

Нелинейные эффекты при перемагничивании слоистых ВТСП с ферромагнитными примесями под действием тока и внешнего магнитного поля

В. А. Кашурников, А. Н. Максимова¹⁾, И. А. Руднев

Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, 115409 Москва, Россия

Поступила в редакцию 25 июня 2014 г.

После переработки 17 июля 2014 г.

Континуальным методом Монте-Карло рассчитаны процессы перемагничивания собственным полем транспортного тока образца высокотемпературного сверхпроводника с ферромагнитными частицами в качестве дефектов в присутствии внешнего магнитного поля. Обнаружен новый эффект – нелинейный S -образный характер вольт-амперных характеристик (ВАХ) системы сверхпроводник–ферромагнетик во внешнем магнитном поле. Показано, что S -образная особенность ВАХ связана с изменением эффективного взаимодействия магнитных моментов примесных частиц с вихревой системой сверхпроводника, вызванным локальным перемагничиванием ферромагнитных примесей под действием собственного поля транспортного тока и движением магнитного домена и домена вихревой плотности. Проведен анализ параметров по температуре, магнитному полю и дефектности образца, при которых проявляются нелинейные эффекты. Получены условия для возможной генерации излучения в области нелинейности ВАХ. Построена фазовая H – T -диаграмма существования неустойчивости ВАХ.

DOI: 10.7868/S0370274X14190059

Введение. Транспортные свойства сверхпроводников второго рода определяются фазовым состоянием вихревой системы и ее взаимодействием с дефектной структурой образца. Важнейшей для практики характеристикой сверхпроводника является критическая плотность тока, при которой начинается срыв вихрей с дефектов (центров пиннинга). Под действием силы Лоренца вихри и антивихри (вихри противоположного знака) движутся навстречу друг другу и аннигилируют в центре образца. Движение вихрей приводит к появлению конечного напряжения, локальной диссипации энергии и, как следствие, к последующему переходу сверхпроводника в нормальное состояние. Поэтому актуальной задачей является исследование влияния природы дефектов на критический ток и поиск способов повышения их эффективности как центров пиннинга. Существенную роль в решении данной проблемы играет численное моделирование динамики взаимодействия вихревой решетки с различными центрами пиннинга и расчет вольт-амперных характеристик (ВАХ) модельных сверхпроводников. Высокую эффективность при расчете в слоистых сверхпроводниках фазовых состояний вихревой решетки [1–4], вольтамперных характеристик [5–8]

и намагниченности [9–12] продемонстрировал метод Монте-Карло. В указанных работах расчеты проводились при наличии в сверхпроводнике немагнитных примесей. Учет дополнительного магнитного взаимодействия из-за наличия магнитного момента у ферромагнитных примесей и эффекты, связанные с ферромагнетизмом примесей, были проанализированы для случая поверхностных [13] и “объемных” [14] магнитных дефектов. В наиболее близкой по физической постановке к нашей модели работе [15] были экспериментально получены кривые намагниченности сверхпроводника с ферромагнитными примесями. Показано, что площадь петли для образцов с магнитными примесями больше, чем с немагнитными. Проведен теоретический анализ взаимодействия вихря с частицей ферромагнетика. В [16] показано, что эффективность пиннинга на магнитных примесях связана с процессами их перемагничивания, что приводит к гистерезисным потерям (их концентрация такова, что в объеме области, где поле вихря заметно отлится от нуля, находится достаточно большое их количество).

Следует отметить, что в указанных выше работах рассматривалось перемагничивание сверхпроводника внешним магнитным полем в присутствии ферромагнитной фазы и критический ток оценивался из величины остаточной намагниченности. Этот ме-

¹⁾e-mail: nastymaksimova@yandex.ru

тод оценки важнейшего критического параметра является интегральным и не отражает всех особенностей поведения сверхпроводника в присутствии транспортного тока. Цель настоящей работы заключается в исследовании поведения высокотемпературно сверхпроводящих (ВТСП) образцов с ферромагнитными примесями при перемагничивании собственным полем тока и детальном расчете вольт-амперных характеристик в присутствии внешнего магнитного поля, что наиболее приближено к реальным условиям эксплуатации сверхпроводящих конструкций.

Модель и метод расчета. Расчет проводится в рамках двумерной модели слоистого ВТСП алгоритмом Монте-Карло, развитым ранее авторами [1–8], специально обобщенным для описания сверхпроводника и частиц ферромагнетика как самосогласованной системы. Модель представляет собой предельный случай реалистичной трехмерной модели, учитывающей различные типы плоскостных взаимодействий и межплоскостное взаимодействие на основе функционала Лоренса–Дониака [17]. При этом вихревая нить в объеме сверхпроводника представляется в виде совокупности взаимодействующих плоских вихрей (пэнкейков). В нашем подходе предполагается, что пэнкейки слабо взаимодействуют в различных плоскостях, и вклады плоскостей аддитивно суммируются в общей энергии сверхпроводника. Рассматриваемый в данной работе диапазон температур несколько ниже точки фазового перехода 2D–3D. Однако наличие примесей должно понизить температуру перехода и позволить проводить расчет в условиях усредненного вклада каждой плоскости. Наши ранние расчеты различных физических ситуаций в этом приближении [1–14] и сопоставление с экспериментом подтверждают точку зрения, согласно которой такой подход качественно, а в ряде случаев и количественно адекватно описывает ситуацию. Таким образом, термодинамический потенциал Гиббса двумерной системы с переменным числом вихрей-пэнкейков с учетом всех взаимодействий (в отсутствие межплоскостного) имеет следующий вид:

$$G = N\varepsilon + \sum_{i < j} U_{\text{in-planar}}(r_{ij}) + \sum_{i,j} U_p(r_{ij}) + \sum_{i,j} U_{\text{surf}}(r_{ij}^{(im)}), \quad (1)$$

где $\varepsilon = \varepsilon_0 \{ \ln[\lambda(T)/\xi(T)] + 0.52 \}$ – собственная энергия вихря, $\varepsilon_0 = \Phi_0^2 s / (4\pi\lambda)^2$, $\Phi_0 = \pi\hbar c / e$ – квант магнитного потока, s – толщина сверхпроводящего слоя ($s \ll \lambda(T)$), $\xi(T)$, $\lambda(T)$ – глубина проникновения и длина когерентности, N – число пэнкейков в рассматриваемой плоскости. Второй член в (1) опи-

сывает попарное взаимодействие вихрей, третий – взаимодействие вихрей с центрами пиннинга, четвертый – взаимодействие вихрей с поверхностью и мейснеровским током. (Более подробное описание модели и взаимодействия с границей мейснеровским (и транспортным) током см. в [6–8].)

Примем во внимание наличие ферромагнитных примесей в объеме образца. Будем рассматривать ансамбль таких примесей как совокупность точечных частиц, имеющих магнитный момент. Поскольку магнитная частица находится в объеме сверхпроводника, следует учитывать как магнитную, так и немагнитную части взаимодействия вихря с ферромагнитной примесью.

В итоге потенциал магнитных примесей имеет следующий вид:

$$U_p = U + U_{pm} + U_{pn}, \quad (2)$$

$$U_{pm} = -\mu H_\nu,$$

где μ – проекция магнитного момента примесной частицы на направление поля вихря H_ν (в это поле при расчете добавляется и поле вихрей-отражений от границы сверхпроводника [6–8]), U – часть энергии примеси во внешних полях, не связанная с вихрем, $\mu \sim 10^4 \mu_B$, что близко к реальным экспериментальным данным для магнитных наночастиц. Немагнитная часть взаимодействия вихря с областью с пониженным параметром порядка (немагнитным дефектом) имеет вид потенциальной ямы с глубиной α и размером $\sim \xi$ (см. [6]). При указанных выше значениях μ глубина потенциальной ямы, связанной с магнитным дефектом, по порядку величины совпадает с α . Обычно $\alpha \sim (0.01–0.1)$ эВ.

Ферромагнитную частицу можно считать однодоменной, если ее радиус оказывается меньше некоторого критического значения, определяемого соотношением величины поверхностной энергии доменной стенки и энергии магнитного поля однородно намагниченной частицы. Это означает, что ее размер меньше толщины доменной стенки. Более детальная информация о приближениях, используемых в данной работе для моделирования магнитных наночастиц, содержится в работах [13, 14] и ссылках в них. Кроме того, квантованием момента частицы можно пренебречь, учитывая большое количество магнитных атомов, слагающих частицу. Ансамбль таких частиц может быть представлен в виде совокупности магнитных моментов, абсолютная величина которых постоянна. Изменение намагниченности подобной системы достигается вращением вектора намагниченности отдельной частицы во внешнем поле. Предпо-

лагается также, что концентрация примесей такова, что среднее расстояние между ними больше или порядка λ , т.е. каждый магнитный диполь экранирован от остальных сверхпроводящими областями.

Перемагничивание ферромагнитной примеси в расчете наиболее просто реализуется введением в алгоритм Монте-Карло дополнительного подпроцесса – переориентации ее магнитного момента [13, 14, 17]. Энергия частицы складывается из энергии момента в поле вихрей и их отражений с учетом поля мейсснеровского тока $H_M = H \operatorname{ch}(x/\lambda) / \operatorname{ch}(d/2\lambda)$ во внешнем поле (где d – ширина сверхпроводящего образца; геометрию системы см. в [6]) и энергии магнитной анизотропии (для простоты одноосного кристалла). В работах [18–20] приведена теория перемагничивания ансамбля ферромагнитных частиц. Мы можем воспользоваться ее результатами, т.к. наши частицы удовлетворяют условиям изложенной там модели и можно записать энергию как энергию магнитного момента в поле вихря. В результате часть энергии магнитной примеси, не связанная с вихрями, имеет вид

$$U = KV \sin^2(\varphi - \theta) - \mu H_M \cos \varphi, \quad (3)$$

где μ – магнитный момент частицы, $K = \beta M^2/2$ – параметр анизотропии, $\beta \sim 1$, φ и θ – углы между направлением внешнего поля, μ и осью легкого намагничивания (рис. 1), V – объем примеси (для маг-

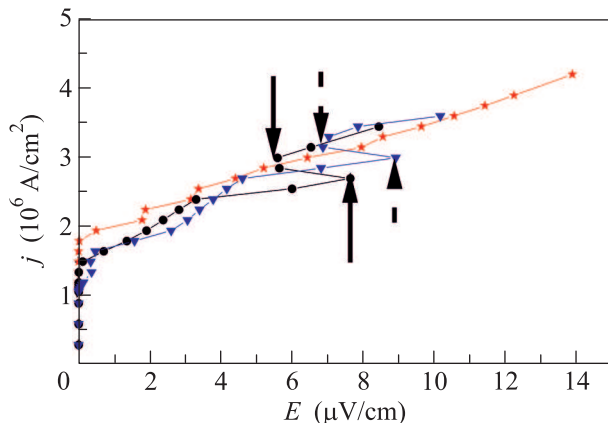


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики для концентрации магнитных дефектов $c = 1.06 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ при $T = 1 \text{ К}$ при различных значениях внешнего магнитного поля H : 1 – 200 Гс, 2 – 400 Гс, 3 – 500 Гс. Стрелки отмечают появление области s -образной нелинейности

нитной наночастицы для определенности полагаем $V \approx \xi^3$, $M = \mu/V$. Очевидно, что поведение ансамбля таких частиц при перемагничивании зависит от взаимной ориентации осей легкого намагничивания и направления внешнего поля (см. [11]). В данной

работе был рассмотрен случай, когда оси легкого намагничивания параллельны внешнему полю.

Энергия взаимодействия вихря с мейсснеровским и транспортным токами представляет собой взятую с обратным знаком работу силы Лоренца при перемещении вихря от границы в глубь образца [6]:

$$U_m = \frac{\Phi_0}{4\pi} \left\{ H_0 \left[1 - \frac{\operatorname{ch}(x/\lambda)}{\operatorname{ch}(d/2\lambda)} \right] + H_I \left[\frac{\operatorname{sh}(x/\lambda)}{\operatorname{sh}(d/2\lambda)} \mp 1 \right] \right\} \quad (4)$$

(на единицу длины вихря). Здесь H_0 – внешнее магнитное поле, $H_I = 2\pi I/c$ – поле на поверхности сверхпроводника, создаваемое полным транспортным током I через поперечное сечение образца, d – ширина образца. Знак “минус” перед единицей берется в случае, если вихрь появился справа (в положительной области оси x), а знак “плюс” – в случае, если вихрь появился в отрицательной области оси x . Геометрия расчета сверхпроводящей пластины в данной работе полностью соответствует [6].

Результаты и обсуждение. Расчеты проводились при температурах 1–10 К для типичных параметров сверхпроводника $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-\delta}$: $\lambda(0) = 180 \text{ нм}$, $\xi(0) = 2 \text{ нм}$, $T_c = 84 \text{ К}$. Ферромагнитные частицы имеют размер $\sim \xi$, что соответствует магнитному моменту $\mu \sim 10^4 \mu_B$. Оси легкого намагничивания частиц параллельны внешнему полю. Величина параметра магнитной анизотропии составляла в расчетах $K = 0.1 \cdot 10^7 \text{ эрг/см}^3$.

При значениях транспортного тока $j > j_c$ сверхпроводник переходит в резистивное состояние, в котором устанавливается вязкое течение вихревых нитей с последующей их аннигиляцией в центре образца. Вольт-амперные характеристики $j(E)$ рассчитывались методом, развитым в работе [8]. Он основан на вычислении работы силы Лоренца W по перемещению вихрей от краев образца к месту аннигиляции при фиксированном значении плотности транспортного тока j и определении напряженности электрического поля E из соотношения $W = jE$. Ввиду отсутствия в расчете реального времени возникает необходимость нормировки на экспериментальные значения. В соответствии с ними за критический принимается ток, при котором напряженность поля в образце достигает величины 0.1 мкВ/см. Таким образом, зная величину тока, при которой началась аннигиляция, и полное число аннигилировавших в процессе расчета пар, можно определить диссипацию энергии W и электрическое поле E .

На рис. 1 представлены рассчитанные вольт-амперные характеристики образца с концентрацией магнитных примесей $n = 1.06 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ при различ-

ных магнитных полях. Отчетливо видно, что при увеличении внешнего магнитного поля ВАХ приобретают S-образную форму. Отличие полученных данных от ситуации с обычными (немагнитными) примесями заключается в том, что в нашем случае магнитные примеси имеют переменную ориентацию магнитного момента, зависящую как от постоянного внешнего поля, так и от изменяющегося поля транспортного тока. Локальная суперпозиция полей приводит к нелинейной особенности на вольт-амперной характеристике. Как видно из рисунка, особенность на ВАХ возникает тем раньше по току, чем меньше величина внешнего приложенного магнитного поля. Имеется некоторое критическое значение H_0 , ниже которого особенность совсем исчезает.

Анализ ВАХ и намагниченности примесей, представленный на рис. 2, показывает, что особенность

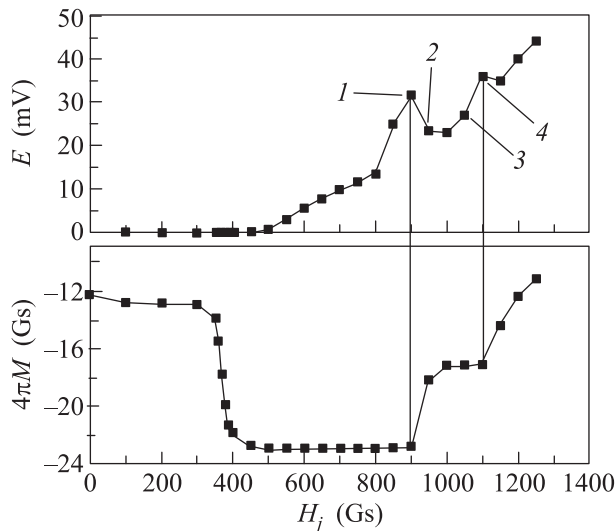


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика системы сверхпроводник-ферромагнетик (вверху) и перемагничивание ферромагнитной подсистемы (внизу). Концентрация магнитных примесей $c = 1.06 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, $H = 400 \text{ Гс}$, $T = 1 \text{ К}$. Величина магнитного поля тока связана с плотностью тока: $j_s = cH_j/2\pi d$, где d – ширина образца. На нижнем рисунке показана суммарная намагниченность всех дефектов, находящихся в образце. Участок кривой в интервале поля тока 400–900 Гс соответствует полностью намагниченному ансамблю частиц, направления всех магнитных моментов которых совпадают с направлением намагниченности заполнивших образец вихрей. На участке 900–1200 Гс с левого края пластины начинают заходить вихри противоположного знака, которые постепенно перемагничивают находящиеся с этого края дефекты, чем и объясняется резкий спад намагниченности

на ВАХ непосредственно связана с изменением намагниченности ферромагнитной подсистемы примесями в поле транспортного тока. Четко видно, как особенности ВАХ коррелируют с резкими изменениями намагниченности ферромагнитного ансамбля. До скачка концентрация вихрей противоположного знака еще недостаточна для переориентации магнитных моментов (что и наблюдается в точках 1 и 2). В результате эффективная концентрация центров пиннинга мала. В точках 3 и 4, напротив, магнитные моменты примесей параллельны полю входящих с левой границы образца вихрей, что соответствует максимальной эффективной концентрации центров пиннинга.

Результаты можно проиллюстрировать наглядно, сравнив две стандартные вольт-амперные характеристики для двух различных концентраций немагнитных дефектов примерно с такой же силой пиннинга, как и у магнитных примесей (рис. 4). Из рис. 4 видно, что кривая $j(E)$ тем выше, чем больше концентрация дефектов. Фактически в случае магнитных дефектов в точке неустойчивости происходит скачкообразный переход с нижней (менее “дефектной”) на верхнюю (более “дефектную”) ВАХ. Таким образом, мы полагаем, что в точке неустойчивости при перевороте скачком магнитных моментов примесей резко увеличивается эффективный пиннинг на магнитных дефектах. Последнее эквивалентно скачкообразному возрастанию эффективной “дефектности” образца (согласно данным рис. 4 практически в два раза). Этот эффект близок к эффекту изменения “дефектности” системы в случае достаточно большой анизотропии магнитных примесей, обнаруженному нами ранее [14].

Отметим, что в данном моделировании для определенности в основном рассматривается периодическая решетка дефектов. Однако и в более общем случае произвольного распределения дефектов можно наблюдать аналогичные эффекты. Так, расчет показывает, что результаты качественно совпадают с полученными нами и для хаотически распределенного по образцу ансамбля магнитных частиц.

Проведен анализ поведения эффекта в зависимости от внешних параметров. Как оказалось, при повышении температуры нелинейный участок смещается влево (в сторону меньшей разности потенциалов), одновременно выпрямляясь до почти полного исчезновения при более высокой температуре. С понижением концентрации дефектов особенность также становится все менее ярко выраженной.

Данные для различных температур и значений индукции магнитного поля суммированы на фазо-

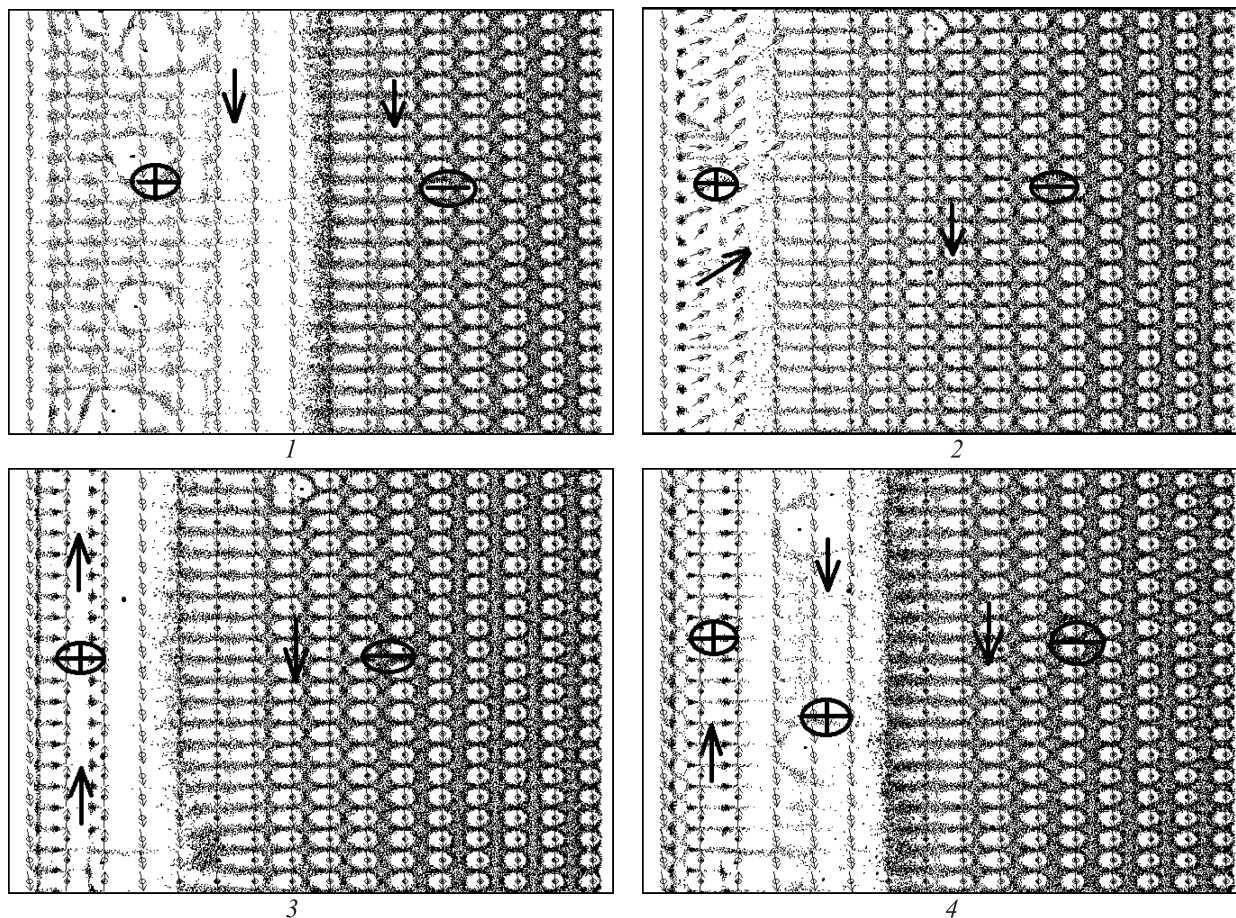


Рис. 3. Конфигурации вихрей для различных значений транспортного тока в соответствии с вольт-амперной характеристикой. Обозначения соответствуют состояниям 1–4 на рис. 2. Густота точек отвечает средней плотности вихрей (знаком “+” показаны вихри с положительным направлением намагниченности, знаком “–” – с отрицательным, стрелки – преимущественные направления магнитных моментов ферромагнитных частиц в данной области, кружки со стрелками – отдельные дефекты и направления их намагниченности)

вой диаграмме (рис. 5). На ней показана область значений T и H , при которых наблюдается S -образная особенность. Почти вертикальная граница диаграммы при $T = 6$ К и $H \geq 300$ Гс объясняется поведением магнитных моментов. Как показывает расчет, с ростом температуры процесс перемагничивания ферромагнитных частиц становится менее необратимым, т.е. переориентация магнитных моментов (и, следовательно, увеличение числа эффективных центров пиннинга) наступает при меньшем внешнем поле.

Основные результаты были получены при величине параметра магнитной анизотропии $K = 0.1 \times 10^7$ эрг/см³. Расчет показывает, что уже при $K = 0.2 \cdot 10^7$ эрг/см³ даже при низкой температуре ($T = 1$ К) нелинейность практически исчезает. Последнее также связано с особенностями перемагничивания системы ферромагнитных частиц. Подоб-

ное поведение коррелирует с нашими данными по изменению “дефектности” ферромагнитных примесей [14].

Обсудим еще один аспект исследуемого нелинейного эффекта.

Наблюдаемая S -образная ВАХ может привести к генерации излучения. Это связано с тем, что согласно расчетам вихревых картин возможно движение по образцу доменов электрического поля, сопровождающих перемещение под действием транспортного тока вихрей Абрикосова, обладающих разными скоростями диффузии по областям с разной эффективной “дефектностью”. Очевидно, что перевороты магнитных моментов, меняющие “дефектность”, происходят не одномоментно, а с определенной скоростью. Соответственно можно оценить возможную частоту генерации исходя из конечной ширины сверхпроводящей пластины.

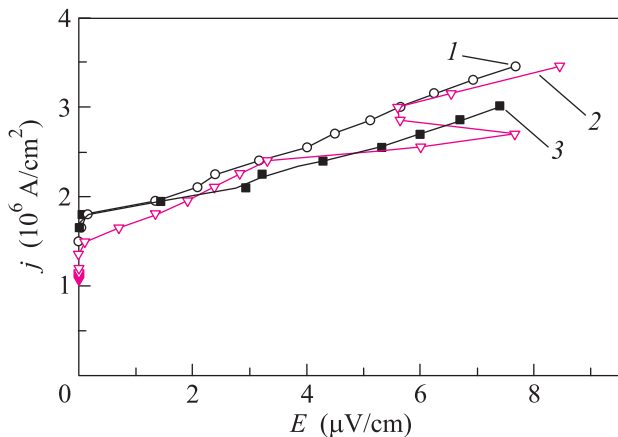


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики при различной концентрации немагнитных дефектов (ромб и треугольник) при наличии внешнего поля: 1 – $c = 7.5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, 3 – $c = 4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. Для сравнения показана ВАХ с магнитными дефектами $c = 1.06 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ (2), $H = 400 \text{ Гс}$. Глубина ямы немагнитных дефектов подобрана равной эффективной глубине ямы магнитных дефектов, поэтому $\mu \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} \left(\ln \frac{\lambda}{\xi} - 0.28 \right) = 0.02 \text{ эВ}$

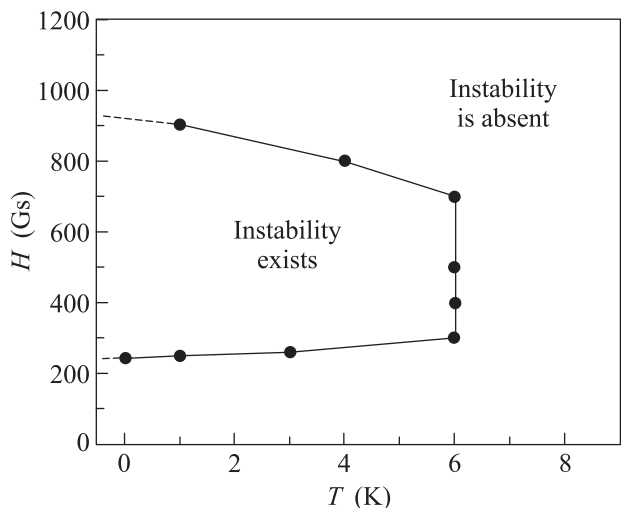


Рис. 5. Фазовая $H-T$ -диаграмма существования нестабильности ВАХ. Граничное значение температуры соответствует случаю, когда T становится сравнимой с энергией магнитной анизотропии, т.е. существенную роль начинают играть тепловые повороты магнитных моментов. Имеем $KV \sim T$, откуда при выбранном значении параметра анизотропии $T \approx 6 \text{ К}$

Рассмотрим еще раз вольт-амперную характеристику вблизи особенности. Два различных значения тока, соответствующие одному значению напряжения, означают существование одновременно двух вихревых подсистем (и, соответственно, сопутствующего им магнитного домена), движущихся с раз-

ной скоростью. Вклад в джоулевы потери каждой аннигилировавшей пары вихрь-антивихрь составляет $(s\Phi_0/4\pi) \cdot 2H_j$ и равен работе по перемещению вихря от края к центру. Здесь $s = 0.27 \text{ нм}$ – толщина сверхпроводящего слоя, H_j – поле тока в области особенности на ВАХ.

Зная выделившуюся в процессе аннигиляции энергию ($W_1 \approx W_3 \sim 8000 \text{ эВ}$) и напряженность поля в образце ($E_1 \approx E_2 \sim 7 \text{ мкВ/см}$), оценим эти скорости для точек 1 и 3 на рис. 2. Известно, что $W = UI\Delta t$, где Δt – промежуток времени, в течение которого величина тока была близка к соответствующим значениям, U – напряжение на образце, W – полная выделившаяся в образце за время Δt энергия. В итоге имеем $\Delta t \sim 0.01 \text{ с}$. Далее, зная размеры образца и количество аннигилировавших за это время пар вихрь-антивихрь ($6 \times 5 \text{ мкм}^2$, $N \sim (1.4-1.6) \cdot 10^4$), получим скорости

$$v(H_j = 900 \text{ Гс}) \approx 3 \text{ см/с}, \quad v(H_j = 1050 \text{ Гс}) \approx 2.6 \text{ см/с}$$

(постоянная решетки вихрями $\sim \lambda$) и время движения “домена” от края к центру образца $\sim 10^{-4} \text{ с}$. Тогда частота генерации $\nu \sim 10^4 \text{ Гц}$.

Похожий эффект, связанный с появлением переменной составляющей в напряжении на образце из-за трансляционной симметрии решетки, рассмотрен в [21]. Он также близок к процессам, протекающим при наблюдении эффекта Ганна.

Следует заметить, что тепловыделение при такой генерации оказывается несущественным, если обсуждаются тонкопленочные образцы (толщиной $\sim 100 \text{ нм}$) с шириной порядка десяти микрометров, как правило микромостики. В подобном случае ток через образец составляет $\sim 10 \text{ мА}$ и при величине напряженности E в области нелинейности (см. рис. 1) тепловая мощность рассеяния будет пренебрежимо мала.

Закключение. Итак, в настоящей работе рассмотрено перемагничивание собственным полем транспортного тока образца ВТСП с ферромагнитными частицами в качестве объемных дефектов. Показан нелинейный характер вольт-амперных характеристик, который объясняется самосогласованным взаимодействием магнитных моментов примесных частиц с вихревой системой, приводящим к скачкообразному изменению “дефектности” ансамбля ферромагнитных примесей. Исследовано влияние температуры и концентрации магнитных частиц на форму зависимости $j(E)$. Показано, что при повышении температуры и снижении концентрации магнитных дефектов нелинейность становится менее выраженной. Найдена область значений

температур, внешнего поля и магнитной анизотропии, при которых наблюдается нелинейность ВАХ. Показано, что наблюдаемые нелинейности могут сопровождаться низкочастотной генерацией, не связанной с эффектами тепловых неустойчивостей.

В.А.К. и А.Н.М. благодарны за финансовую поддержку РФФИ (грант # 8470; 12-02-00561). И.А.Р. признателен за финансовую поддержку Министерству образования и науки РФ (госзадание # 3.1540.2014/К).

1. М. Е. Грачева, В. А. Кашурников, И. А. Руднев, Письма в ЖЭТФ **66**(4), 269 (1997).
2. М. Е. Грачева, В. А. Кашурников, О. А. Никитенко, И. А. Руднев, ФНТ **25**(10), 1027 (1999).
3. I. A. Rudnev, V. A. Kashurnikov, M. E. Gracheva, and O. A. Nikitenko, Physica C **332**, 383 (2000).
4. В. А. Кашурников, И. А. Руднев, М. Е. Грачева, О. А. Никитенко, ЖЭТФ **117**, 196 (2000).
5. М. Е. Грачева, В. А. Кашурников, И. А. Руднев, ФНТ **25**(2), 148 (1999).
6. Д. С. Одинцов, И. А. Руднев, В. А. Кашурников, ЖЭТФ **130**(1), 77 (2006).
7. I. A. Rudnev, D. S. Odintsov, and V. A. Kashurnikov, Phys. Lett. A **372**, 3934 (2008).
8. Д. С. Одинцов, И. А. Руднев, В. А. Кашурников, ЖЭТФ **132**(1), 287 (2007).
9. V. A. Kashurnikov, I. A. Rudnev, and M. V. Zubin, Superconductor Sci. Tech. **14**(9), 695 (2001).
10. В. А. Кашурников, И. А. Руднев, М. В. Зюбин, ЖЭТФ **121**(2), 442 (2002).
11. М. В. Зюбин, И. А. Руднев, В. А. Кашурников, Письма в ЖЭТФ **76**(4), 263 (2002).
12. М. В. Зюбин, И. А. Руднев, В. А. Кашурников, ЖЭТФ **123**(6), 1212 (2003).
13. В. А. Кашурников, А. Н. Максимова, И. А. Руднев, А. П. Сотникова, ЖЭТФ **143**, 546 (2013).
14. В. А. Кашурников, А. Н. Максимова, И. А. Руднев, ФТТ **56**(5), 861 (2014).
15. A. Snezhko, T. Prozorov, and R. Prozorov, Phys. Rev. B **71**, 024527 (2005).
16. N. D. Rizzo, J. Q. Wang, D. E. Prober, L. R. Motoroidlo, and B. A. Zeitlin, Appl. Phys. Lett. **69**, 2285 (1996).
17. W. E. Lawrence and S. Doniach, in *Proceedings of LT 12, Kyoto*, 1970, ed. by E. Kanda, Keigaku, Tokyo (1971), p. 361.
18. R. Prozorov, Y. Yeshurun, T. Prozorov, and A. Gedanken, Phys. Rev. B **59**, 6956 (1999).
19. B. Li, K. Xu, Sh. Hara, D. Zhou, Y. Zhang, and M. Izumi, Physica C **475**, 51 (2012).
20. E. A. Ilyina, C. Cirillo, and C. Attanasio, Physica C **470**, 877 (2010).
21. В. В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников*, 2-е изд., МЦНМО, М. (2000).