

Пленки  $\text{FeSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$  на стекле с примесью  $\text{CeO}_2$ А.В. Петров,<sup>1,\*</sup> О.В. Снигирев,<sup>1</sup> Е.А. Овченков,<sup>1</sup> Ю.В. Блинова,<sup>2</sup>  
Н.В. Порохов,<sup>3</sup> А.Р. Шевченко,<sup>3</sup> Д.А. Чареев,<sup>4,5</sup> А.Г. Маресов<sup>1</sup><sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2<sup>2</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН  
Россия, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18<sup>3</sup>Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН. Россия, 115487, Москва, ул. Нагатинская, 16а, корп. 11<sup>4</sup>Институт экспериментальной минералогии имени академика Д.С. Коржинского РАН  
Россия, 142432, Московская область, г. Черноголовка, ул. Академика Осипяна, 4<sup>5</sup>Уральский федеральный университет. Россия, 620062, Екатеринбург, ул. Мира, д. 19  
(Поступила в редакцию 24.10.2024; после доработки 25.11.2024; подписана в печать 04.12.2024)

Найдены режимы напыления тонких пленок  $\text{FeSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$  на аморфную подложку из стекла К-208, содержащего в своем составе окись церия  $\text{CeO}_2$ . При этом температура перехода пленки  $T_C = 9.5$  К в сверхпроводящее состояние оказалась выше, чем на боросиликатном стекле Fischer Scientific, не имеющем в своем составе  $\text{CeO}_2$ , но ниже температуры сверхпроводящего перехода мишени  $T_{C(M)} = 14$  К, что противоположно общеизвестной картине свойств тонких пленок семейства  $\text{FeSe}$  и  $\text{FeSe}_x\text{Te}_{1-x}$  на кристаллических подложках. Из результатов измерений оценены энергия активации вихрей  $U$ , величина критического тока,  $j_C$ , верхнее критическое поле  $H_{C2}$  и поле необратимости  $H_{irr}$ .

PACS: 74.25.-q + 74.70.-b. УДК: 538.945.

Ключевые слова: сверхпроводимость, тонкие плёнки,  $\text{FeSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$ , лазерная абляция, критическая температура, энергия активации вихрей, критическое поле, пиннинг вихрей,  $\text{CeO}_2$ -подложка, магнито-резистивные свойства.

DOI: 10.55959/MSU0579-9392.80.2520502

## ВВЕДЕНИЕ

Среди железосодержащих сверхпроводниковых материалов семейство 11 ( $\text{FeSe}$  и  $\text{FeSe}_x\text{Te}_{1-x}$ ) имеет самую простую структуру, что облегчает фундаментальные и прикладные исследования свойств этого сверхпроводника. Известно большое число работ, посвященных исследованию свойств тонких пленок этого семейства на кристаллических подложках (см., например, обзор [1]). В частности, многие из этих работ посвящены фундаментальным исследованиям влияния напряжений, возникающих на интерфейсном слое между кристаллической подложкой и пленками этого семейства (см., например, [2, 3]) на температуру перехода в сверхпроводящее состояние,  $T_C$ , достигающую 16–18 К и выше на подложке  $\text{CaF}_2$  при обычном атмосферном давлении [4].

Сверхпроводники на основе железа изучаются и на предмет их потенциала для высокополевых прикладных применений в сильных магнитных полях. Привлекательными моментами являются низкая температура напыления, составляющая около 300 °С вместо 760 °С у купратных сверхпроводников, напыление в вакууме вместо кислородной среды, отсутствие требований к эпитаксиальности на

интерфейсе с подложкой. В этом плане исследовались пленки  $\text{FeSe}$  и  $\text{FeSe}_x\text{Te}_{1-x}$ , полученные на гибких металлических лентах с буферными слоями [5] и на аморфных стеклянных подложках с промежуточным слоем  $\text{CeO}_2$  и даже без него [6, 7].

При анализе опубликованных данных обращает на себя внимание, что относительно высокие значения  $T_C$ , критического магнитного поля,  $H_{C2}$ , и плотности критического тока,  $j_C$ , получаются при использовании окиси церия в качестве одного из буферных слоев на никель-вольфрамовых лентах [5] и промежуточного слоя  $\text{CeO}_2$  толщиной около 5 нм в пленках  $\text{FeSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}/\text{CeO}_2/\text{FeSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$  на стеклянной подложке [6, 7]. В данной статье мы сообщаем о текстурированных пленках  $\text{FeSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$  с критической температурой перехода 9,5 К, выращенных непосредственно на стеклянных аморфных подложках состава  $\text{SiO}_2$  — 69.49%;  $\text{B}_2\text{O}_3$  — 11.93%;  $\text{Na}_2\text{O}$  — 10.33%;  $\text{K}_2\text{O}$  — 6.25%;  $\text{CeO}_2$  — 2.0% (стекло К-208) методом PLD без какого-либо буферного слоя.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТ

1.1. Метод осаждения пленок  $\text{FeSeTe}$ 

Экспериментальная установка для осаждения тонких пленок методом лазерной абляции аналогична известным системам для физического оса-

\* E-mail: petrov.av15@physics.msu.ru

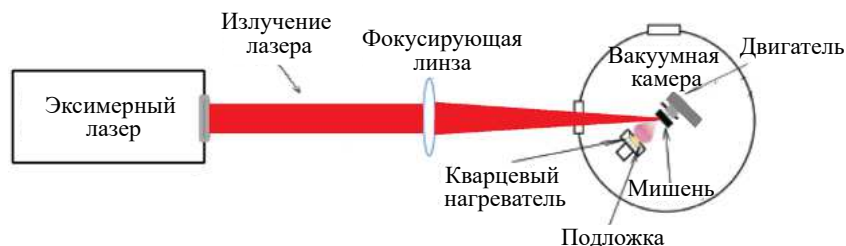


Рис. 1. Блок-схема разработанной установки для импульсно-лазерного осаждения железосодержащих сверхпроводников

ждения из паровой фазы (см., например, [8]), её блок-схема представлена на рис. 1. Основными элементами установки являются эксимерный KrF лазер (Lambda Physik LPX205i, длина волны 248 нм), фокусирующая линза, стоящая на оптической оси лазера, вакуумная камера, внутри которой расположены держатель мишени, оборудованный двигателем для вращения мишени, держатель образцов с кварцевым нагревателем и термопарой хромель-алюмель, спай которой находится в непосредственном контакте с местом крепления образцов-подложек. Плоскости мишени и подложки параллельны друг другу и отклонены на  $45^\circ$  от направления лазерного луча. Расстояние между мишенью и подложкой — 40 мм.

Держатель образцов имел площадь  $10 \times 10 \text{ см}^2$ , на него наклеивались серебряной пастой подложки из стекла и контрольный свидетель — сапфировая подложка  $10 \times 10 \text{ мм}^2$ , позволяющая проводить магнитный экспресс-контроль [9] наличия сверхпроводящего перехода у исследуемого материала в выбранном режиме напыления. Вакуумная система состояла из форвакуумного безмасляного насоса и турбомолекулярного насоса и обеспечивала в камере вакуум  $10^{-5}$  мбар.

## 1.2. Мишени

Поликристаллические мишени  $\text{Fe}(\text{Se}, \text{Te})$  были получены из элементов в вакуумированных ампулах из кварцевого стекла при  $450^\circ\text{C}$  с одним промежуточным перетиранием [10]. Мишени  $\text{FeSeTe}$  могут демонстрировать значительную нестабильность при пребывании на воздухе. Влияние кислорода и влаги может вызывать химические реакции с компонентами мишени, что приводит к ухудшению её структурных и электрических свойств. Эти реакции могут изменять фазовый состав материала и разрушать его сверхпроводящие свойства, что, в свою очередь, делает такие мишени менее пригодными для воспроизводимых экспериментов. Для оценки стабильности используемой в эксперименте мишени  $\text{FeSeTe}$  в условиях неизбежного контакта её с воздухом при смене подложек в камере и техническом обслуживании установки были проведены замеры зависимости температуры её сверхпроводящего перехода. Эти замеры показали, что критиче-

ская температура находилась на уровне 14 К в течение 50 дней в пределах погрешности измерительного прибора ( $\approx 1 \text{ К}$ ), хотя переход незначительно размывался, что указывает в целом на хорошее качество материала мишени.

Рентгенофазовый анализ вещества мишени выполнен на дифрактометре Empyrean в излучении Cu. Дифрактограмма мишени приведена на рис. 2. По данным полнопрофильного анализа фазовый состав мишени: 97%  $\text{FeSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$ , 3%  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ; параметры ячейки  $\text{FeSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$ :  $a = 3,797 \text{ \AA}$ ,  $c = 5,975 \text{ \AA}$ , что совпадает с известными данными для близкого по композиции соединения  $\text{FeSe}_{0.44}\text{Te}_{0.56}$  [11]. Из полученного порошка под нагрузкой две тонны прессовались таблетки диаметром 10 мм и высотой 8 мм.

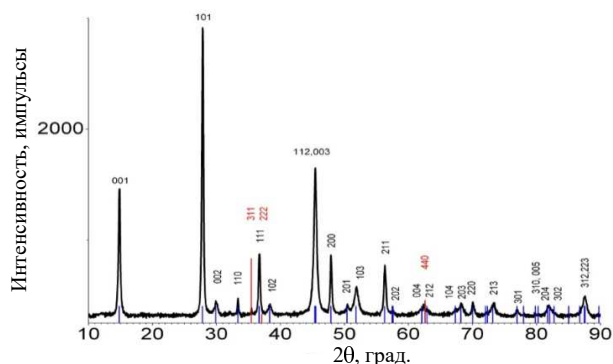


Рис. 2. Дифрактограмма мишени, излучение Cu K-α. Фазовый состав мишени: 97%  $\text{FeSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$ , 3%  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  (пики 311, 222, 440). Параметры ячейки  $\text{FeSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$ :  $a = 3.797 \text{ \AA}$ ,  $c = 5.975 \text{ \AA}$

## 1.3. Подложка и режим осаждения

В качестве аморфной подложки в проведённом эксперименте использовалось стекло, состав которого включает следующие компоненты:  $\text{V}_2\text{O}_5$  — 11.93%,  $\text{Na}_2\text{O}$  — 10.33%,  $\text{K}_2\text{O}$  — 6.25%, и  $\text{CeO}_2$  — 2.0%, известное под названием К-208. Одним из ключевых условий для успешного осаждения тонких пленок является соответствие коэффициентов термического расширения (КТР) подложки и самой пленки. Для обеспечения стабильности и предотвращения возникновения напряжений и дефектов в пленке, важно, чтобы КТР подложки был

близок к КТР пленки. Коэффициент термического расширения выбранного аморфного стекла составляет примерно  $(7 \div 8) \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  [12]. Этот показатель попадает по порядку величины в диапазон известных значений КТР для материалов семейства FeSe, которые обычно варьируются от 1 до  $10 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  [13] в температурном диапазоне от 1 до 300 К. Таким образом, КТР выбранного стекла достаточно близок к КТР пленок FeSeTe, что допускает его пригодность в качестве подложки для осаждения тонких пленок данного материала.

Для подтверждения аморфной природы стекла был проведен рентгеноструктурный анализ, результаты которого подтвердили отсутствие кристаллических включений и характерное аморфное состояние материала. Результаты представлены на рис. 3. Эти данные свидетельствуют о том, что подложка обладает однородными физико-химическими свойствами, что необходимо для данной задачи.

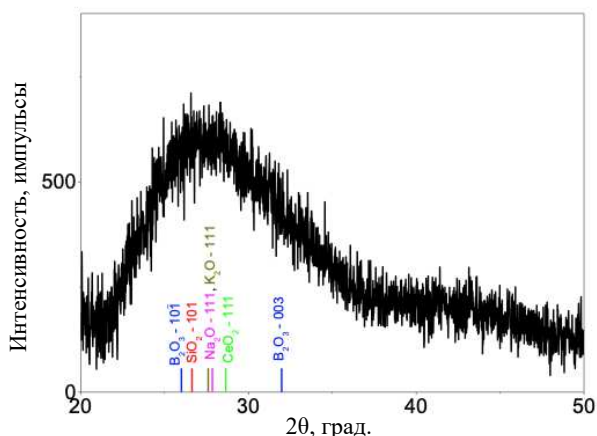


Рис. 3. Рентгеноструктурный анализ подложки K-208. Излучение Cu K- $\alpha$ . На графике указано местоположение первых пиков от соединений, на основе которых изготовлено стекло

В эксперименте для осаждения тонкой пленки FeSeTe использовался метод лазерной абляции со следующими экспериментально подобранными оптимальными параметрами: расстояние мишень–подложка 40 мм, плотность энергии лазерного излучения на мишени около  $2 \text{ Дж/см}^2$ , давление в камере  $1.7 \times 10^{-5}$  мбар, температура подложки  $300^\circ\text{C}$ , частота следования импульсов 3 Гц, общее количество импульсов 10 800. Толщина полученной пленки составила 120 нм, что соответствует скорости напыления около 0.01 нм/импульс. Перед загрузкой в камеру каждая подложка проходила процедуру очистки, включающую ультразвуковую обработку в ацетоне с последующим промыванием в изопропиловом спирте и деионизированной воде. После завершения этапа очистки подложки загружались в вакуумную камеру, где происходило понижение давления до рабочего значения. Затем подложки нагревались в течение 6 ч для удаления остаточных загрязнений и обеспечения равномерно-

го распределения температуры. После этого происходил этап осаждения пленки. По окончании напыления подложки оставались в камере для постепенного охлаждения, которое происходило в условиях вакуума в течение 10 ч, что предотвращало возможные термические напряжения и загрязнения от окружающей среды. В связи с тем, что тонкие пленки FeSeTe подвержены деградации при контакте с воздухом, для защиты и стабилизации сверхпроводящих свойств пленки при переносах на измерительное оборудование наносился слой серебра толщиной 50 нм методом импульсной лазерной абляции.

## 2. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУЧЕННЫХ ПЛЕНОК

### 2.1. Критическая температура

Измерения температуры сверхпроводящего перехода были проведены с использованием системы Quantum Design PPMS (Physical Property Measurement System) при токах 1, 0.1 и 0.01 мА в нулевом поле. Полученные образцы тонких пленок FeSeTe продемонстрировали переход в сверхпроводящее состояние при температуре, близкой к 9.5 К. За значение  $T_C$  в данной работе принимается температура середины перехода между температурой начала перехода —  $T_C$  (onset) и температурой исчезновения сопротивления на приборном уровне —  $T_C$  (zero). Этот результат оказался существенно выше полученных ранее значений (5 К) на аморфных подложках Fischer Scientific без буферного слоя CeO<sub>2</sub> [6, 7]. Результаты измерений представлены в виде графика зависимости сопротивления от температуры на рис. 4.

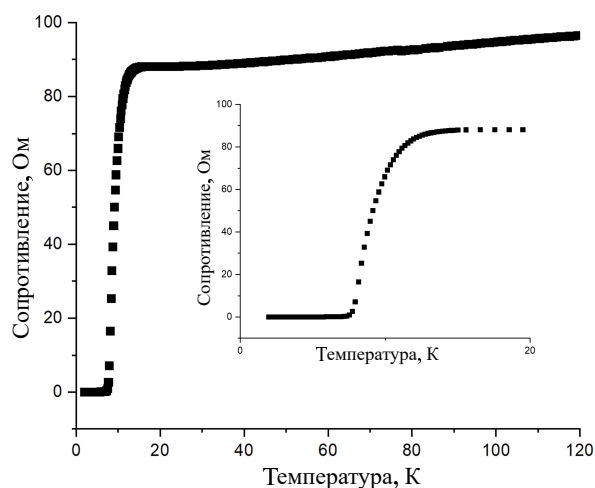


Рис. 4. Температурная зависимость полученной пленки на стекле K-208,  $T_C = 9.5 \text{ K}$

## 2.2. Структурные свойства пленки

Рентгеноструктурный анализ пленки выполнен на дифрактометре Емргеап в излучении Си. Дифрактограмма пленки приведена на рис. 5.

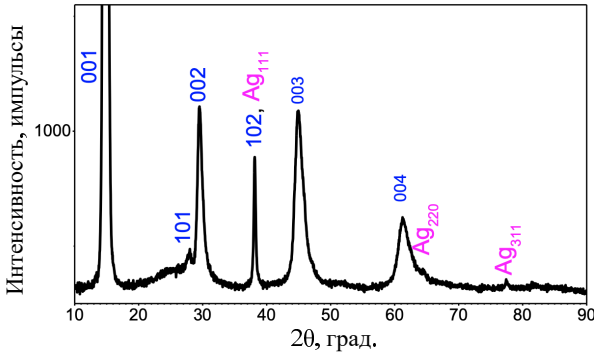


Рис. 5. Рентгеновская дифрактограмма пленки FeSeTe на стекле К-208. Размер ячейки:  $a = 0.3760$  нм,  $c = 0.6045$  нм

Как видно из рентгенограммы, в пленке FeSeTe формируется неострая текстура 001. Размеры ячейки кристаллической решетки отличаются от значений для мишени и составляют  $a = 3.760$  Å,  $c = 6.045$  Å. Для оценки размеров областей когерентного рассеяния (ОКР), которые в первом приближении можно рассматривать как средний размер зерна, использовали метод Вильямсона–Холла [14]. Размер ОКР в напыленных пленках составляет  $34 \pm 3$  нм, что в пределах ошибки соответствует размеру ОКР мишени, определенному по той же методике. Таким образом, результаты анализа подтверждают, что подложка К-208 обеспечивает благоприятные условия для осаждения пленок FeSeTe, способствуя формированию кристаллически однородных пленок, что является критически важным для сохранения их сверхпроводящих свойств.

## 2.3. Магнито-резистивные характеристики пленок $R(T, H)$

В эксперименте были проведены измерения зависимости сопротивления на сверхпроводящем переходе от температуры для пленок FeSeTe в магнитном поле от 0 до 9 Тесла, параллельном оси  $c$  (рис. 6). Переход при нулевом поле не очень резкий, с шириной перехода, определяемой по ширине производной  $dR/dT$  на половине высоты пика  $\Delta T_C \approx 3.5$  К, при этом  $T_C(\text{onset}) \approx 12.5 \pm 0.5$  К, а  $T_C(\text{zero}) \approx 7$  К, что выше ранее сообщенных результатов для тонких пленок FeSeTe на аморфных подложках [6, 7]. Определение критической температуры по середине перехода даёт величину  $T_C \approx 9.5$  К. С увеличением магнитного поля  $T_C$  смещается в сторону более низких температур до 2 К при  $B = 9$  Тл. Эти измерения позволили найти значения энергии активации вихрей, тип дефектов,

определяющих пиннинг в пленке, положение линии необратимости и оценить значения второго критического поля для данных пленок.

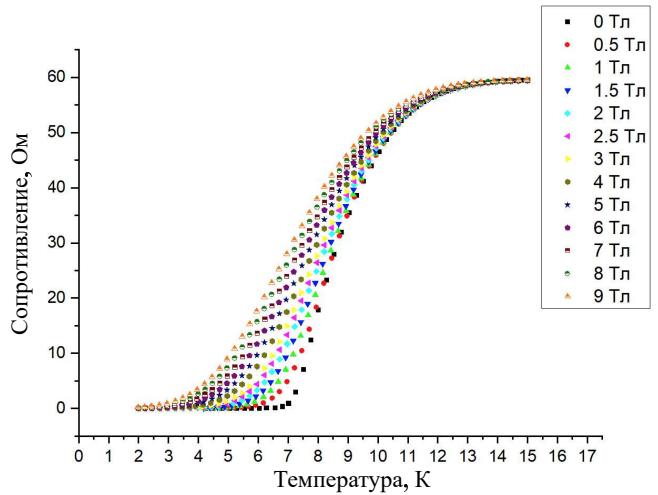


Рис. 6. Зависимость сопротивления  $R$  от температуры  $T$  при различных магнитных полях для образца,  $H//c$

## 2.4. Зависимость $J_C(H, T)$

Для измерения зависимостей плотности критического тока  $J_C$  от температуры и магнитного поля контактными электрическими измерениями на тонкоплёночной структуре методом оптической литографии с последующим химическим травлением был изготовлен мостик длиной 100 мкм и шириной 20 мкм. Далее на РРМС измерялись вольт-амперные характеристики данной структуры при частоте задаваемого тока 30 Гц и при минимально регистрируемом в нашей версии РРМС напряжении 25 мкВ определялась величина критического тока  $I_C$  при заданных значениях магнитного поля и температуры. Крутизна нарастания появляющегося напряжения на ВАХ в нулевом поле при критическом значении тока  $I_C$ , равном по отсчёту АЦП 1.02 мА, при напряжении приборного нуля составляет около 750 мкВ/мА. Поэтому применение критерия превышения напряжения на 1 мкВ над измеряемым нулём практически не влияет на данное значение  $I_C$ , даже если использовать более чувствительное АЦП с приборным нулём на уровне микровольта.

Далее исходя из площади сечения мостика была сделана оценка плотности критического тока. Результаты измерений, приведённые на рис. 7, показывают значения на уровне  $5 \times 10^4$  А/см<sup>2</sup> в собственном поле и на уровне  $8 \times 10^3$  А/см<sup>2</sup> в поле до 4 Тл при 2 К.

## 3. ОЦЕНКИ

Исходя из экспериментальных данных были получены оценки энергии активации вихрей, второго критического поля и положения линии необратимости.

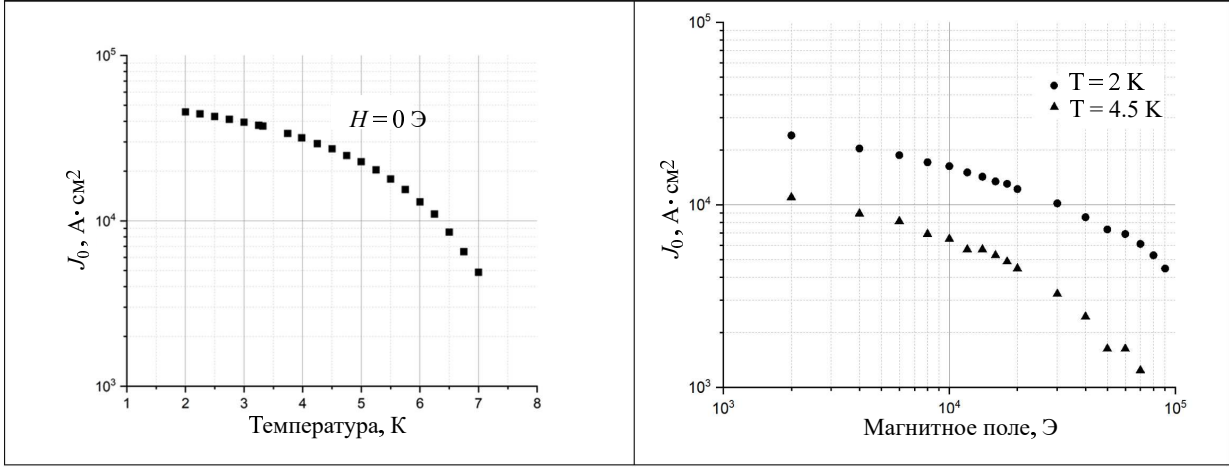


Рис. 7. *a* — Зависимость плотности критического тока от температуры в нулевом поле; *b* — зависимость плотности критического тока от магнитного поля при температурах 2 К и 4.5 К

### 3.1. Энергия активации вихрей

Хорошо известно, что при малых измерительных токах, срыв вихревой структуры с центров пиннинга осуществляется за счет энергии тепловых флуктуаций, а удельное сопротивление  $\rho$  описывается по закону Аррениуса [15]:

$$\rho(T) = \rho_0 \exp\left(-\frac{U(T)}{k_B T}\right), \quad (1)$$

где  $\rho_0$  — параметр с размерностью удельного сопротивления,  $U(T)$  — энергия активации, зависящая от температуры,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура. В общем случае энергия активации  $U$  есть функция температуры, поля и тока и может быть записана в виде [16]:

$$U = U_0 \cdot u(T)u(H)u(j). \quad (2)$$

Здесь  $U_0$  — невозмущенный потенциал пиннинга при абсолютном нуле температур, а величины  $u(T)$ ,  $u(H)$  и  $u(j)$  описывают соответствующие зависимости. Поскольку удельное сопротивление измеряется при низкой плотности тока, сила Лоренца мала и энергия активации  $U$  зависит в основном от температуры и магнитного поля и может быть представлена в виде:

$$U = U_0 \left(1 - \frac{T}{T_C}\right)^m H^{-\alpha} \quad (3)$$

либо в виде:

$$U = U_0 \left(1 - \frac{T}{T_C}\right)^m \ln H, \quad (4)$$

где  $m$  и  $\alpha$  — подгоночные параметры, получаемые из сравнения с экспериментальными зависимостями.

В простейшем случае вблизи  $T_C$  по модели TAFF (Thermally Assisted Flux Flow) считается возможным, что энергия активации зависит только от приложенного поля  $H$ . Таким образом, из закона Аррениуса следует: величина  $U$  в этом случае определяется наклоном линейной зависимости  $\ln \rho$  от  $1/T$ .

Полученные зависимости  $U(H)$  для разных значений напряженности внешнего магнитного поля для образца, а также рассчитанные исходя из зависимости  $U \sim H^{-\alpha}$  коэффициенты  $\alpha$  представлены на рис. 8 соответственно. Согласно литературным данным [17], планарным дефектам образца соответствует закон  $U \sim H^{-1/2}$ , тогда как точечным —  $U \sim H^{-1}$  [18].

### 3.2. Критическое поле и линия необратимости

Второе критическое поле  $H_{c2}(T)$  и линия необратимости  $H_{irr}(T)$  оценивались по известной методике [17, 19] из зависимости сопротивления на сверхпроводящем переходе от приложенного магнитного поля. Величины  $H_{irr}(T)$  и  $H_{c2}(T)$  при этом определяются как поля, в которых сопротивление зависит от температуры как:  $\rho(H_{irr}, T) = 0.1\rho_n$  и  $\rho(H_{c2}, T) = 0.9\rho_n$ , где  $\rho_n$  — сопротивление при температуре  $T_{onset}$ .

Что касается оценки критического поля  $H_{c2}(0)$ , то она может быть сделана из результатов, представленных на рис. 8, по известной формуле Вертхамера:

$$H_{c2}(0) = -0.693 \cdot T_C \cdot \left(\frac{dH_{c2}}{dT}\right) \Big|_{T=T_C}, \quad (5)$$

дающей значения, близкие к 80 Тл, что совпадает с результатом, полученным в работе [6], и существенно больше значений ( $\sim 30$  Тл) для образцов, изготовленных по методу «порошок в трубке». Производная при критической температуре  $\frac{dH_{c2}}{dT}$  имеет значение 20 Т/К. Следуя известной формуле [17] линия необратимости строится в соответствии с выражением:

$$H_{irr} = H_0 \left(1 - \frac{T_{irr}(H)}{T_{irr}(0)}\right)^n, \quad (6)$$

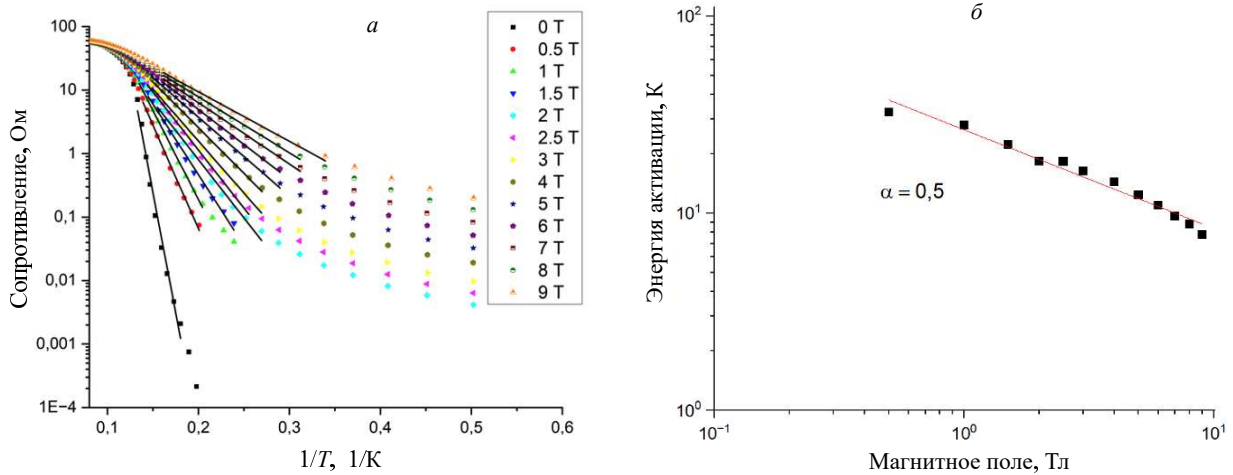


Рис. 8. *a* — Зависимость  $R$  от  $1/T$  для всех измеренных магнитных полей, перпендикулярных базисной плоскости; *б* — зависимость энергии активации  $U$  от величины поля

где  $T_{irr}(0)$  — температура необратимости при отсутствии приложенного поля, а  $T_{irr}(H)$  — при приложенном поле. В выражении (5)  $H_0$  и  $n$  — параметры, полученные при подгонке линии  $H_{irr}$  к точкам, определенным из соотношения  $\rho(H_{irr}, T) = 0.1\rho_n$ . Результаты для исследуемой пленки представлены на рис. 9.

Как показано в работе [24], для пленок FeSeTe на кристаллической подложке CaF<sub>2</sub> линия необратимости близка к зависимости

$$H_{irr}(t) = H_{irr}(0)(1-t)^\beta, \quad (7)$$

где  $t$  — приведённая температура  $T/T_C$ ,  $\beta$  — подгоночный параметр.

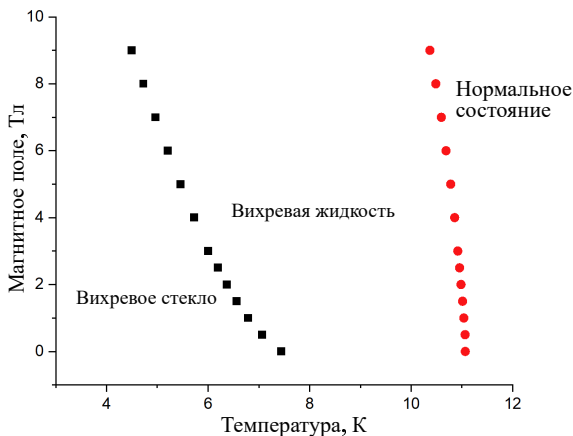


Рис. 9. Зависимости  $H_{c2}(T)$  (круглые точки) и  $H_{irr}(T)$  (квадратные точки) от температуры

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В результате работы были найдены режимы напыления тонких пленок FeSe<sub>0.5</sub>Te<sub>0.5</sub> на аморфную

подложку из стекла К-208, содержащего в своем составе окись церия CeO<sub>2</sub>. При этом температура перехода пленки  $T_C = 9.5$  К в сверхпроводящее состояние оказалась выше, чем на боросиликатном стекле Fischer Scientific, не имеющем в составе CeO<sub>2</sub>. Однако она оказалась ниже температуры сверхпроводящего перехода мишени  $T_{C(M)} = 14$  К, что аналогично ситуации с пленкой на стекле Fischer Scientific [6], но противоположно общеизвестной картине свойств тонких пленок семейства FeSe и FeSe<sub>*x*</sub>Te<sub>1-*x*</sub> на кристаллических подложках. В этих пленках напряжения, возникающие после напыления, приводят к увеличению критической температуры по сравнению с её значениями в кристаллах. Ярким примером является ситуация с пленками FeSeTe на подложках CaF<sub>2</sub>, в которых размер кристаллической ячейки в плоскости *ab* составляет 3.75 Å, температура перехода — 19 К, тогда как размер ячейки кристалла FeSeTe в этой плоскости равен 3.8 Å, а температура перехода  $T_{c,onset}$  близка к 14.5 К. Недавно появилась информация [20], что  $T_{c,onset}$  для поликристаллической мишени FeSe<sub>0.5</sub>Te<sub>0.5</sub> равна примерно 16.5 К, а  $T_{c0}$  близка к 14 К. Соответствующие температуры для полученных из этой мишени пленок на подложке CaF<sub>2</sub> составляют 18 К и 15.5 К соответственно. Отметим, что в нашем случае ячейка в кристаллической структуре ОКР пленки  $a = 3.760$  Å,  $c = 6.045$  Åжата в плоскости *ab* и растянута по оси *c*. Тем не менее критическая температура перехода пленки меньше, чем у мишени и кристаллов данного материала, что предполагает проведение дальнейших исследований.

Измеренные величины плотности критического тока от температуры и магнитного поля (рис. 7) оказались на уровне  $3 - 5 \times 10^4$  А/см<sup>2</sup> в собственном поле и на уровне  $3 - 5 \times 10^3$  А/см<sup>2</sup> в поле до 4 Тл при 2 К. Эти значения могут быть увеличены при приближении критической температуры перехода пленки  $T_C$  к значениям  $T_{C(M)} = 14$  К и за счет добавления центров пиннинга.

Что касается энергии активации вихрей  $U$ , то, как видно из рис. 8, б, она мала по сравнению с энергией активации в пленках оксидных сверхпроводников, но сравнима с этой величиной для монослойной пленки FeSe на подложке SrTiO<sub>3</sub> [21] и для монокристаллов FeSeTe [22]. Из полевой зависимости энергии активации вихрей  $U(T)$  видно, что её поведение монотонно и не изменяется во всём температурном диапазоне, а из величины показателя степени следует, что пиннинг в нашем случае обусловлен планарными дефектами в плёнке.

Величина поля необратимости  $H_{irr}(4\text{ К})$ , приведённая на рис. 9, показывает, что при гелиевых температурах исследуемые плёнки способны нести бездиссипативным образом ток в полях до 10 Тл.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате работы показано, что на аморфных диэлектрических подложках можно получить температуры перехода плёнки FeSeTe в сверхпроводящее состояние, близкие к 10 К, что существенно выше температуры жидкого гелия, а также значимые значения плотности критического тока при  $T = 4.2\text{ К}$ . Хотя найденные значения поля необратимости при 4 К для плёнок FeSeTe на аморфных подложках (порядка 10 Тл) меньше, чем продемонстрированные для таких плёнок на монокристаллических подложках CaF<sub>2</sub> (порядка 35 Тл) [24], нужно иметь в виду, что говорить о возможности получения сверхпроводящих проводов так называемого третьего поколения для передачи переменного тока и сигналов с низкими потерями можно лишь на основе аморфных диэлектрических гибких подложек.

В плане фундаментальных исследований интерес вызывает изучение интерфейса между плёнкой и аморфной подложкой, анализ анизотропии физических свойств, характеристики пиннинга при различных условиях, сравнение результатов с известными для плёнок на кристаллических подложках. Для поиска больших значений критической температуры  $T_C$ , плотности критического тока  $j_C$  и значений поля необратимости  $H_{irr}$  представляется необходимым варьирование режимов напыления и состава стекла подложки.

На наш взгляд, показатели, достигнутые в данной работе, могут быть существенно улучшены за счёт различных факторов, включая выяснение роли магнетизма наночастиц CeO<sub>2</sub> [23], что является целью дальнейших исследований.

Работа выполнена в рамках госбюджетной НИР АААА\_А20\_120121890064\_2 физического факультета МГУ с использованием оборудования Учебно-методического центра литографии и микроскопии МГУ им. М.В. Ломоносова. Рентгеновские исследования выполнены в отделе рентгеноструктурного анализа ЦКП ИФМ УрО РАН в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема «Давление», г.р. № 122021000032\_5). Синтез материала мишени выполнен в рамках темы FMUF\_2022\_0002 НИР ИЭМ РАН и за счёт средств Программы стратегического академического лидерства Уральского федерального университета (Приоритет\_2030). Для изготовления топологии микромоста использовалось оборудование, входящее в состав УНУ КУТГИ ИНМЭ РАН, в рамках государственного задания Минобрнауки России (г.р. № 122040800153\_0). Авторы работы благодарят В.Н. Сигаева за предоставленные образцы стекла К-208.

- [1] Hanisch J., Iida K., Huhne R., Tarantini C. // *Supercond. Sci. Technol.* **32**(9). 093001 (2019).
- [2] Feng Z., Yuan J., He G. et al. // *Sci. Rep.* **8**(1). Art. 22291 (2018).
- [3] Ichinose A., Nabeshima F., Tsukada I. et al. // *Supercond. Sci. Technol.* **26**(7). 075002 (2013).
- [4] Tsukada I., Hanawa M., Akiike T. et al. // *Appl. Phys. Express.* **4**(5). 053101 (2011).
- [5] Thomas A.A., Shipulin I.A., Holleis S. et al. // *Supercond. Sci. Technol.* **34**. 115013 (2021).
- [6] Chen Li, Tsai C.-F., Lee J.H. et al. // *Japan. J. of Appl. Phys.* **52**. 020201 (2013).
- [7] Chen L., Tsai C.-F., Chen A. et al. // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity.* **23**(3). 7500904 (2013).
- [8] Oliva M.I., Zandalazini C.I., Ferrero J.C., Bertorello H.R. // *Laser Mol. Sci.* **2**(2). 1001-1010 (2012).
- [9] Porokhov N.V., Kalabukhov A.S., Chukharkin M.L. et al. // *Moscow Univ. Phys. Bull.* **70**(2). 134 (2015).
- [10] Fedorchenko A.V., Grechnev G.E., Desnenko V.A. et al. // *Low Temp. Phys.* **37**(1). 83 (2011).
- [11] Tegel M., Lohmert C., Johrendt D. // *Solid State Commun.* **150**(9-10). 383 (2010).
- [12] Электростекло. (n.d.). Технические характеристики стекла К-208. [Электронный ресурс]: [https://www.elektrosteklo.ru/K8\\_rus.htm](https://www.elektrosteklo.ru/K8_rus.htm).
- [13] De Souza M., Haghighirad A.A., Tutsch U. et al. // *The European Physical Journal B.* **77**(1). 101 (2010).
- [14] Williamson G.K., Hall W.H. // *Acta Metallurgica.* **1**(1). 22 (1953).
- [15] Ahmad D., Choi W.J., Seo S. et al. // *J. of Appl. Phys.* **125**(4). 043902 (2016).
- [16] Zou X.W., Wang Z.H., Chen J.L., Zhang H. // *Phys. C.* **31**. 356 (2001).
- [17] Kurnaz S., Cakir B., Aydinler A. // *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism.* (2018).
- [18] Yang T., Wang Z.H., Zhang H. et al. // *Phys. C.* **384**. 130 (2018).
- [19] Valladares L.D. L.S., Dominguez A.B., Quispe L.P. et al. // *Physics Procedia.* **36**. 354 (2012).
- [20] Iebole M., Braccini V., Bernini C. et al. // *Materials.* **17**(11). 2594 (2024).
- [21] Zhao W., Chang C.-Z., Xi X. et al. // *2D Mater.* **3**. 024006 (2016).

- [22] Kumar R., Varma G.D. // Phys. Status Solidi B. **257**. 1900552 (2020). (2010).  
 [24] Bellingeri E., Kawale S., Cagliaris F. et al. // Supercond. Sci. Technol. **27**(4). Art. 044007 (2014).  
 [23] Ackland K., Monzon L.M.A., Venkatesan M., Coey J.M.D. // IEEE Trans. On Magn. **47**(10). 3509

### FeSe<sub>0.5</sub>Te<sub>0.5</sub> films on glass with CeO<sub>2</sub> doping

A.V. Petrov<sup>1,a</sup>, O.V. Snigirev<sup>1</sup>, Y.A. Ovchenkov<sup>1</sup>, Yu.V. Blinova<sup>2</sup>, N.V. Porokhov<sup>3</sup>,  
 A.R. Shevchenko<sup>3</sup>, D.A. Chareev<sup>4,5</sup>, A.G. Maresov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia

<sup>2</sup>M.N. Miheev Institute of metal physics UB RAS. Yekaterinburg, 620990, Russia

<sup>3</sup>Institute of Nanotechnologies of Microelectronics RAS. Moscow, 119991, Russia

<sup>4</sup>Institute of Experimental Mineralogy RAS. Moscow region, Chernogolovka, 142432, Russia

<sup>5</sup>Ural Federal University. Yekaterinburg, 620062, Russia

E-mail: <sup>a</sup>petrov.av15@physics.msu.ru

Deposition modes for thin films of FeSe<sub>0.5</sub>Te<sub>0.5</sub> on an amorphous substrate made of K-208 glass, containing cerium oxide (CeO<sub>2</sub>), were found. The transition temperature of the film,  $T_C = 9.5$  K, to the superconducting state was higher than that on borosilicate glass from Fischer Scientific, which does not contain CeO<sub>2</sub>, but lower than the superconducting transition temperature of the target,  $T_C(M) = 14$  K. This is the opposite of the commonly known behavior of thin films of the FeSe and FeSe<sub>x</sub>Te<sub>1-x</sub> family on crystalline substrates. From the measurement results, the vortex activation energy ( $U$ ), the critical current density ( $j_C$ ), the upper critical field ( $H_{C2}$ ), and the irreversibility field ( $H_{irr}$ ) were estimated.

PACS: 74.25.-q + 74.70.-b.

*Keywords:* superconductivity, thin films, FeSe<sub>0.5</sub>Te<sub>0.5</sub>, laser ablation, critical temperature, vortex activation energy, critical field, vortex pinning, CeO<sub>2</sub> substrate, magnetoresistive properties.

Received 24 October 2024.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2025. **80**, No. . Pp. .

#### Сведения об авторах

1. Петров Андрей Владимирович — аспирант; e-mail: petrov.av15@physics.msu.ru.
2. Снигирев Олег Васильевич — доктор физ.-мат. наук, профессор; e-mail: oleg.snigirev@phys.msu.ru.
3. Овченков Евгений Анатольевич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; e-mail: ovtchenkov@mail.ru.
4. Блинова Юлия Викторовна — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; e-mail: jml@imp.uran.ru.
5. Порохов Николай Владимирович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; e-mail: nporokhov@gmail.com.
6. Шевченко Александр Романович — мл. науч. сотрудник; e-mail: starosta5050@gmail.com.
7. Чареев Дмитрий Александрович — доктор хим. наук, доцент, гл. науч. сотрудник; e-mail: charlic@mail.ru.
8. Маресов Александр Геннадьевич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; e-mail: maresov@phys.msu.ru.