

УДК 537.622:544.015.4:548.5:538.9

КИНЕТИКА ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР СВЕРХПРОВОДНИК–ФЕРРОМАГНЕТИК В ПРОДОЛЬНЫХ И ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОМ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

© 2021 г. Л. С. Успенская*

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, 142432 Россия

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

Поступила в редакцию 25.05.2021 г.

После доработки 22.06.2021 г.

Принята к публикации 28.06.2021 г.

Исследована кинетика перемагничивания гибридных наноструктур LSMO/YBCO при температурах выше и ниже температуры сверхпроводящего перехода в продольных и перпендикулярном магнитных полях. Показано, что в перпендикулярном магнитном поле наличие в структуре ферромагнитного слоя приводит лишь к возрастанию локального пиннинга вихрей и неоднородности проникающего магнитного потока из-за его дендритного вхождения в YBCO. Однако в продольном поле наблюдаются многообразные картины проникновения магнитного потока в YBCO, которые определяются магнитной предысторией, т.е. видом и типом магнитной доменной структуры LSMO, сформировавшейся после перемагничивания при температуре выше критической для сверхпроводника. В частности, приложенное к структуре продольное магнитное поле трансформируется либо в макроскопические капли с перпендикулярным магнитным потоком, в которых чередуются направления индукции, либо в протяженные продольные волны перпендикулярного потока, затухающие по мере продвижения вглубь сверхпроводника, т.е. в обоих случаях в сверхпроводник входят вихри–антивихри, перпендикулярные плоскости пленки сверхпроводника. Полученные результаты качественно объясняются искажением конфигурации продольного магнитного поля, приложенного к гетероструктуре, ферромагнитным слоем, напыленным под сверхпроводящим слоем.

Ключевые слова: манганиты, высокотемпературные сверхпроводники, структуры сверхпроводник–магнетик, магнитная доменная структура, коэрцитивность, вихревая структура, дендриты, пиннинг.

DOI: 10.31857/S1028096021110224

ВВЕДЕНИЕ

Гибридные структуры ферромагнетик–сверхпроводник уже на протяжении десятилетий широко исследуют в силу их интересных физических свойств и множества возможных приложений [1–7]. К фундаментальным вопросам в первую очередь относится вопрос сосуществования сверхпроводимости и магнетизма. Проблема включает такие вопросы, как подавление сверхпроводимости полем Зеемана и обменным полем ферромагнетика, подавление сверхпроводимости при отражении сверхпроводящих пар от границы раздела сверхпроводник–ферромагнетик, роль спин-орбитального взаимодействия на границе раздела, проникновение сверхпроводимости в ферромагнетик и многое другое [2, 5, 7–17]. Многочисленные ссылки по теме могут быть найдены в недавних обзорах [5, 6, 18–21]. На основе структур ферромагнетик–сверхпроводник предложены такие низкотемпературные устройства, как фазовраща-

тели, спиновые клапаны, магниторезистивные переключатели и другие приборы. В основе работы таких устройств лежит перемагничивание ферромагнитного слоя [3, 6, 22–24]. В настоящей работе исследуется кинетика перемагничивания двухслойных гибридных структур LSMO/YBCO и показано влияние ферромагнитного слоя на картину проникновения магнитного потока в сверхпроводник и изменение процесса перемагничивания ферромагнетика из-за наличия сверхпроводящего слоя, происходящее в магнитных полях различных ориентаций.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на эпитаксиальных пленках $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO), $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (YBCO) и двухслойных пленках $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (LSMO/YBCO), изготовленных на монокристаллических подложках LaAlO_3 (LAO) ориентации (100) методом магне-

тронного распыления на горячую подложку ($\sim 700^\circ\text{C}$ при напылении LSMO, $\sim 780^\circ\text{C}$ при напылении YBCO). Пленки LSMO были ферромагнитными в области температур 15–336 К. Пленки YBCO/LAO переходили в сверхпроводящее состояние при температуре 88 К с шириной перехода ~ 1 К, а в структурах YBCO/LSMO/LAO переход начинался при 87 К, но был значительно шире – ~ 4 К. Подробно условия изготовления пленок, их связь с кристаллической структурой и усредненной по площади образца электропроводностью изложены в [25–27].

Исследования магнитных свойств пленок и кинетики перемагничивания структур выполняли методом магнитооптической визуализации распределения магнитного потока в сверхпроводящих слоях структур и визуализации магнитной доменной структуры в магнитных слоях с помощью пленок иттрий-железистого граната (ИЖГ) с плоскостной намагниченностью, с углом вращения плоскости поляризации света около 0.01° на 1 Э магнитного поля, перпендикулярного поверхности пленки. Наблюдения проводили в поляризационно-оптическом микроскопе при раскращенных на угол порядка 6° поляризаторе и анализаторе. Поэтому наличие перпендикулярной компоненты индукции в одном направлении приводило к просветлению изображения исследуемого образца, а в противоположном – к его затемнению. Пленку ИЖГ помещали непосредственно на плоскую поверхность исследуемого образца. Поскольку перпендикулярная компонента магнитной индукции сохраняется на границе раздела двух сред, в том числе на границе ферромагнетика (или сверхпроводника) с ИЖГ, то именно ее пространственное распределение удается наблюдать с оптическим пространственным разрешением и чувствительностью к полю не хуже 1 Гс. Визуализация магнитной доменной структуры и анализ полей рассеяния над доменными границами и на краях образцов позволяли определять направления векторов намагниченности в доменах и тип магнитных доменных границ [28]. Следует заметить, что обычно для повышения чувствительности магнитооптической визуализации на поверхность гранатовой пленки напыляют слой, отражающий свет. В данном случае этот слой применялся не всегда. В частности, при наблюдении захвата магнитного потока в структуру YBCO/LAO был использован прозрачный индикатор. Вследствие прозрачности граната можно было одновременно видеть границы двойников в LAO и распределение магнитного потока в YBCO. Но поскольку LAO тоже прозрачен, на изображение образца наслаивалось отражение от шероховатой поверхности холодного

пальца криостата, на который был приклеен образец, что значительно ухудшало качество изображения, накладывая на него рябь. Во всех остальных экспериментах был использован стандартный подход. Метод магнитооптической визуализации позволяет исследовать не только квазистатику, но и динамику перемагничивания структур. Для этого проводят синхронизированную с разверткой поля (плавной или импульсной) покадровую съемку картин распределения магнитного потока с заданным интервалом времени между кадрами, а затем сравнивают (вычитают попиксельно) изображения. Из разностных картин извлекают информацию о расстоянии, пройденном границей за заданный интервал времени, т.е. о скорости смещения или дрейфа магнитных доменных границ, о стабильности или релаксации потока в сверхпроводнике.

Магнитное поле создавали с помощью катушек Гельмгольца, что обеспечивало хорошую однородность поля $\sim 0.5\%$ в области исследуемого образца. Совпадение с плоскостью образца при исследованиях процессов перемагничивания под действием плоскостного поля проверяли по отсутствию перпендикулярной компоненты индукции с помощью магнитооптической визуализации, чувствительность которой не хуже 1 Э. При приложении плоскостного поля ~ 1000 Э это обеспечивало контроль параллельности с точностью до 0.2° . Как правило, в экспериментах по исследованию кинетики перемагничивания структур использовали пилообразную развертку поля за время от 1 до 1000 с. Эксперименты проводили в области температур 15–340 К в оптическом проточном гелиевом криостате, изготовленном в ИФТТ РАН.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Согласно рентгеновским исследованиям [25] пленки LSMO были монокристаллическими. Однако поляризационно-оптические наблюдения позволили установить, что небольшие участки исследуемых пленок манганита были задвойникованы. Двойники были сосредоточены в полосах шириной ~ 0.5 мм. Границы двойников были ориентированы параллельно одной из сторон прямоугольного образца (размер образца $\sim 5 \times 10$ мм). Двойниковая структура наследовалась от подложки LAO. Остальная, большая часть образца была свободна от двойников. Магнитная доменная структура пленок LSMO в значительной степени определялась кристаллографией пленок. При охлаждении от температуры Кюри без магнитного поля в области двойников формировались домены с плоскостной намагниченностью, ориентированной вдоль направлений типа [110].

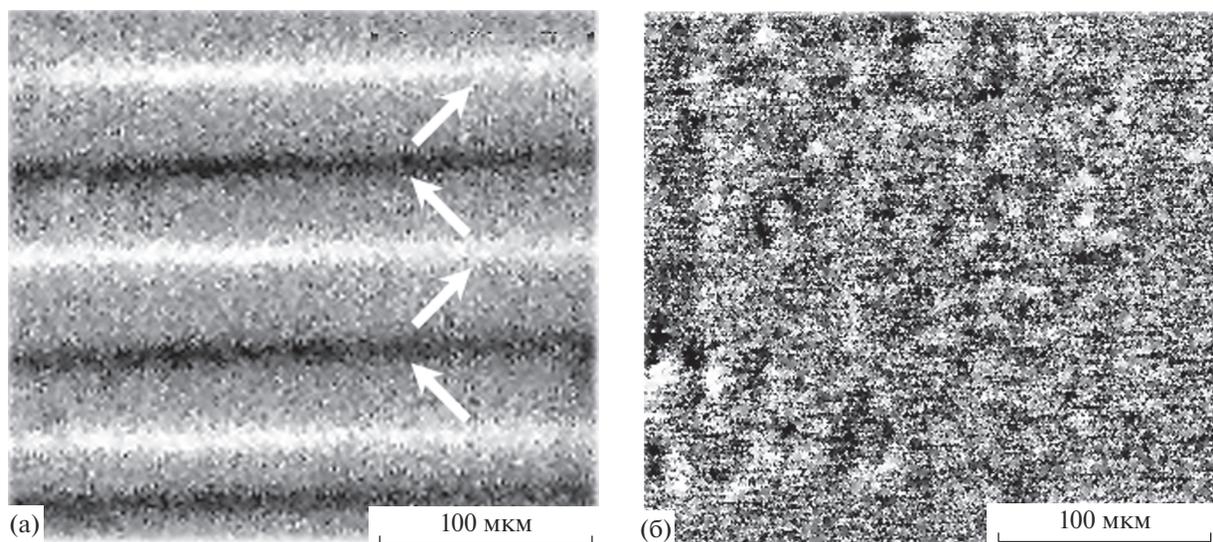


Рис. 1. Спонтанная магнитная доменная структура пленки LSMO в задвойникованной (а) и свободной от двойников (б) областях. Белые стрелки показывают направление намагниченности в доменах.

Границы доменов совпадали с границами двойников, направление намагниченности в соседних доменах чередовалось, совпадая с $[011]$ и $[0\bar{1}1]$ (рис. 1). Домены были разделены 90° -ми границами, разворот векторов намагниченности в которых происходил в плоскости границ. Направление разворота в соседних границах чередовалось, при этом векторы средней намагниченности в соседних границах были направлены противоположно. На магнитооптическом изображении доменной структуры (рис. 1а) это видно, как чередование черных и белых доменных границ.

В свободной от двойников области спонтанно формировалась структура из бесформенных мелкомасштабных доменов с перпендикулярной намагниченностью (рис. 1б), которая после перемагничивания плоскостным полем преобразовывалась в монодомен с намагниченностью в плоскости вдоль одного из легких плоскостных направлений намагниченности.

Пленки YBCO, изготовленные на подложках LAO, также были монокристаллическими [25]. Наличие двойников в LAO (рис. 2а) практически не сказывалось на однородности проникновения и захвата магнитного потока вдоль сверхпроводящей полосы (рис. 2б). Профиль распределения потока по образцу был типичным для тонких пленок сверхпроводника (рис. 2в). Отдельные двойниковые границы, просматривающиеся на рис. 2б в виде тонких полос справа и слева от изображения YBCO с захваченным магнитным потоком, были декорированы вихрями. Это свидетельствует о том, что пленка YBCO наследует некоторые из

двойников LAO. Аналогичное декорирование двойниковых границ, но с гораздо лучшим разрешением, наблюдалось ранее на образцах YBCO с помощью метода высокоразрешающего декорирования [29, 30].

Картина проникновения и захвата потока в структуре YBCO/LSMO/LAO оказалась намного сложнее (рис. 3). Вдоль двойников магнитный поток входил в сверхпроводник на меньшую глубину, чем в областях, свободных от двойников (рис. 3а). Поперек двойников поток как бы “упирался” в двойниковые границы и “впрыскивался”, преодолевая их, прорываясь вглубь через слабые места барьеров (рис. 3б). Совершенно неожиданным оказалось, что на свободных от двойников участках образцов поток также входил в сверхпроводник не однородным фронтом, а “впрысками”, причем картины проникновения потока с двух взаимно перпендикулярных сторон выглядели идентичными (рис. 3в). Масштаб неоднородностей в распределении потока виден из профилей индукции, приведенных на рис. 3г.

Совершенно необычной оказалась картина проникновения в структуру YBCO/LSMO/LAO плоскостного магнитного поля (рис. 4). Проникая в сверхпроводник, оно преобразовывалось в перпендикулярный знакопеременный поток (рис. 4в). При достаточно высокой температуре $T = 85$ К фронт входящего перпендикулярного потока был довольно ровным. За полосой потока с одним перпендикулярным направлением индукции следовала полоса с противоположным направлением индукции. Затем, с затухающей амплитудой, продолжалось чередование полос с изменяющимся

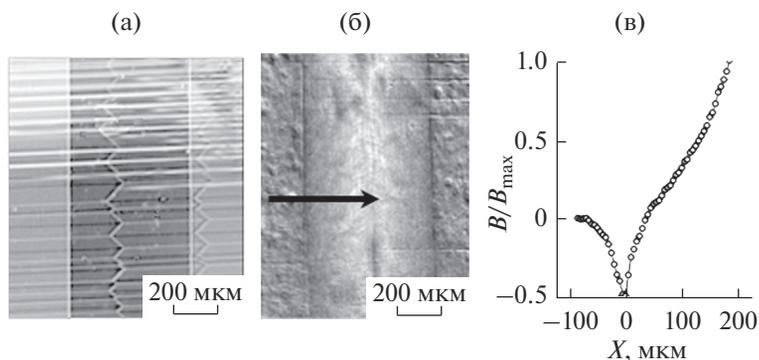


Рис. 2. Фотография двойниковой структуры образца YBCO/LAO (а), картины распределения магнитного потока (б) и профиль распределения вертикальной компоненты индукции в YBCO, снятый в направлении, указанном черной стрелкой (в). Сквозь тонкую пленку YBCO и прозрачную подложку LAO (б) просвечивает шероховатая поверхность холодного пальца криостата, давая подобную шуму рябь. Справа и слева от полоски YBCO на фоне ряби различимы тонкие горизонтальные полоски, соответствующие границам двойников в LAO, наследуемых YBCO.

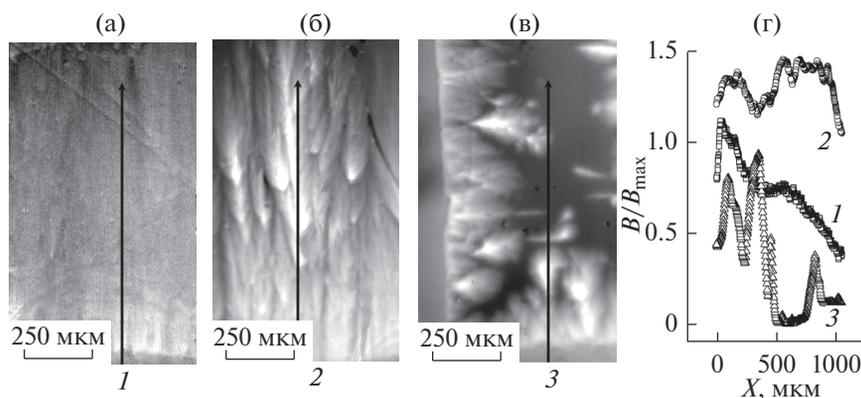


Рис. 3. Картины проникновения перпендикулярного магнитного потока в образец YBCO/LSMO/LAO в направлении вдоль (а), поперек двойников (б), а также в области образца, свободной от двойников (в), и профили распределения проникающего в образец магнитного потока (г), снятые в направлениях, показанных стрелками 1–3 (для удобства сравнения кривые 1 и 2 смещены по вертикали).

направлением индукции (кривая 1). В двойниковую область (рис. 4а, правая половина образца) поток проникал примерно на 20% глубже, чем в область, свободную от двойников, но принципиальных изменений в характере проникновения потока не наблюдалось. При низкой температуре (рис. 4б) картина проникновения плоскостного поля качественно воспроизводилась. Но поток входил не ровным фронтом, а “впрысками”, образуя чередующиеся капли магнитного потока с противоположным направлением индукции (рис. 4в, кривые 2, 3).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В результате проведенных исследований кинетики перемагничивания гибридных структур YBCO/LSMO/LAO было установлено, что двойниковую структуру LAO наследуют пленки

LSMO и YBCO, изготовленные на LAO. Было показано, что наличие двойников определяет вид доменной структуры LSMO и влияет на проникновение перпендикулярного магнитного потока в YBCO, но наличие двойников несущественно для проникновения плоскостного поля.

Рассмотрим, в чем может заключаться принципиальная разница при проникновении перпендикулярного и плоскостного магнитного поля в гибридную структуру сверхпроводник–магнетик. В экспериментах ферромагнетик – это тонкая магнитная пленка, латеральные размеры которой в 10^7 раз отличаются от ее толщины. Поэтому размагничивающий фактор $N \sim 4\pi M_s$, где M_s – намагниченность насыщения манганита, т.е. прикладываемое к пленке перпендикулярное магнитное поле ослаблено полями рассеяния. И, как следствие, перемагничивание такой пленки в перпен-

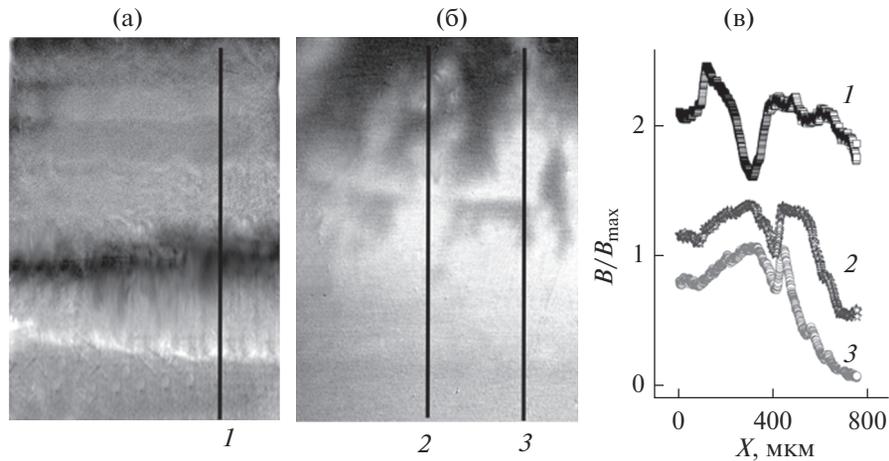


Рис. 4. Картины проникновения плоскостного магнитного поля в образец YBCO/LSMO/LAO при температуре 85 (а) и 27 К (б) и профили распределения проникающего в образец перпендикулярного магнитного потока (в), снятые в направлениях, показанных стрелками 1–3 (для удобства сравнения кривые 1 и 2 смещены по вертикали).

дикулярном поле затруднено. Напротив, фактор N для плоскостного поля пренебрежимо мал, т.е. экранировка приложенного поля отсутствует.

В области двойниковых границ в LSMO формируется доменная структура с плоскостной намагниченностью в доменах и перпендикулярной в доменных границах. Поэтому уже при охлаждении гетероструктуры LSMO/YBCO ниже T_c сверхпроводника над границами спонтанно зарождается вихревая фаза с направлением вектора индукции, соответствующим направлению полей рассеяния над доменными границами в магнетике (рис. 1). Входящие в сверхпроводник под действием перпендикулярного магнитного поля вихри свободно движутся вдоль границ по свободному от “вмороженных” вихрей пространству, но их движение поперек затруднено, так как в области границ уже имеется большая плотность вихрей, и их плотную цепочку надо преодолеть. Отсюда должно возникать сначала скопление вихрей вблизи двойниковых границ, а затем их прорыв. При прорыве вихрей можно ожидать их ускорения, а значит и повышения локальной температуры, т.е. образования локальной области с пониженными сверхпроводящими свойствами. В таком случае вихри из соседних областей, в соответствии с образовавшимся градиентом, устремятся в образовавшуюся брешь и будут проскальзывать туда до установления нового локального равновесия. Так появляются локальные “впрыски” вихрей в направлении, перпендикулярном двойниковым границам.

В области, свободной от двойников, в пленке манганита находится либо доменная структура, состоящая из мелких доменов с перпендикуляр-

ной намагниченностью (рис. 1), либо метастабильная структура с плоскостной намагниченностью, которая легко рассыпается на мелкие домены при перемагничивании [28]. Естественно предположить, что перпендикулярный магнитный поток будет проникать в сверхпроводник, взаимодействуя с полями рассеяния на этих доменах, и это будет причиной неоднородности фронта потока.

Теперь рассмотрим проникновение плоскостного поля. Как уже упоминалось, для плоскостного поля размагничивающий фактор практически нулевой. Прикладываемое плоскостное магнитное поле “втягивается” в магнитный слой. Отсюда вблизи края магнетика возникает перпендикулярная компонента индукции. Она экранируется сверхпроводником, напыленным на магнетик, т.е. на некотором расстоянии l от вдоль края сверхпроводника течет ток, создающий экранирующее магнитное поле. Но в области, удаленной от края более чем на l , этот ток, в свою очередь, создает поле обратного знака, которое подмагничивает ферромагнитный слой и тем самым вводит в сверхпроводник некоторое количество вихрей с обратной намагниченностью. По мере намагничивания ферромагнетика фронт перпендикулярного входа поля продвигается вглубь структуры. Но нормальная, характерная для магнетика узкая доменная граница на фронте перемагничивания не формируется из-за взаимодействия с вихрями. Поэтому в сверхпроводник “вползает” широкая полоса перпендикулярного потока, а перед ним — не менее широкая, но меньшая по интенсивности поля полоса потока обратного знака.

При низкой температуре имеет место тот же самый эффект, но критический ток там намного

выше. Соответственно, полоса, по которой течет экранирующий ток, становится уже и оказывается сравнимой с характерным размером доменов. Поэтому становится возможным локальное перемагничивание манганита, образование новых или расширение существующих доменов, что может приводить к фрагментарности магнитного потока. Надо отметить, что в случае магнитомягкого ферромагнетика и сильного сверхпроводника [31] аналогичных эффектов не наблюдается. Там сверхпроводник изменяет вид и тип доменных границ и приводит к эффекту “bias”, т.е. к асимметрии полей перемагничивания, а при охлаждении структур в присутствии доменных границ отчетливо наблюдается взаимодействие входящего потока с вихрями, зародившимися на границах, и появляется память исходного состояния.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, исследована кинетика перемагничивания гибридных наноструктур LSMO/YBCO, изготовленных на монокристаллической подложке LAO в магнитных полях различной ориентации. Выявлен ряд специфических черт проникновения магнитного потока в сверхпроводник, объяснить которые удастся при учете влияния полей рассеяния жесткого ферромагнетика на сверхпроводник.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследования выполнены в ИФТТ РАН в рамках госзадания. Образцы были изготовлены в группе профессора Т. Нургалиева (ИЭ БАН) в рамках программы сотрудничества между Академиями наук России и Болгарии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hauser J.J. // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 23. P. 374.
2. Буздин А.И., Буячич Б., Куприянов М.Ю. // ЖЭТФ. 1992. Т. 101. Вып. 1. С. 231.
3. Рязанов В.В. // УФН. 1999. Т. 169. С. 920.
4. Изюмов Ю.А., Прошин Ю.Н., Хусаинов М.Г. // УФН. 2002. Т. 172. С. 113.
5. Blamire M.G., Robinson J.W.A. // J. Phys.: Condens. Matter. 2014. V. 26. P. 453201.
6. Kushnir V.N., Sidorenko A., Tagirov L.R., Kupriyanov M.Y. Basic Superconducting Spin Valves // Functional Nanostructures and Metamaterials for Superconducting Spintronics. NanoScience and Technology / Ed. Sidorenko A. Cham: Springer, 2018. P. 1. https://doi.org/10.1007/978-3-319-90481-8_1
7. Martinez I., Högl P., Gonzalez-Ruano C., Cascales J.P., Tiusan C., Lu Y., Hehn M., Matos-Abiad A., Fabian Ja., Žutić I., Aliev F.G. // Phys. Rev. Appl. 2020. V. 13. P. 014030.
8. Fulde P., Ferrell R. // Phys. Rev. 1964. V. 135. P. 550.
9. Ларкин И., Овчиников Ю.Н. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. Вып. 9. С. 1136.
10. Прошин Ю.Н., Хусаинов М.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1997. Т. 66. С. 527.
11. Vas'ko V.A., Larkin V.A., Kraus P.A., Nikolaev K.R., Grupp D.E., Nordman C.A., Goldman A.M. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 1134.
12. Cottet A. // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 224505.
13. Upadhyay S.K., Palanisami A., Louie R.N., Buhrman R.A. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. № 10. P. 3247.
14. Bobkova I.V., Bobkov A.M. // Pis'ma v ZhETF. 2015. V. 101. Iss. 2. P. 124.
15. Bobkova I.V., Bobkov A.M. // Pis'ma v ZhETF. 2014. V. 99. Iss. 6. P. 382.
16. Beckmann D., Weber H.B., v. Löhneysen H. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 197003.
17. Edelstein V.M. // Phys. Rev. B. 2021. V. 103. P. 094507.
18. Golubov A.A., Kupriyanov M.Yu., Il'ichev E. // Rev. Mod. Phys. 2004. V. 76. P. 411.
19. Heikkilä T.T., Silaev M., Virtanen P., Bergeret F.S. // Progress Surf. Sci. 2019. V. 94. P. 100540.
20. Bergeret F.S., Silaev M., Virtanen P., Heikkilä T.T. // Rev. Mod. Phys. 2018. V. 90. P. 041001.
21. Eschrig M. // Rep. Prog. Phys. 2015. V. 78. P. 104501.
22. Рязанов В.В., Обознов В.А., Большинов В.В., Прокофьев А.С., Феофанов А.К. // УФН. 2004. Т. 174. С. 795.
23. Fominov Ya.V., Golubov A.A., Karminskaya T.Yu., Kupriyanov M.Yu., Deminov R.G., Tagirov L.R. // Pis'ma v ZhETF. 2010. V. 91. Iss. 6. P. 329.
24. Большинов В.В., Столяров В.С., Собанин Д.С., Карпович А.Л., Рязанов В.В. // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 95. Вып. 7. С. 408.
25. Nurgaliev T., Strbik V., Miteva S., Blagoev B., Mateev E., Neshkov L., Benacka S., Chromik S. // Cent. Eur. J. Phys. 2007. V. 5. P. 637.
26. Štrbik V., Blagoev B., Mateev E., Nurgaliev T. // J. Phys.: Conf. Ser. 2014. V. 514. P. 012042.
27. Nurgaliev T., Blagoev B., Donchev T., Miteva S., Mozhaev P.B., Mozhaeva J.E., Ovsyannikov G.A., Kotelyanskii I.M., Jacobsen C. // J. Phys.: Conf. Ser. 2006. V. 43. P. 329.
28. Uspenskaya L.S., Tikhomirov O.A., Nurgaliev T. // J. Appl. Phys. 2011. V. 109. P. 113901.
29. Винников Л.Я., Гуревич Л.А., Емельченко Г.А., Окупьян Ю.А. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. Вып. 2. С. 109.
30. Винников Л.Я., Григорьева И.В., Гуревич Л.А., Кошелев А.Е. // Сверхпроводимость: физика, химия, техника. 1990. Т. 3. Вып. 7. С. 1434.
31. Uspenskaya L.S., Egorov S.V. // Physica B. 2014. V. 435. P. 160.

Kinetics of Magnetization Reversal in Superconductor–Ferromagnet Heterostructures in Longitudinal and Perpendicular Magnetic Fields

L. S. Uspenskaya*

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

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

The kinetics of magnetization reversal in hybrid LSMO/YBCO nanostructures in longitudinal and perpendicular magnetic fields is studied at temperatures above and below the temperature of superconducting transition. It is shown that, in a perpendicular magnetic field, a ferromagnetic layer causes only an increase in the local pinning of vortices and some inhomogeneity of the penetrating magnetic flux due to its dendritic penetration into YBCO. However, in a longitudinal field, various patterns of magnetic flux penetration into YBCO are observed, which are determined by the magnetic prehistory, i.e. by the type of magnetic domain structure formed in LSMO after magnetization reversal above the critical temperature of the superconductor. In particular, the longitudinal magnetic field applied to the structure is transformed either into macroscopic droplets with an alternating perpendicular magnetic flux or into extended longitudinal waves of the perpendicular flux, decaying as they propagate deeper into the superconductor. Thus, vortices and antivortices oriented perpendicular to the superconductor film plane, in any case, enter the superconductor under the action of an in-plane field. The results obtained are qualitatively explained by the distortion of the configuration of the longitudinal magnetic field applied to the heterostructure by a ferromagnetic layer deposited under the superconducting layer.

Keywords: manganites, high-temperature superconductors, superconductor–ferromagnet structures, magnetic domain structure, coercivity, vortices, dendrites, pinning.