

КОЛЛАПС МАЛОЙ ПЕТЛИ МАГНИТНОГО ГИСТЕРЕЗИСА ГРАНУЛЯРНОГО ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СВЕРХПРОВОДНИКА $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

Д. А. Балаев, С. В. Семёнов, Д. М. Гохфельд, М. И. Петров*

*Институт физики им. Л. В. Киренского
Красноярского научного центра Сибирского отделения Российской академии наук
660036, Красноярск, Россия*

Поступила в редакцию 12 сентября 2023 г.,
после переработки 13 октября 2023 г.
Принята к публикации 16 октября 2023 г.

Работа посвящена экспериментальному изучению эволюции формы петель магнитного гистерезиса гранулярного высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при варьировании максимального внешнего приложенного поля H_{max} . В диапазоне слабых полей (до ~ 10 Э при температуре 78 К) наблюдается гистерезис (далее — малый гистерезис), связанный с диамагнетизмом и проникновением поля в виде джозефсоновских вихрей в подсистему межгранулярных границ, являющейся джозефсоновской средой. С дальнейшим ростом H_{max} появляется гистерезис намагниченности, связанный с проникновением вихрей в сверхпроводящие гранулы. При анализе экспериментальных данных обнаружен нетривиальный факт — магнитный отклик от подсистемы межгранулярных границ становится менее заметным при увеличении H_{max} , а при определенном значении максимального поля этот отклик вообще исчезает, хотя по абсолютной величине намагниченности (при малых значениях H_{max}) малый гистерезис сопоставим с откликом от сверхпроводящих гранул. Описанная эволюция магнитного гистерезиса объяснена в рамках концепции эффективного поля в межгранулярной среде, в которой суммарное поле в подсистеме межгранулярных границ определяется не только внешним полем, но и полями рассеяния от магнитных моментов сверхпроводящих гранул. Иными словами, взаимодействие между сверхпроводящими подсистемами гранул и межгранулярных границ приводит к существованию малого гистерезиса в достаточно малых полях и к его полному исчезновению при увеличении модуля намагниченности сверхпроводящих гранул.

DOI: 10.31857/S0044451024020111

1. ВВЕДЕНИЕ

Параметры петли магнитного гистерезиса являются одной из основных характеристик сверхпроводников как для практических применений, так и для понимания фундаментальных процессов проникновения, распределения и закрепления (пиннинга) вихрей Абрикосова. Многообразие типов сверхпроводящих материалов [1–6] и необходимость контролируемого управления пиннингом вихрей [7, 8] требует понимания физических механизмов формирования петель гистерезиса намагниченности, что обуславливает многочисленные исследования [9–24]. За почти 60 лет, прошедших после появления модели критического состояния Бина [25], появилось

немало ее дальнейших модификаций, усовершенствований и изменений, см., например, [26], в том числе учитывающих гранулярность сверхпроводящего материала [27–31].

Гранулярная структура высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) и их малая длина когерентности обуславливают то, что перенос сверхпроводящего тока через межгранулярные границы происходит благодаря эффекту Джозефсона. Сама подсистема межгранулярных границ представляет собой сеть переходов джозефсоновского типа и является отдельной «слабой» сверхпроводящей подсистемой, связанной с другой уже «сильной» сверхпроводящей подсистемой — ВТСП-гранулами. В итоге в гранулярных ВТСП-материалах формируется двухуровневое сверхпроводящее состояние [27], что проявляется в их магнитотранспортных свойствах, таких как двухступенчатый переход в сверхпроводящее состояние, наблюдаемый на зависимостях сопротивления от температуры во внешнем поле, либо двух-

* E-mail: dabalaev@iph.krasn.ru

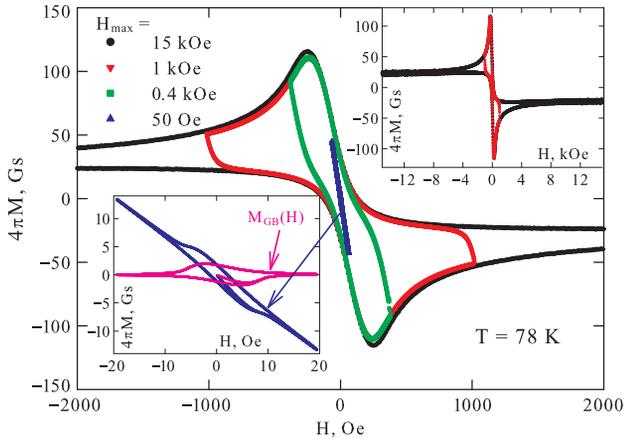


Рис. 1. Петли магнитного гистерезиса $M(H)$ исследованного образца $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в различных диапазонах внешнего поля. Легенда соответствует и основному рисунку, и вставкам. На нижней вставке показан вклад от подсистемы межгранульных границ $M_{GB}(H)$, полученный после вычета линейного по полю диамагнитного вклада от сверхпроводящих гранул

ступенчатый характер магнитосопротивления (при постоянной температуре). Подсистемы межгранульных границ и гранул характеризуются также наличием гистерезиса в различных диапазонах магнитных полей [32–35]. Следует отметить, что в подавляющем большинстве исследований рассматривается гистерезис намагниченности в умеренных и сильных магнитных полях, где магнитный отклик в основном определяется сверхпроводящими гранулами. В то же время гистерезисному поведению намагниченности, связанному с подсистемой межгранульных границ (далее — малый гистерезис), уделялось мало внимания, и упомянутые выше статьи [32–35] являются весьма репрезентативным списком работ по этой теме. В данной работе мы задались целью подробно исследовать эволюцию формы магнитного гистерезиса гранулярного ВТСП системы $\text{Y}-\text{Ba}-\text{Cu}-\text{O}$ при увеличении внешнего поля и выявить особенности взаимодействия и взаимовлияния подсистем межгранульных границ и сверхпроводящих гранул.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Образец ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ был приготовлен методом твердофазного синтеза в воздушной атмосфере из соответствующих оксидов с тремя промежуточными помолами. На конечной стадии приготовления принимались специальные меры по оптимизации отжига (50 ч при температур 940 °С с последующей выдержкой при 350 °С в течение 10 ч).

На дифрактограмме присутствовали только рефлексы, соответствующие структуре 1–2–3. Средний размер гранул по данным сканирующей электронной микроскопии составлял примерно 10 мкм. Температура перехода в сверхпроводящее состояние по данным магнитных и транспортных (начало перехода) измерений составила 93 К, величина критического тока при температуре жидкого азота — 150 А/см².

Магнитные измерения проводились на вибрационном магнитометре LakeShore VSM 8604. Для измерений образец был изготовлен в форме шара диаметром около 3 мм. Петли магнитного гистерезиса измерены при температуре 78 К. Скорость изменения поля составляла 0.1–10 Э/с (для диапазонов малых и больших полей соответственно). Экспериментальные данные (величина внешнего поля) были скорректированы с учетом размагничивающего фактора образца.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Общий вид зависимостей $M(H)$ в диапазоне полей до ± 15 кЭ, а также до ± 1 кЭ показан на верхней вставке рис. 1. Асимметричная форма зависимостей $M(H)$ относительно оси абсцисс типична для гранулярных ВТСП при достаточно высоких температурах. Такая асимметрия объясняется наличием поверхностного слоя в гранулах, в котором пиннинг абрикосовских вихрей ослаблен [30, 31, 36–38]. Взаимное расположение зависимостей $M(H)$, измеренных до различных величин максимального приложенного поля, включая $H_{max} = \pm 50$ Э, показано на рис. 1 (основной рисунок). Отметим, что все зависимости, приведенные на рис. 1, измерены после охлаждения в нулевом внешнем поле. Поведение зависимости $M(H)$, измеренной в диапазоне малых полей (± 50 Э), в окрестности начала координат показано на нижней вставке рис. 1. Из этих данных следует, что в диапазоне полей примерно до 12 Э на зависимости $M(H)$ присутствует гистерезис, в то время как далее, при увеличении внешнего поля, намагниченность ведет себя практически обратимым образом и зависимость $M(H)$ линейна по полю.

Описанный малый гистерезис, отчетливо видимый на нижней вставке рис. 1, и есть отклик от подсистемы межгранульных границ, о чем говорилось во Введении и наблюдалось в цитированных выше работах [32–35]. Здесь также необходимо отметить, что на перетертых (из таблеток) в порошок образцах ВТСП малый гистерезис не наблюдается. Диамагнитный отклик от сверхпроводящих гранул наблю-

дается как линейное по полю и практически обратимое поведение зависимости $M(H)$ в полях более примерно 10 Э . При вычете из экспериментальной зависимости $M(H)$ данный линейный вклад χH (где $\chi < 0$) можно получить петлю гистерезиса намагниченности $M_{GB}(H)$ от подсистемы межгранульных границ:

$$M_{GB}(H) = M(H) - \chi H.$$

Полученная таким образом гистерезисная зависимость $M_{GB}(H)$ приведена на нижней вставке рис. 1. Она подобна петлям гистерезиса намагниченности сверхпроводников второго рода (подсистема межгранульных границ, т. е. джозефсоновская среда, является сверхпроводником второго рода [39, 40]).

Модель критического состояния [25] устанавливает связь намагниченности и плотности критического тока J_C , что позволяет определять J_C из магнитных измерений. Для бесконечно длинного цилиндра с диаметром d [31]

$$J_C(\text{А/см}^2) = 30 \Delta M[\text{ед. СГСМ/см}^3]/d[\text{см}], \quad (1)$$

здесь ΔM — высота петли гистерезиса намагниченности, $\Delta M(H) = M_{dec}(H) - M_{inc}(H)$, $M_{inc}(H)$ и $M_{dec}(H)$ — ветви гистерезиса для возрастающего и убывающего внешнего поля соответственно. Для образца в форме шара такое простое аналитическое выражение (формула Бина) дает лишь примерное значение. Более точное приближение для оценки J_C в образце шарообразной формы может быть получено при замене d на эффективное значение $d_{eff} = \pi d_{circle}/4$, где d_{circle} — диаметр шара. Значение ΔM при $H \approx 0$ составляет 0.24 ед. СГСМ/см³ и $d_{eff} = 0.131$ см, что дает $J_{CGB} = 55$ А/см². Как известно, формула Бина дает заниженные значения критического тока вблизи $H = 0$ [41–44]. Действительно, величина критического тока, определенная из транспортных измерений четырехзондовым методом, несколько выше (~ 150 А/см²).

Для петли магнитного гистерезиса, измеренной до полей больших 1 кЭ , в выражение (1) необходимо подставлять не размер образца, а средний размер гранул [45], так как межгранульные токи подавляются в больших полях. Для большой петли получаем величину внутригранульного критического тока $J_{CG} \sim 2 \cdot 10^5$ А/см² при $d \sim 10$ мкм. Описанная разница в несколько порядков в величинах J_{CGB} и J_{CG} является характерным признаком гранулярных ВТСП. В свете сказанного выше, для полной петли магнитного гистерезиса $M_{total}(H)$ (ниже будем использовать обозначение $M(H)$, $M_{total}(H) \equiv M(H)$)

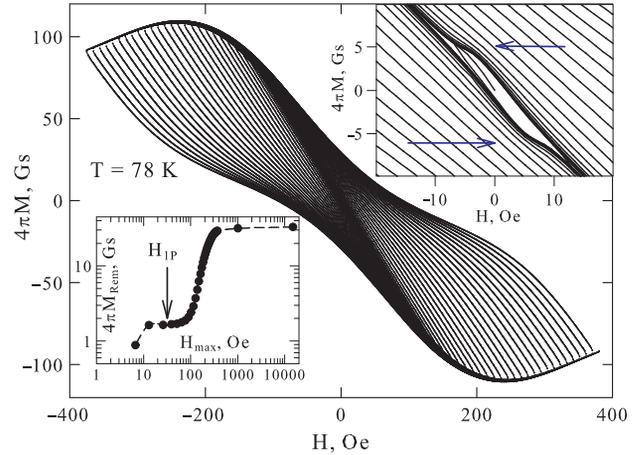


Рис. 2. Петли гистерезиса намагниченности, полученные при различных величинах максимального приложенного поля $\pm H_{max}$ с последовательным увеличением величины H_{max} . На верхней вставке показаны те же петли в окрестности начала координат в увеличенном масштабе; стрелки указывают на обсуждаемую аркообразную особенность. На нижней вставке — зависимость остаточной намагниченности $M_{Rem}(H_{dec} = 0)$ от H_{max} в двойном логарифмическом масштабе

гранулярного сверхпроводника можно записать следующее выражение:

$$M(H) = M_{GB}(H) + M_G(H), \quad (2)$$

здесь $M_G(H)$ — отклик от сверхпроводящих гранул. Аддитивный вклад от двух вкладов в общую намагниченность гранулярного образца подразумевался в ряде цитированных выше работ. Однако в выражении (2) отсутствует взаимосвязь между подсистемами межгранульных границ и гранул. Для выяснения такой взаимосвязи были измерены частные петли гистерезиса намагниченности с последовательным увеличением максимального приложенного поля $\pm H_{max}$. Эти данные приведены на рис. 2. Шаг по увеличивающемуся максимальному значению поля составлял (с учетом размагничивающегося фактора образца) $10\text{--}13\text{ Э}$.

Остановимся сначала на поведении остаточной намагниченности M_{Rem} как функции H_{max} , показанном на нижней вставке рис. 2 (использована двойная логарифмическая шкала). Эта зависимость имеет двухступенчатый характер, в котором есть промежуточное насыщение (в полях, превышающих примерно 10 Э) и другое (основное) насыщение в больших полях. Отход от примерно постоянного значения при промежуточном насыщении происходит в поле около $35\text{--}40\text{ Э}$, как указано (стрелкой) на нижней вставке рис. 2. Очевидно, что в этом интер-

вале внешних полей начинается проникновение вихрей Абрикосова внутрь гранул, и это поле называют полем первого проникновения H_{1P} [34, 35, 46, 47]. Следовательно, при $H_{max} \geq H_{1P}$ мы имеем дело с суперпозицией двух гистерезисных намагниченностей от двух подсистем (межгранульные границы и гранулы), согласно выражению (2).

В форме частных петель гистерезиса в области начала координат привлекают к себе внимание аркообразные особенности (изломы), отчетливо видимые в увеличенном масштабе на верхней вставке рис. 2 (отмечено горизонтальными стрелками). Указанные изломы зависимостей $M(H_{inc})$ и $M(H_{dec})$ наблюдаются в окрестности поля около $\pm 5 \text{ Э}$, и они связаны с вкладом от малого гистерезиса (наличием экстремумов зависимости $M_{GB}(H)$, см. нижнюю вставку рис. 1). В то же время из данных, приведенных на верхней вставке рис. 2, можно заключить, что при достаточно больших значениях H_{max} описываемая особенность становится либо слабо выраженной, либо отсутствует. Иными словами, в некотором диапазоне значений H_{max} сохраняется влияние малого гистерезиса, а при достаточно больших значениях H_{max} вклад от магнитного гистерезиса становится несущественным. Более подробно описываемое поведение проиллюстрировано на рис. 3а, на котором приведены участки зависимостей $M(H)$ при изменении внешнего поля от $+H_{max}$ до $-H_{max}$ для значений H_{max} в диапазоне от 13 до 184 Э. Форма обсуждаемой особенности на зависимости $M(H)$ в виде арки подразумевает две поочередные смены знака кривизны при изменении поля; поле, при котором изменяется знак кривизны, указано на рис. 3а стрелками. При отсутствии аркообразной особенности смена знака кривизны не происходит и зависимость $M(H)$ является в первом приближении линейной функцией (на рис. 3а для сопоставления с экспериментальными данными при $H_{max} = 162, 173$ и 184 Э проведены прямые линии). Рисунки 3б,с иллюстрируют производные dM/dH . При достаточно малых значениях H_{max} производные dM/dH демонстрируют два отчетливых экстремума, которые становятся слабовыраженными при увеличении H_{max} . Из анализа данных на рис. 3б,с можно заключить, что при $H_{max} = 173 \text{ Э}$ на производных dM/dH нет экстремумов, а зависимости $M(H)$ в диапазоне $+20$ до -20 Э являются практически линейными по полю функциями (см. рис. 3а). Таким образом, при значениях максимального приложенного поля около 173 Э и больших значениях H_{max} малый гистерезис намагниченности не проявляется в области малых полей.

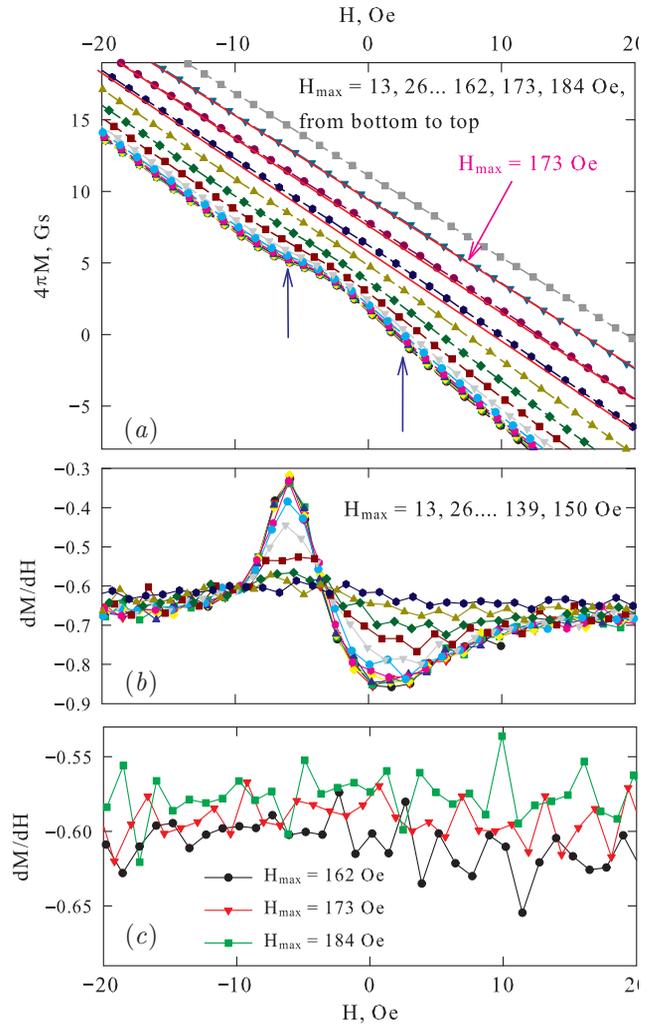


Рис. 3. а — участки зависимостей $M(H)$ (из данных рис. 2) в диапазоне $\pm 20 \text{ Э}$ при изменении внешнего поля H от $+H_{max}$ до $-H_{max}$ (символы); прямые линии — аппроксимация линейной функцией, б, с — производные dM/dH для данных, показанных на рис. а

Диапазон изменения намагниченности ΔM_{GB} малого гистерезиса (зависимости $M_{GB}(H)$) в диапазоне $\pm 10 \text{ Э}$ составляет около 2 Гс (см. нижнюю вставку рис. 1), в то время как величина полной намагниченности при $H_{max} = 173 \text{ Э}$ в окрестности $\pm 10 \text{ Э}$ варьируется в пределах 5–15 Гс (рис. 3а). Таким образом, ΔM_{GB} и $M(H = \pm 10 \text{ Э})$ — это сопоставимые величины. Отсутствие проявления экстремума от малого гистерезиса на зависимости $M(H)$ при достаточно больших величинах H_{max} означает, что вклад от малого гистерезиса не всегда является аддитивным вкладом от сверхпроводящих гранул. Обнаруженный факт, фактически коллапс малой петли магнитного гистерезиса, насколько нам известно, не был выявлен в ранних исследованиях [32–35]. Для объяснения поведения малой петли необходимо

учитывать взаимодействие подсистем гранул и межгранульных границ. Вместо выражения (2) можно формально записать

$$M(H) = M_{GB}(H, M_G(H)) + M_G(H), \quad (3)$$

подразумевая, что M_{GB} уменьшается как с ростом H , так и при увеличении M_G . Иными словами, межгранульная среда находится не только во внешнем поле, но и в поле, индуцированном магнитными моментами сверхпроводящих гранул. Взаимосвязь между намагниченностью сверхпроводящих гранул и величиной суммарного поля в межгранульной среде была выявлена в серии работ по изучению магнитотранспортных эффектов в гранулярных сверхпроводниках [48–58]. Далее применим концепцию эффективного поля в межгранульной среде гранулярного сверхпроводника.

При возрастании внешнего поля мейснеровские токи циркулируют как через межгранульные границы (токи \mathbf{J}_{MGB}) по всему объему гранулярного образца, так и внутри каждой сверхпроводящей гранулы (токи \mathbf{J}_{MG}). Они создают диамагнитные отклики, соответственно, от подсистемы межгранульных границ и от подсистемы гранул, см. схематичное представление на рис. 4. В подсистему межгранульных границ внешнее поле проникает при достаточно малых величинах внешнего поля (доли эрстед) в виде джозефсоновских вихрей [39]. Для нашего случая в поле более примерно 12 Э высота петли гистерезиса ΔM_{GB} становится малой, диамагнитного отклика от подсистемы межгранульных границ уже практически нет, и для диапазона полей $H > 10$ Э следует, видимо, говорить либо о течении джозефсоновских вихрей, либо просто о магнитном потоке. В меньших полях можно оперировать магнитным моментом от подсистемы межгранульных границ \mathbf{M}_{GB} , линии магнитной индукции (штриховые линии на рис. 4) от которого замыкаются снаружи образца. Магнитные моменты гранул \mathbf{M}_{GR} в полях $H < H_{IP}$ определяются только мейснеровскими токами \mathbf{J}_{MG} . При $H > H_{IP}$ вихри Абрикосова могут пронизывать множество гранул, располагаясь преимущественно вдоль направления \mathbf{H} ; вихри дают положительный вклад в общую намагниченность сверхпроводника. При этом можно считать, что модуль векторов \mathbf{M}_{GR} уменьшается из-за вклада вихрей. Линии магнитной индукции от магнитных моментов \mathbf{M}_{GR} (штриховые линии на рис. 4) должны замыкаться не только снаружи образца, а также и через межгранульные границы, как показано на рис. 4.

Исходя из описанной картины, в межгранульной среде реализуется суперпозиция внешнего поля \mathbf{H} и

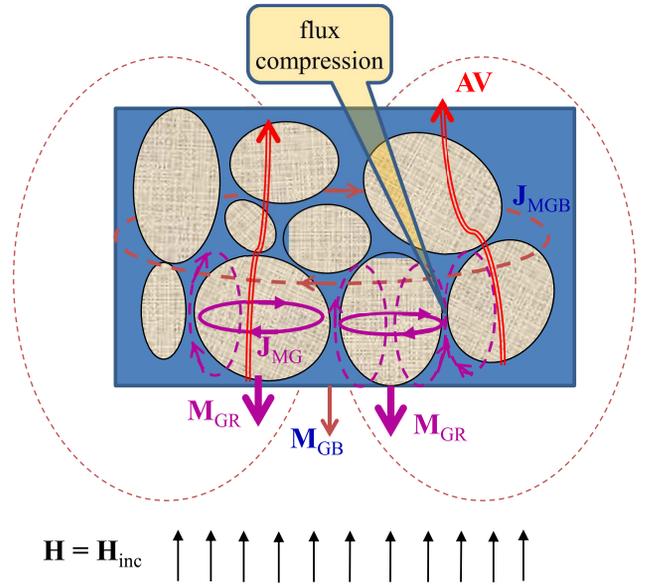


Рис. 4. Схематическое представление взаимного расположения векторов внешнего поля \mathbf{H} (возрастающего), мейснеровских токов \mathbf{J}_{MGB} , \mathbf{J}_{MG} , магнитных моментов \mathbf{M}_{GB} , \mathbf{M}_{GR} от подсистемы межгранульных границ (индексы «MGB» и «GB») и гранул (индексы «MG» и «GR»). Показаны (штриховыми линиями и выделены цветом) линии магнитной индукции от \mathbf{M}_{GB} и \mathbf{M}_{GR} . Также схематично представлено расположение вихрей Абрикосова (AV)

поля \mathbf{V}_{ind} , индуцированного магнитными моментами \mathbf{M}_{GR} . Применительно к подсистеме межгранульных границ можно оперировать с усредненным или эффективным полем \mathbf{V}_{eff} , причем, $\mathbf{V}_{eff} = \mathbf{H} + \mathbf{V}_{ind}$. Ясно, что \mathbf{V}_{ind} зависит от \mathbf{M}_{GR} , а поскольку намагниченность подсистемы сверхпроводящих гранул \mathbf{M}_G является суммой \mathbf{M}_{GR} от всех гранул, эта связь может быть записана как

$$\mathbf{V}_{ind} = \alpha \mathbf{M}_G$$

или

$$\mathbf{V}_{ind}(H) = \alpha \mathbf{M}_G(H).$$

Здесь усредненный коэффициент пропорциональности α включает в себя как влияние размагничивающих факторов гранул, так и эффект сильного сжатия магнитного потока в межгранульной среде [51, 53–58]. При взаимном расположении векторов $\mathbf{H}(H = H_{inc})$ и \mathbf{M}_{GR} , приведенном на рис. 4, можно записать выражение для скалярной величины эффективного поля в виде

$$B_{eff} = H - \alpha M_G,$$

и в итоге, уже оперируя с намагниченностью гранул

$M_G(H)$, можно записать следующее выражение:

$$B_{eff}(H) = H - \alpha M_G(H). \quad (4)$$

Выражение (4) было использовано для анализа левого гистерезиса магнитосопротивления и критического тока, и на основании многочисленных экспериментов было показано, что безразмерный параметр α имеет достаточно большую величину, $\alpha \sim 10-20$ (при этом M_G измеряется в Гс) [51, 53–58], что является признаком сгущения магнитного потока в межгранульной среде.

Применительно к малому гистерезису намагниченности (нижняя вставка рис. 1) описанная концепция эффективного поля в межгранульной среде подразумевает, что зависимость $M_{GB}(H)$ является функцией B_{eff} , т. е. $M_{GB}(B_{eff}) = f(H - \alpha M_G(H))$. Из этого следует, что не только внешнее поле, но и магнитные моменты гранул являются причиной уменьшения высоты петли гистерезиса $M_{GB}(H)$. Из данных рис. 1 (нижняя вставка) и рис. 2 (верхняя вставка) можно заключить, что во внешнем поле $H_{inc} = (12 \pm 1) \text{ Э}$ величина ΔM_{GB} (при $H_{inc} = H_{dec}$) становится очень малой. Величина эффективного поля B_{eff} при $H_{inc} \approx 12 \text{ Э}$ равна $B_{eff} \approx 12 \text{ Э} - \alpha \cdot (-8 \text{ Гс})$. С другой стороны, выше было установлено, что при $H_{max} = 173 \text{ Э}$ малый гистерезис не проявляется в слабых полях (диапазон $\pm 5 \text{ Э}$). Для оценки эффективного поля по выражению (4) в указанном диапазоне поля возьмем величину $M = M_{Rem}(H_{max} = 173 \text{ Э})$ равную примерно 9 Гс и тогда получим $B_{eff} \approx 0 - \alpha \cdot 9 \text{ Гс}$. Сравнивая модули эффективного поля для рассмотренных случаев, получаем

$$|12 \text{ Э} - \alpha \cdot (-8 \text{ Гс})| \approx |0 \text{ Э} - \alpha \cdot 9 \text{ Гс}|.$$

Из этого выражения получаем $\alpha \approx 12$. Однако здесь важен не сам факт подтверждения большой величины параметра α , а то, что в полученном равенстве внешнее поле играет весьма слабую роль. Иными словами, не внешнее поле, проникшее в подсистему межгранульных границ, а поле, наведенное магнитными моментами сверхпроводящих гранул, в основном способствует уменьшению магнитного отклика от подсистемы межгранульных границ.

Таким образом, с учетом того, что подсистема межгранульных границ находится в поле B_{eff} , для полной намагниченности гранулярного сверхпроводника вместо выражений (2) и (3) можно записать

$$M(H) = M_{GB}(H - \alpha M_G(H)) + M_G(H), \quad (5)$$

где параметр α достаточно большой ($\alpha > 10$).

Исчезновение аркообразной особенности зависимости $M(H)$ в диапазоне малых полей при определенном значении максимального приложенного поля (рис. 3а) и коллапс малой петли магнитного гистерезиса адекватно объясняются в рамках выражения (5).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Детальное исследование магнитного гистерезиса гранулярного ВТСП иттриевой системы в различных диапазонах внешних полей позволило выявить особенности исчезновения малой петли гистерезиса. Аркообразная особенность в области слабых полей, являющаяся характерной чертой зависимости $M(H)$ гранулярных ВТСП, по мере увеличения максимального внешнего приложенного поля H_{max} становится менее выраженной, а при $H_{max} \approx 170 \text{ Э}$ ($T = 78 \text{ К}$) исчезает. При этом можно говорить о коллапсе малого магнитного гистерезиса. Обнаруженное поведение объясняется взаимодействием между сверхпроводящими подсистемами гранулярного ВТСП: гранулами и межгранульными границами. Магнитный гистерезис в слабых (до $\approx 12 \text{ Э}$ при $T = 78 \text{ К}$) полях является откликом от подсистемы межгранульных границ, и эта подсистема находится в эффективном поле, являющемся суперпозицией внешнего поля, и поля, наведенного сверхпроводящими гранулами. Таким образом, поведение малой петли гистерезиса объясняется в рамках модели сжатия потока в межгранульной среде. Подсистема межгранульных границ, являющаяся джозефсоновской средой (и ответственна за наблюдаемый малый гистерезис), образована сверхпроводящими гранулами. В то же время влияние магнитных моментов сверхпроводящих гранул на межгранульную среду приводит к достаточно скорому (при увеличении внешнего поля) исчезновению малого магнитного гистерезиса в определенных условиях. Можно сказать, что подсистема гранул как порождает, так и убивает магнитный отклик от подсистемы межгранульных границ.

Финансирование. Исследование выполнено в рамках госзадания ИФ СО РАН. Магнитные измерения проведены на оборудовании Центра коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ch. Yao and Y. Ma, Science **24**, 102541 (2021).
2. Д. М. Гохфельд, М. Р. Коблишка, А. Коблишка-Венева, ФММ **121**, 1026 (2020).

3. G. Wang, M. J. Raine, and D. P. Hampshire, *Supercond. Sci. Technol.* **31**, 024001 (2018).
4. J. Huang and H. Wang, *Supercond. Sci. Technol.* **30**, 114004 (2017).
5. J. Zhang, H. Wu, G. Zhao, L. Han, and Jun Zhang, *Nanomaterials* **12**, 4000 (2022).
6. A. P. Menushenkov, A. A. Ivanov, O. V. Chernysheva, I. A. Rudnev, M. A. Osipov, A. R. Kaul, V. N. Chepikov, O. Mathon, V. Monteseguro, and F. d'Acapito, *Supercond. Sci. Technol.* **35**, 065006 (2022).
7. S. Eley, A. Glatz, and R. Willa, *J. Appl. Phys.* **130**, 050901 (2021).
8. Y. Yeshurun, A. P. Malozemoff, and A. Shaulov, *Rev. Mod. Phys.* **68**, 911 (1996).
9. А. М. Балагуров, Л. Г. Мамсурова, И. А. Бобриков, То Тхань Доан, В. Ю. Помякушин, К. С. Пигальский, Н. Г. Трусевич, А. А. Вишнёв, *ЖЭТФ* **141**, 1144 (2012).
10. Н. Г. Трусевич, С. Ю. Гаврилкин, Л. И. Трахтенберг, *ЖЭТФ* **164**, 413 (2023).
11. Т. В. Сухарева, В. А. Финкель, *Письма в ЖЭТФ* **108**, 249 (2018).
12. В. А. Кашурников, А. Н. Максимова, И. А. Руднев, А. Н. Мороз, *ФММ* **122**, 466 (2021).
13. M. R. Koblishka, S. P. Kumar Naik, A. Koblishkaveneva, D. M. Gokhfel'd, and M. Murakami, *Supercond. Sci. Technol.* **33**, 044008 (2020).
14. Д. М. Гохфельд, Н. Е. Савицкая, С. И. Попков, Н. Д. Кузьмичев, М. А. Васютин, Д. А. Балаев, *ЖЭТФ* **161**, 833 (2022).
15. Д. А. Балаев, Д. М. Гохфельд, С. И. Попков, К. А. Шайхутдинов, Л. А. Клиноква, Л. Н. Жерихина, А. М. Цховребов, *ЖЭТФ* **145**, 120 (2014).
16. Д. А. Балаев, А. А. Дубровский, С. И. Попков, К. А. Шайхутдинов, О. Н. Мартъянов, М. И. Петров, *ЖЭТФ* **137**, 664 (2010).
17. Т. В. Сухарева, В. А. Финкель, *ЖТФ* **80**, 68 (2010).
18. Т. В. Сухарева, В. А. Финкель, *ФТТ* **52**, 424 (2010).
19. Л. Г. Мамсурова, Н. Г. Трусевич, К. С. Пигальский, А. А. Вишнёв, С. Х. Гаджимагомедов, Ж. Х. Мурлиева, Д. К. Палчаев, А. С. Бугаев, *Хим. Физика* **37**, 58 (2018).
20. A. A. Lepeshev, G. S. Patrin, G. Y. Yurkin, A. D. Vasiliev, I. V. Nemtsev, D. M. Gokhfel'd, A. D. Balaev, V. G. Demin, E. P. Bachurina, I. V. Karpov, A. V. Ushakov, L. Y. Fedorov, L. A. Irtyugo, and M. I. Petrov, *J. Supercond. Nov. Magn.* **31**, 3841 (2018).
21. И. А. Руднев, А. И. Подливаев, Д. А. Абин, С. В. Покровский, А. С. Стариковский, Р. Г. Батулин, П. А. Федин, К. Е. Прянишников, Т. В. Кулевой, *ФТТ* **65** 388 (2023).
22. А. Н. Максимова, И. А. Руднев, В. А. Кашурников, А. Н. Мороз, *ФТТ* **65**, 531 (2023).
23. D. M. Gokhfel'd, S. V. Semenov, I. V. Nemtsev, I. S. Yakimov, and D. A. Balaev, *J. Supercond. Nov. Magn.* **35**, 2679 (2022).
24. E. Taylan Koparan, A. Surdu, A. Awawdeh, A. Sidorenko, and E. Yanmaz, *J. Supercond. Nov. Magn.* **25**, 1761 (2012).
25. C. P. Bean, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 31 (1964).
26. C. Navau, N. Del-Valle, and A. Sanchez, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **23**, 8201023 (2013).
27. L. Ji, M. S. Rzchowski, N. Anand, and M. Tinkham, *Phys. Rev. B* **47**, 470 (1993).
28. M. Mahel' and J. Pivarc, *Physica C* **308**, 147 (1998).
29. В. В. Вальков, Б. П. Хрусталева, *ЖЭТФ* **107**, 1221 (1995).
30. E. V. Blinov, Yu. P. Stepanov, K. B. Traito, L. S. Vlasenko, R. Laiho, and E. Lahderanta, *ЖЭТФ* **106**, 790 (1994).
31. Д. М. Гохфельд, *ФТТ* **56**, 2298 (2014).
32. G. E. Gough, M. S. Colclough, D. A. O'Connor, E. Wellhoffer, N. McN. Alford, and T. W. Button, *Cryogenics* **31**, 119 (1991).
33. J. Jung, M.-K. Mohamed, S. C. Cheng, and J. P. Franck, *Phys. Rev. B* **42**, 6181 (1990).
34. F. Perez, X. Obradors, J. Fontcuberta, X. Bozec, and A. Fert, *Supercond. Sci. Technol.* **9**, 161 (1996).
35. B. Andrzejewski, E. Guilmeau, and C. Simon, *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 904 (2001).
36. L. Burlachkov, A. E. Koshelev, and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. B* **54**, 6750 (1996).
37. Ф. Ф. Терновский, Л. Н. Шехата, *ЖЭТФ* **62**, 2297 (1972).
38. А. А. Елистратов, И. Л. Максимов, *ФТТ* **42**, 196 (2000).

39. Э. Б. Сонин, Письма в ЖЭТФ **47**, 415 (1988).
40. J. Paasi, A. Tuohimaa, and J.-T. Eriksson, *Physica C* **259**, 10 (1996).
41. G. Ravikumar and P. Chaddah, *Phys. Rev. B.* **39**, 4704 (1989).
42. P. Chaddah, K. V. Bhagwat, and G. Ravikumar, *Physica C* **159** 570 (1989).
43. M. Zehetmayer, *Phys. Rev. B.* **80**, 104512 (2009).
44. R. Lal, *Physica C.* **470**, 281 (2010).
45. D. M. Gokhfeld, *J. Supercond. Nov. Magn.* **36**, 1089 (2023).
46. C. Böhmer, G. Brandstätter, and H. W. Weber, *Supercond. Sci. Technol.* **10**, A1 (1997).
47. R. Liang, P. Dosanjh, D. A. Bonn, and W. N. Hardy, A. J. Berlinsky, *Phys. Rev. B* **50**, 4212 (1994).
48. D. Daghero, P. Mazzetti, A. Stepanescu, and P. Tura, *Phys. Rev. B* **66**, 11478 (2002).
49. Д. А. Балаев, Д. М. Гохфельд, А. А. Дубровский, С. И. Попков, К. А. Шайхутдинов, М. И. Петров, *ЖЭТФ* **132**, 1340 (2007).
50. Д. А. Балаев, А. А. Дубровский, К. А. Шайхутдинов, С. И. Попков, Д. М. Гохфельд, Ю. С. Гохфельд, М. И. Петров, *ЖЭТФ* **135**, 271 (2009).
51. D. A. Balaev, S. I. Popkov, E. I. Sabitova, S. V. Semenov, K. A. Shaykhutdinov, A. V. Shabanov, and M. I. Petrov, *J. Appl. Phys.* **110**, 093918 (2011).
52. A. Altinkok, K. Kilic, M. Olutas, and A. Kilic, *J. Supercond. Nov. Magn.* **26**, 3085 (2013).
53. D. A. Balaev, S. V. Semenov, and M. A. Pochekutov, *J. Appl. Phys.* **122**, 123902 (2017).
54. S. V. Semenov and D. A. Balaev, *Physica C* **550**, 19 (2018).
55. S. V. Semenov and D. A. Balaev, *J. Supercond. Nov. Magn.* **32**, 2409 (2019).
56. S. V. Semenov, A. D. Balaev, and D. A. Balaev, *J. Appl. Phys.* **125**, 033903 (2019).
57. С. В. Семёнов, Д. А. Балаев, *ФТТ* **62**, 1008 (2020).
58. С. В. Семёнов, Д. А. Балаев, М. И. Петров, *ФТТ* **63**, 854 (2021).