

УДК 548.24:539.24

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ СТРУКТУРНЫХ ДОМЕНОВ В МОНОКРИСТАЛЛЕ ПНИКТИДА ЖЕЛЕЗА EuFe_2As_2

© 2024 г. Л. С. Успенская^{а, *}, М. С. Сидельников^а, К. С. Перваков^б,
В. А. Власенко^б, Л. Я. Винников^{а, **}

^аИнститут физики твердого тела им. Ю.А. Осипьяна РАН, Черноголовка, 142432 Россия

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

*e-mail: uspenska@issp.ac.ru

**e-mail: vinnik@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 29.04.2023 г.

После доработки 09.06.2023 г.

Принята к публикации 09.06.2023 г.

Известно, что при синтезе сверхпроводящих монокристаллов $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ встречается примесь родительской фазы EuFe_2As_2 . Методом поляризационно-оптической микроскопии исследована кинетика образования ромбической фазы в кристаллах $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$, содержащих большую долю фазы EuFe_2As_2 . Показано, что ромбическая фаза прорастает в тетрагональную полосками с одной кристаллографической ориентацией, образуя макродомены. Затем эти домены скачкообразно пронизывают параллельные полосы ромбической фазы второй ориентации, и формируется двойниковая система ромбических доменов. Процесс сопровождается возникновением макронапряжений — волн растяжения и сжатия с характерным периодом 100–300 мкм в продольном и поперечном направлениях относительно двойниковой системы, приводящих к пространственной модуляции магнитной проницаемости. Установлено, что даже слабые магнитные поля (до 100 Э) существенно влияют на пространственное распределение двойниковой структуры и оказывают воздействие, аналогичное внешним напряжениям.

Ключевые слова: магнитные сверхпроводники, пниктиды, фазовые переходы, кристаллическая структура, двойникование, ферромагнетизм, магнитные свойства, напряжения, магнитострикция, оптическая микроскопия, магнитооптическая визуализация.

DOI: 10.31857/S1028096024010086, EDN: DMUCNX

ВВЕДЕНИЕ

Соединения пниктидов железа $A\text{Fe}_2\text{As}_2$ (тип 122), где A — щелочно-земельные атомы, вызывают большой интерес в связи с тем, что они представляют собой структурную основу нового класса высокотемпературных сверхпроводников. При легировании или под давлением в пниктидах такого типа наблюдается сверхпроводимость с температурой T_c до 38 К [1–6]. Эти соединения имеют слоистую структуру, в которой решающую роль в формировании сверхпроводимости играют слои Fe–As базисной плоскости. В то же время спины Fe в некоторых пниктидах при низкой температуре упорядочены ферромагнитно в базисной плоскости и антиферромагнитно перпендикулярно слоям [2, 7], однако в слоях наблюдается двойниковая доменная структура

с характерными размерами порядка длины когерентности электронов, которая формируется при температуре T_s структурного перехода из тетрагональной фазы (T – tetragonal) в ромбическую фазу (O – orthorhombic), так называемого T–O-перехода. В [8] был изучен процесс формирования двойниковой структуры в кристаллах $A\text{Fe}_2\text{As}_2$, где $A = \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}$ — “немагнитные” атомы (электронная структура внешнего уровня: $4s^2, 5s^2, 6s^2$), и было показано, что в них структурный переход совпадает с температурой T_m , при которой происходит магнитное упорядочение [9, 10]. В этом ряду соединение EuFe_2As_2 ($A = \text{Eu}$), в котором T_s также совпадает с T_m , вызывает особый интерес, поскольку атом Eu обладает большим спиновым магнитным моментом ($4f^7 6s^2$). Казалось бы, переход в сверхпроводящее состояние должен быть подавлен, но при легиро-

вании, например, в соединениях $\text{EuFe}_2(\text{As}_{0.2}\text{P}_{0.8})_2$ или в стехиометрическом сверхпроводнике $\text{EuRbFe}_2\text{As}_2$, обнаружена сверхпроводимость, сосуществующая с магнитным упорядочением Eu в широком диапазоне температур [11, 12, 13]. В поликристаллах EuFe_2As_2 также обнаружены совпадающие по температуре структурные и магнитные переходы, а именно переход Т–О в структуре [14] и образование волн спиновой плотности в плоскости FeAs , $T_s = T_m = 190$ К. Кроме того, в [15, 16] на монокристаллах EuFe_2As_2 был детально изучен процесс раздвоения структур в магнитном поле $H \geq 1$ кЭ при очень низкой температуре (~ 2 К), однако структурные данные о двойниковании этих монокристаллов, аналогичные [8], не были приведены.

В настоящей работе в монокристаллах EuFe_2As_2 визуализирована двойниковая структура, исследована кинетика ее формирования. Обнаружено, что образование ромбической фазы начинается с искажений тетрагональной решетки в макроскопических областях. Затем в этих областях прорастает ориентированная в одном направлении фаза в виде тонких полос. В дальнейшем в нее прорастает фаза другой ориентации, и образуется двойниковая структура. Установлено, что переход завершается возникновением макроскопических стоячих деформационных волн, которые усиливаются с понижением температуры.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Эксперименты выполняли на монокристаллах EuFe_2As_2 , выращенных методом кристаллизации из раствора в расплаве в ФИАН им. П.Н. Лебедева по методике, аналогичной [17]. Образцы имели форму пластинок, основная плоскость которых совпадала с базисной плоскостью ab , ограниченной на боковых поверхностях ступеньками со сторонами, ориентированными вдоль осей a и b тетрагональной структуры (a_T и b_T). Образец приклеивали на холодный палец оптического криостата (изготовлен в ИФТТ РАН), закрепленного на XY-столике оптического поляризационного микроскопа AxioLab. Наблюдения проводили в отраженном поляризованном свете. Образец располагался таким образом, чтобы оси a_T и b_T были ориентированы под небольшим углом к направлению поляризации падающего света.

В [8] сообщалось, что в кристаллах CaFe_2As_2 , SrFe_2As_2 , BaFe_2As_2 наблюдение двойниковой структуры осуществляли за счет различного вращения плоскости поляризации света в соседних двойниковых доменах. Однако в EuFe_2As_2 , как и в двойниковой структуре $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [18], вращение плоскости поляризации отраженного света не наблюдалось, но имело место двулучепреломление отраженного света. Падающий линейно-поляризованный свет, отражаясь от двойниковых доменов, преобразовывался в эллиптически-поляризованный, причем набег фазы в соседних доменах был противоположного знака. Для усиления контраста изображения этих доменов использовали компенсатор Берека.

Кроме того, в работе применяли метод визуализации распределения магнитного потока с помощью индикаторных пленок (тонких пленок иттрий-железистого граната, помещаемых на плоскую поверхность исследуемого образца). Относительно большой эффект Фарадея в этих пленках (угол вращения $\sim 3 \times 10^{-3}$ град/Э) позволяет визуализировать в отраженном поляризованном свете поля, перпендикулярные плоскости наблюдения, с индукцией от 1 до 2000 Гс с пространственным разрешением не хуже 1 мкм. При приложении магнитного поля в плоскости удастся визуализировать магнитные доменные границы [19], магнитные неоднородности [20] и возмущения намагниченности на границах двойников [21]. Нанесение отражающего покрытия на нижнюю поверхность пленок (индикаторов поля) позволяет удвоить угол вращения, т.е. улучшить чувствительность по полю вдвое. В экспериментах, когда было необходимо привязать изображение к каким-либо дефектам в кристалле, были использованы индикаторы без покрытия зеркалом, а для получения более качественных изображений – индикаторы с зеркальным покрытием.

Магнитное поле создавали с помощью катушек Гельмгольца, раздвинутых на расстояние ~ 30 мм, что обеспечивало однородность прикладываемого магнитного поля в области образца размером всего лишь $\sim 1 \times 2 \times 0.2$ мм. Исследования выполняли в диапазоне температур от 300 до 8 К.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 показано образование ромбической фазы в кристалле EuFe_2As_2 , начинающееся при температуре ~ 189 К с краев кристалла, и прорастание вглубь в виде тонких полосок ши-

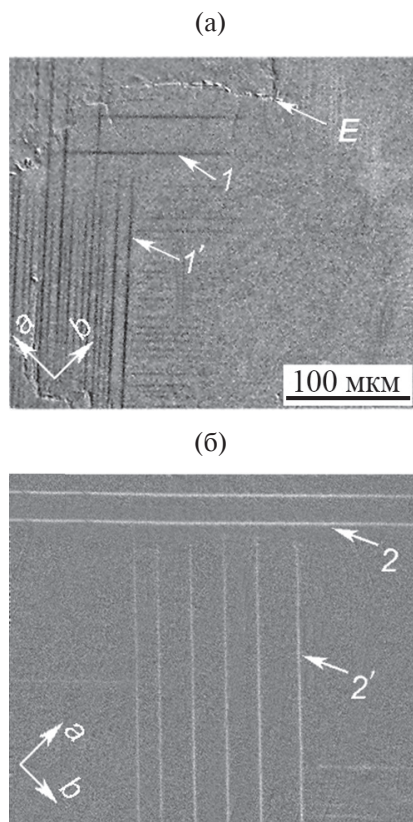


Рис. 1. Фотографии поверхности монокристалла EuFe_2As_2 , полученные в отраженном поляризованном свете при 184.9 К и различной ориентации осей a и b (а, б) формирующейся ромбической фазы относительно направления поляризации падающего света: темный (1) и светлый (2) контрасты полос, E – контур ступеньки на плоскости, где осуществляется переход на нижнюю террасу поверхности.

риной 1–3 мкм. Контраст этой фазы на разных участках кристалла различен. На одних участках прорастают преимущественно “темные” полосы новой фазы, видимые в поляризованном свете как темные линии на сером контрасте тетрагональной фазы (рис. 1а), на других – “светлые” полосы (светлые линии) (рис. 1б). Важно отметить, что полосы одного типа, т.е. в одном направлении искажений решетки, прорастают группами по 5–20 полос, т.е. занимают область шириной ~50–100 мкм, продвигающуюся вглубь кристалла. Угол между полосами с одним типом искажений решетки на 1° – 2° отличается от 90° (рис. 1а, угол между полосами 1 и 1'; рис. 1б, угол между полосами 2 и 2'). Прорастающая фаза пронизывает образец на довольно большую глубину: на нескольких террасах поверхности, расположенных на 10, а иногда даже и на 100 мкм ниже исследуемой, полосы непрерывны. На рис. 1а в левом верхнем углу видна такая

терраса, находящаяся ниже основной плоскости кристалла на 10 мкм (ее граница отмечена как E). Видно, что вертикальные полосы ромбической фазы непрерывно распространяются вверх, несмотря на наличие этой ступеньки. Однако на противоположной стороне кристалла картина распределения ромбической фазы не воспроизводится. Крайне редко наблюдается прорастание не отдельных доменов одной из фаз, а сразу пар доменов (двойников).

На начальном этапе области с ромбической фазой, ориентированные вдоль разных кристаллографических направлений (рис. 2а, области А и Б), образуют макродомены. Их расположение в кристалле еще не установилось. Можно наблюдать, как в процессе образования ромбической фазы одни макродомены вытесняют другие. По мере понижения температуры зародившиеся домены уплотняются, а затем при снижении в пределах полуградуса между ними проскакивают домены со второй возможной в плоскости ab ориентацией осей. При этом происходит коррекция направлений

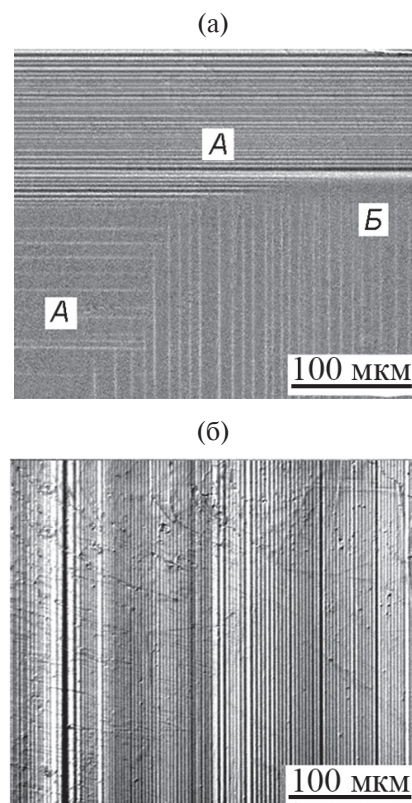


Рис. 2. Макродомены (А и Б) полосок формирующейся ромбической фазы при 184.7 К (а); сформировавшаяся при 184.5 К двойниковая структура, практически сохраняющаяся при дальнейшем понижении температуры (б).

доменов, и они располагаются под углом 90° друг к другу. Таким образом, формируется сплошная двойниковая структура, проявляющаяся в виде чередующихся вертикальных темных и светлых полос шириной 1–10 мкм (рис. 2б), и при дальнейшем понижении температуры их положение практически не меняется. Следует отметить, что положение двойников, их плотность и ориентация в любой области кристалла достаточно случайны: при циклировании нагрева и охлаждения картина не воспроизводится.

Одновременно с формированием двойников на оптическом изображении поверхности кристалла возникают продольная и поперечная модуляции яркости (рис. 3). На рис. 4а показан типичный профиль (по горизонтали) изменения яркости изображения с температурой на участке кристалла (рис. 3). Видно, что мелкая “высокочастотная” модуляция яркости, соответствующая изменению яркости двойников, накладывается на медленную модуляцию большой амплитуды. На расстоянии 300 мкм укладываются всего три периода этой модуляции. Максимальные и минимальные значения яркости немонотонно зависят от температуры, изменяясь в пять–шесть раз при понижении температуры от 187 до 8 К, но амплитуда (разница между максимальной и минимальной яркостью) возрастает всего в три раза (рис. 4б). Важно отметить, что период обсуждаемой модуляции определяется видом сформировавшейся двойниковой структуры. На тех участках кристалла, где преобладает одна ориентация двойников, период модуляции

D вдоль двойников больше, чем в поперечном направлении, — 300 и ~ 100 мкм соответственно. В областях кристалла, где соседствуют двойники, ориентированные в двух направлениях, период модуляции в обоих направлениях примерно одинаков: $D \sim 100$ мкм.

Полагаем, что появление этой модуляции связано с нарастающими в кристалле напряжениями. В пользу этой гипотезы говорит, во-первых, то, что изменение яркости фона наблюдается вблизи широких двойниковых доменов, а также на их продолжении в случае обрыва двойника где-то в середине кристалла. В тех редких случаях, когда ромбическая фаза прорастает узкой полосой, резкое изменение контраста возникает именно в области локализации прорастающей фазы. На рис. 5 показан пример такой ситуации.

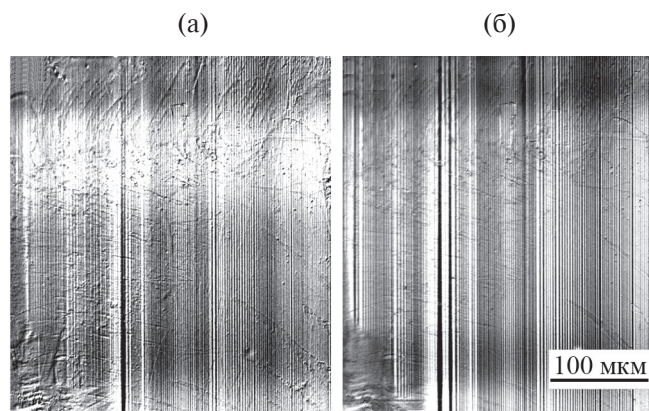


Рис. 3. Появление продольной и поперечной модуляций яркости изображения двойниковой структуры ромбической фазы (напряжений) при температуре: а — 186.2; б — 33 К (контраст изменен, чтобы одновременно визуализировать и модуляцию, и двойниковую структуру). Видно, что положение двойниковых границ практически неизменно в широком диапазоне температур.

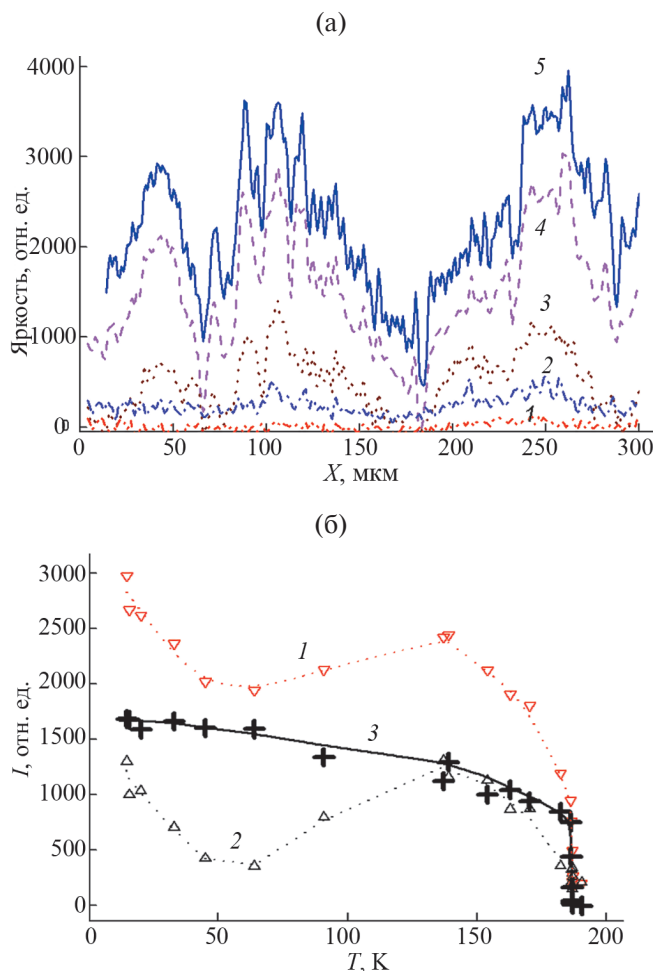


Рис. 4. Профиль яркости, измеренный в поперечном направлении относительно двойниковых доменов при 186.84 (1), 186.82 (2), 186.2 (3), 90.8 (4) и 14.7 К (5) (а); температурная зависимость максимальной (1) и минимальной (2) яркости в полосах модуляции, а также амплитуды модуляции (3) (б).

Образование ромбической фазы началось в этой области кристалла при 187.6 К. Ромбическая фаза прорастает слева. При 186.84 К фаза проросла уже почти на всю ширину кристалла (рис. 5а). Затем при понижении температуры на сотую долю градуса резко усиливается яркость этой области, и полоса, занятая ромбической фазой, сужается. Причиной может быть скачкообразная деформация локального участка кристалла (рис. 5б). За следующую десятую долю градуса в окрестности этой полосы формируются перпендикулярно направленнные двойниковые домены и воспроизводится обычная картина модуляции, которая обсуждалась выше. Кроме того, неполяризованный свет равномерно отражается от поверхности кристалла, т.е. нет изгиба поверхности, который можно было бы заметить по изменению интенсивности отраженного света. В то же время в поляризованном свете изменения яркости значительны, а использование компенсатора Берека позволяет усиливать или ослаблять контраст наблюдаемой модуляции яркости и даже его инвертировать. Это показывает, что модуляция есть результат двулучепреломления света, возникающего при отражении, которое во многих случаях является следствием пьезооптического эффекта. В частности, в кристаллах $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$, BaFe_2As_2 коэффициент отражения света существенно изменяется под давлением [22–24]. В кристаллах EuFe_2As_2 коэффициент отражения света также зависит от угла между осями a и b и плоскостью поляризации света, что позволяет визуализировать в них двойниковую структуру. Насколько известно, конкретно изменение оптических свойств EuFe_2As_2 в видимом диапазоне света под действием давления не исследовано. Но если предположить, что вид зависимости аналогичен зависимости для $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$, BaFe_2As_2 , то можно ожидать, что сжатие/растяжение должно изменять двулучепреломление поляризованного света, что качественно соответствует наблюдениям в эксперименте.

Таким образом, установлено, что переход Т–О сопровождается не только двойникованием кристалла, но и макроскопическими напряжениями, распределенными в кристалле с периодом 100–300 мкм, и они возрастают с понижением температуры. Поскольку магнитоупругие константы EuFe_2As_2 не известны, нельзя количественно оценить возникающие напряжения. Можно лишь заключить, что видимые напряжения вблизи широких двойников, спадающие на расстоянии порядка их ширины, в два–три раза

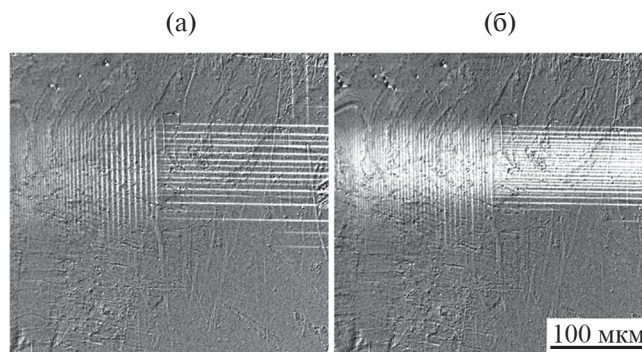


Рис. 5. Формирование ромбической фазы (белые полосы) в одной из областей кристалла при температуре: а – 186.84; б – 186.82 К (трансформация контраста в области локализации ромбической фазы с одновременным сжатием площади, занятой этой фазой).

сильнее модулированных.

При повышении температуры вся последовательность преобразований структуры воспроизводится в обратном порядке с температурным гистерезисом $dT \sim 0.5$ К. Возврат к тетрагональной фазе происходит при более высокой температуре, чем переход в ромбическую. Следует заметить, что наблюдаемый процесс формирования ромбической фазы в кристаллах EuFe_2As_2 полностью аналогичен обнаруженному и хорошо изученному процессу в сегнетоэлектрических кристаллах [25, 26], в которых деформация имеет определяющее значение.

Известно, что магнитная восприимчивость кристаллов EuFe_2As_2 анизотропна, причем анизотропия различна при охлаждении в магнитном поле или без него, она критическим образом изменяется под действием давления. Наблюдения показали, что эти кристаллы не только сдвойникованы, но и сильно напряжены. Эти неоднородные напряжения (ожидаемое поперечное сжатие и растяжение вдоль двойниковых доменов) локализованы не только в окрестности двойниковых границ, но и простираются на расстояние, превышающее ширину двойниковых доменов в поперечном направлении относительно границ, и на сотни микрон вдоль них. Кроме того, имеет место периодическая модуляция напряжений вдоль осей a_T и b_T . Была предпринята попытка визуализировать влияние этих напряжений на магнитные свойства кристаллов.

Магнитного контраста, связанного с образованием двойниковой структуры при $T < T_s = T_m$, обнаружено не было, несмотря на ферромагнитное упорядочение магнитных моментов Fe

вдоль направления $[100]$ ромбической фазы [11] и неизбежный градиент намагниченности на двойниковых границах, возникающий из-за разворота на них направления намагниченности. По-видимому, причина отсутствия контраста заключается в малости магнитного момента и замыкании магнитного потока на лежащей ниже антиферромагнитно упорядоченной плоскости. Но оказалось, что даже слабое магнитное поле (~ 20 Э), приложенное в плоскости ab при температуре $T > T_s$, влияет на формирование двойниковой структуры — на начальной стадии фазового перехода выделяется одно из направлений растущей фазы в плоскости ab . В то же время вследствие воздействия перпендикулярного этой плоскости поля оба направления роста фазы становятся равновероятными и, кроме того, увеличивается плотность двойников.

Также не наблюдался магнитный контраст, связанный с макронапряжениями в кристалле, до тех пор, пока температура была выше T_{m2} (температуры магнитного упорядочения Eu). Однако при $T < T_{m2}$ даже очень слабое поле влияло на двойниковую структуру и подмагничивало кристалл примерно пропорционально напряженности приложенного поля. Если поле было приложено по диагонали к двойниковым границам, то имело место небольшое расширение одного из доменов и сужение соседнего без заметного изменения периода двойниковой структуры. Кроме того, увеличивалась амплитуда модуляции макронапряжений, т.е. напряжения в кристалле нарастали. Если поле прикладывали вдоль двойниковых границ, то ширина доменов не изменялась, но угасал их контраст и падал контраст, соответствующий макромодуляции, т.е. напряжения в кристалле уменьшались. Эффект был слабо заметен при прямой визуализации двойниковой структуры в поляризованном свете в оптическом микроскопе, но отчетливо виден при наблюдении магнитного контраста методом магнитооптической визуализации. На рис. 6а и 6б показан один и тот же участок образца. Магнитное поле H приложено под углом около 20° и 70° к двойниковым границам (направление поля показано стрелками). Изображение кристалла без поля — просто ровный серый фон, поэтому оно не показано на рисунке. По мере усиления поля в плоскости ($H \leq 100$ Э) появляется система продольных и поперечных полос, свидетельствуя о том, что кристалл неоднородно подмагничивается. Система полос однозначно привязывается к картине распределения макронапряжений в данной

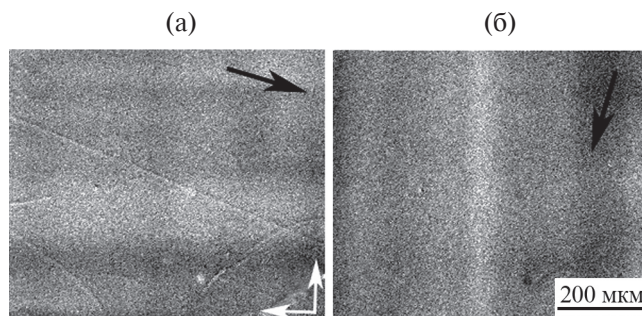


Рис. 6. Трансформация при $T = 8$ К макроскопической модуляции напряжений под действием магнитного поля $H = 50$ Э, лежащего в плоскости ab и приложенного под углом около 20° (а) и 70° (б) к двойниковым границам (направление поля показано черными стрелками, направление кристаллографических осей в тетрагональной фазе — белыми стрелками).

области. Контраст изображения возрастает примерно пропорционально напряженности поля: одни из модуляционных полос просветляются, а другие темнеют. При одном направлении поля усиливается контраст горизонтальных полос (рис. 6а), при повороте поля на 90° усиливается контраст вертикальных полос (рис. 6б), что соответствует оптическим наблюдениям изменения яркости изображения. По профилям яркости отчетливо видно, что одновременно происходит расширение ярких и сужение темных полос, т.е. прикладываемое магнитное поле действует как дополнительное сжимающее напряжение для одних участков кристалла и растягивающее для других.

Поясним, почему речь идет именно о неоднородном намагничивании кристалла. Магнитооптическая визуализация дает картину распределения только перпендикулярной компоненты индукции. При намагничивании в плоскости такая компонента может появиться только в случае, если векторы намагниченности отклонятся от плоскости, что маловероятно при наличии большой анизотропии в плоскости, или в случае, если имеет место вариация магнитной проницаемости в плоскости кристалла. Тогда магнитное поле будет сильнее втягиваться в кристалл в области с большей магнитной проницаемостью и слабее в области с меньшей магнитной проницаемостью, в результате возникнет вариация перпендикулярной компоненты индукции. Поэтому мы полагаем, что в данном случае наблюдаемая вариация яркости соответствует именно вариации магнитной проницаемости в сжатых и растянутых областях кристалла, что находится в соответствии с представлениями о зависи-

мости магнитной проницаемости в EuFe_2As_2 от давления [11].

Известно, что проводимость в EuFe_2As_2 также сильно зависит от давления [11]. Поэтому существование модулированных напряжений приведет к тому, что проводимость в базисной плоскости ab будет варьироваться пропорционально, что при измерениях “вслепую” можно трактовать на языке “нематичности”, широко обсуждаемой в настоящее время в пниктидах [11, 27].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований впервые визуализирована двойниковая структура в монокристаллах EuFe_2As_2 и изучена кинетика ее формирования. Установлено, что возникают знакопеременные напряжения, варьирующиеся на масштабах 100–300 мкм, одновременно формируется двойниковая структура при переходе кристалла из тетрагональной фазы в ромбическую. Визуализирована пространственная модуляция магнитной проницаемости, обусловленная модуляцией напряжений. Обнаруженная волна деформаций должна определять не только плоскостные вариации магнитной проницаемости, но и неоднородность проводимости, что может быть объяснением “нематичности” электронной фазы.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в ИФТТ РАН в рамках госзадания. Авторы выражают благодарность Тихомирову О.А. за обсуждение результатов исследования.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Miclea C.F., Nicklas M., Jeevan H.S., Kasinathan D., Hossain Z., Rosner H., Gegenwart P., Geibel C., Steglich F. // *Phys. Rev. B*. 2009. V. 79. № 21. P. 212509. <http://doi.org/10.1103/PhysRevB.79.212509>
2. Изюмов Ю.А., Курмаев Э.З. // *УФН*. 2008. Т. 178. № 12. С. 1307. <http://doi.org/10.3367/UFNr.0178.200812d.1307>
3. Nandi S., Jin W.T., Xiao Y., Su Y., Price S., Shukla D.K., Stremppfer J., Jeevan H.S., Gegenwart P., Brückel Th. // *Phys. Rev. B*. 2014. V. 89. № 1. P. 014512. <http://doi.org/10.1103/PhysRevB.89.014512>
4. Degtyarenko A.Yu., Karateev I.A., Ovcharov A.V., Vlasenko V.A., Pervakov K.S. // *Nanomaterials*. 2022. V. 12. № 21. P. 3801. <http://doi.org/10.3390/nano12213801>
5. Vlasenko V., Pervakov K., Gavrilkin S. // *Supercond. Sci. Technol.* 2020. V. 33. № 8. P. 084009. <http://doi.org/10.1088/1361-6668/ab9aa5>
6. Kim T.K., Pervakov K.S., Evtushinsky D.V., Jung S.W., Poelchen G., Kummer K., Vlasenko V.A., Sadakov A.V., Usoltsev A.S., Pudalov V.M., Roditchev D., Stolyarov V.S., Vyalikh D.V., Borisov V., Valenti R., Ernst A., Eremin S.V., Chulkov E.V. // *Phys. Rev. B*. 2021. V. 103. № 17. P. 174517. <http://doi.org/10.1103/PhysRevB.103.174517>
7. De la Cruz C., Huang Q., Lynn J.W., Li J., Ratcliff I.W., Zarestky J.L., Mook H.A., Chen G.F., Luo J.L., Wang N.L., Dai P. // *Nature*. 2008. V. 453. № 7197. P. 899. <http://doi.org/10.1038/nature07057>
8. Tanatar M.A., Kreyssig A., Nandy S., Ni N., Budko S.L., Canfield P.C., Goldman A.I., Prozorov R. // *Phys. Rev. B*. 2009. V. 79. № 18. P. 180508. <http://doi.org/10.1103/PhysRevB.79.180508>
9. Ni N., Nandi S., Kreyssig A., Goldman A.I., Mun E.D., Bud'ko S.L., Canfield P.C. // *Phys. Rev. B*. 2008. V. 78. № 1. P. 014523. <http://doi.org/10.1103/PhysRevB.78.014523>
10. Goldman A.I., Argyriou D.N., Ouladdiaf B., Chatterji T., Kreyssig A., Nandi S., Ni N., Bud'ko S.L., Canfield P.C., McQueeney R.J. // *Phys. Rev. B*. 2008. V. 78. № 10. P. 100506. <http://doi.org/10.1103/PhysRevB.78.100506>
11. Zapf S., Dressel M. // *Rep. Prog. Phys.* 2017. V. 80. № 1. P. 016501. <http://doi.org/10.1088/0034-4885/80/1/016501>
12. Veshchunov I.S., Vinnikov L.Ya., Stolyarov V.S., Zhou N., Shi Z.X., Xu X.F., Grebenchuk S.Yu., Baranov D.S., Golovchanskiy I.A., Pyon S., Sun Y., Jiao W., Cao G., Tamegai T., Golubov A.A. // *JETP Lett.* 2017. V. 105. № 2. P. 98. <http://doi.org/10.1134/S0021364017020151>
13. Vinnikov L.Ya., Veshchunov I.S., Sidelnikov M.S., Stolyarov V.S. // *Instrum. Exp. Tech.* 2019. V. 62. № 4. P. 587. <http://doi.org/10.1134/S0020441219040122>
14. Tegel M., Rotter M., Weiß V., Schappacher F.M., Pöttgen R., Johrendt D. // *J. Phys. Condens. Matter*. 2008. V. 20. № 45. P. 452201. <http://doi.org/10.1088/0953-8984/20/45/452201>
15. Xiao Y., Su Y., Schmidt W., Schmalzl K., Kumar C.M.N., Price S., Chatterji T., Mittal R., Chang L.J., Nandi S., Kumar N., Dhar S.K., Thamizhavel A., Brueckel Th. // *Phys. Rev. B*. 2010. V. 81. № 22. P. 220406. <http://doi.org/10.1103/PhysRevB.81.220406>
16. Zapf S., Stingl C., Post K.W., Maiwald J., Bach N., Pietsch I., Neubauer D., Löhle A., Clauss C., Jiang S., Jeevan H.S., Basov D.N., Gegenwart P., Dressel M. // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 113. № 22. P. 227001. <http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.227001>
17. Ельцев Ю.Ф., Перваков К.С., Власенко В.А., Гаврилкин С.Ю., Хлыбов Е.П., Пудалов В.М. // *УФН*. 2014. Т. 184. № 8. С. 897. <http://doi.org/10.3367/UFNr.0184.201408j.0897>
18. Батова Д.Е., Власко-Власов В.К., Гончаров В.А., Емельченко Г.Е., Инденбом М.В., Осипьян Ю.А. // *ЖЭТФ*. 1988. Т. 94. Вып. 11. С. 356.

19. Uspenskaya L.S., Tikhomirov O.A., Bozhko S.I., Egorov S.V., Chugunov A.A. // J. Appl. Phys. 2013. V. 113. № 16. P. 163907.
<http://doi.org/10.1063/1.4803051>
20. Мусаева З.Р., Выборнов Н.А., Булатов Н.А., Карнасюк В.К., Успенская Л.С., Язенков С.Х. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. ис- след. 2007. № 7. С. 66.
21. Успенская Л.С., Нургалиев Т., Благов Б., Дончев Т., Митева С. // Изв. РАН. Сер. Физ. 2008. Т. 72. № 4. С. 572.
22. Mirri C., Dusza A., Bastelberger S., Chu J.-H., Kuo H.-H., Fisher I.R., Degiorgi L. // Phys. Rev. B. 2014. V. 89. № 6. P. 060501.
<http://doi.org/10.1103/PhysRevB.89.060501>
23. Mirri C., Dusza A., Bastelberger S., Chu J.-H., Kuo H.-H., Fisher I.R., Degiorgi L. // J. Supercond. Nov. Magn. 2016. V. 29. № 12. P. 3053.
<http://doi.org/10.1007/s10948-016-3773-y>
24. Pal A., Chinotti M., Chu J.-H., Kuo H.-H., Fisher I.R., Degiorgi L. // NPJ Quantum Materials. 2019. V. 4. № 1. P. 3.
<http://doi.org/10.1038/s41535-018-0140-1>
25. Смоленский Г.А., Боков В.А., Юсупов В.А., Край- ник Н.Н., Пасынков Р.Е., Шур М.С. Сегнетоэлек- трики и антисегнетоэлектрики. Л.: Наука, 1971. 476 с.
26. Классен-Неклюдова М.В. Механическое двойнико- вание кристаллов. М.: Изд-во АН СССР, 1960. 261 с.
27. Degiorgi L. // Front. Phys. 2022. V. 10. P. 866664.
<http://doi.org/10.3389/fphy.2022.866664>

Visualization of Structural Domains in a Single Crystal of Iron Pnictide EuFe_2As_2

L. S. Uspenskaya^{1, *}, M. S. Sidelnikov¹, K. S. Pervakov², V. A. Vlasenko², L. Ya. Vinnikov^{1, **}

¹ Osipyan Institute of Solid State Physics RAS, Chernogolovka, 142432 Russia

² Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, 119991 Russia

*e-mail: uspenska@issp.ac.ru

**e-mail: vinnik@issp.ac.ru

It is known that during the synthesis of superconducting $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ single crystals, inclusions of its parent EuFe_2As_2 phase are encountered. The kinetics of the formation of the orthorhombic phase in $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$ crystals containing a large fraction of the EuFe_2As_2 phase has been studied using polarization optical microscopy. It is shown that the orthorhombic phase grows into the tetragonal one in stripes with the same crystallographic orientation, forming macro-domains. Then these domains abruptly penetrate parallel stripes of the orthorhombic phase of the second orientation, and a twin system of orthorhombic domains is formed. The process is accompanied by the appearance of macrostresses: stretching and compression waves with a characteristic period of 100–300 μm along and across the twin system, leading to spatial modulation of magnetic permeability. It has been found that even weak magnetic fields (up to 100 Oe) significantly affect the spatial distribution of the twin structure and have an effect similar to external stresses.

Keywords: magnetic superconductors, pnictides, phase transitions, crystal structure, twinning, ferromagnetism, magnetic properties, stresses, magnetostriction, optical microscopy, magneto-optical visualization.