поглощении в монокристаллах халькогенида железа $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x$. Результаты были получены в широком диапазоне температур, охватывающем сверхпроводящий пере-

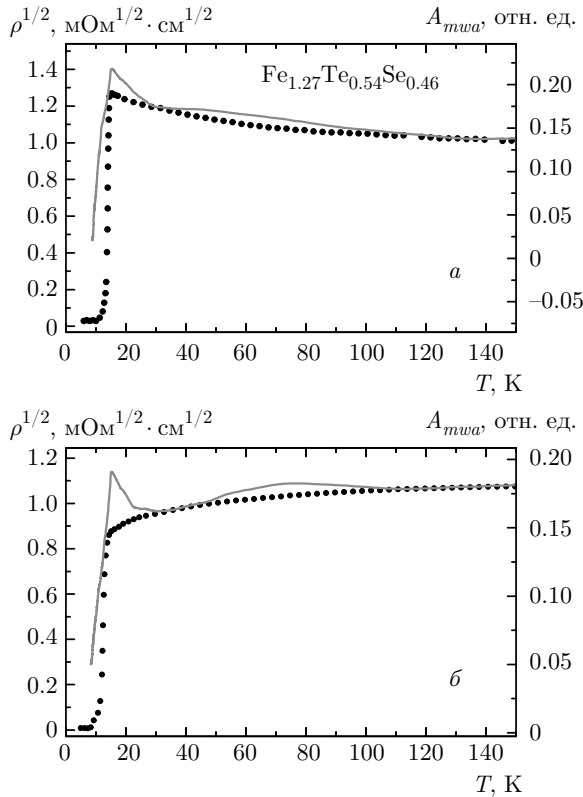


Рис. 4. Температурная зависимость сопротивления $\rho^{1/2}$ (черные кружки) и микроволнового поглощения A_{mwa} (сплошная линия) кристалла $\text{Fe}_{1.27}\text{Te}_{0.54}\text{Se}_{0.46}$ до отжига в кислородной атмосфере (а), после отжига (б)

ход, переход от тетрагональной к орторомбической структуре и область существования магнитных и нематических флуктуаций. Сравнение функций $A_{mwa}(T)$ и $\rho^{1/2}(T)$ показало их расхождение с понижением температуры. Это связано с дополнительным вкладом магнитных (нематических) флуктуаций в микроволновое поглощение, на которое оказывают влияние короткоживущие электронные возбуждения. Сравнение этих параметров позволило выделить две области температур с различными типами магнитных флуктуаций. Первый из них проявляется в большом диапазоне температур шириной порядка 100 К. Здесь преобладают анизотропные магнитные флуктуации страйпового типа, которые способствуют установлению нематического порядка или его флуктуаций. Величина и температурный диапазон вклада этих флуктуаций в МВП изменяются с изменением отношения Te/Se . В чистом FeSe максимум этого вклада чуть ниже температуры структурного перехода T_s . Вторая флуктуационная область, шириной в несколько градусов, расположена вблизи сверхпроводящего

перехода. Здесь дополнительный вклад в МВП предположительно вносится изотропными неелевскими спиновыми флуктуациями. Наши результаты хорошо согласуются с исследованием нейтронного рассеяния в $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x$ [11].

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российской академии наук в рамках Программы 1.12 «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости». Работа двух авторов (Д. А. Ч. и А. Н. В.) выполнена в рамках Программы №211 Правительства Российской Федерации (контракты №№ 02.A03.21.0006, 02.A03.21.0011) и частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант №17-29-10007).

Работа подготовлена по итогам XXXVIII Совещания по физике низких температур (НТ-38).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. E. Böhrer and A. Kreisel, J. Phys.: Condens. Matter **30**, 023001 (2018).
2. Chih-Wei Luo, Po Chung Cheng, Shun-Hung Wang et al., Quantum Mater. **2**, 32 (2017).
3. T. Imai, K. Ahilan, F. L. Ning et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 177005 (2009).
4. S.-H. Baek, D. V. Efremov, J. M. Ok et al., Nature Mater. **14**, 210 (2015).
5. Qisi Wang, Yao Shen, Bingying Pan et al., Nature Mater. **15**, 159 (2016).
6. L. C. Rhodes, M. D. Watson, A. A. Haghighirad et al., Phys. Rev. B **98**, 180503(R) (2018).
7. J. P. Sun, K. Matsuura, G. Z. Ye et al., Nat. Commun. **7**, 12146 (2016).
8. T. Terashima, N. Kikugawa, S. Kasahara et al., Phys. Rev. B **93**, 180503(R) (2016).
9. R. Khasanov, R. M. Fernandes, G. Simutis et al., Phys. Rev. B **97**, 224510 (2018).
10. J. P. Sun, G. Z. Ye, P. Shahi et al., Phys. Rev. Lett. **118**, 147004 (2017).
11. T. J. Liu, J. Hu, B. Qian et al., Nature Mater. **9**, 716 (2010).
12. A. K. Yadav, A. V. Sanchela, A. D. Thakur, and C. V. Tomy, Sol. St. Comm. **202**, 8 (2015).

13. R. J. Sun, Y. Quan, S. F. Jin et al., Phys. Rev. B **98**, 214508 (2018).
14. A. Pourret, L. Malone, A. B. Antunes et al., Phys. Rev. B **83**, 020504(R) (2011).
15. D. Chareev, E. Osadchii, T. Kuzmicheva et al., Cryst. Eng. Comm. **15**, 1989 (2013).
16. S. Hartwig, N. Schäfera, M. Schulzeb et al., Physica B: Cond. Mat. **531**, 102 (2018).
17. T. M. McQueen, Q. Huang, V. Ksenofontov et al., Phys. Rev. B **79**, 014522 (2009).
18. Y. Sun, T. Taen, T. Yamada et al., Phys. Rev. B **89**, 144512 (2014).
19. R. Khasanov, M. Bendele, A. Amato et al., Phys. Rev. B **80**, 140511 (2009).
20. Ji-Hoon Kang, Soon-Gil Jung, Sangyun Lee et al., Supercond. Sci. Technol. **29**, 035007 (2016).
21. M. A. Tanatar, A. E. Böhmer, E. I. Timmons et al., Phys. Rev. Lett. **117**, 127001 (2016).
22. Qisi Wang, Yao Shen, Bingying Pan et al., Nat. Comm. **7**, 12182 (2016).
23. M. S. Grbić, N. Barišić, A. Dulčić et al., Phys. Rev. B **80**, 094511 (2009).
24. I. Gimazov, Yu. Talanov, V. Sakhin et al., Appl. Magn. Resonance **48**, 861 (2017).
25. Huan Yang, Guanyu Chen, Xiyu Zhu, Jie Xing, and Hai-Hu Wen, Phys. Rev. B **96**, 064501 (2017).
26. F. Nabeshima, K. Nagasawa, A. Maeda, and Y. Imai, Phys. Rev. B **97**, 024504 (2018).
27. B. C. Sales, A. S. Sefat, M. A. McGuire et al., Phys. Rev. B **79**, 094521 (2009).