

08

Топологический фазовый переход развязывания квазидвумерных вихревых пар в $\text{La}_{1-y}\text{Sm}_y\text{MnO}_{3+\delta}$ ($y = 0.85$ и 1.0)

© Ф.Н. Буханько, А.Ф. Буханько

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАНУ,
03680 Киев, Украина
e-mail: afbuhanko@mail.ru

(Поступило в Редакцию 11 декабря 2015 г.)

Обнаружены характерные признаки универсального скачка Нельсона–Костерлитца плотности квазидвумерной сверхпроводящей жидкости в температурных зависимостях dc намагниченности образцов $\text{La}_{1-y}\text{Sm}_y\text{MnO}_{3+\delta}$ с концентрацией самария $y = 0.85$ и 1.0 , измеренных в магнитных полях с напряженностью $100 \text{ Oe} \leq H \leq 3.5 \text{ kOe}$. В образце с $y = 0.85$ с ростом температуры наблюдалась характерная для диссоциации 2D-вихревых пар серповидная сингулярность кривых dc намагниченности вблизи критической температуры $T_{\text{КТ}} \equiv T_c \cong 43$ развязывания пар вихрь–антивихрь, не зависящей от напряженности H измерительного поля. Подобная сингулярность была найдена также в образце с концентрацией самария $y = 1.0$ при значительно меньшей температуре $T_{\text{КТ}} \cong 12 \text{ K}$. Полученные экспериментальные результаты объяснены в рамках существующих представлений о топологическом фазовом переходе Костерлитца–Таулесса диссоциации 2D-вихревых пар в квазидвумерной сетке джозефсоновских слабых связей.

Введение

Известно, что в двумерных (2D) системах при всех температурах невозможно спонтанное упорядочение с возникновением дальнего порядка обычного типа. Исследования критического поведения в рамках классической двумерной XY модели показали, что при достаточно низких температурах в 2D-системе возникает фаза с новыми свойствами, в которой отсутствует обычный дальний порядок. Ряд теорий предсказывает низкотемпературный район, который характеризуется как „фаза“ критических точек с непрерывно меняющимися критическими индексами. В пределах этой фазы корреляционные функции параметра порядка спадают на больших расстояниях по степенным законам, тогда как при температурах выше критической величины корреляции затухают экспоненциально. Костерлитц и Таулесс предсказали новый фазовый переход (ФП) типа порядок–беспорядок в двумерной решетке спинов, который характеризуется установлением в плоской системе топологического дальнего порядка [1–3]. Элементарными возбуждениями, допускающими существование в двумерных решетках спинов топологического дальнего порядка, являются спиновые волны и пары связанных вихревых структур противоположного знака, среднее расстояние между которыми характеризуется длиной когерентности. В низкотемпературной фазе пары 2D-вихрей связаны в диполи, тогда как в высокотемпературной фазе пары вихрь–антивихрь развязаны. Спонтанно возникающая при температурах выше $T_{\text{КТ}}$ плазма свободных 2D-вихрей разрушает топологический дальний порядок, что приводит к качественному изменению макроскопических свойств всей системы, сопровождающемуся аномальными эффектами. По своим свойствам

плазма свободных 2D-вихрей аналогична двумерному кулоновскому газу заряженных частиц.

В рамках двумерной XY модели был предсказан универсальный скачок плотности сверхтекучей жидкости $\rho_s^{2D}(T)$ при нагреве ^4He -пленок вблизи критической температуры T_c [4]. Нельсон и Костерлитц показали, что развязывание 2D-вихревых пар сопровождается универсальным скачком $\rho_s^{2D}(T)$ к нулю. Предсказания теории были подтверждены измерениями $\rho_s^{2D}(T)$ в пленках сверхтекучего гелия ^4He [5,6]. Динамическая теория ФП пленок ^4He в сверхтекучее состояние была построена в [7]. Как было показано в [8], логарифмическое взаимодействие между двумерными вихревыми флуктуациями параметра порядка имеет место и в тонких сверхпроводящих пленках толщиной $d \ll \lambda$, что позволило предположить существование в них КТ-перехода с температурой $T_{2D} \leq T_c$ перехода в сверхпроводящее (СП) состояние [9–11]. Термическая диссоциация 2D-вихревых пар в тонких сверхпроводящих пленках была обнаружена в ряде экспериментальных работ при температурах выше критической T_{2D} [12–20].

Открытие высокотемпературной сверхпроводимости в оксидных сверхпроводниках, обладающих четко выраженной слоистой структурой, заставило многих исследователей искать причину высоких температур СП-перехода в анизотропии параметра порядка, вызванной квазидвумерностью этих соединений. Одним из доказательств квазидвумерности оксидных сверхпроводников являются характерные признаки фазового перехода Костерлитца–Таулесса, обнаруженные в ряде экспериментальных работ [21–35]. Возможность существования КТ-перехода с высокой температурой $T_{\text{КТ}} \equiv T_c$, соответствующей температуре диссоциации 2D-вихревых пар в сверхпроводящих слоях, была предсказана в [27–32,36]. Известно, что высокотемпературные сверхпроводники

имеют слоистую структуру, состоящую из двояных CuO_2 -плоскостей с джозефсоновским взаимодействием между слоями. Если CuO_2 -плоскости эффективно развязаны, то при температурах ниже T_{c0} в них должны спонтанно возникать 2D-вихревые флуктуации, аналогичные флуктуациям фазы параметра порядка в тонких сверхпроводящих пленках. Вопрос о том, при каких условиях в сверхпроводящих CuO_2 -слоях могут существовать квазидвумерные вихревые флуктуации, является одной из центральных проблем теории высокотемпературных сверхпроводников.

Ранее в наших работах [36] был проведен анализ температурных и полевых зависимостей намагниченности образцов манганитов $\text{La}_{1-y}\text{Sm}_y\text{MnO}_{3+\delta}$ ($y = 0.85, 1.0$) в интервале температур $4.2 \text{ K} \leq T \leq 100 \text{ K}$ и магнитных полей $100 \text{ Oe} \leq H \leq 5 \text{ kOe}$. Найдены характерные признаки существования высокотемпературной сверхпроводимости в виде аномального диамагнетизма и макроскопического квантования магнитных свойств, индуцированного изменениями температуры и поля в образцах со смешанным основным состоянием спинов/зарядов ионов марганца $\text{Mn}^{3+}/\text{Mn}^{4+}$ в виде трех микрофаз: спиновой, электрон-дырочной квантовых жидкостей и флуктуирующего квазидвумерного антиферромагнетика (АФМ). Были детально исследованы квантовые осцилляции намагниченности и магнитной восприимчивости в слабых магнитных полях $H \leq 1 \text{ kOe}$ вблизи критических температур фазовых переходов в синусоидально-модулированные низкоразмерные АФМ-состояния А- и СЕ-типов. Показано, что исследованные образцы имеют свойства многокомпонентного сверхпроводящего композита, в котором при температурах $T < 60 \text{ K}$ в слабых магнитных полях существуют в ab -плоскостях флуктуирующие зарядовые и АФМ-корреляции А- и СЕ-типов со свойствами спиновой жидкости и небольшая доля локальной сверхпроводящей фазы в виде отдельных наномасштабных 2D-сверхпроводящих контуров (наночаек). В отличие от обычных dc-скивдов квантовые осцилляции магнитных свойств индуцируются в СП-контурх с ростом температуры не изменениями напряженности внешнего магнитного поля, а изменениями температуры образца. Другими словами, они соответствуют тепловым возбуждениям сверхпроводящей жидкости в ab -плоскостях при ее переходе с ростом температуры из энергетического состояния $n\Phi_0$ на вышележащий квантовый уровень $(n+1)\Phi_0$. Предполагалось, что в исследованных образцах при температурах ниже 60 K реализуется новое неоднородное состояние допированных манганитов типа магнито-электронных жидких кристаллов.

В настоящей работе исследовалась аномалия температурных зависимостей намагниченности $M(T)$ в образцах $\text{La}_{1-y}\text{Sm}_y\text{MnO}_{3+\delta}$ с концентрацией самария $y = 0.85$ и 1.0 в измерительных магнитных полях $100 \text{ Oe} \leq H \leq 5.5 \text{ kOe}$. Показано, что аномалия вызвана топологическим фазовым переходом Костерлитца–Таулесса диссоциации 2D-вихревых пар в

сверхпроводящей квазидвумерной сетке джозефсоновских контактов, расположенной в ab -базисных плоскостях исследованных образцов. Обнаруженная вблизи критической температуры $T_{KT} < T_{c0}$ серповидная аномалия намагниченности, по-видимому, вызвана универсальным скачком Нельсона–Костерлитца плотности $\rho_s^{2D}(T)$ сверхпроводящей жидкости в ab -плоскостях, аналогичным скачку плотности сверхтекучей жидкости, хорошо исследованному ранее в 2D-квантовых жидкостях, электронных жидких кристаллах и квазидвумерных обычных и высокотемпературных сверхпроводниках. Скачок плотности сверхпроводящей жидкости $\rho_s^{2D}(T)$ сопровождается экспоненциальным спадом плотности критического тока $i_c(T)$ в 2D-сетке сверхпроводящих наночаек при температурах $T > T_{KT}$, который подобен хорошо известному резкому падению плотности критического тока $i_c(T)$ в 2D-искусственных сверхпроводящих построениях с джозефсоновскими контактами. Появление таких СП-наноструктур в исследованных образцах, по-видимому, связано с металлизацией доменных стенок синусоидально-модулированных 2D АФМ-структур.

Методика эксперимента

Серия образцов манганитов $\text{La}_{1-y}\text{Sm}_y\text{MnO}_{3+\delta}$ ($0 \leq y \leq 1, \delta \sim 0.1$) была получена из высококислых окислов лантана, самария и электролитического марганца, взятых в стехиометрических соотношениях. Синтезированный порошок прессовали под давлением 10 kbar в диски диаметром 6 mm , толщиной 1.2 mm и спекали на воздухе при температуре 1170°C в течение 20 h с последующим снижением температуры со скоростью 70°C/h . Полученные таблетки представляли собой однофазную по рентгеновским данным керамику. Рентгенографические исследования проводили при 300 K на дифрактометре ДРОН-1.5 в излучении $\text{NiK}_{\alpha 1+\alpha 2}$. Симметрия и параметры кристаллической решетки определялись по положению и характеру расщепления рефлексов псевдокубической решетки типа перовскита. Измерения температурных $M(T)$ и полевых $M(H)$ зависимостей намагниченности образцов производились на вибрационном магнитометре VSM EGG, Princeton Applied Reserch и непромышленном вибрационном магнитометре в интервале температур $4.2\text{--}250 \text{ K}$ в диапазоне постоянных магнитных полей $7 \text{ Oe} \leq H \leq 6 \text{ kOe}$. Критическая температура Кюри перехода образцов в ферромагнитное состояние определялась по точке перегиба кривых $M(T)$, а критические температуры переходов в фрустрированное АФМ-состояние определялись по положению пиков кривых $M(T)$. Температурные зависимости намагниченности $M(T)$ были измерены при нагреве образцов, предварительно охлажденных до 4.2 K в нулевом поле (ZFC-режим), а также во внешнем поле (FC-режим).

Экспериментальные результаты и обсуждение

Четким свидетельством существования в фрустрированных манганитах $La_{1-y}Sm_yMnO_{3+\delta}$ с концентрацией самария $y \geq 0.85$ локальной высокотемпературной сверхпроводимости являются обнаруженные нами ранее аномальный диамагнетизм и квантовые осцилляции намагниченности в виде небольших периодических ступенек, возникающих на кривых $M(T)$ вблизи критических температур T_A и T_{CE} фазовых переходов в низкоразмерные синусоидально-модулированные АФМ-состояния A - и CE -типов [36]. Эти особенности хорошо выражены вблизи антиферромагнитных ФП в виде серии близких по величине и форме периодических ступенек (разрывов) намагниченности, которые появля-

ются в виде ряби „сверхнамагниченности“, наложенной на непрерывные кривые $M(T)$. Предполагалось, что в образцах с $y = 0.85$ при температурах ниже критической температуры начала перехода СП-композиита в сверхпроводящее состояние $T_{c0} \sim 60$ К существуют наномасштабные сверхпроводящие контуры (наноячейки), которые с понижением температуры могут формировать 2D-сетку наноячеек с джозефсоновскими слабыми связями при критической температуре $T_c < T_{c0}$ перехода образца в когерентное сверхпроводящее состояние. Индуцированные ростом температуры образцов ступенчатые особенности кривых $M(T)$ при температурах как ниже, так и выше критических температур ФП были объяснены изменениями внешнего магнитного потока через отдельные СП-наноячейки вследствие изменений dc -намагниченности образцов различного знака вблизи критических температур АФМ-фазовых переходов. Форма ступенек и направление периодических скачков намагниченности сильно зависели от напряженности H внешнего магнитного поля.

Согласно представленным на рис. 1, a и 2, a кривым $M(T)$, измеренным в dc -магнитных полях $H = 105$ Ое, 350 Ое в ZFC-режиме, квантовые осцилляции намагниченности в образце с $y = 0.85$ возникают при температурах как выше, так и ниже критической температуры T_A перехода образца в флуктуирующее АФМ-состояние A -типа и сильно зависят от напряженности измерительного поля. В магнитном поле $H = 105$ Ое осцилляции появляются при температурах ниже $T_{c0} \sim 60$ К (рис. 1, a), тогда как в поле 350 Ое периодические скачки намагниченности появляются при более низкой температуре $T_{c0} \sim 55.4$ К (рис. 2, a). Предполагается, что температура $T_{c0} \sim 60$ К соответствует началу перехода малой части образца с $y = 0.85$ в сверхпроводящее состояние при понижении его температуры. Аналогичные серии квантовых осцилляций dc -намагниченности были получены также при измерениях намагниченности в образце с $y = 1.0$ при температурах ниже ~ 51 К (рис. 3, a и 4, a). Отличительными свойствами обнаруженных в фрустрированных манганитах $La_{1-y}Sm_yMnO_{3+\delta}$ ($y = 0.85, 1.0$) квантовых осцилляций намагниченности являются: их появление при относительно близких критических температурах $T_{c0} \leq 60$ К, периодичность по температуре измерений, а также сильная зависимость периода, формы и размера осцилляций от напряженности H измерительного поля. Обнаруженные нами квантовые осцилляции намагниченности можно объяснить появлением при температурах ниже T_{c0} сверхпроводящих контуров (наноячеек) с джозефсоновскими контактами. Отдельный сверхпроводящий джозефсоновский контур во внешнем dc -магнитном поле H при $T < T_{c0}$ можно рассматривать как СП-кольцо, содержащем джозефсоновский переход, процессы в котором хорошо изучены [37]. В отличие от исследованных ранее сверхпроводящих колец со слабой связью, возбуждаемых магнитным полем [37], в нашем случае периодические осцилляции индуци-

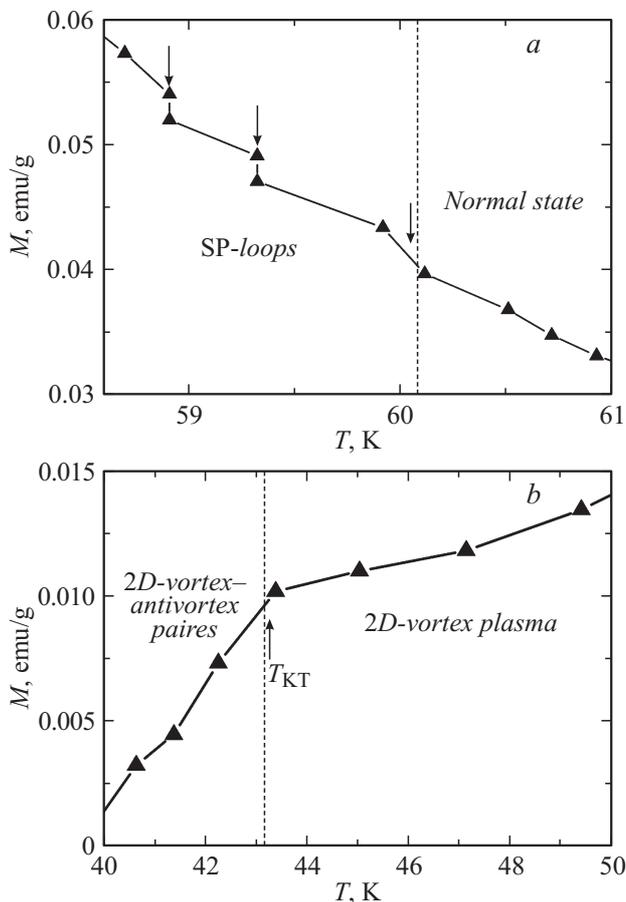


Рис. 1. a — квантовые осцилляции намагниченности $M(T)$ образца $La_{1-y}Sm_yMnO_{3+\delta}$ с концентрацией самария $y = 0.85$ при температурах чуть ниже $T_{c0} \sim 60$ К появления ВТСП в отдельных 2D-петлях, расположенных в ab -плоскостях; ZFC-режим измерений в магнитном поле с напряженностью $H = 105$ Ое. b — сингулярность температурной зависимости намагниченности образца $La_{1-y}Sm_yMnO_{3+\delta}$ с концентрацией самария $y = 0.85$ в виде излома кривой $M(T)$ вблизи критической температуры $T_{KT} \sim 43$ К фазового перехода Костерлитца–Таулесса; ZFC-режим измерений в магнитном поле $H = 105$ Ое.

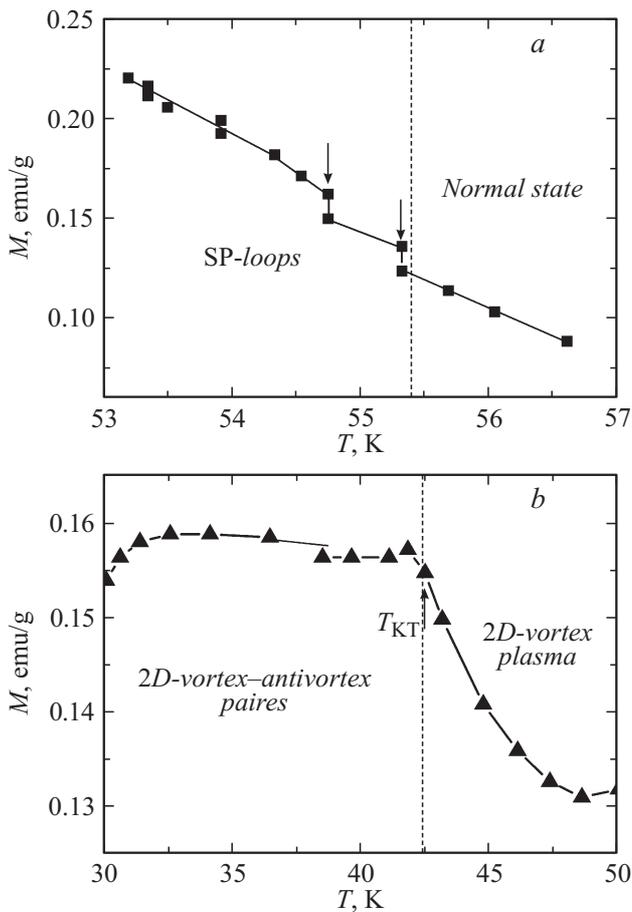


Рис. 2. *a* — квантовые осцилляции намагниченности $M(T)$ образца $\text{La}_{1-y}\text{Sm}_y\text{MnO}_{3+\delta}$ с концентрацией самария $y = 0.85$ при температурах чуть ниже $T_{c0} \sim 55.4$ К появления ВТСП в отдельных 2D-петлях, расположенных в ab -плоскостях; ZFC-режим измерений в магнитном поле с напряженностью $H = 350$ Ое. *b* — серповидная сингулярность температурной зависимости намагниченности образца $\text{La}_{1-y}\text{Sm}_y\text{MnO}_{3+\delta}$ с концентрацией самария $y = 0.85$ вблизи критической температуры $T_{KT} \sim 43$ К фазового перехода Костерлицца–Таулесса диссоциации вихревых пар в 2D-сетке джозефсоновских слабых связей; ZFC-режим измерений в магнитном поле $H = 350$ Ое.

руются не изменениями напряженности H внешнего магнитного поля, а изменениями температуры образца. Другими словами, они соответствуют тепловым возбуждениям сверхпроводящей жидкости в наномасштабных СП-контурах при их переходах с ростом температуры из энергетического состояния $n\Phi_0$ на вышележащий квантовый уровень $(n+1)\Phi_0$.

Результаты проведенных в работах [36] исследований аномалий температурных и полевых зависимостей dc-намагниченности образцов с концентрацией самария $y = 0.85$ и 1.0 в интервале температур 4.2 – 100 К свидетельствуют о существовании в этих образцах сетки СП-джозефсоновских контуров со средним линейным размером $\langle a \rangle \sim 1.4 \cdot 10^2$ нм. Присутствие подобных джозефсоновских наноструктур (микродоменов с разме-

рами порядка длины когерентности) было обнаружено ранее во многих ВТСП купратах и имеет различную природу. Так, например, в работе [38] по данным измерений сопротивления и намагниченности образцов были обнаружены джозефсоновские наноструктуры в YBCO ($\delta < 0.1$) тонких пленках с высоким критическим током J_c . Подобные наноструктуры были обнаружены также в монокристаллах YBCO при исследовании структуры кристаллической решетки при 300 К с помощью электронной микроскопии высокого разрешения [39]. Помимо хорошо известных границ двойникования, расположенных на расстоянии ~ 500 Å, было обнаружено существование в ab -плоскостях наноячеек с линейными размерами ~ 10 – 20 Å. Наноячейки формируют неравномерную сетку со стенками ячеек, ориентированными вдоль направлений, составляющих угол 45° по отношению к осям (100) и (010) . Появление наноструктуры кристаллической решетки автор связывает с локальным возмущением распределения зарядовой плотности в ab -плоскостях. Это, по-видимому, универсальное свойство для YBCO ($\delta < 0.1$) образцов, приготовленных в различных условиях. Наноячейки связываются в сетку слегка разориентированных доменов, чтобы уменьшить внутренние напряжения. Грубый порядок наноячеек в каждом исследованном кристалле подразумевает воздействие полей дальнодействующих деформаций кристаллической решетки. Двумерные сетки наноячеек скоррелированы вдоль c -оси. Эти экспериментальные результаты поддерживают дискретные теоретические модели, предложенные для объяснения различных физических свойств высокотемпературных сверхпроводников: теплоемкость в магнитном поле, сопротивление магнитного потока, фазовые переходы в сверхпроводнике с колонообразными дефектами, эффект флуктуаций фазы. В каждом случае использовалось дискретное представление, в котором сверхпроводящие слои были описаны как построения из очень маленьких „гранул“ с размерами, сравнимыми с длиной когерентности и связанными вместе джозефсоновскими переходами. Результаты экспериментальных и теоретических исследований позволили предположить, что джозефсоновские наноструктуры в ab -плоскостях YBCO должны действовать на все физические свойства этого высокотемпературного сверхпроводника. Мы предполагаем, что обнаруженное в настоящей работе появление квантовых осцилляций намагниченности в образцах $\text{La}_{1-y}\text{Sm}_y\text{MnO}_{3+\delta}$ ($y = 0.85, 1.0$) при температурах ниже ~ 60 К является следствием формирования сетки СП-наноячеек в ab -плоскостях, вызванного металлизацией доменных стенок пространственно-модулированных АФМ-структур A - и CE -типов.

Можно было ожидать, что переход ансамбля квазидвумерных СП-наноячеек с понижением температуры в когерентное сверхпроводящее состояние при критической температуре $T_c < T_{c0}$, должен найти свое проявление в виде серповидной сингулярности температурных зависимостей намагниченности образцов с $y = 0.85$ и 1.0 . Предполагается существование аномалии магнит-

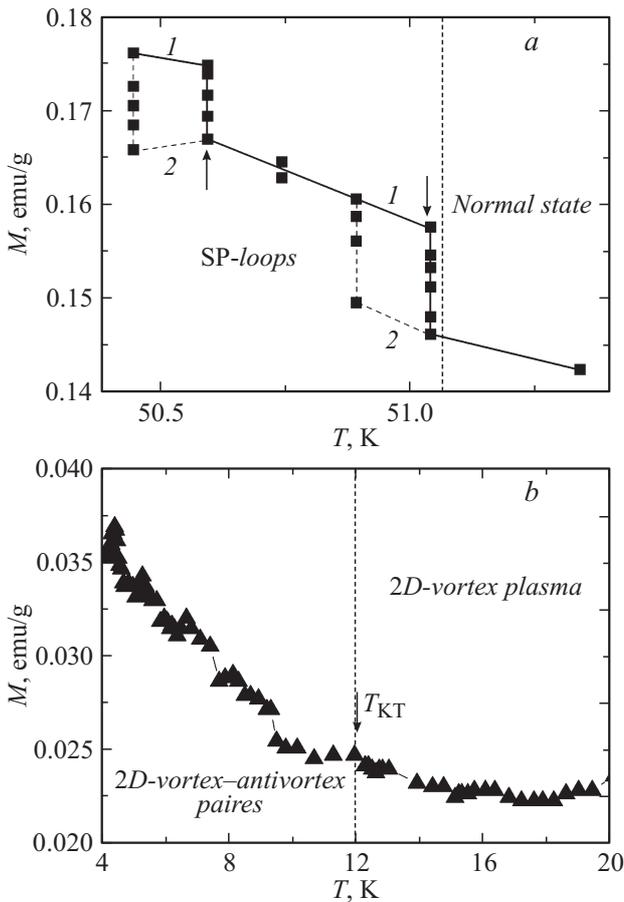


Рис. 3. *a* — квантовые осцилляции намагниченности $M(T)$ образца $La_{1-y}Sm_yMnO_{3+\delta}$ с концентрацией самария $y = 1.0$ при температурах чуть ниже $T_{c0} \sim 51$ К появления ВТСП в отдельных 2D-петлях, расположенных в ab -плоскостях; ZFC-режим измерений в магнитном поле с напряженностью $H = 105$ Ое. Наличие двух скачков намагниченности 1 и 2 при очень близких температурах обусловлено неоднозначностью магнитного потока в сверхпроводящей петле. *b* — серповидная сингулярность температурной зависимости намагниченности образца $La_{1-y}Sm_yMnO_{3+\delta}$ с концентрацией самария $y = 1.0$ вблизи критической температуры $T_{KT} \sim 12$ К фазового перехода Костерлитца–Таулесса диссоциации вихревых пар в 2D-сетке джозефсоновских слабых связей; ZFC-режим измерений в магнитном поле $H = 105$ Ое.

ных свойств, вызванной диссоциацией 2D-вихревых пар в сетке связанных джозефсоновским взаимодействием СП-наночеек при температурах вблизи критической температуры $T_{KT} \equiv T_c$ хорошо известного в двумерных сверхпроводниках топологического фазового перехода Костерлитца–Таулесса. Согласно многочисленным литературным данным [8–35], развязывание 2D-вихревых пар сопровождается резким падением двумерной плотности $\rho_s^{2D}(T)$ нейтральных сверхтекучих жидкостей или плотности критического тока $i_c(T)$ в двумерных сетках джозефсоновских слабых связей. Полученные в настоящей работе экспериментальные результаты подтверждают это предположение. Как видно из рис. 1, *b*, в

образце с концентрацией самария $y = 0.85$ аномалия dc-намагниченности возникает в измерительном поле $H = 105$ Ое в виде излома температурной зависимости намагниченности $M(T)$ вблизи температуры $T_{KT} \cong 43$ К. Рост напряженности поля H до 350 Ое не привел к заметному изменению T_{KT} , но форма аномалии температурной зависимости намагниченности $M(T)$ вблизи T_{KT} приобрела классическую серповидную форму в виде плато в интервале температур $30 \text{ К} < T < 43 \text{ К}$ и резкого падения намагниченности в узком интервале температур $43 \text{ К} < T < 48 \text{ К}$ (рис. 2, *b*), характерную для универсального скачка Нельсона–Костерлитца [4] двумерной плотности $\rho_s^{2D}(T)$ сверхпроводящей жидкости. Дальнейший рост напряженности магнитного поля до

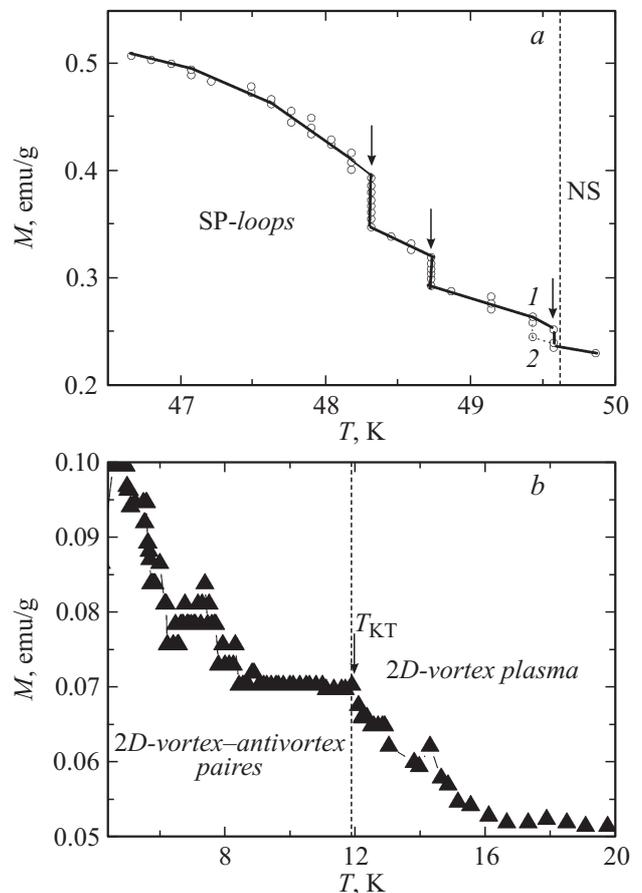


Рис. 4. *a* — квантовые осцилляции намагниченности $M(T)$ образца $La_{1-y}Sm_yMnO_{3+\delta}$ с концентрацией самария $y = 1.0$ при температурах чуть ниже $T_{c0} \sim 49.5$ К появления ВТСП в отдельных 2D-петлях, расположенных в ab -плоскостях; ZFC-режим измерений в магнитном поле с напряженностью $H = 350$ Ое. Наличие двух скачков намагниченности 1 и 2 при очень близких температурах обусловлено неоднозначностью магнитного потока в сверхпроводящей петле. *b* — серповидная сингулярность температурной зависимости намагниченности образца $La_{1-y}Sm_yMnO_{3+\delta}$ с концентрацией самария $y = 1.0$ вблизи критической температуры $T_{KT} \sim 12$ К фазового перехода Костерлитца–Таулесса диссоциации вихревых пар в 2D-сетке джозефсоновских слабых связей; ZFC-режим измерений в магнитном поле $H = 350$ Ое.

~ 1 кОе приводит к размазыванию сингулярности намагниченности. Более четко серповидный скачок двумерной плотности $\rho_s^{2D}(T)$ проявился в температурных зависимостях $M(T)$ образца с $y = 1.0$ вблизи значительно более низкой критической температуры $T_{KT} \cong 12$ К. Как хорошо видно из рис. 3, *b* и 4, *b*, в измерительных полях $H = 100$ и 350 Ое в узком интервале низких температур $8 \text{ К} < T < 12 \text{ К}$ наблюдается плато температурной зависимости дс-намагниченности образца, тогда как в интервале более высоких температур $12 \text{ К} < T < 16 \text{ К}$ намагниченность экспоненциально падает.

Хорошо известно, что макроскопическим параметром 2D-сетки слабых связей, который можно измерить экспериментально, является кинетическая индуктивность $L_k(T) = \hbar/2ei_c(T)$. В работе [25] было показано, что в образцах сверхпроводящей керамики YBCO реализуется 2D-сетка джозефсоновских контактов, для которой переход в когерентное сверхпроводящее состояние вблизи T_c сопровождался скачком $L_k^{-1}(T)$, пропорциональным степени фазовой когерентности и критическому току $i_c(T)$. Согласно измеренным температурным зависимостям $L_k^{-1}(T)$, плотность критического тока $i_c(T)$ в 2D-сверхпроводящей сетке при $T > T_c$ обращается в нуль, тогда как при $T < T_c$ критический ток или остается постоянным при понижении температуры, или линейно растет. Такое поведение плотности критического тока $i_c(T)$ в 2D-сверхпроводящей сетке при $T \sim T_c$ хорошо согласуется с предсказаниями моделей топологического фазового перехода Костерлитца–Таулесса и исследованным в настоящей работе поведением дс-намагниченности в манганитах $\text{La}_{1-y}\text{Sm}_y\text{MnO}_{3+\delta}$ ($y = 0.85, 1.0$) вблизи T_c .

Многие необычные резистивные свойства YBCO керамики связаны с флуктуациями параметра порядка, вызванными делением каждой из сверхпроводящих плоскостей CuO_2 границами гранул и доменов двойнирования на сверхпроводящие острова, связанные джозефсоновским взаимодействием. Если исходить из модельных представлений работы [28], свойства стопки сверхпроводящих плоскостей CuO_2 аналогичны свойствам изолированной сверхпроводящей CuO_2 -плоскости при достаточно слабой связи между плоскостями. Наличие деления такой эффективной плоскости на слабосвязанные сверхпроводящие острова (наноячейки) приводит к предположению о том, что аномальные свойства YBCO керамики в интервале температур $T_{KT} \leq T \leq T_{c0}$ могут быть описаны в рамках модели 2D-сетки джозефсоновских связей. В сетках с джозефсоновскими контактами переход островков в сверхпроводящее состояние не означает наличие фазового перехода. Требуется еще более низкая температура для возникновения фазовой когерентности всей системы. В классических 2D-построениях этот переход есть переход типа Костерлитца–Таулесса [40–42]. В работе [40] исследовались температурные зависимости электросопротивления $R(T)$ искусственных 2D-построений PbBi/Cu контактов. После первоначального резкого падения сопротивления при температу-

рах ниже T_{cs} наблюдалось медленное уменьшение R с понижением температуры. В рамках простой модели эффекта близости сверхпроводник–нормальный металл–сверхпроводник (S–N–S) контакт при температурах ниже T_{cs} должен иметь ненулевой критический ток через контакт, но тепловой шум разрушает фазовую когерентность СП-параметра порядка в нормальном слое. Эффект близости объясняет медленное понижение сопротивления тонкого слоя Cu в контакте при температурах ниже T_{cs} перехода островков в СП-состояние. Окончательный резкий переход 2D-сетки S–N–S-контактов в состояние с нулевым сопротивлением при $T < T_c$ был описан в рамках модели развязывания 2D-вихрей с помощью XY модели, в которой энергия джозефсоновской связи $E_J = \hbar i_c(T)/2e$ сильно зависит от температуры. Вольт-амперные I – V кривые сетки S–N–S-контактов имеют классическую форму $V \propto I^a(T)$, характерную для топологического КТ-перехода, вызванного развязыванием 2D-вихрей, при котором показатель степени $a(T) \propto 1 + i_c(T)$ имеет резкий скачок вблизи T_c от 1 до 3 с последующим линейным ростом при дальнейшем понижении температуры. Таким образом, основным макроскопическим параметром, определяющим аномальное поведение как магнитных, так и резистивных свойств 2D-сетки джозефсоновских контактов вблизи температуры $T_{KT} \equiv T_c$, является плотность критического тока $i_c(T)$.

Высокотемпературный сверхпроводящий купрат можно рассматривать как стопку CuO_2 -слоев, связанных джозефсоновским туннелированием. Авторы [27] на основе своего теоретического расчета сделали вывод, что 2D-вихревые флуктуации могут существовать в системе CuO_2 -слоев только при высокой анизотропии электронных свойств, определяемой отношением эффективных масс свободных носителей заряда $m_{\parallel}^*/m_{\perp}^*$, которое может быть получено из измерений дс-проводимости в ab -плоскостях и вдоль c -оси. Согласно предложенной модели, для слоистых сверхпроводников с сильной анизотропией электронных свойств типа BSCCO ($m_{\parallel}^*/m_{\perp}^* = 3 \cdot 10^3$) и ТВССО ($m_{\parallel}^*/m_{\perp}^* = 5 \cdot 10^3$) имеется возможность существования в них при температурах ниже T_{c0} квазидвумерных вихревых флуктуаций. По оценкам, сделанным в [27], анизотропия дс-проводимости в YBCO ($m_{\parallel}^*/m_{\perp}^* = 25$) на три порядка меньше, чем в BSCCO, поэтому можно ожидать существование более значительной джозефсоновской связи между CuO_2 -слоями, которая должна воспрепятствовать развязыванию пар вихрь–антивихрь. Однако согласно альтернативной модели расчета энергии пар 2D-вихрей в YBCO [28], развязывание вихревых пар вблизи температуры СП-перехода, индуцированное нагревом образца, вполне возможно, особенно в случаях ослабления межслойного взаимодействия флуктуациями. В основе этой модели лежит предположение, что в сверхпроводниках типа YBCO с относительно небольшой анизотропией электронных свойств межплоскостная джозефсоновская

связь приводит к перенормировке $\rho_s^{2D}(T)$, в результате которой двумерная плотность сверхтекучей компоненты становится достаточно большой для существования квазидвумерных флуктуаций вблизи T_{c0} . Согласно новой оценке критической температуры КТ-перехода в YBCO, было получено значение $T_{KT} = 44$ К, что нашло свое подтверждение в ряде экспериментальных работ. Измеренное в настоящей работе значение критической температуры $T_{KT} \cong 43$ К в образце $La_{1-y}Sm_yMnO_{3+\delta}$ с концентрацией самария $y = 0.85$ практически совпадает с теоретическим расчетом T_{KT} работы [28] для YBCO, поэтому имеет смысл более подробно остановиться на хорошо известных экспериментальных свидетельствах КТ-перехода в этом соединении, связанных с его квазидвумерностью.

Характерные признаки КТ-перехода были обнаружены в транспортных и магнитных свойствах монокристаллов, керамики и гранулярных пленок YBCO [21–26]. Одним из основных доказательств такого перехода принято считать различные проявления универсального скачка Нельсона–Костерлитца двумерной плотности сверхтекучей компоненты $\rho_s^{2D}(T)$ к нулю при повышении температуры до критического значения T_{KT} . Этот скачок является следствием развязывания вихревых пар и сопровождается возникновением резистивности за счет генерации плазмы свободных 2D-вихрей. Для тонких пленок обычных сверхпроводников это приводит к появлению остаточного сопротивления в виде хвоста резистивности при температурах ниже T_{c0} и скачку показателя степени $n(T)$ нелинейных вольт-амперных характеристик (ВАХ). Нелинейные ВАХ при температурах ниже T_{KT} были обнаружены в монокристаллах YBCO [21] и в керамике [22]. В монокристалле YBCO скачок показателя степени происходил при температуре $T_{KT} \approx 80$ К, тогда как переход в сверхпроводящее состояние осуществлялся в интервале температур 81.6–83.3 К чуть выше T_{KT} . Измерения dc-сопротивления $R(H, T)$, проведенные в монокристаллах YBCO с температурой начала СП-перехода $T_{c0} \cong 82$ К [21], свидетельствуют о значительной анизотропии сопротивления в нормальном состоянии и наличии квазидвумерности сверхпроводимости с корреляционной длиной куперовской пары $\xi_c = 4.8$ Å при $T \leq T_{c0}$ меньшей, чем расстояние между CuO_2 -слоями. Тщательное измерение поведения dc-сопротивления $R_{ab}(T)$ в ab -плоскостях позволило установить, что переход монокристаллов YBCO в сверхпроводящее состояние имеет все основные признаки перехода Костерлитца–Таулесса: экспоненциально-корневую зависимость $R_{ab}(T) \sim R_N \exp(\pi\beta\tau^{-1/2})$ и скачок Нельсона–Костерлитца показателя степени $n(T)$ для нелинейных ВАХ при критической температуре $T_{KT} \cong T_{c0} = 82$ К. По мнению авторов, межплоскостное магнитное взаимодействие между обычными 2D-вихрями должно приводить к образованию устойчивых 3D-линий магнитной индукции. Поэтому было высказано предположение, что за КТ-переход ответственны квазидвумерные солитоны, возникающие в

CuO_2 -слоях в виде элементарных возбуждений антиферромагнитной сверхтекучей жидкости. При анализе температурных зависимостей ВАХ в гранулярных пленках YBCO [23] была обнаружена флуктуационная резистивность в очень узком интервале температур между $T_{KT} = 86.3$ К и $T_{c0} = 86.8$ К, что соответствует малой величине параметра, определяющего область критических флуктуаций — $\tau_{KT} = (T_{c0} - T_{KT})/T_{KT} \approx 6 \cdot 10^{-3}$. В то же время, согласно результатам исследования ВАХ в текстурированных пленках YBCO толщиной 0.3–0.7 μm с различным качеством кристаллической структуры [24], параметр τ_{KT} может меняться в очень широком интервале значений от 0.02 до 1.5, что вступает в противоречие с общепринятым мнением о малости области с критическими флуктуациями в сверхпроводниках с небольшой анизотропией. Чтобы устранить это противоречие, авторы высказали предположение, что в исследованных пленках структурный беспорядок в виде случайных разориентаций кристаллов разрушает токоперенос между сверхпроводящими островами, что приводит к росту эффективной анизотропии всей системы. Дефектность структуры пленок приводит также к размазыванию и исчезновению скачка показателя степени нелинейных ВАХ.

Динамические свойства квазидвумерных флуктуаций в YBCO исследованы значительно меньше. Впервые проявление КТ-перехода в слабом переменном магнитном поле было обнаружено на частоте 1.3 kHz при изучении комплексного импеданса YBCO пленок [25]. При изучении ac-комплексного импеданса $Z(T)$ в эпитаксиальных пленках YBCO толщиной 500 Å индукционным методом КТ-переход был обнаружен в виде сингулярности $\lambda^{-2}(T)$. Однако этот переход скорее связан с обычными двумерными флуктуациями тонкой сверхпроводящей пленки и не отражает слоистую структуру YBCO. В работе [25] наблюдались скачок мнимой части комплексного импеданса $\text{Im} Z$ и узкий пик поглощения вблизи температуры $T_{KT} = 76$ К в гранулярных пленках YBCO с $T_{c0} \approx 90$ К толщиной $d \approx 4 \mu m$ на частоте 1.3 kHz. Эти особенности были интерпретированы как КТ-переход в 2D-периодической сетке джозефсоновских контактов, сформированной СП-гранулами в пленках. Обнаруженный позднее скачок $\lambda^{-2}(T)$ в ориентированных пленках YBCO толщиной 200 Å вблизи 79 К был объяснен критическим поведением, вызванным перкаляционной природой перехода в сверхпроводящее состояние в гранулярных пленках. Однако наблюдение аналогичного скачка мнимой части комплексного импеданса $\text{Im} Z$ и узкого пика поглощения вблизи температуры $T_{KT} = 88$ –89 К в керамике YBCO с $T_{c0} = 91$ К на частоте 9 GHz четко свидетельствует о наличии КТ-перехода в этом соединении. Было установлено, что поведение кинетической индуктивности пленок $L_k(T)$ и поглощение энергии ac-поля удивительно похоже на поведение аналогичных динамических параметров искусственных плоских сеток джозефсоновских контактов вблизи КТ-перехода: в толстой гранулярной пленке с

$T_{c0} = 92$ К обнаружен скачок величины $L_k^{-1}(T)$ к нулю в узком интервале температур вблизи $T_{KT} = 76$ К и узкий слабый пик поглощения энергии ас-поля. Относительно большую величину параметра $\tau_c \cong 0.2$, по-видимому, можно отнести к значительной разориентации гранул в СП-пленке. В этой связи вызывает удивление малая ширина интервала температур, в котором происходит фазовый переход, что характерно для систем с высокой однородностью сверхпроводящих свойств. Более удовлетворительное значение $\tau_c \cong 5 \cdot 10^{-2}$ было получено при исследовании температурных зависимостей комплексного импеданса пленок YBCO в интервале частот 2–20 MHz [26]. Были обнаружены аномалии импеданса в виде скачка реактивной компоненты в узком интервале температур вблизи $T_{KT} = 86$ К и узкого пика поглощения энергии ас-поля. Более того, при температурах $T > T_{c0} = 90$ К наблюдались признаки флуктуационной парапроводимости, характерной для двумерных сверхпроводников. Обнаруженный в слабых полях $h \leq 0.01$ Ое узкий пик дополнительного поглощения не зависел от напряженности и частоты измерительного поля. Следует особо отметить, что аномалии $Z(T)$, обнаруженные в [25,26] вблизи T_{KT} в пленках различного качества, сосредоточены в узком интервале температур. Это позволяет предположить, что дефектность структуры меньше проявляется при измерениях динамических магнитных свойств, чем при изучении транспортных свойств.

Обращает на себя внимание обнаруженное в настоящей работе значительное снижение критической температуры T_{KT} на ~ 30 К в образцах $\text{La}_{1-y}\text{Sm}_y\text{MnO}_{3+\delta}$ ($y = 0.85, 1.0$) при относительно небольшом изменении концентрации самария. Такое поведение можно объяснить только появлением „гигантских“ флуктуаций заряда в ab -плоскостях в образцах с концентрацией самария y , близкой к единице. Известно, что температура перехода T_{KT} в 2D-сетке джозефсоновских связей порядка энергии связи E_J джозефсоновского контакта. Когда размеры островов малы и величины соответствующих им емкостей C_0 также малы, то энергия зарядов на этих островах $E_{c0} \equiv e^2/2C_0$ оказывается большой, и роль квантовых флуктуаций заряда резко возрастает [40–42]. Эти флуктуации подавляют температуру развязывания пар вихрь–антивихрь и при малой величине $E_J/E_{c0} \leq 1$ даже при $T = 0$ в образце отсутствует фазовая когерентность всей системы. Свойства классических 2D-построений с $E_J \gg E_{c0}$ описываются вихрями (топологические возбуждения в конфигурации фаз) или спиновыми волнами (осцилляции фаз малой амплитуды). В ансамбле вихрей при температуре T_{KT} происходит фазовый переход, при котором пары вихрь–антивихрь диссоциируют. Переход отделяет сверхпроводящую низкотемпературную фазу от резистивной высокотемпературной фазы. Перезарядка островов, вызванная тунелированием нормальных носителей, понижает температуру развязывания вихрей. В рассматриваемом пределе малых СП-островов заряды сильно флуктуируют и могут испытывать непрерывные

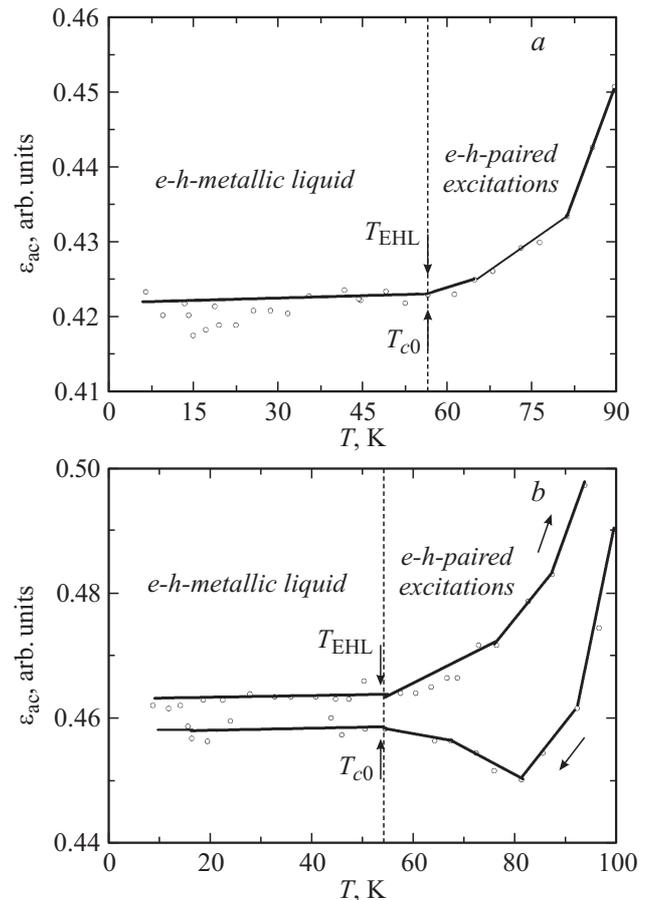


Рис. 5. *a* — температурная зависимость ас-диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ac}(T)$ вблизи критической температуры $T_{EHL} \approx T_{c0}$ конденсации металлических капель в образце $\text{La}_{1-y}\text{Sm}_y\text{MnO}_{3+\delta}$ с концентрацией самария $y = 0.8$ в нулевом внешнем магнитном поле. *b* — аномальный гистерезис температурной зависимости ас-диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ac}(T)$ вблизи критической температуры $T_{EHL} \approx T_{c0}$ конденсации металлических капель в образце $\text{La}_{1-y}\text{Sm}_y\text{MnO}_{3+\delta}$ с концентрацией самария $y = 0.9$.

изменения. При этом они могут индуцировать член кинетической энергии для вихрей, который нелокален, но остается короткодействующим. Согласно [42], в пределе сильных флуктуаций заряда становится возможным появление вихрей с необычной геометрией. Авторы [41] разработали модель дискретной решетки для описания развязывания вихрей в 2D-сетках слабых связей, которая хорошо описывает также свойства гранулярных систем. Квадратная сетка из сверхпроводящих островов, связанных джозефсоновским взаимодействием, описывается гамильтонианом: $H = \sum_{ij} E_J(T)[1 - \cos(\Phi_i - \Phi_j)]$, где E_J — энергия джозефсоновской связи, $\Phi_i - \Phi_j$ — разность фаз параметра порядка на двух соседних островах. Модель 2D-дискретной решетки изоморфна XY модели с зависящей от температуры энергией связи (обзор фрустрированных XY моделей можно найти в [43]). Если в случае однородной пленки энергия

связи пары вихрь–антивихрь $U = \pi h/m^* n_S(T) \ln(r_2/r_1)$, то энергия связи 2D-вихрей в островах выражается как $U = \pi E_j \ln(r_2/r_1)$.

Предположение о появлении сильных флуктуаций заряда в ab -плоскостях в образцах с $y > 0.8$ с ростом концентрации самария подтверждается результатами исследования температурных зависимостей ас-диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ac}(T)$ на частоте 1 kHz вблизи температуры конденсации электрон-дырочной жидкости $T_{ЕНЛ}$ в виде наномасштабных металлических капель, подробно рассмотренных ранее в работах [36].

Как видно из рис. 5, небольшое увеличение концентрации Sm привело к появлению температурного гистерезиса кривых $\varepsilon_{ac}(T)$. Более того, кривые $\varepsilon_{ac}(T)$ образца с $y = 0.9$ содержат аномалию диэлектрической проницаемости, возникающую вблизи критической температуры $T_{c0} \cong 55$ К только при понижении температуры образца. Аналогичный аномальный гистерезис наблюдался в изотермах полевых зависимостей намагниченности монокристаллов BSCCO вблизи их перехода в СП-состояние [44]. Авторы предположили, что аномальный гистерезис вызван существованием сильных 2D-вихревых флуктуаций сверхпроводимости в CuO_2 -слоях. Обнаруженный в настоящей работе аномальный гистерезис диэлектрической проницаемости в нулевом внешнем магнитном поле, по-видимому, связан с сильными флуктуациями заряда в ab -плоскостях, вызванными резким уменьшением размеров СП-наночаек с ростом концентрации самария.

Большой интерес представляет показанное на рис. 5, а и 5, b совпадение критических температур T_{c0} и $T_{ЕНЛ}$. Это позволяет предположить, что одной из основных причин появления высокотемпературной сверхпроводимости в образцах $La_{1-y}Sm_yMnO_{3+\delta}$ ($y = 0.85, 1.0$) при $T < T_{c0}$ является формирование наномасштабных капель металлической электрон-дырочной жидкости в виде отдельных СП-наночаек, возникающих в образцах при температурах ниже 60 К в результате бозе-эйнштейновской конденсации газа электрон-дырочных возбуждений.

Заключение

Таким образом, полученные в настоящей работе результаты исследования температурных зависимостей намагниченности керамических образцов фрустрированных манганитов $La_{1-y}Sm_yMnO_{3+\delta}$ ($y = 0.85, 1.0$) в интервале температур 4.2–100 К можно объяснить в рамках существующих представлений о поведении 2D-сетки джозефсоновских слабых связей во внешнем магнитном поле в широком интервале изменений температуры сверхпроводящего композита. Серии периодических скачкообразных особенностей кривых намагниченности $M(T)$, возникающих при температурах ниже 60 К, можно рассматривать как тепловые возбуждения сверхпроводящей жидкости в отдельных 2D-сверхпроводящих

наночайках в ab -плоскостях из квантового состояния $n\Phi_0$ в вышележащее состояние $(n+1)\Phi_0$, индуцированные ростом температуры образца.

В настоящей работе впервые обнаружен и исследован характерный признак топологического фазового перехода Костерлитца–Таулесса развязывания 2D-вихревых пар в виде серповидной аномалии дополнительной намагниченности вблизи $T_{КТ} \equiv T_c$ перехода сетки 2D-наночаек в когерентное сверхпроводящее состояние. Предполагается, что найденная сингулярность температурных зависимостей намагниченности $M(T)$, измеренных в dc-магнитных полях 100 и 350 Ое, вызвана экспоненциальным спадом плотности критического тока $i_c(T)$ в сверхпроводящей 2D-сетке джозефсоновских связей при температурах $T > T_{КТ}$, подобному хорошо известному падению $i_c(T)$ в 2D-искусственных сверхпроводящих построениях с джозефсоновскими контактами. Найденное аномально сильное уменьшение $T_{КТ}$ от значения 43 К до 12 К при незначительном росте y от 0.85 до 1.0 можно объяснить появлением и развитием „гигантских“ флуктуаций заряда в ab -плоскостях, вызванных сильным уменьшением размеров (разориентацией) СП-наночаек в 2D-сетке джозефсоновских связей. Это предположение подтверждается появлением аномального гистерезиса в температурных зависимостях ас-диэлектрической проницаемости в образце с $y = 0.9$ при температурах чуть выше $T_{c0} \sim 55$ К. Увеличение сильных флуктуаций заряда в ab -плоскостях проявляется также в росте параметра, определяющего область критических СП-флуктуаций — $\tau_{КТ} = (T_{c0} - T_{КТ})/T_{КТ}$ в образцах с $y = 0.85$ ($\tau_{КТ} \approx 2 \cdot 10^{-1}$) и 1.0 ($\tau_{КТ} \approx 8 \cdot 10^{-1}$) с ростом концентрации самария. Относительно большую величину области критических флуктуаций в исследованных образцах можно объяснить беспорядком СП-наноструктуры в виде случайных разориентаций СП-наночаек в ab -плоскостях, что приводит к росту эффективной анизотропии всей системы. Наличие признаков КТ-перехода в манганитах $La_{1-y}Sm_yMnO_{3+\delta}$ ($y = 0.85, 1.0$) и большая величина параметра $\tau_{КТ}$ свидетельствуют об эффективной квазидвумерности электронных и магнитных свойств этих образцов. Сравнение полученных в настоящей работе экспериментальных результатов с результатами теоретического и экспериментального исследования аномалий магнитных и резистивных свойств в сверхпроводящих купратах вблизи $T_{КТ}$ указывает на близость ВТСП сверхпроводимости образцов $La_{1-y}Sm_yMnO_{3+\delta}$ ($y = 0.85, 1.0$) и $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($\delta \leq 0.1$). Предполагается, что наномасштабная 2D-сетка джозефсоновских связей возникает в исследованных образцах при $T < T_{КТ}$ в виде текстуры, характерной для электронных жидких кристаллов.

В работе обнаружена близость критических температур начала появления сверхпроводимости T_{c0} в отдельных СП-наночайках и температуры конденсации электрон-дырочной жидкости $T_{ЕНЛ}$. Это позволяет предположить, что одной из основных причин по-

явления локальной высокотемпературной сверхпроводимости в образцах $\text{La}_{1-y}\text{Sm}_y\text{MnO}_{3+\delta}$ ($y = 0.85, 1.0$) является формирование наномасштабных металлических капель электрон-дырочной жидкости в виде отдельных СП-наноячеек, возникающих в ab -плоскостях в результате бозе-эйнштейновской конденсации газа электрон-дырочных тепловых возбуждений.

Авторы работы благодарны сотрудникам нашего института С.В. Васильеву, В.И. Каменеву и В.П. Дьяконову, а также сотрудникам физико-технического института низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины Е.Н. Хацько, А.С. Черному и А.И. Рыковой за оказанную помощь.

Список литературы

- [1] *Kosterlitz J.M., Thouless D.J.* // J. Phys. C. 1972. Vol. 5. P. L124–L126.
- [2] *Kosterlitz J.M., Thouless D.J.* // J. Phys. C. 1973. Vol. 6. P. 1181–1203.
- [3] *Kosterlitz J.M.* // J. Phys. C. 1974. Vol. 7. P. 1046–1060.
- [4] *Nelson D.R., Kosterlitz J.M.* // Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 39. P. 1201–1205.
- [5] *Rudnick I.* // Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 40. P. 1454–1455.
- [6] *Bishop D.J., Reppy J.D.* // Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 40. P. 1727–1729.
- [7] *Ambegaokar V., Halperin B.I., Nelson D.R., Siggia E.D.* // Phys. Rev. B. 1980. Vol. 21. P. 1806–1826.
- [8] *Pearl J.* // Appl. Phys. Lett. 1964. Vol. 5. P. 65–66.
- [9] *Beasley M.R., Mooij J.E., Orlando T.P.* // Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 42. P. 1165–1168.
- [10] *Halperin B.I., Nelson D.R.* // J. Low Temp. Phys. 1979. Vol. 36. P. 599–616.
- [11] *Kadin A.M., Epstein K., Goldman A.M.* // Phys. Rev. B. 1983. Vol. 27. P. 6691–6702.
- [12] *Hebard A.F., Fiory A.T.* // Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 44. P. 291–293.
- [13] *Lozovik Yu.E., Akopov S.G.* // Sol. Stat. Commun. 1980. Vol. 35. P. 693–697.
- [14] *Bancel P.A., Gray K.E.* // Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 46. P. 148–151.
- [15] *Epstein K., Goldman A.M., Kadin A.M.* // Physica B + C. 1982. Vol. 109–110, P. 2087–2089.
- [16] *Epstein K., Goldman A.M., Kadin A.M.* // Phys. Rev. B. 1982. Vol. 26. P. 3950–3953.
- [17] *Hebard A.F., Fiory A.T.* // Physica B + C. 1982. Vol. 109–110. P. 1637–1648.
- [18] *Hebard A.F., Fiory A.T.* // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 50. P. 1603–1606.
- [19] *Fiory A.T., Hebard A.F., Gierson W.I.* // Phys. Rev. B. 1983. Vol. 28. P. 5075.
- [20] *Hebard A.F., Kotliar G.* // Phys. Rev. B. 1989. Vol. 39. P. 4105.
- [21] *Stamp P.C.E., Forro L., Ayache C.* // Phys. Rev. B. 1988. Vol. 38. P. 2847.
- [22] *Dubson M.A., Herbert S.T., Calabrese J.J., Harris D.C., Puttonand B.R., Garland J.C.* // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 60. P. 1061–1064.
- [23] *Kim J., Lee H., Chung J., Shin H.J., Lee H.J.* // Phys. Rev. B. 1991. Vol. 43. P. 2962–2967.
- [24] *Mikheenko P.N., Aboliosheva I.S.* // Physica C. 1993. Vol. 214. P. 393–402.
- [25] *Srivastava P.K., Debely P., Hintermann H.E., Leemann C., Weber J., Caccivio O., Martinoli P., Ott H.R.* // Physica C. 1988. Vol. 153–155. P. 1443–1444.
- [26] *Gasparov V.A.* // Physica C. 1991. Vol. 178, P. 449–455.
- [27] *Martin S., Fiory A.T., Fleming R.M., Espinosa G.P., Cooper A.S.* // Phys. Rev. Lett. 1989. Vol. 62, P. 677–680.
- [28] *Cataudella V., Minnhagen P.* // Physica C. 1990. Vol. 166. P. 442–450.
- [29] *Yeh N.C., Tseuei C.C.* // Phys. Rev. B. 1989. Vol. 39. P. 9708–9711.
- [30] *Глазман Л.И., Кошелев А.Е.* // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. Вып. 4. С. 1371–1378.
- [31] *Остроумов Н.Н., Соколов А.И.* // ФТТ. 1955. Т. 37. Вып. 9. С. 2635–2638.
- [32] *Fisher D.S., Fisher M.P.A., Huse D.A.* // Phys. Rev. B. 1991. Vol. 43. P. 130–159.
- [33] *Артеменко С.Н., Горлова И.Г., Латышев Ю.И.* // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. Вып. 6. С. 352–355.
- [34] *Артеменко С.Н., Горлова И.Г., Латышев Ю.И.* // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. Вып. 10. С. 566–569.
- [35] *Горлова И.Г., Латышев Ю.И.* // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. Вып. 4. С. 197–200.
- [36] *Буханько Ф.Н., Буханько А.Ф.* // ФТТ. 2015. Т. 57. Вып. 6. С. 1098–1111; *Буханько Ф.Н., Буханько А.Ф.* // ФТТ. 2016. Т. 58. Вып. 3. С. 506–518.
- [37] *Солитар Л.* Туннельный эффект в сверхпроводниках и его применение. М.: Мир, 1974. 428 с.
- [38] *Darhmaoui H., Jung J.* // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 57. P. 8009–8025.
- [39] *Etheridge J.* // Philos. Mag. A. 1996. Vol. 73. P. 643–668.
- [40] *Abraham D.W., Lobb C.J., Tinkham M., Klapwijk T.M.* // Phys. Rev. B. 1982. Vol. 26. P. 5268–5271.
- [41] *Lobb C.J., Abraham D.W., Tinkham M.* // Phys. Rev. B. 1983. Vol. 27. P. 150–157.
- [42] *Fazio R., Schon G.* // Phys. Rev. B. 1991. Vol. 43. P. 5307–5320.
- [43] *Коршунов С.Е.* // УФН. 2006. Т. 176. Вып. 3. С. 233–274.
- [44] *Pradhan A.K., Roy S.B., Chaddah P., Chen C., Wanklyn B.M.* // Phys. Rev. B. 1995. Vol. 52. P. 6215–6218.