

Переход Березинского–Костерлица–Таулесса в объемных нанокompозитах сверхпроводник–ферромагнетик $\text{MgB}_2:(\text{La},\text{Sr})\text{MnO}_3$

А.И. Дяченко

*Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины
бульвар Акад. Вернадского, 36, г. Киев, 03142, Украина*

В.Ю. Таренков, В.Н. Криворучко

*Донецкий физико-технический институту им. А.А. Галкина НАН Украины
просп. Науки, 46, г. Киев, 03028, Украина
E-mail: krivoruc@gmail.com*

Статья поступила в редакцию 12 июня 2019 г., опубликована онлайн 27 сентября 2019 г.

Приведены результаты исследований транспортных характеристик нанокompозита $\text{MgB}_2:\text{La}_{0,67}\text{Sr}_{0,33}\text{MnO}_3$ (LSMO) с объемным содержанием компонент 3:1. Экспериментально установлено, что температурное поведение сопротивления объемных образцов $\text{MgB}_2:\text{LSMO}$ при переходе в сверхпроводящее состояние описывается моделью Березинского–Костерлица–Таулесса (БКТ) для двумерных сверхпроводников. Наблюдаемые особенности транспортных свойств, наиболее вероятно, обусловлены двумя характерными пространственными масштабами в системе: 1) существенной разницей в геометрических размерах составляющих компонент (микронные частицы MgB_2 и наночастицы LSMO) и 2) длиной когерентности триплетного сверхпроводящего состояния полуметаллического манганита LSMO, находящегося в контакте с MgB_2 . В таких наноструктурах резистивные потери обусловлены процессами протекания тока через ферромагнитные наногранулы LSMO, покрывающие микрогранулы MgB_2 . С понижением температуры в двумерных (поверхностных) сверхпроводящих слоях LSMO и реализуется БКТ переход.

Ключевые слова: композиты сверхпроводник–ферромагнетик, переход Березинского–Костерлица–Таулесса.

1. Введение

Как известно, переход в когерентное состояние двумерных (2D) сверхпроводников, в частности тонких пленок, происходит при температуре перехода Березинского–Костерлица–Таулесса (БКТ) [1–3] T_{BKT} , меньшей, чем температура перехода T_{c0} объемного сверхпроводника из того же материала. Особенность перехода БКТ — конечная равновесная концентрация куперовских пар по обе стороны от перехода. В интервале температур $T_{BKT} < T < T_{c0}$ наличие куперовских пар уменьшает диссипацию, но не обращает ее в нуль. Результирующая температурная зависимость сопротивления в интервале температур $T_{BKT} < T < T_{c0}$ описывается выражением (см., например, обзор [4])

$$R(T) = R_0 \exp \left[- \left(b \frac{T_{c0} - T}{T - T_{BKT}} \right)^{1/2} \right], \quad (1)$$

где R_0 — сопротивление пленки в нормальном состоянии, $b = \text{const}$.

В настоящее время транспортные свойства нанокompозитов сверхпроводник–ферромагнитный полуметалл вызывают большой фундаментальный интерес, а сами материалы являются перспективными для сверхпроводящей спиновой электроники [5,6]. В данной работе приведены результаты исследований транспортных характеристик нанокompозитов $\text{MgB}_2:\text{La}_{0,67}\text{Sr}_{0,33}\text{MnO}_3$ (LSMO) с объемным содержанием манганита, не разрушающим перколяционный переход системы в сверхпроводящее состояние. Установлено, что при переходе в сверхпроводящее состояние такие нанокompозиты ведут себя аналогично двумерным сверхпроводникам при БКТ переходе. Предложена физическая модель, позволяющая объяснить аналогию между наблюдаемой $R(T)$ в 3D наноструктурах сверхпроводник–ферромагнетик и зависимостью для 2D систем.

2. Образцы и методика измерений

Исследованы объемные образцы нанокompозита на основе сверхпроводника с *s*-типом спаривания и ферромагнитного полуметалла (half-metallic). В качестве сверхпроводящей компоненты выбран MgB_2 с размером гранул $d \approx 5\text{--}10$ мкм. Как известно [7], длина сверхпроводящих корреляций ξ_S MgB_2 анизотропна и равна $\xi_{ab}(0) \approx 8$ нм в *ab*-плоскости и $\xi_c(0) \approx 2$ нм вдоль оси *c*. Поскольку размер сверхпроводящих гранул значительно больше длины сверхпроводящих корреляций, $d \gg \xi_S$, температура сверхпроводящего перехода отдельных гранул близка к температуре сверхпроводящего перехода объемного MgB_2 $T_{c0} \approx 39$ К [7].

Выбор MgB_2 в качестве сверхпроводящей компоненты связан с тем, что образцы спрессованного порошка MgB_2 имеют малое удельное сопротивление $\rho = 4 \cdot 10^{-4}$ Ом·см и хорошо выраженный металлический характер его температурной зависимости. Этот факт свидетельствует о малом влиянии межзеренных границ на проводимость MgB_2 , а относительно высокая критическая температура сверхпроводящего перехода позволяет исследовать интересующие характеристики композита в широком интервале температур.

Ферромагнитной составляющей являлись наночастицы манганита $\text{La}_{0,67}\text{Sr}_{0,33}\text{MnO}_{3-\delta}$ с температурой Кюри $T_C \approx 320\text{--}360$ К. Нанопорошок LSMO получен методом осаждения по технологии, в основе которой лежит золь–гель метод (детали см. в работах [8,9]). Фазовый состав и размеры частиц ($d \approx 20\text{--}30$ нм) определялись методами рентгеноструктурного анализа и электронной микроскопии. Полученные результаты подтвердили однофазный состав и перовскитовую структуру наночастиц LSMO. Измерения намагниченности и данные ЯМР исследований показали, что наночастицы манганита такого размера сохраняют магнитные свойства, близкие к свойствам монокристаллического LSMO, т.е. обусловлены двойным обменом между ионами Mn^{3+} – Mn^{4+} и, следовательно, имеют спин-поляризованный характер проводимости [10,11].

Объемные образцы приготовлены с использованием традиционной технологии холодного прессования. Исходные компоненты смешивались в соответствии с их объемным соотношением. Из полученной смеси прессовались пластинки размером $\sim 10 \times 1 \times 0,1$ мм при давлениях до 40–60 кбар. Такое давление обеспечивает хорошую электрическую связь между зернами и высокую механическую прочность пластин. Образцы не подвергались спеканию во избежание взаимной диффузии и химической реакции между компонентами. Токовые и потенциальные контакты наносились в виде тонкого слоя коллоидного серебра на пластину в области предполагаемого контакта с последующей опрессовкой. Переходное сопротивление контактных площадок составило $R \approx 10^{-8}$ Ом·см. Электротранспортные харак-

теристики измерялись по четырехзондовой схеме в широком интервале температур (4,2–400 К). Измерения проводились как в отсутствие, так и под действием электромагнитного облучения образца.

3. Экспериментальные результаты

На рис. 1 приведены температурные зависимости сопротивления нанокompозитов MgB_2 :LSMO с различным объемным содержанием компонент. Для нанокompозитов с содержанием LSMO не более 30% наблюдается переход сверхпроводник–металл. Отметим, что основные характеристики нанокompозита (критическая температура перехода, вольт-амперные характеристики, порог перколяционного перехода и т.п.) количественно не описываются стандартными перколяционными моделями [12,13]. Наблюдаемые зависимости, наиболее вероятно, обусловлены двумя различными характерными масштабами в системе: 1) существенной разницей в геометрических размерах составляющих компонент и 2) триплетным сверхпроводящим состоянием, индуцированным эффектом близости полуметаллического манганита с длиной когерентности $\xi_F = (D_F/2\pi T)^{1/2} \sim 100$ нм при низких температурах (здесь D_F — коэффициент диффузии ферромагнитного металла, T — температура и $h = k_B = 1$). Более детальное обсуждение особенностей перколяционных переходов в композитах сверхпроводник–ферромагнитный полуметалл (S–hmf) можно найти в работе [14] и приведенных там ссылках.

Ниже приведены результаты исследований перехода в когерентное сверхпроводящее состояние образцов нанокompозита MgB_2 :LSMO с объемным содержанием компонент 3:1. Отметим, что исследование транспортных характеристик объемных образцов выше темпера-

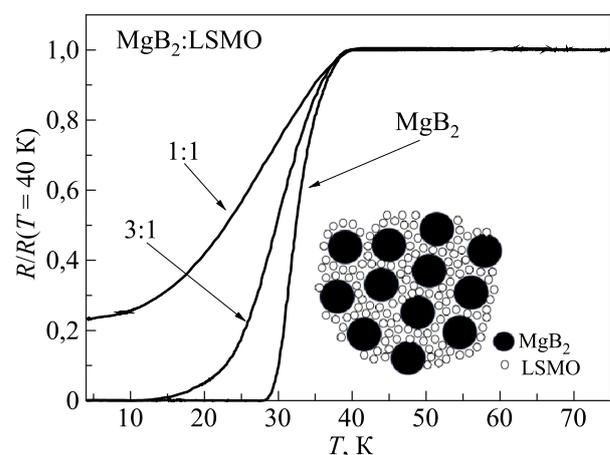


Рис. 1. Температурные зависимости приведенного сопротивления $R(T)/R(T = 40$ К) нанокompозита MgB_2 : $\text{La}_{0,67}\text{Sr}_{0,33}\text{MnO}_3$ с разным объемным соотношением компонент, а также образца из спрессованных гранул MgB_2 . Вставка: схематическое изображение структуры нанокompозита.

туры жидкого гелия, т.е. в газовой среде, имеет ряд особенностей. В отличие от пленочных образцов, имеющих идеальный тепловой контакт с подложкой, объемные образцы находятся в гораздо более жестких условиях теплоотвода. Этот фактор необходимо учитывать при записи $R(T)$ и вольт-амперных характеристик. Из-за влияния тепловых эффектов при пропускании измерительных токов зависимость $V \propto |I|^\beta$ для объемных материалов может быть неконтролируемо искажена [4,15]. В нашем случае использовались измерительные токи в интервале $I = 50\text{--}100$ мкА, при которых характеристики образца из-за эффектов теплоотвода не изменялись.

На рис. 2(а) приведена типичная экспериментальная температурная зависимость сопротивления $R(T)$ нанокompозита (сплошная линия) в широком интервале температур. Кроме обычного для манганитов резкого падения сопротивления при $T < T_C$ (на рисунке не показано), наблюдается практически линейная зависимость $R(T)$ в интервале температур $T^* < T < T_C$ и последующее значительное падение сопротивления при температуре $T^* \approx 40 \text{ К} \approx T_{C0}(\text{MgB}_2) \approx 39 \text{ К}$ (рис. 2(а)).

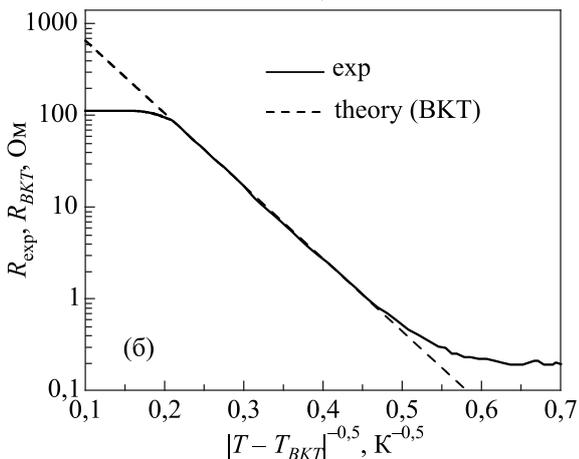
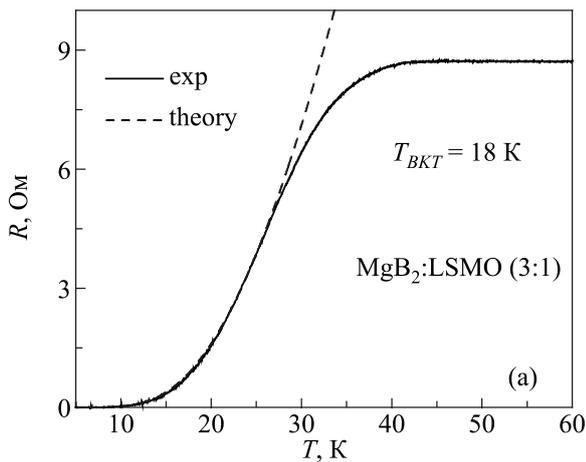


Рис. 2. (а) Экспериментальная (сплошная линия) и теоретическая (штриховая линия, формула (1)) зависимости $R(T)$ нанокompозита $\text{MgB}_2\text{:La}_{0,67}\text{Sr}_{0,33}\text{MnO}_3$ (3:1). (б) Те же зависимости в логарифмическом масштабе по оси ординат.

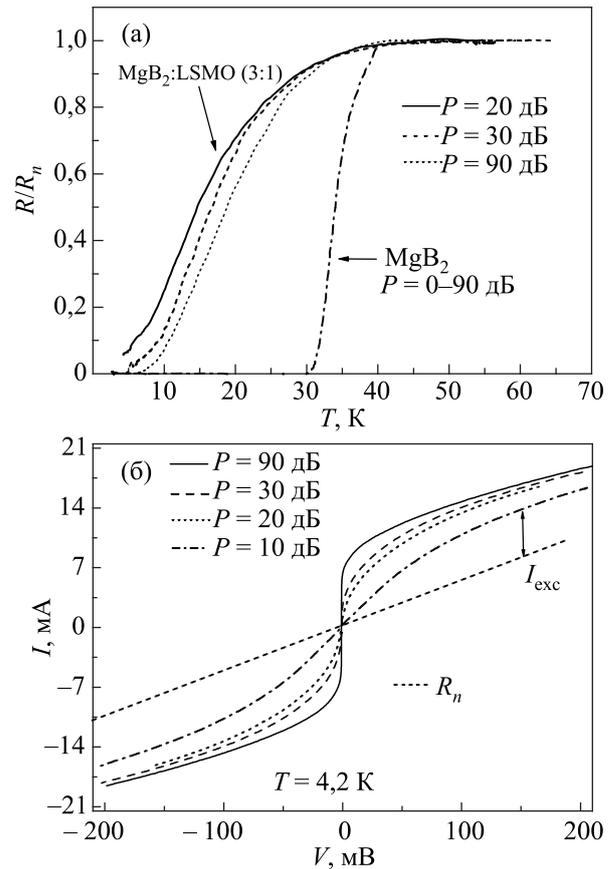


Рис. 3. Влияние ВЧ облучения на (а) резистивный переход и (б) вольт-амперные характеристики нанокompозита $\text{MgB}_2\text{:La}_{0,67}\text{Sr}_{0,33}\text{MnO}_3$ (3:1). Прямая штриховая линия проведена для удобства оценки влияния ВЧ облучения на избыточный ток I_{exc} при $T = 4,2 \text{ К}$.

На рис. 2(б) показана та же зависимость в логарифмическом масштабе по оси ординат. Наиболее интересным оказалось то, что температурное поведение сопротивления при $T < T_{C0}$ удивительно хорошо описывается выражением (1) в виде

$$R(T) = R_0 \exp \left\{ -4\alpha \left[\frac{T_{C0} - T_{BKT}}{T - T_{BKT}} \right]^{1/2} \right\} \quad (2)$$

(штриховые линии на рис. 2(а) и (б)). Здесь постоянная b в формуле (1) выражена через параметр $\alpha = \mu/\mu_{XY}$, где μ — энергия кора флуктуирующих вихрей, а μ_{XY} — энергия кора вихрей в XY модели (детали см. в работах [16,17]). Согласно зависимости (2), в 3D нанокompозите реализуется переход БКТ для 2D систем с температурой перехода $T_{BKT} \approx 18 \text{ К}$ и параметром $\alpha = 1\text{--}1,2$. Следует подчеркнуть, что согласие теоретической (2) и экспериментальной зависимостей $R(T)$ наблюдается в широком температурном интервале $T_{C0} - T_{BKT} \approx 20 \text{ К}$, в котором сопротивление R меняется на три порядка.

Транспортные характеристики нанокompозита оказались также очень чувствительными к внешнему высокочастотному (ВЧ) облучению. Рисунок 3(а) иллюстрирует

влияние ВЧ облучения на резистивный переход в интервале температур $T_{BKT} < T < T_{c0}$. Отметим, что ВЧ сигнал, подаваемый на образец MgB_2 , не приводит к заметным изменениям зависимости $R(T)$ (см. зависимость $R(T)$ для MgB_2 на рис. 3(а)). В то же время при облучении нанокompозита ВЧ сигналом его сопротивление возрастает. Изменение вольт-амперных характеристик нанокompозита под действием ВЧ сигнала показано на рис. 3(б). Учитывая малую амплитуду электромагнитного сигнала, рост сопротивления и уменьшение избыточного тока указывают на подавление слабых связей (джозефсоновских контактов) в цепочках $-MgB_2-LSMO-MgB_2-$.

4. Обсуждение результатов

Согласно классической теории сверхпроводимости БКШ, равновесная концентрация куперовских пар появляется при температуре T_{c0} одновременно с установлением бездиссипативного состояния. Сверхпроводящее состояние системы описывается комплексным параметром порядка

$$\Phi(r) = \Phi \exp(i\varphi(r)), \quad (3)$$

где $|\Phi| \equiv \Delta$ — энергия связи куперовской пары, а фаза $\varphi(r)$ характеризует когерентность куперовских пар. В отсутствие тока в сверхпроводнике $\varphi(r) = \text{const}$. В 3D системах разрушение сверхпроводимости происходит обычно путем обращения в нуль модуля параметра порядка $|\Phi|$, например вследствие повышения температуры до T_{c0} или под действием магнитного поля критической величины.

Отличительная черта двумерных сверхпроводящих систем (см., например, обзор [4]) — возможность существования газа флуктуаций в виде спонтанно генерируемых магнитных вихрей ниже температуры объемного сверхпроводящего перехода T_{c0} . Вихри рождаются парами, с противоположным направлением кольцевых токов (пары вихрь–антивихрь), которые через конечное время аннигилируют в результате столкновений. В нулевом магнитном поле число вихрей противоположного знака одинаково и определяется динамическим равновесием между процессами их спонтанной генерации и аннигиляции. Обход вокруг неподвижного вихря изменяет фазу волновой функции на 2π , поэтому свободное движение вихрей приводит к флуктуациям фазы. При достаточно большой амплитуде флуктуаций когерентность сверхпроводящего состояния утрачивается. При этом модуль параметра порядка Δ в большей части объема остается отличным от нуля (он обращается в нуль только вблизи оси вихря).

По мере понижения температуры при некотором значении $T_{BKT} (< T_{c0})$ происходит переход БКТ: прекращается генерация вихревых пар, концентрация вихрей резко падает и становится экспоненциально малой;

экспоненциально малой становится и диссипация. Таким образом, в интервале температур $T_{BKT} < T < T_{c0}$ в двумерных сверхпроводниках куперовские пары сосуществуют с вихрями. Наличие куперовских пар уменьшает диссипацию, но не обращают ее в нуль. В образцах с дефектами внутренние неоднородности уширяют переход БКТ, и это обстоятельство необходимо учитывать для корректной численной оценки параметров системы [16,17].

В случае материала, состоящего из гранул сверхпроводника в нормальном (немагнитном) металле, реализуется иной механизм разрушения сверхпроводящего состояния (см., например, обзор [18] и приведенные там ссылки) — переход в резистивное состояние происходит из-за потери фазовой когерентности в системе при конечной величине модуля параметра порядка $|\Phi|$ в отдельных гранулах MgB_2 . То есть система находится в диссипативном состоянии при сверхпроводящем состоянии отдельных гранул. В этом случае перенос заряда из одной гранулы в другую возможен двумя каналами $j_{\text{tot}} = j_S + j_N$: джозефсоновским током j_S и нескоррелированными электронами j_N . Если перенос заряда осуществляется джозефсоновскими токами куперовских пар, то значения фазы параметра порядка между гранулами, участвующими в токопереносе, скоррелированы и между ними устанавливается макроскопическое сверхпроводящее состояние. Однако джозефсоновские токи могут быть подавлены флуктуациями, например вследствие большого нормального сопротивления между гранулами или внешнего воздействия. Тогда перенос заряда между гранулами происходит за счет одночастичных возбуждений, $j_{\text{tot}} \rightarrow j_N = eN_e$, концентрация которых, N_e , в гранулах экспоненциально мала из-за их сверхпроводящего состояния: $N_e \propto \exp(-\Delta/T)$ (e — заряд электрона). В общем случае в системе реализуется резистивное состояние с ненулевой равновесной концентрацией куперовских пар. Экспериментально это проявляется в наличии избыточного тока в вольт-амперных характеристиках образца.

Особенности БКТ перехода в близостных структурах сверхпроводник/нормальный металл (S/N) исследовались, например, в работах [15,19,20]. В частности, в близостных пленочных контактах Pb–Sn в интервале температур $T_{c0}(\text{Sn}) \approx 3,75 \text{ K} < T < T_{c0}(\text{Pb}) \approx 7,3 \text{ K}$ авторы [15] наблюдали резистивный переход в сверхпроводящее состояние, который воспроизводил основные особенности перехода БКТ. В этом же температурном интервале наблюдались нелинейные вольт-амперные характеристики, предсказанные в работе [19] при топологическом упорядочении вихрей в 2D сверхпроводниках.

Несмотря на то, что слоистые близостные S/hmF структуры активно исследовались экспериментально и теоретически (см., например, работы [21–23] и приведенные там ссылки), удовлетворительное описание

свойств S-hmF наноконкомпозитов все еще отсутствует. Как уже отмечалось, основные характеристики S:hmF наноконкомпозитов (критические температуры переходов, вольт-амперные характеристики, порог перколяционных переходов и т.п.), скорее всего, не могут быть количественно описаны в рамках стандартных перколяционных моделей (обсуждение этого вопроса см., например, в работе [14]).

Анализ строения наноконкомпозита MgB_2 :LSMO показывает, что наноразмерные зерна LSMO полностью «покрывают» существенно более крупные гранулы MgB_2 (см. вставку на рис. 1). В пользу этого предположения свидетельствует измерение плотности образцов после прессования. Так, плотность пластинок MgB_2 , полученная при давлениях 40–60 кбар, составляла $(72 \pm 3)\%$ плотности монокристалла MgB_2 . Плотность спрессованного нанопорошка LSMO при тех же давлениях была всего $(68 \pm 3)\%$ плотности монокристалла. В то же время плотность композита MgB_2 :LSMO (26% LSMO) составила $(96 \pm 3)\%$ расчетной плотности. Столь высокая плотность композита указывает на то, что наночастицы LSMO в условиях высоких одноосных давлений «растекаются» по объему образца, заполняя поры вокруг больших гранул MgB_2 .

В этих условиях сверхпроводимость в каждой микрогрануле MgB_2 устанавливается независимо, причем корреляции типа БКШ формируются при температуре образования конденсата в объемном MgB_2 . Магнитные потоки, обусловленные намагниченностью наночастиц манганита, связаны с наночастицами манганита и при температурах $T \ll T_C$ уже не флуктуируют. В наноконкомпозите реализуется резистивное состояние с ненулевой равновесной концентрацией куперовских пар и замороженного магнитного потока, созданного наночастицами LSMO. С дальнейшим понижением температуры в интервале температур $T_{BKT} < T < T_{c0}$ в системе, наиболее вероятно, формируется (квази)двумерная структура: сверхпроводящие гранулы, покрытые наночастицами ферромагнетика (hmF-S-hmF). Контактующие с MgB_2 наночастицы манганита переходят в индуцированное эффектом близости сверхпроводящее (триpletное) состояние (см. работы [24–26]).

Такая физическая модель позволяет объяснить соответствие наблюдаемой зависимости $R(T)$ (рис. 2) формуле (2), полученной для 2D систем. Таким образом, мы имеем дело с композитом, основные резистивные потери которого обусловлены процессами протекания тока через ферромагнитные наногранулы LSMO, покрывающие гранулы MgB_2 (аналог 2D оболочки/плоскости). С понижением температуры в двумерных (контактирующих с MgB_2) сверхпроводящих слоях LSMO и реализуются процессы, приводящие к БКТ переходу.

В сверхпроводящем состоянии наноконкомпозита сверхток протекает по джозефсоновским контактам

–S-hmF–S-hmF–S–. При облучении наноконкомпозита ВЧ сигналом малой амплитуды, индуцированные ВЧ сигналом токи достаточны для подавления слабых джозефсоновских контактов между сверхпроводящими наночастицами LSMO. Это способствует появлению одночастичных носителей заряда, что регистрируется как появление добавочного сопротивления и уменьшение избыточного тока (рис. 3). То есть в наноконкомпозите основной эффект высокочастотного поля состоит в разрушении когерентного состояния слабосвязанных джозефсоновских контактов, образованных слоями манганита, находящимися в индуцированном эффектом близости сверхпроводящем состоянии.

5. Заключение

Исследованы особенности перехода в сверхпроводящее состояние хаотических двухкомпонентных наноструктур — наноконкомпозитов, состоящих из микрочастиц сверхпроводника MgB_2 и наночастиц полуметаллического ферромагнетика $La_{0,67}Sr_{0,33}MnO_3$. На примере систем с объемным содержанием компонент 3:1 установлено, что температурное поведение сопротивления объемных образцов при переходе в сверхпроводящее состояние подобно поведению 2D систем в модели Березинско-Костерлица–Таулесса. Наблюдаемые особенности транспортных свойств наноконкомпозитов, вероятно, обусловлены двумя характерными для систем такого типа масштабами: 1) существенной разницей в геометрических размерах составляющих компонент и 2) длиной когерентности индуцированного эффектом близости сверхпроводящего состояния LSMO. В таких наноструктурах резистивные потери обусловлены процессами протекания тока через ферромагнитные наногранулы LSMO, покрывающие микрогранулы MgB_2 . С понижением температуры в двумерных (поверхностных) сверхпроводящих слоях LSMO реализуется БКТ переход.

Необычные транспортные характеристики наноконкомпозитов представляют большой фундаментальный интерес и делают их перспективными функциональными материалами для сверхпроводящей спинтроники.

1. В.Л. Березинский, *ЖЭТФ* **59**, 907 (1970) [*Sov. Phys. JETP* **32**, 493 (1971)].
2. J.M. Kosterlitz and D.J. Thouless, *J. Phys. C* **6**, 1181 (1973).
3. J.M. Kosterlitz, *J. Phys. C* **7**, 1046 (1974).
4. G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, and V.M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
5. Y.C. Tao and J.G. Hu, *J. Appl. Phys.* **107**, 041101 (2010).
6. S. Anders, M.G. Blamire, F.-Im. Buchholz, D.-G. Cr  t  , R. Cristiano, P. Febvre, L. Fritzsche, A. Herr, E. Il'ichev, J. Kohlmann, J. Kunert, H.-G. Meyer, J. Niemeyer, T. Ortlepp, H. Rogalla, T. Schurig, M. Siegel, R. Stolz, E. Tarte, H.J.M. ter Brake, H. Toepferm, J.-C. Villegier, A.M. Zagoskin, and A.B. Zorin, *Physica C* **470**, 2079 (2010).

7. X.X. Xi, *Rep. Prog. Phys.* **71**, 116501 (2008).
8. M.M. Savosta, V.N. Krivoruchko, I.A. Danielenko, V.Yu. Tarenkov, T.E. Konstantinova, A.V. Borodin, and V.N. Varyukhin, *Phys. Rev. B* **69**, 024413 (2004).
9. I.A. Danilenko, T.E. Konstantinova, G.E. Shatalova, V.N. Krivoruchko, V.D. Doroshev, V.A. Stupak, and G.K. Volkova, *Funct. Mater.* **13**, 288 (2006).
10. V. Krivoruchko, T. Konstantinova, A. Mazur, A. Prokhorov, and V. Varyukhin, *J. Magn. Magn. Mater.* **300**, e122 (2006).
11. A.C. Мазур, В.Н. Криворучко, И.А. Даниленко, *ФНТ* **33**, 1227 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 931 (2007)].
12. A. Bunde and W. Dieterich, *J. Electroceram.* **5**, 81 (2000).
13. I. Balberg, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 064003 (2009).
14. V.N. Krivoruchko and V.Yu. Tarenkov, *Fiz. Nizk. Temp.* **45**, 555 (2019) [*Low Temp. Phys.* **45**, 476 (2019)].
15. D.J. Resnick, J.C. Garland, J.T. Boyd, S. Shoemaker, and R.S. Newrock, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1542 (1981).
16. L. Benfatto, C. Castellani, and T. Giamarchi, *Phys. Rev. B* **77**, 100506(R) (2008).
17. L. Benfatto, C. Castellani, and T. Giamarchi, *Phys. Rev. B* **80**, 214506 (2009).
18. В.Ф. Гантмахер, *ФНТ* **37**, 71 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 59 (2011)].
19. B.I. Halperin and D.R. Nelson, *J. Low Temp. Phys.* **36**, 599 (1979).
20. S. Doniach and B.A. Huberman, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1169 (1979).
21. M. Eschrig and T. Löfwander, *Nature Phys.* **4**, 138 (2008).
22. M. Eschrig, *Phys. Today* **64**, 43 (2011).
23. C. Visani, Z. Sefrioui, J. Tornos, C. Leon, J. Briatico, M. Bibes, A. Barthélemy, J. Santamaría, and J.E. Villegas, *Nature Phys.* **8**, 539 (2012).
24. V.N. Krivoruchko and V.Yu. Tarenkov, *Phys. Rev. B* **75**, 214508 (2007).
25. V.N. Krivoruchko and V.Yu. Tarenkov, *Phys. Rev. B* **78**, 054522 (2008).
26. V.N. Krivoruchko and V.Yu. Tarenkov, *Phys. Rev. B* **86**, 104502 (2012).

Перехід Березинського–Костерлиця–Таулесса
в об'ємних нанокompозитах надпроводник–
ферромагнетик $\text{MgB}_2:(\text{La},\text{Sr})\text{MnO}_3$

А.І. Дяченко, В.Ю. Таренков, В.Н. Криворучко

Надано результати досліджень транспортних характеристик зразків нанокompозита $\text{MgB}_2:\text{La}_{0,67}\text{Sr}_{0,33}\text{MnO}_3$ з об'ємним

вмістом компонент 3:1. Експериментально встановлено, що температурна поведінка опору об'ємних зразків $\text{MgB}_2:\text{LSMO}$ при переході в надпровідний стан описується моделлю Березинського–Костерлиця–Таулесса (БКТ) для двовимірних надпровідників. Спостережені особливості транспортних властивостей, найбільш ймовірно, обумовлені двома характерними просторовими масштабами в системі: 1) суттєвою різницею в геометричних розмірах складових компонент (мікронні частки MgB_2 та наночастинки LSMO) та 2) довжиною когерентності триплетного надпровідного стану напівметалевого манганіту LSMO , що знаходиться в контактi з MgB_2 . У таких наноструктурах резистивні втрати обумовлені процесами протікання струму через ферромагнітні наногранули LSMO , що покривають мікрогранули MgB_2 . Зі зниженням температури в двовимірних (поверхневих) надпровідних шарах LSMO і реалізується БКТ перехід.

Ключові слова: композити надпровідник–ферромагнетик, перехід Березинського–Костерлиця–Таулесса.

Berezinski–Kosterlitz–Thouless transition in bulk
nanocomposites superconductor–ferromagnet
 $\text{MgB}_2:(\text{La},\text{Sr})\text{MnO}_3$

A.I. D'yachenko, V.Yu. Tarenkov,
and V.N. Krivoruchko

The results of studies of transport characteristics of $\text{MgB}_2:\text{La}_{0,67}\text{Sr}_{0,33}\text{MnO}_3$ (LSMO) nanocomposite with a volume content of the components 3:1 are presented. It was established experimentally that temperature behavior of the resistance of the bulk $\text{MgB}_2:\text{LSMO}$ samples under the transition to a superconducting state is described by the Berezinsky–Kosterlitz–Thouless (BKT) model for two-dimensional superconductors. The observed features of the transport properties are most likely due to two characteristic spatial scales in the system: (i) a significant difference in geometric dimensions of the components (micron-sized particles of MgB_2 and nanoparticles of LSMO) and (ii) the coherence length of triplet superconducting state of half-metal manganite LSMO being in contact with MgB_2 . In such nanostructures, resistive losses are due to the processes of current flow through ferromagnetic LSMO nanogranules covering MgB_2 microgranules. With temperature decreasing, in two-dimensional (surface) superconducting LSMO layers the BKT transition is realized.

Keywords: superconductor–ferromagnet composites, Berezinski–Kosterlitz–Thouless transition.