

02,05

Малый магнитный гистерезис и анизотропия текстурированного высокотемпературного сверхпроводника Bi2223

© Д.А. Балаев, С.В. Семенов, Д.М. Гохфельд, М.И. Петров

Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН,
660036, Красноярск, Россия

E-mail: dabalaev@iph.krasn.ru

Поступила в Редакцию 25 июня 2025 г.

В окончательной редакции 25 июня 2025 г.

Принята к публикации 28 июня 2025 г.

В материалах на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) с выраженной гранулярной структурой, наряду с основной сверхпроводящей подсистемой — ВТСП гранулами, появляется дополнительная подсистема с ослабленными сверхпроводящими свойствами, сформированная межгранулярными границами (переходами джозефсоновского типа). Эта „слабая“ сверхпроводящая подсистема проявляется как „малый“ магнитный гистерезис, существующий в определенном интервале достаточно слабых внешних полей. В данной работе исследован малый магнитный гистерезис текстурированного образца $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (Bi2223), в котором пластинчатые кристаллиты Bi2223 преимущественно ориентированы относительно кристаллографической c -оси. Обнаружено, что диапазон существования малого гистерезиса различается для направлений внешнего магнитного поля \mathbf{H} параллельно и перпендикулярно ориентации c -оси кристаллитов. Для объяснения указанного экспериментального факта рассматривается влияние магнитных моментов кристаллитов Bi2223 на эффективное поле в межкристаллитных границах. Линии магнитной индукции от магнитных моментов сверхпроводящих кристаллитов замыкаются через межкристаллитные границы, и при ориентации $\mathbf{H} \perp c$ происходит частичная компенсация поля, индуцированного соседними кристаллитами, из-за их разупорядочения. Это приводит к тому, что влияние основной сверхпроводящей подсистемы (кристаллитов Bi2223) на подсистему межкристаллитных границ меньше, а диапазон внешнего поля, в котором малый гистерезис существует, при $\mathbf{H} \perp c$ больше, чем при $\mathbf{H} \parallel c$.

Ключевые слова: текстурированный высокотемпературный сверхпроводник, Bi2223, магнитный гистерезис.

DOI: 10.61011/FTT.2025.07.61169.156-25

1. Введение

Вид петли магнитного гистерезиса и абсолютные значения намагниченности сверхпроводников II рода определяются процессами проникновения поля в виде вихрей Абрикосова, а также их движением, пиннингом и взаимодействием друг с другом. Указанные процессы хорошо изучены для различных сверхпроводящих материалов. Если материал состоит из сверхпроводящих областей, разделенных несверхпроводящим материалом, то в таком материале возможна реализация сети джозефсоновских переходов. Для этого необходимо, чтобы размер несверхпроводящих промежутков был сравним с длиной когерентности сверхпроводника. В этом случае петля магнитного гистерезиса определяется вкладом от „слабой“ и „сильной“ сверхпроводящих подсистем: экранирующие токи протекают по всему образцу (и по сверхпроводящим областям, и через промежутки между ними), а захваченный магнитный поток формируется вихрями Абрикосова и вихрями Джозефсона.

Для низкотемпературных сверхпроводников, обладающих достаточно большой длиной когерентности, сеть джозефсоновских переходов, как правило, искусственно формируют на тонких пленках [1–3]. Для класса высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) сеть

джозефсоновских переходов образуется естественным образом в материалах с выраженной гранулярностью. В этом случае область перехода от одной гранулы к другой, т.е., межгранулярная граница, имеет протяженность несколько нанометров, что сопоставимо с длиной когерентности ВТСП.

Исследования, проведенные в первые два десятилетия после открытия ВТСП [4–12], показали, что подсистема межгранулярных границ в гранулярном ВТСП проявляется в магнитном гистерезисе, как „малая“ петля в области достаточно слабых полей. Для этой подсистемы характерны низкие значения поля первого проникновения H_{1P} (т.е., первого критического поля) и небольшие значения поля необратимого поведения намагниченности H_{irr1} . Например, для иттриевого и висмутового ВТСП типичные значения H_{irr1} составляют $\sim 5\text{--}20$ Ое при „азотной“ температуре (77 К) [4,5,8] и ~ 100 Ое в окрестности „гелиевой“ температуры (4 К) [7,10–13] (при „азотной температуре“ значение H_{1P} меньше поля Земли [14]).

Однако нельзя сказать, что малый магнитный гистерезис изучен так же детально, как основной („большой“) магнитный гистерезис, проявляющийся уже в умеренных и больших полях. Количество работ, посвященных малому гистерезису, невелико [4–12]. И в цитированных работах вопрос о взаимодействии двух сверхпроводя-

щих подсистем (гранул и межгранульных границ) не рассматривался подробно. Ясно, что петля гистерезиса намагниченности обусловлена двумя вкладками: от гранул и от подсистемы межгранульных границ. При этом „слабая“ подсистема межгранульных границ порождена „сильной“ подсистемой гранул. Однако, оказалось, что магнитные моменты гранул сильно подавляют подсистему межгранульных границ [15–17], и это влияние при определенных условиях (внешнее поле, захваченный гранулами магнитный поток) становится доминирующим. Фактически, вклад от подсистемы межгранульных границ, явно выражен в общей петле гистерезиса только в области малых полей ($\pm H_{ит1}$), однако после увеличения внешнего поля до определенного значения, и затем уменьшения поля, в той же области малых полей ($\pm H_{ит1}$) этот вклад уже полностью отсутствует [13,15–17].

Малый магнитный гистерезис был исследован для основных классов ВТСП систем на основе иттрия и висмута [4–13,15–17]. Неисследованным оставался случай текстурированного материала с пространственно упорядоченными кристаллитами (здесь и далее термины „кристаллит“ и „гранула“ тождественны), обладающими сильной анизотропией сверхпроводящих свойств. В данной работе исследован текстурированный образец $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (Bi2223), в котором пластинчатые кристаллиты Bi2223 преимущественно ориентированы относительно кристаллографической c -оси. Благодаря сильной анизотропии сверхпроводящих свойств отдельных кристаллитов, текстурированный поликристаллический образец обладает анизотропией основного магнитного гистерезиса. И цель работы заключалась в установлении и объяснении характера анизотропии малого магнитного гистерезиса такого текстурированного сверхпроводника.

2. Эксперимент

2.1. Методика получения и результаты характеристики текстурированного образца

Способ получения текстурированного Bi2223 описан ранее [18]. Суть метода заключается в том, что на начальном этапе получают пористый образец с плотностью 26–40% от теоретической плотности Bi2223 с добавками ультрадисперсного серебра. В полученном пористом образце кристаллиты Bi2223 имеют форму пластин с толщиной 1–2 μm и линейными размерами ~ 20 –30 μm . Тонкая часть пластин соответствует кристаллографической c -оси, а длинные стороны — кристаллографическим a – b плоскостям кристаллитов [18], как показано на рис. 1, *a*. Далее пористый образец пропитывается спиртом и подвергается одноосному сжатию при давлении до 500 МПа, а затем отжигается в течение 30–50 h при 830°C. Описанная процедура приводит к текстурированию кристаллитов Bi2223 в объемном

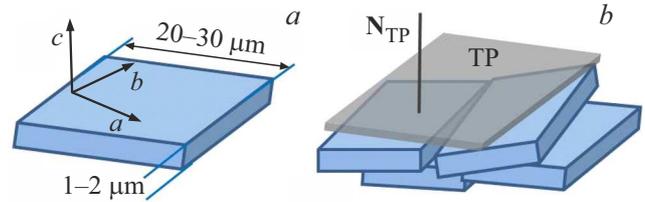


Рис. 1. Схематическое изображение расположения кристаллографических a – b плоскости и c -оси в пластинчатом кристаллите Bi2223 (*a*) и кристаллитов Bi2223 в текстурированном материале (*b*). Обозначены плоскость преимущественной ориентации кристаллитов TP (плоскость текстурирования) и нормаль к ней \mathbf{N}_{TP} .

материале, как схематично изображено на рис. 1, *b*; a – b плоскости кристаллитов ориентированы преимущественно в плоскости текстурирования (TP на рис. 1, *b*).

Ниже по тексту для обозначения взаимной ориентации внешнего поля к TP будет использована нормаль к этой плоскости, обозначенная как \mathbf{N}_{TP} , см. рис. 1, *b*. Серебро присутствует в пространстве между кристаллитами в виде „капель“ диаметром ~ 10 –30 μm (как в пористых, так и текстурированных образцах) [18]. На дифракционных картинах получаемых образцов содержатся рефлексы от структуры Bi2223 и от ОЦК структуры серебра. В данной работе исследован образец состава 70 Vol.% $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ + 30 Vol.% Ag .

Температура перехода в сверхпроводящее состояние исследованного в данной работе образца составляет ≈ 108 K по данным магнитных измерений, а переход с состояние с „нулевым сопротивлением“ наблюдается при ≈ 106 K. Плотность транспортного критического тока при $T = 77.4$ K составила 220 A/cm² (направление тока $\mathbf{I} \perp \mathbf{N}_{\text{TP}}$).

2.2. Магнитные измерения

Образец для магнитных измерений был изготовлен в форме ориентированного по плоскости текстурирования TP куба с длиной сторон ≈ 1 mm. Магнитные измерения проводились на магнетометре LakeShore VSM 8604. Все представленные в работе измерения проведены при температуре 78 K. Образец охлаждался в нулевом внешнем поле. Зависимости $M(H)$ измерялись по двум протоколам. В протоколе P_1 измерялось семейство частных петель гистерезиса с последовательным увеличением максимального приложенного поля $\pm H_{\text{max}}$. Шаг увеличения максимального значения поля составлял ± 2.5 Oe. В протоколе P_2 измерялась петля гистерезиса (после охлаждения в нулевом поле) до значения $H_{\text{max}} = \pm 1000$ Oe. Скорость изменения поля для обоих протоколов измерений составляла ≈ 1 Oe/s. Измерения проведены при направлениях внешнего поля \mathbf{H} , перпендикулярном и параллельном плоскости текстурирования TP . При этом измеряется магнитный момент образца, стандартно, вдоль направления внешнего поля.

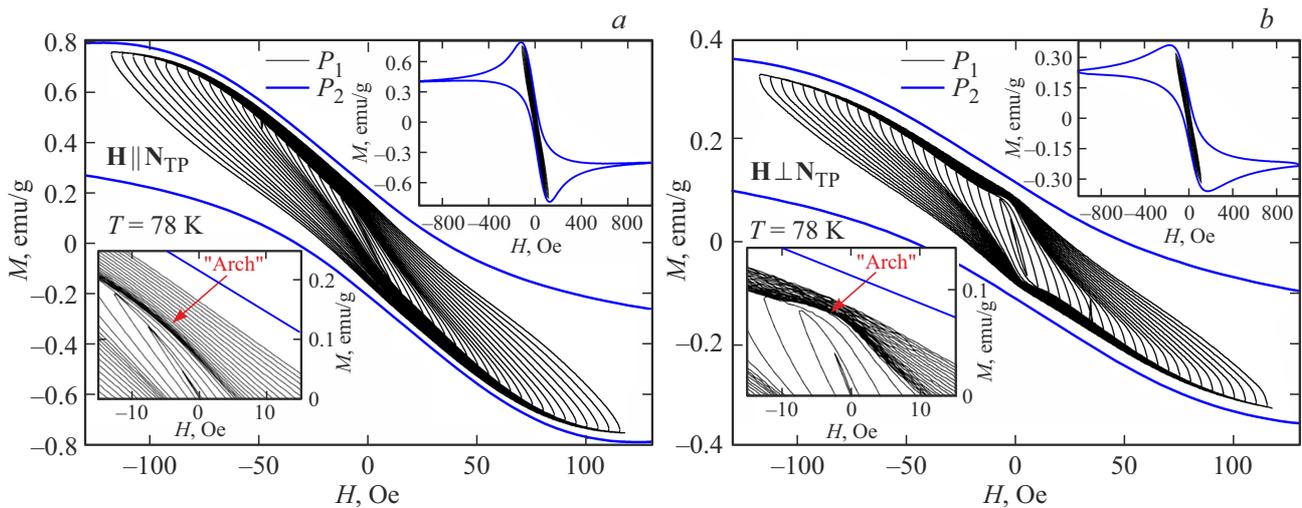


Рис. 2. Зависимости $M(H)$, измеренные по протоколам P_1 и P_2 (см. п.п. 2.2) при ориентациях $\mathbf{H} \parallel \mathbf{N}_{\text{TP}}$ (а) и $\mathbf{H} \perp \mathbf{N}_{\text{TP}}$ (б). На верхних вставках — то же в диапазоне поля ± 1000 Ое. Нижние вставки: поведение частных петель гистерезиса в окрестности $H \approx 0$; стрелками отмечены аркообразные особенности зависимостей $M(H)$.

Данные по намагниченности приведены в электромагнитных единицах (emu) на грамм образца.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Анизотропия магнитного гистерезиса от кристаллитов Bi2223

На рис. 2 приведены зависимости $M(H)$ (протоколы P_1, P_2) при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{N}_{\text{TP}}$ (рис. 2, а) и $\mathbf{H} \perp \mathbf{N}_{\text{TP}}$ (рис. 2, б) в области полей до ± 115 Ое. Верхние вставки рис. 2 иллюстрируют общий вид зависимостей $M(H)$ для использованных протоколов в диапазоне поля ± 1000 Ое. Прежде всего, обратим внимание, что величины намагниченности для направлений $\mathbf{H} \parallel \mathbf{N}_{\text{TP}}$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{N}_{\text{TP}}$ в области полей 100–1000 Ое различаются более чем в два раза.

Известно, что для монокристаллов Bi2223 характерна сильная анизотропия намагниченности: при $\mathbf{H} \parallel c$ значение намагниченности M_c может в десятки раз превышать намагниченность M_{a-b} при $\mathbf{H} \parallel a-b$ [19]. В текстурированных объемных поликристаллах Bi2223 такое различие гораздо меньше [20–24], что и видно из данных рис. 2. Очевидно, что низкая анизотропия текстурированных образцов связана с влиянием разориентации кристаллитов [25,26]. Для последующего анализа малого гистерезиса целесообразно показать взаимное расположение векторов от \mathbf{M}_{a-b} и \mathbf{M}_c от индивидуального кристаллита Bi2223 , $a-b$ плоскость которого отклонена от плоскости текстурирования ТР на некоторый угол φ , см. рис. 3. Если внешнее поле направлено вдоль плоскости текстурирования ($\mathbf{H} \perp \mathbf{N}_{\text{TP}}$), то его проекции \mathbf{H}_{a-b} на плоскость $a-b$ и \mathbf{H}_c на c -ось индуцируют магнитные отклики, соответственно, \mathbf{M}_{a-b} и \mathbf{M}_c . При этом $H_{a-b} = H \cos \varphi$, $H_c = H \sin \varphi$ и $(|M_c| \gg |M_{a-b}|)$.

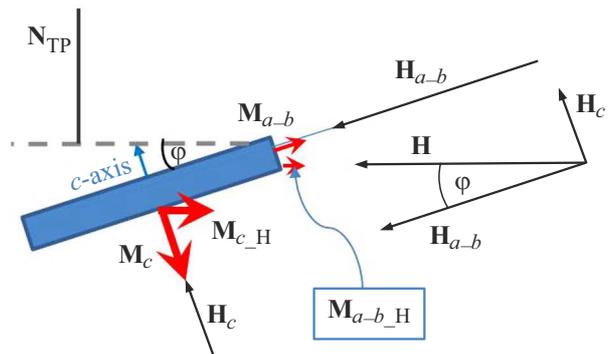


Рис. 3. Схематическое изображение влияния отклонения отдельного кристаллита Bi2223 от плоскости текстурирования на результирующую намагниченность. Кристаллит Bi2223 (закрашенный прямоугольник, указана кристаллографическая c -ось) отклонен от плоскости текстурирования (штриховая горизонтальная прямая) на угол φ . Результирующая намагниченность измеряется вдоль внешнего поля \mathbf{H} . Показаны векторы \mathbf{H}_{a-b} и \mathbf{H}_c — проекции \mathbf{H} на плоскость $a-b$ и ось c , векторы намагниченности \mathbf{M}_{a-b} и \mathbf{M}_c ($|M_c| \gg |M_{a-b}|$) являющиеся диамагнитным откликом на \mathbf{H}_{a-b} и \mathbf{H}_c , а также проекции этих векторов на направление внешнего поля \mathbf{M}_{a-b_H} и \mathbf{M}_{c_H} .

Для проекций намагниченности \mathbf{M}_{a-b_H} и \mathbf{M}_{c_H} на направление внешнего поля \mathbf{H} также логично выполнение строгого неравенства $|M_{c_H}| > |M_{a-b_H}|$.

В результате, в текстурированном материале, даже при ориентации $\mathbf{H} \perp \mathbf{N}_{\text{TP}}$, основной вклад в магнитные свойства обусловлен намагниченностью M_c , т.е., экранирующими токами, текущими в $a-b$ плоскостях кристаллитов, и захваченными вихрями Абрикосова (в относительно больших полях), расположенными вдоль оси c . Из такого рассмотрения следует, что при $\mathbf{H} \perp \mathbf{N}_{\text{TP}}$ действующее поле H^* будет меньше: $H^* = H \cos \varphi$,

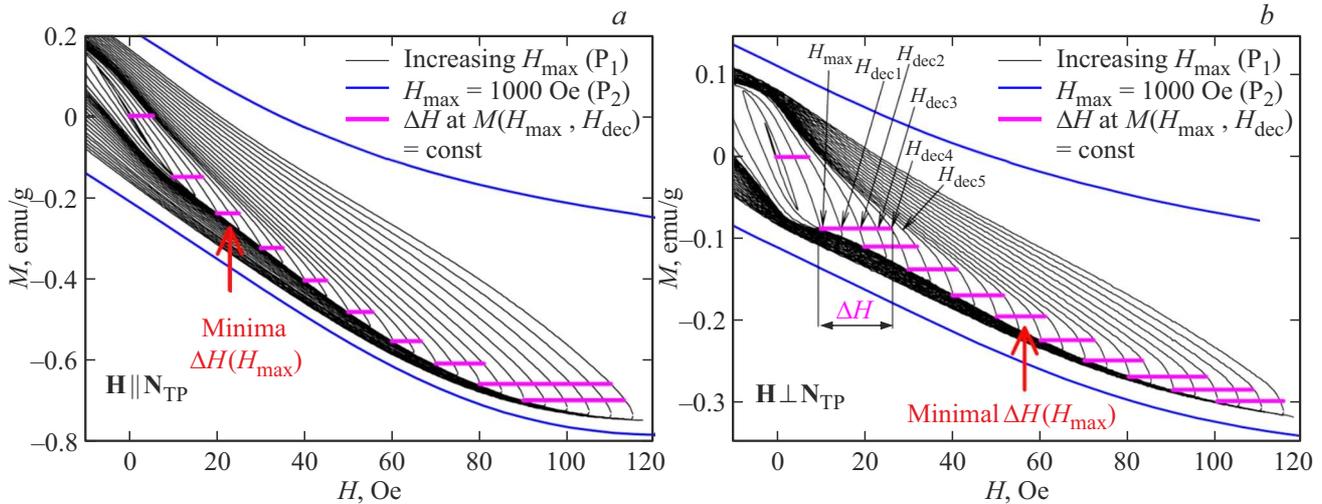


Рис. 4. Данные рис. 2 (зависимости $M(H)$) в увеличенном масштабе. На (b) для $H_{\max} = 10$ Oe показан пример определения полевой ширины гистерезиса ΔH , исходя из показанных на рисунке точек $H_{\text{dec}1}, H_{\text{dec}2}, H_{\text{dec}3}, H_{\text{dec}4}, H_{\text{dec}5}$. Величина ΔH при различных значениях H_{\max} соответствует длине горизонтальных отрезков; указано положение минимальной величины ΔH (см. п.п. 3.2).

где φ средний угол разориентации пластинчатых кристаллитов относительно плоскости текстурирования [25]. Вышесказанное объясняет достаточно небольшую анизотропию величины намагниченности и формы петли гистерезиса для основного („большого“) гистерезиса текстурированных Bi2223 (см. вставки рис. 2).

3.2. Область существования малого магнитного гистерезиса

Из полученных по протоколу P_1 данных рис. 2 видна эволюция петли гистерезиса при увеличении H_{\max} . В протоколе P_1 шаг по увеличению поля H_{\max} одинаков (см. п.п. 2.2), однако расстояние между соседними ветвями частных петель гистерезиса на координатной плоскости M, H неодинаково, что явно видно при сравнении данных в центральной области координатной плоскости и в других ее областях. Наибольшая степень пространственного разнесения частных петель гистерезиса наблюдается в центральной области координатной плоскости, и такое поведение позволяет говорить о проявлении малого магнитного гистерезиса, развитие которого происходит в области небольших внешних полей [15–17]. Из сравнения данных рис. 2, a и b обращает на себя внимание различная степень пространственного разнесения частных петель гистерезиса для ориентаций $\mathbf{H} \parallel \mathbf{N}_{\text{TP}}$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{N}_{\text{TP}}$: для ориентации $\mathbf{H} \perp \mathbf{N}_{\text{TP}}$ соседние кривые располагаются дальше друг от друга.

Для гранулярных ВТСП иттриевой системы и висмутовой системы без текстурирования малый гистерезис явно выражен в некоторой области полей — до $\pm H_{\text{irr}1}$ (см. Введение), и при $H \approx H_{\text{irr}1}$ зависимость $M(H)$ становится почти обратимой [15–17]. При этом обычный „большой“ гистерезис от ВТСП гранул начинает раз-

виваться уже в полях, превышающих значения $H_{\text{irr}1}$. Это позволяет достаточно точно указать диапазон существования малого магнитного гистерезиса и определить поле $H_{\text{irr}1}$ [15–17]. На зависимостях $M(H)$ на рис. 2 нет участка с обратимым поведением намагниченности, однозначно определяющим поле $H_{\text{irr}1}$, что связано с тем, что диапазоны существования малого и „большого“ гистерезиса (от кристаллитов Bi2223) перекрываются. Для оценки величины $H_{\text{irr}1}$ целесообразно рассмотреть полевую ширину магнитного гистерезиса ΔH (при $M = \text{const}$) и предложить критерий для выделения частных петель малого гистерезиса. И логично, что если при некотором поле ширина гистерезиса ΔH будет минимальна, то это поле будет отражать окончание развития малого гистерезиса на фоне развития гистерезиса от кристаллитов Bi2223.

На рис. 4 приведены части данных рис. 2 (диапазон поля -10 – 115 Oe), а на рис. 4, b показан пример определения ширины гистерезиса ΔH . Из точки на координатной сетке при $H = H_{\max}$ (например, при $H_{\max} = 10$ Oe) проведем горизонтальную линию вправо, и точки пересечения этой линии с ближайшими ветвями частных петель гистерезиса для убывающего внешнего поля H_{dec} обозначим, как $H_{\text{dec}1}, H_{\text{dec}2}, H_{\text{dec}i}$, см. рис. 4, b. Далее, сравним значения отрезков $H_{\max}H_{\text{dec}1}, H_{\text{dec}1}H_{\text{dec}2}, H_{\text{dec}2}H_{\text{dec}3}, H_{\text{dec}i}H_{\text{dec}i+1}$ и т.д. В области относительно небольших полей, где ветви гистерезиса $M(H_{\text{dec}})$ достаточно разрежены, длины этих отрезков будут достаточно большими, и именно в этой области существует малый магнитный гистерезис. Из рис. 4, b для $H_{\max} = 10$ Oe видно, что длины отрезков $H_{\max}H_{\text{dec}1}, H_{\text{dec}1}H_{\text{dec}2}, H_{\text{dec}2}H_{\text{dec}3}, H_{\text{dec}3}H_{\text{dec}4}$ примерно одинаковы, а длина отрезка $H_{\text{dec}4}H_{\text{dec}5}$ заметно меньше. Это, на качественном уровне, позволяет считать, что полевая шири-

на малого гистерезиса ΔH при $H_{\max} = 10$ Ое примерно соответствует длине отрезка $H_{\max}H_{\text{dec}4}$. Мы предлагаем следующий полуэмпирический критерий определения ширины малого гистерезиса ΔH : $\Delta H(H_{\max})$ равна значению отрезка между H_{\max} и $H_{\text{dec}i}$, если значение длины отрезка $H_{\text{dec}i}H_{\text{dec}i+1}$ становится на 85% меньше, чем значение длины „предыдущего“ отрезка $H_{\text{dec}i-1}H_{\text{dec}i}$.

Применяя описанный алгоритм, мы получили значения ΔH при различных значениях H_{\max} . Величины ΔH показаны на рис. 4 как горизонтальные отрезки, и видно, что их длина ведет себя немонотонно с ростом H_{\max} , что и предполагается при развитии магнитного гистерезиса от двух подсистем (см. выше). Положения минимального значения ширины гистерезиса указаны на рис. 4. Как видно из рис. 4, *a, b*, поле, при котором ΔH минимально, больше для ориентации $\mathbf{H} \perp \mathbf{N}_{\text{ТР}}$, чем для ориентации $\mathbf{H} \parallel \mathbf{N}_{\text{ТР}}$. Таким образом, из данных рис. 4 можно с уверенностью заключить, что для исследованного текстурированного образца диапазон поля, в котором малый гистерезис существует, заметно больше для ориентации $\mathbf{H} \perp \mathbf{N}_{\text{ТР}}$.

3.3. Аркообразная особенность на петле малого магнитного гистерезиса

На частных петлях $M(H)$ на рис. 2 в окрестности $H \approx 0$ видна характерная аркообразная особенность, выделенная на нижних вставках рис. 2, *a* и *b*, где приведены зависимости $M(H)$ при положительных значениях намагниченности ($M \geq 0$) в области полей ± 15 Ое. Из сравнения данных на нижних вставках рис. 2, *a* и *b* можно видеть, что для ориентации $\mathbf{H} \parallel \mathbf{N}_{\text{ТР}}$ (рис. 2, *a*) эта аркообразная особенность выражена слабее, чем для ориентации $\mathbf{H} \perp \mathbf{N}_{\text{ТР}}$ (рис. 2, *b*). Как было показано ранее [15–17], аркообразная особенность зависимости $M(H)$ в области малых полей является „атрибутом“ малой петли гистерезиса. Исчезновение этой аркообразной особенности при определенном значении H_{\max}^* является признаком того, что в окрестности $H \approx 0$ вклад от подсистемы межгранульных границ уже полностью отсутствует [15]. С другой стороны, то, насколько ярко выражена аркообразная особенность, свидетельствует о степени ослабления петли малого гистерезиса после приложения поля H_{\max} .

Рассмотрим высоту петли магнитного гистерезиса $\Delta M(H) = M(H_{\text{dec}}) - M(H_{\text{inc}})$ (H_{inc} — возрастающее внешнее поле). Сначала приведем зависимости $\Delta M(H)$ для поля $H_{\max} = 1000$ Ое, при котором аркообразной особенности уже не наблюдается, см. рис. 5. Эти зависимости имеют максимумы (в полях положительного и отрицательного знака), типичные для гранулярных сверхпроводников.

Зависимости $\Delta M(H)$ для выборочных значений H_{\max} приведены на рис. 6. Аркообразная особенность зависимостей $M(H)$ проявляется в виде пика на зависимостях $\Delta M(H)$, и особенно это заметно для небольших значений H_{\max} . Для ориентации $\mathbf{H} \parallel \mathbf{N}_{\text{ТР}}$ при $H_{\max} = 115$ Ое пик в

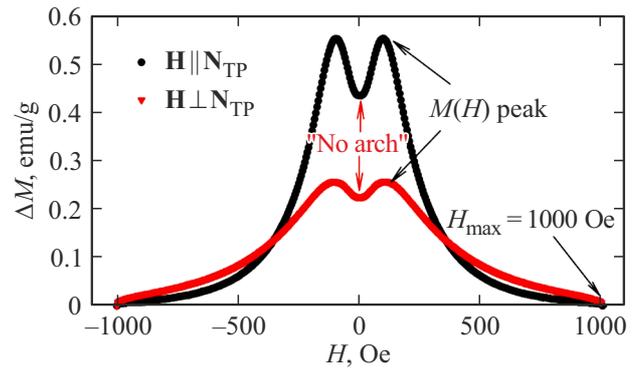


Рис. 5. Высота петель гистерезиса $M(H)$ — зависимости $\Delta M(H)$ при $H_{\max} = 1000$ Ое для ориентаций $\mathbf{H} \parallel \mathbf{N}_{\text{ТР}}$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{N}_{\text{ТР}}$ (из данных верхних вставок рис. 2).

окрестности $H \approx 0$ имеет форму слабовыраженного локального максимума, и также видны локальные максимумы от основного магнитного гистерезиса (как на рис. 5). Следовательно, для ориентации $\mathbf{H} \parallel \mathbf{N}_{\text{ТР}}$ характерное поле H_{\max}^* , которое приводит к исчезновению малого гистерезиса, достаточно близко к величине 115 Ое. Для ориентации $\mathbf{H} \perp \mathbf{N}_{\text{ТР}}$ при $H_{\max} = 115$ Ое пик остается достаточно „острым“, что свидетельствует о том, что поле H_{\max}^* значительно превышает величину 115 Ое (максимумы от магнитного гистерезиса кристаллитов $\text{Bi}2223$ проявляются в характерной форме типа „плеча“).

Из рассмотрения эволюции характерной аркообразной особенности зависимостей $M(H)$ (рис. 2) и сопутствующих данных высоты гистерезиса $\Delta M(H)$ (рис. 6), следует однозначный вывод, что характерное поле H_{\max}^* для ориентации $\mathbf{H} \perp \mathbf{N}_{\text{ТР}}$ значительно превышает поле H_{\max}^* для ориентации $\mathbf{H} \parallel \mathbf{N}_{\text{ТР}}$.

3.4. Модель, объясняющая анизотропию малого магнитного гистерезиса

На основании результатов п.п. 3.2 и 3.3 можно сказать, что наблюдается анизотропное поведение малого гистерезиса в текстурированном поликристалле на основе $\text{Bi}2223$. И если для основного магнитного гистерезиса значения намагниченности больше при ориентации $\mathbf{H} \parallel \mathbf{N}_{\text{ТР}}$, то малый гистерезис при ориентации $\mathbf{H} \perp \mathbf{N}_{\text{ТР}}$ существует в значимо большем диапазоне внешнего поля, чем при ориентации $\mathbf{H} \parallel \mathbf{N}_{\text{ТР}}$. Для объяснения наблюдаемого поведения рассмотрим специфику взаимодействия подсистем сверхпроводящих гранул и межгранульных границ [15–17], применительно к текстурированному ВТСП $\text{Bi}2223$.

На рис. 7 показаны направления магнитных моментов от соседствующих кристаллитов (несколько разориентированных относительно плоскости ТР) в случаях $\mathbf{H} \parallel \mathbf{N}_{\text{ТР}}$ (рис. 7, *a*) и $\mathbf{H} \perp \mathbf{N}_{\text{ТР}}$ (рис. 7, *b*). В случае $\mathbf{H} \parallel \mathbf{N}_{\text{ТР}}$ диамагнитный отклик кристаллитов определяется проекцией M_c на внешнее поле \mathbf{H} , т.е., вектором \mathbf{M}_{c-H} (вклад от \mathbf{M}_{a-b} пренебрежимо мал). В случае

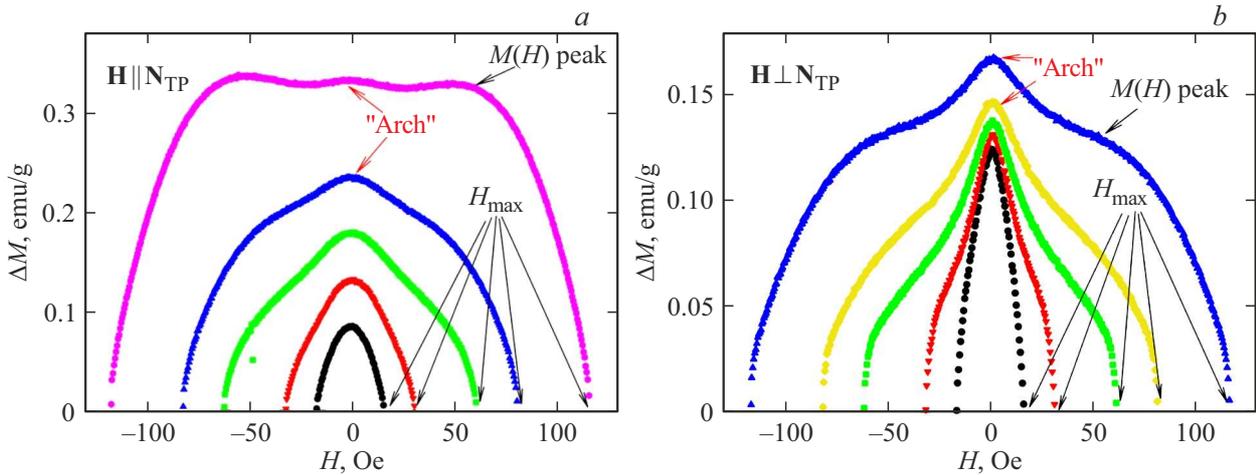


Рис. 6. Зависимости $\Delta M(H)$ при различных значениях H_{max} для ориентаций $\mathbf{H} \parallel \mathbf{N}_{TP}$ (a) и $\mathbf{H} \perp \mathbf{N}_{TP}$ (b). Отмечены пики, соответствующие аркообразным особенностям (см. нижние вставки рис. 2) и экстремумам зависимостей $M(H)$ (верхние вставки рис. 2).

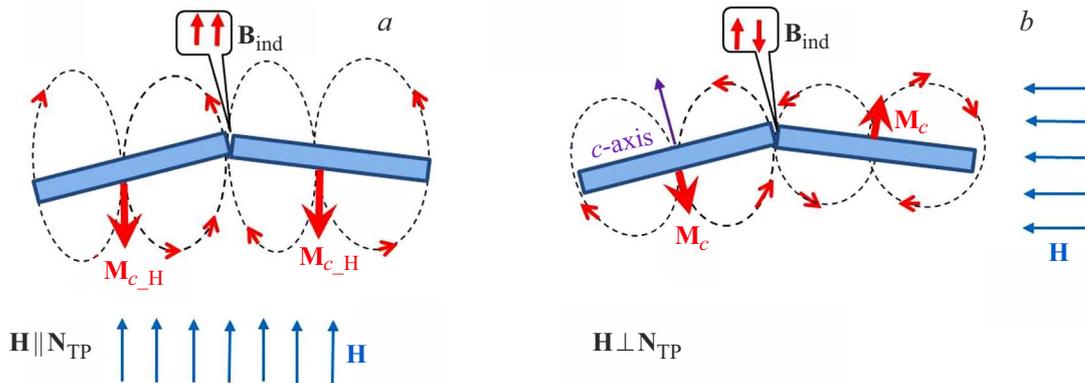


Рис. 7. Схематическое представление направлений магнитных моментов \mathbf{M}_c , \mathbf{M}_{c-H} (см. рис. 3), индуцированными ими линий магнитной индукции (штриховые линии) в пространстве между двумя соседними кристаллитами Bi2223 (прямоугольники, см. рис. 1) во внешнем поле \mathbf{H} для ориентаций $\mathbf{H} \parallel \mathbf{N}_{TP}$ (a) и $\mathbf{H} \perp \mathbf{N}_{TP}$ (b). В выносках схематично показаны направления индуцированного поля \mathbf{V}_{ind} от соседствующих кристаллитов.

$\mathbf{H} \perp \mathbf{N}_{TP}$, на основании рассмотрения рис. 3, можно также считать, что диамагнитный отклик определяется вектором \mathbf{M}_{c-H} (вклад от M_{a-b-H} значительно меньше). Линии магнитной индукции от векторов \mathbf{M}_{c-H} замыкаются через пространство между кристаллитами, индуцируя поле \mathbf{V}_{ind} в межкристаллитных границах. Видно, что индуцированные соседствующими кристаллитами поля \mathbf{V}_{ind} в случае $\mathbf{H} \parallel \mathbf{N}_{TP}$ направлены в одну сторону. Однако для случая $\mathbf{H} \perp \mathbf{N}_{TP}$ (рис. 7, b) векторы \mathbf{V}_{ind} от соседних кристаллитов разнонаправлены. Очевидно, что в этом случае происходит частичная компенсация влияния магнитных моментов соседних кристаллитов на индуцированное поле в межкристаллитной границе. Следовательно, для значений индуцированного поля V_{ind} в ориентациях $\mathbf{H} \parallel \mathbf{N}_{TP}$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{N}_{TP}$ можно записать следующее неравенство:

$$V_{ind}(\mathbf{H} \parallel \mathbf{N}_{TP}) > V_{ind}(\mathbf{H} \perp \mathbf{N}_{TP}). \quad (1)$$

На схематическом представлении рис. 7 (также и рис. 3) рассмотрен случай возрастающего поля, когда результирующая намагничённость имеет отрицательные значения (диамагнетизм). В случае, когда внешнее поле убывает (при условии $H \geq 0$), направления магнитных моментов \mathbf{M}_c , \mathbf{M}_{c-H} , линий магнитной индукции и векторов \mathbf{V}_{ind} сменяются на противоположные, при этом неравенство (1) останется верным.

В области межкристаллитных границ уместно рассматривать эффективное поле \mathbf{V}_{eff} , являющееся суперпозицией \mathbf{H} и \mathbf{V}_{ind} :

$$\mathbf{V}_{eff} = \mathbf{H} + \mathbf{V}_{ind}. \quad (2)$$

Ранее было показано, что в выражении (2) в области небольших и промежуточных полей доминирует второе слагаемое из-за сжатия магнитного потока в межгранулярной среде [15,27]. Именно поле V_{eff} (а не величина внешнего поля H) определяет эволюцию малого

магнитного гистерезиса. Если значение V_{eff} достаточно большое, то отклик от подсистемы межкуристаллитных границ становится исчезающе малым. И такая ситуация имеет место как в полях порядка H_{int1} (см. выше), так и в окрестности малых полей после приложения внешнего поля до определенного значения H_{max}^* , и, затем уменьшения поля (слабовыраженная аркообразная особенность, см. п.п. 3.3). В последнем случае захваченный поток (вихри Абрикосова) в кристаллитах индуцирует в межкуристаллитные границы поле V_{ind} . Ввиду неравенства (1), обсуждаемая аркообразная особенность зависимости $M(H)$ для ориентации $\mathbf{H} \parallel \mathbf{N}_{\text{ТР}}$ исчезает при меньшем значении поля H_{max}^* (использованном в протоколе P_1), чем для ориентации $\mathbf{H} \perp \mathbf{N}_{\text{ТР}}$.

Итак, анизотропия отдельных кристаллитов Bi2223 приводит к тому, что для основного магнитного гистерезиса выполняется неравенство $M(\mathbf{H} \parallel \mathbf{N}_{\text{ТР}}) > M(\mathbf{H} \perp \mathbf{N}_{\text{ТР}})$, см. вставки рис. 2. И в то же время при ориентации $\mathbf{H} \perp \mathbf{N}_{\text{ТР}}$ малый магнитный гистерезис существует в большей области полей, чем при ориентации $\mathbf{H} \parallel \mathbf{N}_{\text{ТР}}$, и это объясняется влиянием эффективных полей в межкуристаллитных границах, индуцированных магнитными моментами кристаллитов Bi2223 (рис. 7).

4. Выводы

Для текстурированного сверхпроводящего материала на основе пластинчатых кристаллитов Bi2223 наблюдается влияние ориентации внешнего поля по отношению к плоскости текстурирования на диапазон внешнего поля, в котором проявляется малый магнитный гистерезис. При направлении внешнего поля параллельно плоскости текстурирования (параллельно a - b плоскостям кристаллитов), из-за неидеальной ориентации кристаллитов, возникают условия, при которых влияние магнитных моментов соседних кристаллитов частично компенсируется. Это приводит к тому, что малый магнитный гистерезис проявляется в значимо большем диапазоне внешних полей, чем в ориентации, когда поле перпендикулярно плоскости текстурирования.

Благодарности

Магнитные измерения проведены на оборудовании Центра коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН.

Финансирование работы

Исследование выполнено в рамках госзадания ИФ СО РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] D.J. Resnick, J.C. Garland, J.T. Boyd, S. Shoemaker, R.S. Newrock, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1542 (1981).
- [2] S. Eley, S. Gopalakrishnan, P.M. Goldbart, N. Mason, *Nature Physics* **8** (1), 59 (2012).
- [3] M. Sharma, M. Singh, R.K. Rakshit, S.P. Singh, M. Fretto, N. De Leo, A. Perali, N. Pinto, *Nanomaterials*, **12**, 4109 (2022).
- [4] H. Dersch, G. Blatter, *Phys. Rev. B* **38** (N16), 11391 (1988).
- [5] P. Chaddah, G. Ravi Kumar, A.K. Grover, C. Radhakrishnamurthy, G.V.S. Rao, *Cryogenics* **29**, 907 (1989).
- [6] G.E. Gough, M.S. Colclough, D.A. O'Connor, E. Wellhoffer, N.McN. Alford, T.W. Button, *Cryogenics* **31**, 119 (1991).
- [7] J. Jung, M.-K. Mohamed, S.C. Cheng, J.P. Franck. *Phys. Rev. B*, **42**, 6181 (1990).
- [8] I. Edmond, L.D. Firth, *J. Phys: Condens. Matter.* **4**, 3813 (1992).
- [9] S. Senoussi. *Journal de Physique III* **2** (7), 1041 (1992),
- [10] F. Pérez, X. Obradors, J. Fontcuberta, X. Bozec, A. Fert, *Supercond. Sci. Technol.* **9**, 161 (1996).
- [11] B. Andrzejewski, E. Guilmeau, C. Simon. *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 904 (2001).
- [12] W.A.C. Passos, P.N. Lisboa-Filho, R. Caparroz, C.C. de Faria, P.C. Venturini, F.M. Araujo-Moreira, S. Sergeenkov, W.A. Ortiz, *Physica C* **354**, 189 (2001).
- [13] Д.А. Балаев, А.Д. Балаев, С.В. Семенов, Д.М. Гохфельд, *ФТТ* **66** (9), 1494 (2024).
- [14] Э.Б. Сонин, *Письма ЖЭТФ* **47**, 415 (1988).
- [15] Д.А. Балаев, С.В. Семенов, Д.М. Гохфельд, М.И. Петров, *ЖЭТФ* **165** (2), 258 (2024).
- [16] Д.А. Балаев, С.В. Семенов, Д.М. Гохфельд, М.И. Петров, *ФТТ* **66** (4), 523 (2024).
- [17] D.A. Balaev, S.V. Semenov, D.M. Gokhfel'd, M.I. Petrov, *J. Supercond. Nov. Magn.* **37**, 1329 (2024).
- [18] M.I. Petrov, I.L. Belozerova, K.A. Shaykhutdinov, D.A. Balaev, A.A. Dubrovskii, S.I. Popkov, A.D. Vasilyev, O.N. Mart'yanov, *Supercond. Sci. Technol.* **21**, 105019 (2008).
- [19] N. Clayton, N. Musolino, E. Giannini, V. Garnier, R. Flükiger, *Supercond. Sci. Technol.* **17**, S563 (2004).
- [20] B. Hensel, G. Grasso, R. Flukiger *Phys. Rev. B* **51** (N21), 15456 (1995).
- [21] G.C. Han, *Phys. Rev. B* **52** (N2), 1309 (1995).
- [22] G.C. Han, C.K. Ong, *Phys. Rev. B* **56** (N17), 11299 (1997).
- [23] D.A. Balaev, S.I. Popkov, S.V. Semenov, A.A. Bykov, K.A. Shaykhutdinov, D.M. Gokhfel'd, M.I. Petrov, *Physica C* **470**, 61 (2010).
- [24] Д.М. Гохфельд, Д.А. Балаев, С.В. Семенов, М.И. Петров, *ФТТ* **57**, 2090–2094 (2015).
- [25] Д.М. Гохфельд, Д.А. Балаев, *ФТТ* **62**, 1017 (2020).
- [26] D.M. Gokhfel'd, S.V. Semenov, M.I. Petrov, I.V. Nemtsev, D.A. Balaev, *J. Supercond. Nov. Magn.* **36**, 59 (2023).
- [27] S.V. Semenov, A.D. Balaev, D.A. Balaev, *J. Appl. Phys.* **125**, 033903 (2019).

Редактор В.В. Емцев