

Особенности определения механизма пиннинга в образце семейства пниктидов железа класса 111

Е.М. Фомина,^{1,*} А.И. Шилов,¹ Е.О. Рахманов,^{1,2} И.В. Жувагин¹

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, отдел «Центр высокотемпературной сверхпроводимости и квантовых материалов» им. В.Л. Гинзбурга 119991, Москва, Ленинский проспект, д. 53, стр. 10

²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, химический факультет 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1

(Поступила в редакцию 31.01.2025; после доработки 21.03.2025; подписана в печать 26.03.2025)

В работе была проанализирована применимость значений напряженности H_{irr} поля необратимости и напряженности H_{c2} верхнего критического поля при определении механизма пиннинга в образце семейства пниктидов железа класса 111 $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$. Также были рассмотрены способы вычисления H_{irr} и H_{c2} . Первый способ определения значений напряженности H_{irr} поля необратимости основан на экстраполяции нулей графика $J_c(H)$. Второй метод, рассмотренный исключительно с теоретической точки зрения, — метод Крамера. Он основан на экстраполяции нулей графика $J_c^{1/2}B^{1/4}(B)$. Каждый из методов требует качественного определения нулей графиков для получения наиболее точного результата. Напряженность верхнего критического поля определяется с помощью экстраполяции точек, полученных при пересечении графика $M(T)$ с прямой уровня $M = 0$. Из-за ограниченности рабочего диапазона измерительной установки значения H_{irr} для образца $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ были получены путем аппроксимации данных из ранее полученных результатов. При использовании H_{irr} был установлен объемный тип пиннинга. Значения H_{c2} были также вычислены на основании уже полученных данных и позволили определить поверхностный механизм пиннинга, что согласуется с более ранними исследованиями. Это означает, что механизм пиннинга, при определении которого были использованы значения H_{irr} , установлен неверно. Было выяснено, что применение значений напряженности поля необратимости для образца $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ может привести к некорректному определению типа пиннинга.

PACS: 74.25.Op, 74.25.Qt, 74.25.Sv, 74.90.+n, 84.71.Mn УДК: 538.9

Ключевые слова: токоограничители, сверхпроводимость, сила пиннинга, напряженность верхнего критического поля, напряженность поля необратимости, железосодержащие сверхпроводники.

DOI: 10.55959/MSU0579-9392.80.2530503

ВВЕДЕНИЕ

В связи с интенсивным развитием электроэнергетики большое внимание уделяется изучению свойств высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), которые служат материалом для создания токоограничителей. Целесообразность использования сверхпроводящего ограничителя тока (СОТ) объясняется малым уровнем энергетических потерь, а также способностью практически мгновенно (со временем порядка 0.1 с) реагировать на превышение тока и его ограничивать [1]. Токоограничители на основе ВТСП 2-го поколения — купратов (YXCuO_n , где X, Y — щелочные либо щелочно-земельные металлы) представляются наиболее перспективными с точки зрения компактности и стоимости [2].

Одной из исследуемых характеристик ВТСП является сила пиннинга или же сила закрепления вихрей, образующихся за счёт микроскопических де-

фектов в кристаллической структуре сверхпроводника — центров пиннинга [3–7]. Определение механизма закрепления вихрей позволяет установить геометрию расположения дефектов в сверхпроводнике, препятствующих движению вихрей. Закрепления вихрей способствует повышению значения электропроводности материала [8], что влияет на скорость нарастания критического тока и, как следствие, сокращение времени реагирования СОТ на аварийные токи и их ограничение [9].

Альтернативным материалом для изготовления токоограничителей являются железосодержащие сверхпроводники. За счет низкой анизотропии данного материала и большого критического угла ($\theta \approx 9^\circ$) границ зерен, способствующего высокому значению J_c порядка $10^5 - 10^7$ А/см², достигается однородность сверхпроводника, позволяющая сделать процесс массового производства более простым и экономически выгодным, поскольку, в отличие от купратов, не требуется высокая трехмерная кристаллографическая ориентация. Длина изготавливаемой проволоки может достигать 100 м, что также свидетельствует о большом потенциале изготовления проводников, применяемых при кон-

* E-mail: fominaeliza21@mail.ru

струировании СОТ, с использованием железосодержащих сверхпроводников [10–14].

Образец класса 111 $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ является одним из представителей железосодержащих сверхпроводников. Данный образец изучался в работах [15, 16]. В данных статьях проводились исследования зависимости сверхпроводящих свойств от легирования. Было установлено: при температуре ниже критической (≈ 20.2 К) наблюдается сверхпроводящая энергетическая щель 3.7–5.3 мэВ. Данный аспект указывает, что $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ может быть потенциальным материалом для создания СОТ.

Изучение механизма пиннинга различных сверхпроводящих образцов позволит подобрать наиболее подходящий материал для создания СОТ. Данное явление побудило нас изучить механизм закрепления вихрей железосодержащих сверхпроводников, соответствующих возможностям производства токоограничителей в промышленных масштабах. Нормирование напряженности магнитного поля является необходимым этапом при определении механизма пиннинга, следовательно, значения нормировочных параметров должны быть определены с максимально возможной точностью. Данными параметрами могут являться значения как H_{irr} , так и H_{c2} [17].

Цель настоящей работы заключалась в анализе применимости и рассмотрении способов вычисления значений H_{irr} и H_{c2} , а также определении силы закрепления вихрей, положительно влияющей на сокращение времени реагирования СОТ.

1. МЕТОДЫ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБРАЗЦЫ

В рамках настоящей работы был рассмотрен сверхпроводящий образец семейства пниктидов железа класса 111 $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$.

Кристаллы 111 были выращены методом из расплава собственных компонентов [18]. Полученные предварительно прекурсоры — арсениды металлов NaAs (2.018 г) и CoAs (0.058 г), а также металлическое железо (1.127 г) помещали в корундовый тигель, который заваривался в герметичный ниобиевый контейнер в атмосфере аргона, а затем контейнер помещали в вакуумированную кварцевую ампулу. Полученную сборку помещали в резистивную муфельную печь, нагревали до температуры 1050°C за 10 ч и выдерживали при этой температуре в течение суток. После этого печь охлаждали со скоростью 3°C/ч до конечной температуры 400°C. По окончании процесса охлаждения сборка отжигалась при температуре 400°C в течение суток. Все операции с исходными веществами и полученными кристаллами проводились в условиях сухой аргонной камеры с содержанием воды и кислорода не более 0.1 ppm.

Положение осей a , b , c относительно образца показано на рис. 1.

Для определения механизма пиннинга необходи-

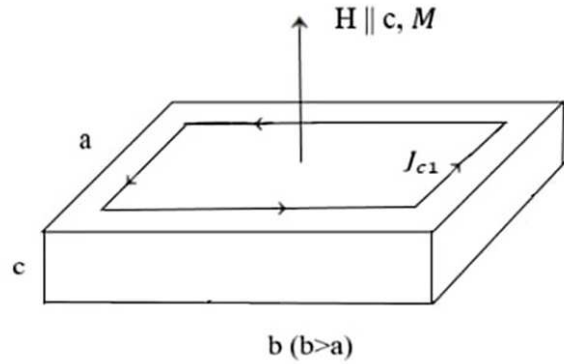


Рис. 1. Направление оси c , обозначение сторон образца, направление циркуляции сверхтока J_{c1} и образованного им магнитного момента M_1

мо вычислить силу F_p пиннинга, которая определяется следующим образом [19, 20]:

$$F_p = J_c H, \quad (1)$$

где J_c — плотность критического тока [19, 20]:

$$J_c = 20\Delta M_1 / (a(1 - a/(3b))), \quad (2)$$

где ΔM_1 — изменение магнитного момента при полном перемагничивании образца, измеренное при помощи системы MPMS XL:

$$\Delta M_1(T) = M^+(T) - M^-(T), \quad (3)$$

где T — температура в кельвинах [19, 20].

Для установления механизма пиннинга необходимо провести нормирование напряженности магнитного поля на соответствующие значения H_{irr} или H_{c2} . Данные значения могут быть рассчитаны различными способами.

Наиболее распространенными методами вычисления значений H_{irr} являются метод Крамера, а также аппроксимация нулей графика $J_c(H)$. При определении значений H_{irr} методом Крамера [22] рассчитываются новые значения, вычисляемые с помощью произведения

$$J_c^{1/2} B^{1/4}, \quad (4)$$

а также строится график: ось ординат $J_c^{1/2} B^{1/4}$, ось абсцисс B , где $B = \mu_0 H$.

Значения H_{irr} определяются из зависимости $H_{irr}(T)$, которая получается в результате аппроксимации нулей графика $J_c^{1/2} B^{1/4}(B)$ при помощи выражения, приведенного в работе [23].

Альтернативным способом определения значений H_{irr} является аппроксимация нулей графика $J_c(H)$, построенного при помощи формулы (2). Выражение, используемое для аппроксимации, приведено в работе [20].

Для определения значений H_{c2} применяется аппроксимация точек, полученных при пересечении графика $M(T)$ с прямой уровня $M = 0$.

Механизм закрепления вихрей может быть определен с помощью вихревого динамического анализа с учетом аппроксимации F_p в соответствии с моделью Дью–Хьюза [21].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Важным этапом при определении механизма закрепления вихрей является нормирование напряженности магнитного поля на соответствующие значения H_{irr} или H_{c2} . Существует несколько способов расчета значений H_{irr} и H_{c2} . Нами рассмотрены наиболее часто используемые.

2.1. Определение механизма пиннинга при использовании значений H_{irr}

Изменение магнитного момента образца изображено на рис. 2, а. Измерения зависимости $M(H)$ были проведены при помощи системы MPMS XL, рабочий максимум напряженности магнитного поля которой ограничен. Как видно из рис. 2, а, магнитный момент достигнет нулевого значения при напряженности магнитного поля большей, чем 9 Тл. Данное ограничение не позволило определить значения H_{irr} методом Крамера.

Зависимость $J_c(H)$, значения которой использованы при определении силы F_p пиннинга по формуле (1), продемонстрирована на рис. 2, в.

Значения H_{irr} для образца (см. рис. 2, б) были определены при помощи аппроксимации точек графика $f(H)$, полученных из публикации [24], где f — резонансная частота, выражением, приведенным в работе [21].

На рис. 3, б изображена зависимость отношения силы F_p пиннинга к максимальному значению F_{pmax} от отношения напряженности магнитного поля H к нормированному на соответствующие значения напряженности H_{irr} поля необратимости. Итоговая кривая (сплошная черная линия) была построена в результате аппроксимации зависимостей $F_p(H/H_{irr})$ при различных температурах (см. рис. 3, а) при помощи выражения

$$F_p/F_{pmax} = Ah^p(1-h)^q, \quad (5)$$

где A , p и q — числовые параметры, $h = H/H_{irr}$ [21]. При построении линии параметры были ограничены значениями, заданными теорией Дью–Хьюза. Данные значения были выбраны при помощи сравнения с наиболее распространенными зависимостями $f(h)$ [21]: $p = 1$, $q = 2$.

Положение максимума аппроксимационной функции соответствует $h = 0.14$, ближайшим табличным значением является 0.17. В соответствии с данными [21], а также значениями параметров $p = 1/2$, $q = 1$ установлен объемный тип закрепления вихрей в образце $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$.

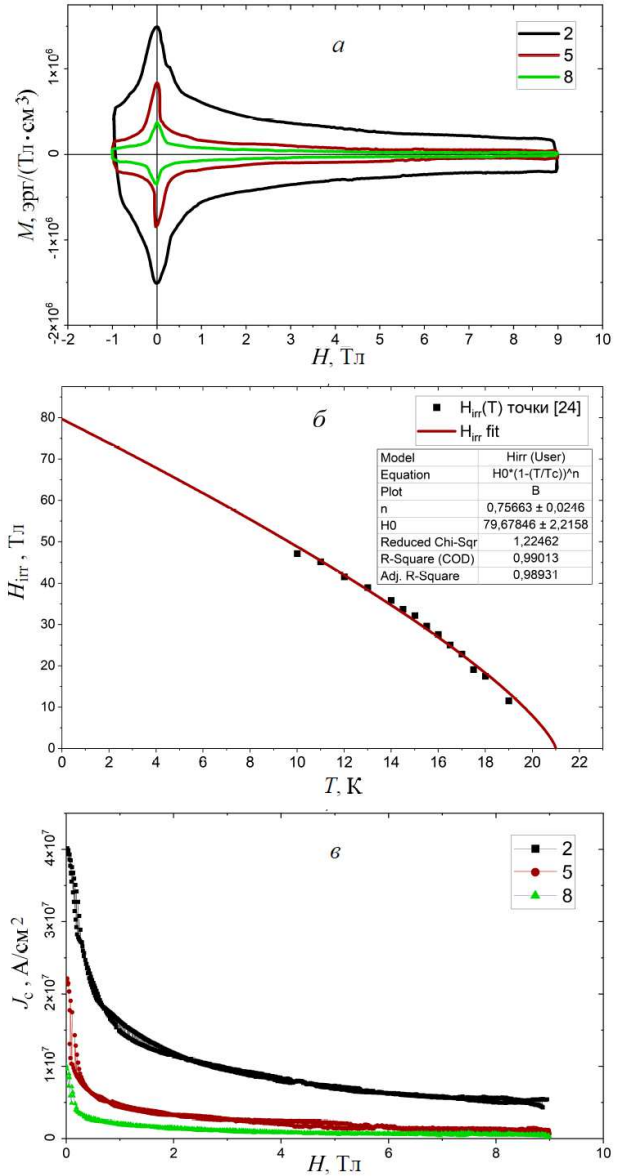


Рис. 2. а — Зависимость $M(H)$ при полном перемагничивании образца $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$; б — зависимость напряженности H_{irr} поля необратимости от температуры T . Точками представлены экспериментальные данные [24]. Сплошная линия — результат аппроксимации экспериментальных данных выражением, приведенным в работе [20]; в — зависимость плотности J_c критического тока от напряженности $J_c(H)$ магнитного поля. На легендах графиков а, в отображены температуры измерения зависимости в кельвинах

2.2. Определение механизма пиннинга при использовании значений H_{c2}

Способ определения значений H_{c2} через аппроксимацию точек (см. вставку на рис. 4, а), полученных при пересечении графика $M(T)$ с прямой уровня $M = 0$, при помощи выражения, представленного в работе [25], не мог быть реализован для рассматриваемого образца из-за ограниченности рабочего диапазона измерительной установки.

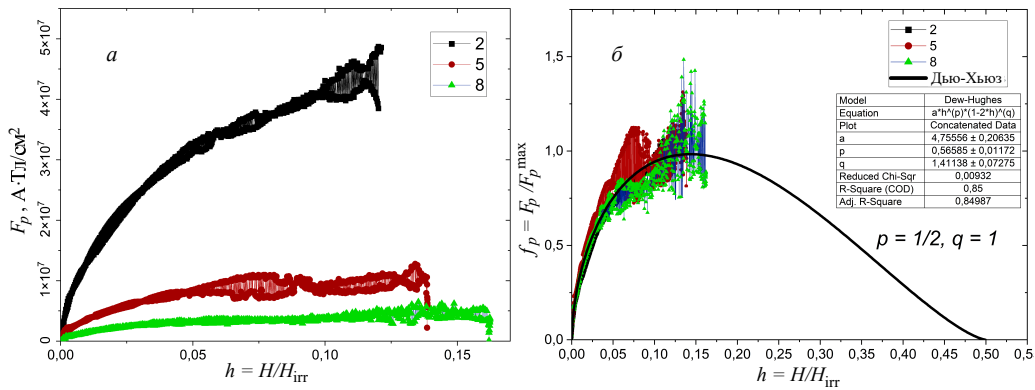


Рис. 3. *a* — Зависимость силы пиннинга F_p от напряженности H магнитного поля, нормированного на соответствующие значения напряженности H_{irr} поля необратимости образца $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$; *б* — зависимость отношения силы F_p пиннинга к максимальному значению F_{pmax} от напряженности H магнитного поля, нормированного на соответствующие значения напряженности H_{irr} поля необратимости. Сплошной линией представлена аппроксимация зависимостей $F_p(H/H_{irr})$. На легендах отображены температуры измерения зависимости в кельвинах

Первоначально значения H_{c2} были определены аппроксимацией точек, отмеченных на графике зависимости $H_{c2}(T)$ при 5% содержании кобальта в публикации [24], с помощью однозонной модели WHN (см. рис. 4, *a* — красная прерывистая линия).

Однако использованная однозонная модель WHN (см. рис. 4, *a* — красная прерывистая линия) продемонстрировала недостаточную точность при аппроксимации значений, полученных для магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости слоев. В работе [26] было установлено соответствие экспериментальных данных с теорией в случае двухщелевой сверхпроводимости у образца $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$. Данный результат побудил нас использовать двухзонную модель Гуревича. В этой модели подразумевается, что основной вклад в H_{c2} вносят две зоны с интегралом перекрытия и включает шесть свободных параметров: четыре константы связи (λ_{11} , λ_{12} , λ_{21} , λ_{22}) и два коэффициента диффузии (D_1 , D_2). Для сокращения числа свободных параметров были приняты допущения: $\lambda_{11} = \lambda_{22} = 1$ и условие $\lambda_{11} \times \lambda_{22} - \lambda_{12} \times \lambda_{21} = 0.5$. В результате отношение коэффициентов диффузии составило 7.5, что согласуется с данными, полученными в работе [24].

Аппроксимационная кривая $F_p/F_{pmax}(H/H_{c2})$, построенная на основе зависимостей $F_p(H/H_{c2})$ (см. рис. 4, *б*), изображена на рис. 4, *в*. Использованы значения H_{c2} , полученные при помощи двухзонной модели Гуревича.

Нормирование силы F_p пиннинга было произведено на собственное максимальное среднее значение F_{pmax}^* для каждой из зависимостей $F_p/F_{pmax}(H/H_{c2})$, так как в результате эксперимента были получены зашумленные данные. Таким образом, для зависимостей $F_p/F_{pmax}(H/H_{c2})$ при $T = 2\text{K}$ получено $F_{pmax}^* \approx 4.383 \times 10^7 \text{H}/\text{см}^3$; при $T = 5\text{K}$ получено $F_{pmax}^* \approx 9.693 \times 10^6 \text{H}/\text{см}^3$; при $T = 8\text{K}$ получено $F_{pmax}^* \approx 3.871 \times 10^6 \text{H}/\text{см}^3$.

Как видно из рис. 4, *в*, положение максимума

результатирующей кривой (сплошная синяя линия) приходится на $h = 0.26$. Ближайшим табличным значением является $h = 0.2$. Принимая во внимание приближенные к наиболее распространенным моделям значения параметров $p = 1/2$, $q = 2$, был установлен поверхностный тип пиннинга. Данный результат не согласуется с тем, что был получен при использовании значений H_{irr} .

В сверхпроводниках с составом NaFeAs , также относящихся к системе 111, была обнаружена примесная фаза NaFe_2As_2 , влияющая на магнитную восприимчивость образца [27]. Исследования показали наличие поверхностной сверхпроводимости, что может быть объяснено изменением содержания Na. В работе [27] был установлен поверхностный механизм пиннинга для образца NaFeAs . Аналогичный результат был получен нами при нормировании H на соответствующие значения H_{c2} . Таким образом, использование значений H_{c2} позволило точнее определить тип закрепления вихрей в образце $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При изучении механизма пиннинга представленными способами было установлено, что использование значений напряженности H_{irr} поля необратимости для рассматриваемого сверхпроводящего образца $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ привело к неверному определению механизма пиннинга. Были получены положение максимума функции $F_p/F_{pmax} = Ah^p(1-h)^q$, близкого к табличному значению $h = 0.17$, а также параметры $p = 1/2$, $q = 1$, что означало наличие объемного типа закрепления вихрей в сверхпроводнике.

Однако по данным из публикации [27], а также по результатам вычислений метода $h = 0.2$, $p = 1/2$, $q = 2$, в котором применяются значения напряженности H_{c2} верхнего критического поля, был установлен поверхностный тип пиннинга в образце. Вви-

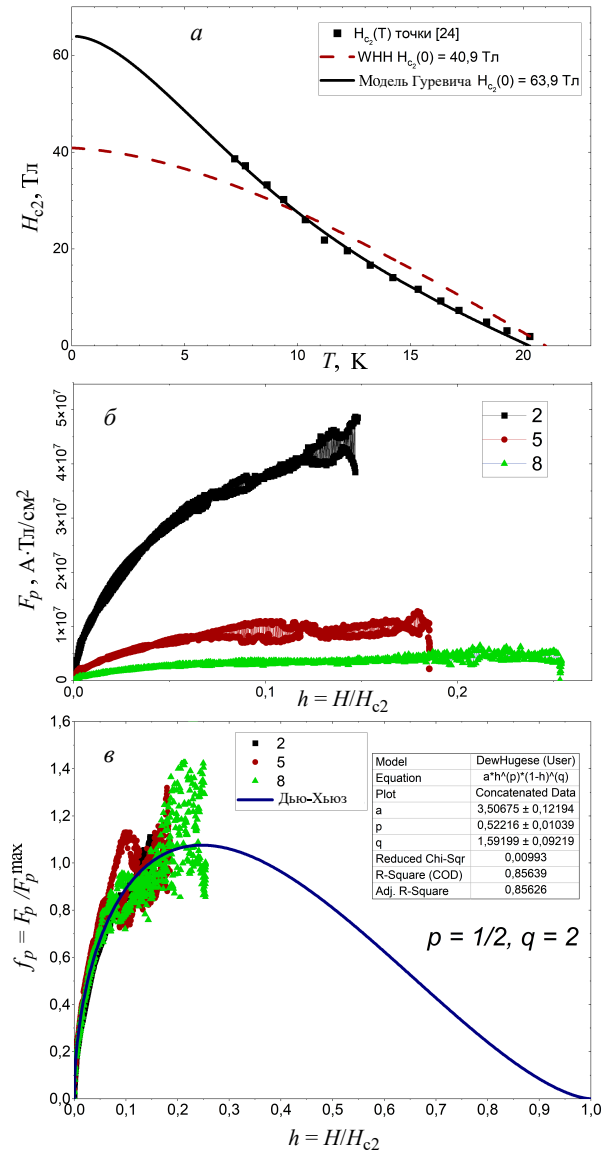


Рис. 4. *а* — Зависимость напряженности H_{c2} верхнего критического поля от температуры T образца $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$. Точками представлены экспериментальные данные [24]. Прерывистая линия — результат аппроксимации экспериментальных данных при использовании однозонной модели WHN. Сплошная линия — аппроксимационная кривая, построенная с помощью двузонной модели Гуревича; *б* — зависимость силы пиннинга F_p от напряженности H магнитного поля, нормированного на соответствующие значения напряженности H_{c2} верхнего критического поля; *в* — зависимость отношения силы F_p пиннинга к максимальному значению F_{pmax} от напряженности H магнитного поля, нормированного на соответствующие значения напряженности H_{c2} верхнего критического поля. Сплошной линией представлена аппроксимация зависимостей $F_p(H/H_{irr})$. На легендах графиков *б*, *в* отображены температуры измерения зависимости в кельвинах

ду выявленных различий в результатах был сделан вывод об ограниченной возможности применения H_{irr} для образца $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$.

Для корректного выбора метода определения механизма пиннинга необходимо ориентироваться на его соответствие поставленной научной задаче, поскольку неверно подобранный способ может повлиять на точность результатов и, как следствие, под-

бор подходящих материалов для создания СОР.

Авторы благодарны А.В. Садакову за ценные обсуждения. Измерения были проведены на оборудовании центра «Высокотемпературной сверхпроводимости и квантовых материалов» им. В.Л. Гинзбурга.

Работы по синтезу образцов были сделаны при поддержке гранта РФФ № 22-72-10082.

[1] Алферов Д.Ф. и др. // *Электричество*. № 9. 12 (2012).

[2] Петров М.И. и др. // *ЖТФ*. 68, № 10. 129 (1998).

[3] Федирко В.А., Поляков С.В., Касаткин А.Л. // *Ма-*

- тематическое моделирование. **26**, № 1. 33 (2014).
(V.A. Fedirko, S.V. Polyakov, A.L. Kasatkin // *Mathematical Models and Computer Simulations*. **6**. 408 (2014).)
- [4] Snezhko A., Prozorov T., Prozorov R. // *Phys. Rev. B. Condensed Matter and Materials Physics*. **71**, N 2. 024527 (2005).
- [5] Prikhna T.A. et al. // *Superconductor Science and Technology*. **27**, N 4. 044013 (2014).
- [6] Moutalbi N. et al. // *Physica C: Superconductivity*. **471**, N 3-4. 97 (2011).
- [7] Kwok W.K. et al. // *Reports on Progress in Physics*. **79**, N 11. 116501 (2016).
- [8] Rogacki K., Los A., Dabrowski B. // *Low Temperature Physics*. **49**, N 3. 364 (2023).
- [9] Алферов Д. Ф. и др. // *ЖТФ*. **88**, № 1. 28 (2018).
- [10] Hosono H. et al. // *Materials today*. **21**, N 3. 278 (2018).
- [11] Li B. et al. // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. **28**, N 4. 1 (2018).
- [12] Clem J.R., Berggren K.K. // *Phys. Rev. B. Condensed Matter and Materials Physics*. **84**, N 17. 174510 (2011).
- [13] Zhang X. et al. // *SpringerPlus*. **5**. 1 (2016).
- [14] Lin Ye, LiangZhen Lin, K.-P. Juengst // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. **12**., N 1. 900 (2002).
- [15] Kuzmichev S., Muratov A., Gavrilkin S. et al. // *Eur. Phys. J.* **139**, N 1. 1
- [16] S. A. Kuzmichev, I. V. Morozov, A. I. Shilov, E. O. Rakhmanov, T. E. Kuzmicheva // *JETP Letters*. **117**, № 8. 612 (2023).
- [17] Сан-Жам Д. Сверхпроводимость второго рода. М., 1970.
- [18] Morgun L., Kuzmichev S., Morozov I. et al. // *Materials*. **16**. 6421 (2023).
- [19] Шмидт В. В. Введение в физику сверхпроводников. М., 1982.
- [20] Yadav C.S., Paulose P.L. // *Solid state communications*. **151**, N 3. 216 (2011).
- [21] Dew-Hughes D. // *Philosophical Magazine*. **30**, N 2. 293 (1974).
- [22] Kramer E.J. // *J. Appl. Phys.* **44**. 1360 (1973).
- [23] Haberkorn N. // *Phys. Rev. B. Condensed Matter and Materials Physics*. **84**, N 6. 064533 (2011).
- [24] Ghannadzadeh S. // *Phys Rev B*. **89**, N 5. 054502 (2014).
- [25] Talantsev E.F., Mataira R.C., Crump W.P. // *Phys Rev B*. **89**, N 5. 054502 (2014).
- [26] Shilov A.I., Usoltsev A.S., Sadakov A.V. // *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*. **50**. 1517 (2023).
- [27] Presniakov I. et al. // *Journal of Physics: Condensed Matter*. **25**, N 34. 346003 (2013).

Features of pinning mechanism determination in samples of the family of iron pnictides of the class 111

E. M. Fomina^{1,a}, A. I. Shilov¹, E. O. Rakhmanov^{1,2}, I. V. Zhuvagin¹

¹*P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, V.L. Ginzburg Center of High-Temperature Superconductivity and Quantum Materials Department
Moscow, 119991, Russia*

²*Department of General Physics and Molecular Electronics, Faculty of Chemistry, Lomonosov Moscow State University.
Moscow 119991, Russia
E-mail: ^afominaeliza21@mail.ru*

The paper analyzed the applicability of the values of the strength H_{irr} of the irreversibility field and the strength H_{c2} of the upper critical field in determining the pinning mechanism in a sample of the class 111 family of iron pnictides $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$. The methods of calculating H_{irr} and H_{c2} were also considered. The first method for determining the values of the intensity H_{irr} of the irreversibility field is based on extrapolation of the zeros of the graph $J_c(H)$. The second method, considered exclusively from a theoretical point of view, is Kramer's method. It is based on the extrapolation of graph zeros $J_c^{1/2} B^{1/4}(B)$. Each of the methods requires a qualitative determination of the zeros of the graphs in order to obtain the most accurate result. The strength of the upper critical field is determined by extrapolating the points obtained at the intersection of the graph $M(T)$ with the straight line of the level $M = 0$. Due to the limited operating range of the measuring device the values H_{irr} for the sample $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ were determined by approximating data from previously obtained results. When using H_{irr} , the volume pinning type was determined. The values of H_{c2} were also calculated based on the data already obtained and allowed us to determine the surface pinning mechanism. The result is consistent with earlier studies. This means that the pinning mechanism, which was determined using the values H_{irr} , is installed incorrectly. It was found that the application of the values of the field strength of irreversibility may lead to incorrect pinning type determination for the sample $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$.

PACS: 74.25.Op, 74.25.Qt, 74.25.Sv, 74.90.+n, 84.71.Mn

Keywords: current limiters, superconductivity, pinning force, upper critical field, irreversibility field, iron-based superconductors.

Received 31 January 2025.

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

Сведения об авторах

1. Фомина Елизавета Максимовна — студентка; e-mail: fominaeliza21@mail.ru.
2. Шилов Андрей Игоревич — мл. науч. сотрудник; e-mail: a.shilov@lebedev.ru.
3. Рахманов Евгений Олегович — студент; e-mail: ra-jenya@yandex.ru.
4. Жувагин Илья Владимирович — мл. науч. сотрудник; e-mail: ivzhuvagin@edu.hse.ru.