

О двух типах вихреподобных возбуждений в псевдощелевом состоянии недостаточно допированного ВТСП

Г.Г. Сергеева

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»
ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина
E-mail: gsergeeva@kipt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 19 января 2006 г.

Для U -страйпов псевдощелевого состояния недостаточно допированных купратных ВТСП обсуждается модель переноса заряда, топологически совместимая с антиферромагнетизмом. Страйповая структура плоскости CuO_2 при $T < T^*(p)$ позволяет предположить, что при допировании ионы Cu^{2+} локализуют дырки, образуя плоские немагнитные «молекулы» $\text{Cu}^{3+}\text{O}_4^{2-}$ с невырожденным A -состоянием иона Cu^{3+} . Показано, что в U -страйпах вибранные $A \rightarrow E$ переходы ионов Cu^{3+} в вырожденное E -состояние иона Cu^{2+} происходят с выделением энергии Δ_U , что при $T_f(p) \leq T \leq T^*(p)$ приводит к появлению двумерного газа «запиннигованных» комплексами $\text{Cu}_\uparrow^{2+}\text{O}_4^{2-}$ (или $\text{Cu}_\downarrow^{2+}\text{O}_4^{2-}$) вихрей и антивихрей. Понижение температуры $T < T_f(p)$ приводит к переходу U -страйпов в состояние вихревого двумерного металла с нефермиевскими носителями заряда (подвижными двумерными вихрями и антивихрями), совместимыми с антиферромагнитным порядком плоскости CuO_2 . С развитием двумерных сверхпроводящих флуктуаций при $T_{2D}(p) \leq T \leq T_f(p)$ спаривание вихрей и антивихрей перенормирует константу межплоскостного воздействия и размерный кроссовер $2D \rightarrow 3D$ происходит раньше, чем переход Березинского–Костерлица–Таулесса. При дальнейшем понижении температуры сверхпроводящий переход происходит по сценарию Каца при $T_c > T_{BKT}$ с ограниченным интервалом $3D$ сверхпроводящих флуктуаций. Показано, что двухкомпонентная модель носителей заряда, топологически совместимых с антиферромагнетизмом допированной плоскости CuO_2 , согласуется с наблюдением электрических сигналов при $T_{2D} \leq T \leq T^*(p)$ (Y. Wang et al., *Phys. Rev.* **B64**, 224519 (2001)).

Для U -страйпів псевдощеливного стану недостатньо допованих купратних ВТНП обговорюється модель носіїв заряду, топологічно сумісна з антиферомагнетизмом. Страйпова структура площини CuO_2 при $T < T^*(p)$ дозволяє припустити, що при допуванні іони Cu^{2+} локалізують дірки, які утворюють плоскі немагнітні «молекули» $\text{Cu}^{3+}\text{O}_4^{2-}$ з невиродженим A -станом іона Cu^{3+} . Показано, що в U -страйпах вибранні $A \rightarrow E$ переходи іонів Cu^{3+} у вироджений E -стан іона Cu^{2+} відбуваються з виділенням енергії Δ_U , що при $T_f(p) \leq T \leq T^*(p)$ приводить до появи двовимірного газу «запіннігованих» комплексами $\text{Cu}_\uparrow^{2+}\text{O}_4^{2-}$ (або $\text{Cu}_\downarrow^{2+}\text{O}_4^{2-}$) вихорів та антивихорів. Зниження температури $T < T_f(p)$ приводить до переходу U -страйпів у стан вихорового двовимірного металу з нефермієвськими носіями заряду (рухливими двовимірними вихорами й антивихорами), сумісними з антиферомагнітним порядком площини CuO_2 . З розвитком двовимірних надпровідних флуктуацій при $T_{2D}(p) \leq T \leq T_f(p)$ спарювання вихорів та антивихорів перенормує константу міжплоскісної взаємодії, і розмірний кросовер $2D \rightarrow 3D$ відбувається раніше, ніж перехід Березинського–Костерлица–Таулесса. При подальшому зниженні температури надпровідний перехід відбувається за сценарієм Каца при $T_c > T_{BKT}$ з обмеженим інтервалом $3D$ надпровідних флуктуацій. Показано, що двокомпонентна модель носіїв заряду, топологічно сумісних з антиферомагнетизмом допованої площини CuO_2 , погодиться зі спостереженням електричних сигналів при $T_{2D} \leq T \leq T^*(p)$ (Y. Wang et al., *Phys. Rev.* **B64**, 224519 (2001)).

PACS: 74.72.-h, 74.80-g

Ключевые слова: страйповая структура, вихревое состояние, сверхпроводящие флуктуации.

1. Введение

Предположение о том, что сверхпроводящий переход в недостаточно допированных (НД) купратных квазидвумерных ВТСП может быть связан с переходом Березинского—Костерлица—Таулесса (БКТ) [1,2] в двумерных системах, т.е. с образованием пар вихрь—антивихрь в медь-кислородной плоскости, обсуждалось сразу же после открытия ВТСП [3–6] и продолжает оставаться одной из гипотез механизма сверхпроводимости в них (см., например, обзоры [7,8]). Известно, что параметром квазидвумерности НД купратных ВТСП может быть отношение проводимости ρ_c^{-1} вдоль оси c к проводимости ρ_{ab}^{-1} в ab -плоскости — величина $\sim 10^{-5}$ [3]. Критерий перехода трехмерного (3D) анизотропного металла к квазидвумерному определяется параметром Мотта—Иоффе—Регеля $\rho_M \sim 10^{-2}$ Ом·см (см. ссылки в [9]): при $\rho_c \geq \rho_M^2 / \rho_{ab}$ металл уже нельзя считать трехмерным и сверхпроводящий переход в нем происходит по сценарию Каца [10] как квазидвумерный (квази-2D) с ограниченным интервалом трехмерных сверхпроводящих флуктуаций. Величину температуры БКТ перехода T_{BKT} позволяют определить измерения температурной зависимости сопротивления $\rho_c(T)$ в квази-2D монокристаллах Bi2212 [9]. Учет 2D сверхпроводящих флуктуаций существенно перенормирует вероятность туннелирования заряда вдоль оси c , так что размерный кроссовер к трехмерным (3D) сверхпроводящим флуктуациям происходит раньше, чем БКТ переход, при $T_{3D} > T_{BKT}$, и $T_{BKT} \sim 0,7T_c$. Наблюдаемая при измерениях скорости релаксации мюонов при $T_g > T > T_{BKT}$ универсальная зависимость $T_c = k\lambda^{-2}(0)$ (Uemura plot, T_g — температура перехода в 3D-состояние кластерного спинового стекла) является следствием общих закономерностей сверхпроводящего состояния двумерных систем (см., например, [11–13]).

Несмотря на более чем тридцать лет исследований, сверхпроводимость в двумерных системах до сих пор вызывает большой интерес, в особенности при изучении воздействия перпендикулярно направленного магнитного поля на сильно неупорядоченные сверхпроводящие пленки [14,15], а также при исследовании псевдощелевого состояния НД купратных квазидвумерных ВТСП [16,17]. В таких пленках, как InO, MoGe, при воздействии перпендикулярно направленного магнитного поля наблюдается странное металлическое состояние, которое получило название «вихревой металл» (см. ссылки в [15]). В НД купратных квазидвумерных ВТСП остаются без ответа вопросы о природе псевдощелевого состояния с нефермиевскими носителями заряда, о природе и статистике вихреподобных возбуж-

дений в CuO_2 -плоскости при $T_c < T < T^*(p)$ [16,17]. Фотоэмиссионная спектроскопия (ARPES) показала, что и псевдощель, и сверхпроводящая щель открываются вблизи одной и той же области поверхности Ферми $(\pi,0)$, что дисперсия подвижных носителей заряда в квази-2D непроводящих антиферромагнетиках (АФ) (см. обзор [18], рис. 18) сильно перенормируется магнитными взаимодействиями в CuO_2 -плоскости. Интересно отметить, что расчеты Лафлина дисперсии 2D-спинов (элементарных возбуждений с зарядом равным нулю и спином $\pm \hbar c/2e$, см. ссылки в [18]) очень хорошо согласуются с результатами ARPES измерений.

Для изучения природы псевдощелевого (PG) состояния и динамики квазичастиц в различных областях зоны Бриллюэна монокристаллов $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ недавно было использовано электронное рамановское рассеяние [19] со специальной системой поляризации и с таким выбором конфигураций падающего и рассеянного электрических полей, которые позволяли проводить исследования нодальных (вдоль направления $(0,0)-(\pi,\pi)$) и антинодальных (вдоль направления $(0,0)-(\pi,0)$) квазичастиц в различных областях поверхности Ферми в нормальном и в сверхпроводящем состояниях. При переходе в PG состояние $T \leq T^*(p)$ в спектре с B_{1g} -симметрией наблюдалось подавление антинодального отклика в направлении $(0,0)-(\pi,0)$, что свидетельствует о разрушении поверхности Ферми в этом направлении. Как отмечают авторы работы [19], отношение рамановского отклика в сверхпроводящем и нормальном состояниях (см. рис. 3 в [19]) «удивительно подобно эволюции энергии конденсации и сверхтекучей плотности вдоль оси c в различных купратах» [20,21]. Эти результаты подтверждают важную роль размерных эффектов при изменении температуры как в PG, так и в сверхпроводящем состоянии НД купратного сверхпроводника и позволяют в настоящей работе вернуться к сценарию Каца [10] квази-2D сверхпроводящего перехода с большим температурным интервалом двумерных сверхпроводящих флуктуаций при $T_{3D} < T < T_{2D}$ [9].

К нерешенным вопросам для НД купратного сверхпроводника относится и вопрос о носителях заряда в CuO_2 -плоскости: во-первых, они нефермиевские, во-вторых, остается невыясненным их генезис — кислородные они или медные. Несмотря на то что экспериментальные свидетельства содержания в функции локализованной дырки $\approx 90\%$ d -вклада и $\approx 10\%$ p -вклада, а в функции делокализованного носителя заряда — уже $\approx 80\%$ p -вклада, были известны в 1989 году [22–23], только недавно $d + ip$ смешанная симметрия дырок в PG состоянии НД купратов была убедительно подтверждена

экспериментально [24]. Следует отметить, что с учетом эффекта Яна–Теллера (ЯТ) движение ядер приводит к зависимости электронной волновой функции от координат ядер кислорода и вызывает перемешивание электронных состояний, в результате которого в адиабатическом приближении собственной функцией электрон-ядерного гамильтониана является вибронная волновая функция*. Из развитой Вармой [25,26] теории локальных замкнутых токов следует, что даже локализованная дырка ян-теллеровского двухвалентного иона меди принадлежит медь-кислородному комплексу $\text{Cu}^{2+}\text{O}_4^{2-}$.

Известные результаты оптических исследований В.В. Еременко и С.В. Новикова [27] свидетельствуют о том, что в АФ носитель заряда может передвигаться только по своей магнитной подрешетке. Это позволяет предположить, что в антиферромагнитном (АФМ) металле носители заряда должны быть двух типов, каждый из которых движется по своей магнитной подрешетке комплексов $\text{Cu}_\uparrow^{2+}\text{O}_4^{2-}$ или $\text{Cu}_\downarrow^{2+}\text{O}_4^{2-}$ с расщепленной на две энергетической зоной [28,29]. В.М. Локтев [29] показал, что закон сохранения спина накладывает такие ограничения на движение носителя, которые не позволяют ему покинуть магнитную подрешетку, в которой он «родился». Недавние исследования [30] электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) слабо допированных АФ $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ($0,01 < x < 0,06$) убедительно свидетельствуют о существовании в них металлических областей и двух типов квазичастиц, при этом интенсивность наблюдаемых ЭПР сигналов увеличивается экспоненциально с понижением температуры ниже 150 К.

При температуре $T < T^*(p)$ как в псевдощелевом, так и в сверхпроводящем состоянии в медь-кислородной плоскости образуется страйповая структура с U -страйпами с неискаженной низкотемпературной орторомбической (ЛТО) структурой, близкой к октаэдральной, и с D -страйпами с искаженной низкотемпературной тетрагональной (ЛТТ) структурой. Известно, что в октаэдральном окружении дважды вырожденное E -состояние иона Cu^{2+} имеет минимальную энергию, а в тетрагональном — минимальную энергию имеет ион Cu^{3+} в невырожденном A -состоянии (см. [31] и ссылки в обзоре [32]). Именно образование D -страйпов позволяет в настоящей работе предположить, что при $T < T^*(p)$ допирование приводит к тому, что двухвалентные ионы меди захватывают дырки, образуя при пони-

жении температуры плоские немагнитные «молекулы» $\text{Cu}^{3+}\text{O}_4^{2-}$ с невырожденным A -состоянием иона Cu^{3+} . Эти «молекулы», так же как и другие d^8 -плоские квадратные комплексы**, имеют тенденцию к искажению медь-кислородной плоскости. Наблюдение страйповой структуры медь-кислородных плоскостей в НД купратных сверхпроводниках при $T \leq T^*(p)$ как в псевдощелевом, так и в сверхпроводящем состоянии (например, в спектрах оптического поглощения [33,34]) свидетельствует о существовании «молекул» $\text{Cu}^{3+}\text{O}_4^{2-}$.

Таким образом, в псевдощелевом состоянии энергия иона меди существенно зависит от того, в каком страйпе он находится. В U -страйпах энергия ε_E^U ян-теллеровского дважды вырожденного E -состояния иона Cu^{2+} меньше, чем энергия ε_A^U невырожденного A -состояния иона Cu^{3+} , а в D -страйпах — наоборот. В разд. 2 проведен учет того обстоятельства, что в медь-кислородной плоскости в U -страйпах для перехода $E \rightarrow A$ иона Cu^{2+} из дважды вырожденного E -состояния в невырожденное A -состояние иона Cu^{3+} необходима энергия возбуждения Δ_U , а обратный $A \rightarrow E$ переход происходит с выделением энергии Δ_U . В D -страйпах наоборот: энергия возбуждения Δ_D необходима для $A \rightarrow E$ перехода, а $E \rightarrow A$ переход происходит с выделением энергии Δ_D .

Учет воздействия магнитного поля спинов четырех ближайших двухвалентных ионов меди на локализованную дырку иона меди в U -страйпах медь-кислородной плоскости напоминает проблему Абрикосова–Гофстадтера [35–37] для делокализованного носителя заряда в магнитном поле в сверхпроводниках второго рода. Для локализованной дырки двухвалентного иона меди (например, Cu_\uparrow^{2+}), как показал Варма в работах [25,26], воздействие магнитного поля спинов четырех ближайших ионов $\text{Cu}_\downarrow^{2+}$ приводит к появлению квантованных локальных замкнутых токов в квадрантах комплекса $\text{Cu}_\uparrow^{2+}\text{O}_4^{2-}$. В разд. 3 рассмотрены два типа магнитных кластеров с «примесным» немагнитным ионом Cu^{3+} , окруженным четырьмя медь-кислородными комплексами $\text{Cu}_\downarrow^{2+}\text{O}_4^{2-}$ (первый тип магнитного кластера) или $\text{Cu}_\uparrow^{2+}\text{O}_4^{2-}$ (второй тип). В U -страйпах учет воздействия магнитного поля спинов четырех двухвалентных ионов меди магнитного кластера на локализованную d -дырку «примесного» немагнитного иона Cu^{3+} проведен в обобщенной модели локальных замкнутых токов Вармы [25,26].

* Это комбинированная электрон-колебательная волновая функция состояний с динамическим вибронным вырождением, к которому приводит вырождение электронных уровней.

** Данные о таких комплексах приведены в ссылке [179] обзора [32].

Это приводит к вибронному переходу иона меди Cu^{3+} в дважды вырожденное состояние $\text{Cu}^{3+}\text{O}_4^{2-} \rightarrow \text{Cu}^{2+}\text{O}_4^{2-} + \nu$. При этом переходе d -дырка иона Cu^{3+} переходит в квазилокальное состояние, образуя на магнитном комплексе $\text{Cu}^{2+}\text{O}_4^{2-}$ круговой ток ν , магнитный момент которого компенсирует спин иона Cu^{2+} , т.е. закрепленное на комплексе $\text{Cu}^{2+}\text{O}_4^{2-}$ вихреподобное возбуждение (вихрь ν_{\downarrow} на $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_4^{2-}$ или антивихрь ν_{\uparrow} на $\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}\text{O}_4^{2-}$).

Понижение температуры $T < T_f(p)$ приводит к переходам вихреподобных возбуждений, что создает в каждой магнитной подрешетке U -страйпа динамический эффект переноса заряда с АФМ флуктуациями. Это позволяет назвать $T_f(p)$ температурой перехода U -страйпов медь-кислородной плоскости в состояние двумерного вихревого металла* с двумя подвижными вихревыми жидкостями, каждая из которых при $T < T_f(p)$ движется по своей магнитной подрешетке. Так, при уходе вихря с немагнитного комплекса $\text{Cu}^{2+}\text{O}_4^{2-} + \nu$ происходит локальное восстановление АФМ порядка, а при переходе вихря ν_{\uparrow} на магнитный комплекс $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_4^{2-}$ (или антивихря ν_{\downarrow} на комплекс $\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}\text{O}_4^{2-}$) эти комплексы становятся немагнитными и происходит локальное нарушение АФМ порядка.

В разд. 4 обсуждается модель псевдощелевого состояния как квазидвумерного состояния с вихреподобными возбуждениями в U -страйпах: при $T_f(p) < T < T^*(p)$ это закрепленные на магнитных комплексах $\text{Cu}^{2+}\text{O}_4^{2-}$ вихреподобные возбуждения, магнитный момент которых компенсирует спин двухвалентного иона меди; при $T \leq T_f(p)$ в U -страйпах происходит переход в состояние вихревого металла с нефермиевскими носителями заряда — квази-2D подвижными вихрями и антивихрями, движение которых сопровождается локальными флуктуациями АФМ и сверхпроводящего порядка.

На диаграмме состояний (рис. 1) область существования 2D вихревого металла в U -страйпах ограничена слева линией $T_f(p)$ перехода от двумерного «газа» запиннигованных вихрей (и антивихрей) к двум подвижным вихревым 2D-«жидкостям», справа — зависимостью $T^*(p)$ и линией $T_{2D}(p)$ двумерных сверхпроводящих флуктуаций с образованием пар вихрь — антивихрь в U -страйпах, а при низких температурах — переходом в трехмерное состояние кластерного спинового стекла при $T < T_g(p)$ (при слабом допировании $p < p_{cr}$, где $T_g(p_{cr}) = 0$).

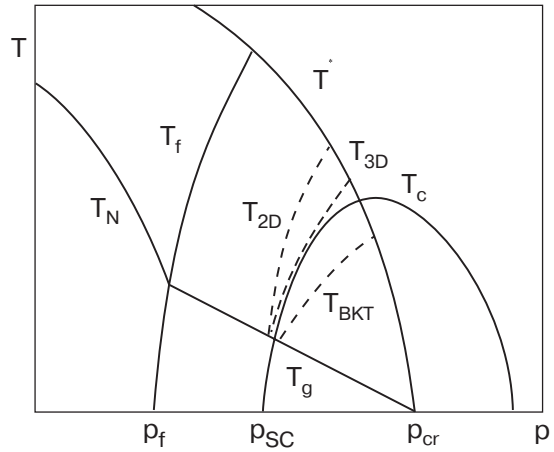


Рис. 1. Модель фазовой диаграммы состояний недостаточно допированного купратного антиферромагнетика на плоскости температура — концентрация допирования (p): T_N — температура Нееля; T_f — температура перехода допированного антиферромагнетика в состояние двумерного вихревого металла при $T \leq T_f$; T^* — температура перехода в псевдощелевое состояние; T_{2D} — температура образования двумерных локальных пар вихрь — антивихрь при $T \leq T_{2D}$; T_{3D} — температура развития трехмерных сверхпроводящих флуктуаций; T_c — температура сверхпроводящего перехода; T_{BKT} — температура БКТ перехода в квазидвумерное сверхпроводящее состояние при $T \leq T_{BKT}$; T_g — температура перехода в состояние кластерного спинового стекла при $T \leq T_g$.

В заключение (разд. 5) проводится сравнение модели диаграммы состояний на рис. 1 с фазовой диаграммой для псевдощелевого состояния монокристаллов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, $0,03 \leq x \leq 0,25$ (рис. 2), полученной в работах [38–40] при изучении диффузии вихреподобных возбуждений под воздействием теплового градиента ∇T и магнитного поля [39]. В нулевом магнитном поле анализ детектируемого в [39] электрического поля позволяет сделать вывод о существовании двух типов носителей заряда: диффузия вихрей приводит к току в направлении ∇T , а антивихрей — в противоположном ∇T направлении. Одновременное воздействие теплового градиента и сильного магнитного поля позволило на диаграмме состояний определить температурные границы области двумерных сверхпроводящих флуктуаций как области, в которой при $T > T_c$ наблюдается вихревой эффект Нернста.

* Впервые модель двумерного вихревого металла рассматривалась в работах Л.Б. Иоффе и А.И. Ларкина (*Phys. Rev.* **B39**, 8988 (1987)) и М.В. Фейгельмана (*Письма ЖЭТФ* **52**, 1141 (1990)).

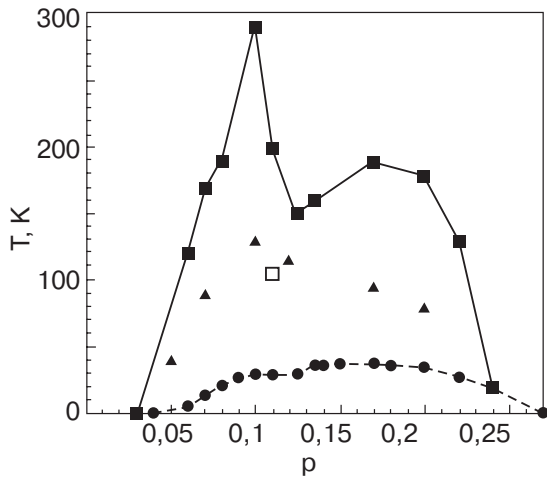


Рис. 2. Зависимости от концентрации дырок p при допировании монокристаллов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$: температуры сверхпроводящего перехода $T_c(p)$ (●); максимальной температуры $T_s(p)$, при которой наблюдался гистерезис намагниченности в поле $\mathbf{H}\parallel ab$ (■), в поле $\mathbf{H}\parallel c$ (□) (рис. 4 из работы [40]). Результаты наблюдения эффекта Нернста в поле $\mathbf{H}\parallel c$ (▲) [39].

2. Вибронные переходы между дважды вырожденным и невырожденным состояниями ионов меди при $T \leq T^*(p)$

Правила отбора для вибронных переходов в молекулах обсуждались в обзорах [32,41,42]. Исходя из предположения, что в CuO_2 -плоскости число дырок равно числу хаотически расположенных Cu^{3+} , автор работы [43] для дырки немагнитного примесного иона $\text{Cu}^{3+}(U)$, расположенного в центре магнитного кластера (рис. 3) в U -страйпе с четырьмя ионными комплексами $\text{Cu}_\downarrow^{2+}\text{O}_4^{2-}$ (или $\text{Cu}_\uparrow^{2+}\text{O}_4^{2-}$), обобщил модель локальных замкнутых токов Вармы [25,26]. Энергия ε_E^U дважды вырожденного E -состояния иона $\text{Cu}^{2+}(U)$ в U -страйпах с искаженной низкотемпературной орторомбической структурой (близкой к октаэдральной) меньше, чем энергия ε_A^U невырожденного A -состояния иона $\text{Cu}^{3+}(U)$ [31]:

$$\varepsilon_A^U - \varepsilon_E^U = \Delta_U, \quad \Delta_U > 0. \quad (1)$$

Предположим, что локализованная d -дырка немагнитного иона $\text{Cu}^{3+}(\downarrow, U)$ взаимодействует только с электрон-колебательными (вибронными) ян-теллеровскими модами Q_k четырех ближайших ионов кислорода, общих с соседними магнитными комплексами $\text{Cu}_\uparrow^{2+}\text{O}_4^{2-}$ (или $\text{Cu}_\downarrow^{2+}\text{O}_4^{2-}$ для «примесного» немагнитного иона $\text{Cu}^{3+}(\uparrow, U)$). Стрелка в скобках (\downarrow) указывает, что ион $\text{Cu}^{3+}(\downarrow, U)$ (x_0, y_0)

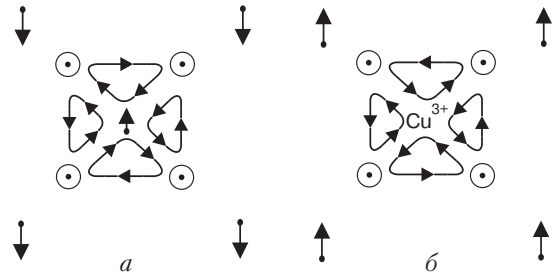


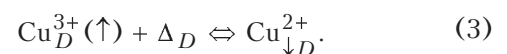
Рис. 3. (а) Кластер U -страйпа в медь-кислородной плоскости, образованный четырьмя ионами $\text{Cu}_\downarrow^{2+}$ с магнитным комплексом $\text{Cu}_\uparrow^{2+}\text{O}_4^{2-}$ в центре, с четырьмя локальными замкнутыми токами Вармы в квадрантах комплекса. Кружки с точкой — ионы кислорода, стрелка \uparrow — направление спина иона меди Cu_\uparrow^{2+} в центре. (б) Магнитный кластер U -страйпа в медь-кислородной плоскости с немагнитным комплексом $\text{Cu}^{3+}\text{O}_4^{2-}$ в центре с четырьмя квантованными вихревыми возбуждениями v_i и движением дырки против часовой стрелки.

занимает место иона $\text{Cu}_\downarrow^{2+}(x_0, y_0)$ из магнитной подрешетки ионов меди со спином вниз. Вибронные взаимодействия в U -страйпах приводят к переходу локализованной d -дырки в квазилокальное состояние с локальными замкнутыми токами в квадрантах немагнитной «молекулы» $\text{Cu}^{3+}(\downarrow, U)\text{O}_4^{2-}$, направленными таким образом, чтобы выполнялось условие (1) перехода из невырожденного состояния иона меди в дважды вырожденное. Например, при переходе немагнитной молекулы $\text{Cu}^{3+}(\downarrow, U)\text{O}_4^{2-}$ в магнитный комплекс $\text{Cu}_\downarrow^{2+}(U)\text{O}_4^{2-}$ локальные замкнутые токи в квадрантах комплекса должны компенсировать магнитный момент иона $\text{Cu}_\downarrow^{2+}(U)$.

Рассмотрим теперь вибронные переходы в D -страйпах с искаженной ЛТТ структурой, в которых $\varepsilon_E^D > \varepsilon_A^D$ и энергия возбуждения Δ_D необходима для $A \rightarrow E$ перехода синглет–дублет, а обратный $E \rightarrow A$ переход происходит с выделением энергии Δ_D :

$$\varepsilon_E^D - \varepsilon_A^D = \Delta_D, \quad \Delta_D > 0. \quad (2)$$

Из (2) видно, что в D -страйпах, в отличие от U -страйпов, $E \rightarrow A$ переход двухвалентных ионов меди в трехвалентное состояние происходит с выделением энергии $\Delta_D > 0$ и, наоборот, энергия возбуждения Δ_D необходима для $A \rightarrow E$ перехода трехвалентных ионов меди в дважды вырожденное состояние:



Таким образом, в псевдощелевом и сверхпроводящем состояниях узкие немагнитические D -страйпы медь-кислородных плоскостей содержат ионы

Cu^{3+} , что для псевдощелевого состояния согласуется с результатами работы [44], а при $T < T_c$ — с оптическими наблюдениями [33,34].

3. О проблеме Абрикосова для локализованной дырки иона меди в CuO_2 -плоскости

Существует определенная аналогия между воздействием магнитного поля на свойства сверхпроводников второго рода и воздействием допирования на свойства АФМ оксидов меди. Учет воздействия магнитного поля спинов четырех ближайших двухвалентных ионов меди на локализованную дырку иона меди в медь-кислородной плоскости напоминает проблему Абрикосова — Гофстадтера [35–37] в сверхпроводниках второго рода для делокализованного носителя заряда в магнитном поле. При этом локализованная дырка дважды вырожденного состояния иона $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}$ (или $\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}$) в результате ян-теллеровского взаимодействия с колебательными модами ближайших ионов кислорода переходит в коллективизированное комплексом $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_4^{2-}$ (или $\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}\text{O}_4^{2-}$) вибронное состояние со «смешанной» симметрией $d_{x^2-y^2} \pm i(p_x \pm p_y)$ ($d_{x^2-y^2}$ — состояние «медной» дырки, p_x, p_y — состояния «кислородной» дырки). Воздействие локальных магнитных полей четырех соседних ионов $\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}$ (или $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}$) приводит к появлению квантованных вихревых возбуждений v_i — к четырем локальным замкнутым токам (ЛЗ) Вармы в квадрантах медь-кислородного комплекса (рис. 3,а) [25]. Эти токи являются суперпозицией состояний дырки в двух вертикальных и двух горизонтальных квадрантах с противоположным направлением движения дырки в них. Для магнитного момента комплекса $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_4^{2-}$ можно записать

$$M_{\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_4^{2-}} = m_{\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}} + 2m_v + 2m_h, \quad (4)$$

где m_v и m_h — магнитные моменты ЛЗ токов Вармы в вертикальных и горизонтальных квадрантах. С точностью до отклонений формы комплекса $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_4^{2-}$ от квадратной $m_v \approx -m_h$ и $M_{\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_4^{2-}} \approx m_{\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}}$.

Перейдем к рассмотрению состояния локализованной d -дырки «примесного» иона $\text{Cu}^{3+}(\downarrow)(x_0, y_0)$ в центре магнитного кластера U -страйпа (рис. 3,б). Она находится под воздействием локальных магнитных полей четырех соседних ионов $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}$ и взаимодействует с вибронными ЯТ модами Q_k (частота которых Ω_{Q_k}) ближайших ионов кислорода, общих с соседними комплексами $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_4^{2-}$ и образующих вместе с ионом $\text{Cu}^{3+}(\downarrow)$ «молекулу» $\text{Cu}^{3+}(\downarrow)\text{O}_4^{2-}$. Если энергия ЯТ моды $\hbar\Omega_{Q_k}$ достаточна велика, то локализованная дырка «примесного» иона

$\text{Cu}^{3+}(\downarrow)(x_0, y_0)$ «молекулы» $\text{Cu}^{3+}(\downarrow)\text{O}_4^{2-}$ переходит в квазилокальное вибронное состояние на комплексе $\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}(x_0, y_0)\text{O}_4^{2-}$ с четырьмя ЛЗ токами в квадрантах комплекса с совпадающими направлениями движения дырки в них (в отличие от ЛЗ токов Вармы для дырки комплекса $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_4^{2-}$ (рис. 3,а)). Например, движение против часовой стрелки в квадрантах комплекса $\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}\text{O}_4^{2-}$ d -дырки иона $\text{Cu}^{3+}(\downarrow)$ в квазилокальном состоянии (а для локализованной дырки иона $\text{Cu}^{3+}(\uparrow)$ — движение по часовой стрелке в квадрантах комплекса $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_4^{2-}$).

Как видно на рис. 3,б, компенсация токов по линиям $\text{Cu}^{2+} - \text{O}^{2-}$ в двух соседних квадрантах «молекулы» приводит к тому, что ЛЗ токи в четырех квадрантах «молекулы» $\text{Cu}^{3+}\text{O}_4^{2-}$ образуют два круговых тока дырки с противоположными направлениями движения дырки в них. Один из них — вокруг иона меди комплекса, который свидетельствует о том, что ион $\text{Cu}^{3+}(\uparrow)$ перешел в магнитное состояние $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}$, соответствующее АФМ порядку в медь-кислородной плоскости. Второй круговой ток вокруг ионов кислорода комплекса свидетельствует о том, что локализованная дырка иона $\text{Cu}^{3+}(\uparrow)$ перешла в локализованное комплексом $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_4^{2-}$ вихреподобное $2D$ -состояние дырки со «смешанной» симметрией $d_{x^2-y^2} \pm i(p_x \pm p_y)$. Такой круговой ток можно назвать $2D$ вихреподобным возбуждением: вихрем v_{\downarrow} на комплексе $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_4^{2-}$ и антивихрем v_{\uparrow} на комплексе $\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}\text{O}_4^{2-}$. Условие сохранения магнитного момента в «молекуле»

$$m_{\text{Cu}^{3+}} = m_{\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}} + m_{v_{\uparrow}} = m_{\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}} + m_{v_{\downarrow}} = 0 \quad (5)$$

определяет направление круговых токов, магнитный момент которых

$$m_{v_{\uparrow}} = -m_{\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}}, \quad m_{v_{\downarrow}} = -m_{\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}}$$

компенсирует спин двухвалентных ионов меди. Предположим, что энергия Ω_{Q_k} вибронных ЯТ мод ближайших ионов кислорода достаточно велика и сравнима с разностью энергий $\varepsilon_A^U - \varepsilon_E^U \approx E_{v_{\uparrow}} \approx E_{v_{\downarrow}} = \Delta_U$ невырожденного A -состояния иона $\text{Cu}^{3+}(\downarrow)(U)$ и дважды вырожденного E -состояния иона $\text{Cu}^{2+}(U)$ в U -страйпах:

$$E_{v_{\uparrow}} \approx E_{v_{\downarrow}} \approx \Delta_U = \Omega_{Q_k}. \quad (6)$$

Таким образом, при $T^*(p) > T$ в U -страйпах в магнитном кластере с четырьмя ближайшими ЯТ ионами $\text{Cu}^{2+}(U)$ (рис. 3,б) вибронные взаимодействия d -дырки «примесного» немагнитного иона Cu^{3+} приводят к переходу $A \rightarrow E'$ немагнитной «молекулы» $\text{Cu}^{3+}\text{O}_4^{2-}$ в немагнитный комплекс $E' = E + v$ с круговым замкнутым током на ком-

плексе $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_{\downarrow}^{2-} + v_{\downarrow}$ (или $\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}\text{O}_{\uparrow}^{2-} + v_{\uparrow}$), компенсирующим магнитный момент двухвалентного иона меди. Такие круговые замкнутые токи в U -страйпах, закрепленные на медь-кислородных комплексах при $T^*(p) > T \geq T_f(p)$, можно рассматривать как вихреподобные возбуждения, запиннигованные магнитными комплексами $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_{\downarrow}^{2-}$ (или $\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}\text{O}_{\uparrow}^{2-}$).

С понижением температуры энергия тепловых колебаний ионов кислорода уменьшается, и при $T = T_f(p)$ она уже меньше энергии $\hbar\Omega_{\text{O}_k}$ вибранных ЯТ мод, так что запиннигованные вихреподобные возбуждения становятся подвижными. Перемещение вихрей приводит в каждой магнитной подрешетке U -страйпа к динамическому эффекту перехода магнитных комплексов $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_{\downarrow}^{2-}$ (или $\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}\text{O}_{\uparrow}^{2-}$) в немагнитные $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_{\downarrow}^{2-} + v_{\downarrow}$ (или $\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}\text{O}_{\uparrow}^{2-} + v_{\uparrow}$) и наоборот. Вихреподобные возбуждения дырки, например v_{\downarrow} , перемещаются в U -страйпах по кислородным позициям* к магнитным комплексам $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_{\downarrow}^{2-}$ той магнитной подрешетки, место в которой занимал немагнитный «примесный» ион $\text{Cu}^{3+}(\uparrow)$. Это создает в каждой магнитной подрешетке U -страйпа динамический эффект переноса заряда с АФМ флуктуациями, что позволяет назвать $T_f(p)$ температурой перехода U -страйпов медь-кислородной плоскости в состояние двумерного вихревого металла с двумя подвижными вихревыми жидкостями, каждая из которых при $T \leq T_f(p)$ «протекает» по своей магнитной подрешетке. Таким образом, процесс переноса заряда в U -страйпах осуществляется вихревыми возбуждениями, топологически совместимыми с антиферромагнетизмом.

Такой подход позволяет установить связь между АФМ и d -волновым сверхпроводящим упорядочением в НД купратном ВТСП при $T \leq T_f(p)$. Эффективный гамильтониан для операторов рождения $c_{i\sigma}^+$ и уничтожения $c_{i\sigma}$ вихреподобного возбуждения на i -м медь-кислородном комплексе со спином σ в U -страйпе имеет вид

$$H = \sum_{i,j,\sigma} t_{ij} e^{i\Phi_{ij}} c_{i\sigma}^+ c_{j\sigma} + \sum_{i,j} (\Delta_{ij} c_{i\uparrow}^+ c_{j\downarrow}^+ + \Delta_{ij}^* c_{j\downarrow} c_{i\uparrow}). \quad (7)$$

При $T = T_f(p)$ число вихреподобных возбуждений v_{\uparrow} и v_{\downarrow} в U -страйпах CuO_2 -плоскости

$$n_{\uparrow} + n_{\downarrow} = \sum_i (c_{i\uparrow}^+ c_{i\uparrow} + c_{i\downarrow}^+ c_{i\downarrow})$$

* «Смешанная» симметрия $d_{x^2-y^2} \pm i(p_x \pm p_y)$ дырки, образующей круговой ток на магнитных комплексах, допускает такие перемещения.

равно числу ионов меди Cu^{3+}

$$N_{\text{Cu}^{3+}(\uparrow)} = \sum_s N_{U_s, \text{Cu}^{3+}(\uparrow)} = n_{\downarrow},$$

$$N_{\text{Cu}^{3+}(\downarrow)} = \sum_s N_{U_s, \text{Cu}^{3+}(\downarrow)} = n_{\uparrow}, \quad (8)$$

где суммирование проводится по числу s U -страйпов в CuO_2 -плоскости, n_{\uparrow} — число вихреподобных возбуждений v_{\uparrow} , n_{\downarrow} — число v_{\downarrow} . В гамильтониане (7) t_{ij} — интеграл перехода вихреподобного возбуждения v_{\downarrow} от немагнитного i -комплекса $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_{\downarrow}^{2-} + v_{\downarrow}$ на ближайший магнитный j -комплекс $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_{\downarrow}^{2-}$ с ионом меди из той же магнитной подрешетки, Δ_{ij} — параметр порядка БКТ спаривания вихрь — антивихрь на двух ближайших комплексах $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_{\downarrow}^{2-} + v_{\downarrow}$ и $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_{\downarrow}^{2-} + v_{\downarrow}$ с общим ионом кислорода,

$$\Phi_{ij} = \frac{2e\pi}{hc} \int_{r_j}^{r_i} \mathbf{A}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$$

— фазовый коэффициент Пайерлса, $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ — вектор-потенциал магнитного поля, создаваемого четырьмя ближайшими двухвалентными ионами меди (например, $\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}$) в точке \mathbf{r} магнитного кластера с немагнитным комплексом (например, $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_{\downarrow}^{2-} + v_{\downarrow}$).

При понижении температуры $T \leq T_f(p)$ в медь-кислородной плоскости происходит АФМ упорядочение спинов двухвалентных ионов меди в U -страйпах с образованием (благодаря подвижным вихрям $v_{\downarrow}, v_{\uparrow}$) локальных пар вихрь — антивихрь на двух ближайших комплексах из разных подрешеток $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_{\downarrow}^{2-} + v_{\downarrow}$ и $\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}\text{O}_{\uparrow}^{2-} + v_{\uparrow}$ с общим ионом кислорода (рис. 4), так что число вихреподобных возбуждений уменьшается. Гамильтониан (7) может быть диагонализирован посредством самосогласованного решения уравнения Боголюбова — де Жена. Численное решение подобного уравнения с $\mathbf{A}(\mathbf{r}) = 0$ для носителей заряда в медь-кислородной плоскости, проведенное в работе [45], показало, что вокруг немагнитной примеси Zn^{2+} должна наблюдаться модуляция волны спиновой плотности (с периодом $8a_0$) и модуляция волны зарядовой плотности (с периодом $2a_0$, где a_0 — постоянная решетки).

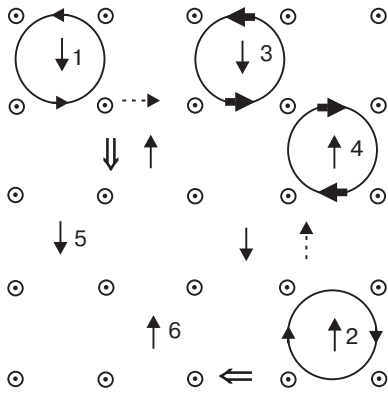
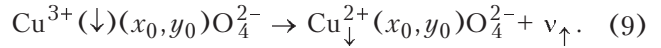


Рис. 4. *U*-стрипы в медь-кислородной плоскости с двумя немагнитными комплексами из разных магнитных подрешеток $\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}(x_1, y_1)\text{O}_4^{2-} + v_{\uparrow}$ и $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}(x_2, y_2)\text{O}_4^{2-} + v_{\downarrow}$ с вихревыми возбуждениями, обозначенными цифрами 1 и 2, ионы кислорода — кружками с точкой. Пунктирными стрелками указаны переходы подвижных вихрей при $T \leq T_f(p)$ от немагнитных комплексов к магнитным из той же подрешетки: antivихря v_{\uparrow} (1) на магнитный комплекс 3 и вихря v_{\downarrow} (2) на магнитный комплекс 4 с образованием локальной пары вихрь—антивихрь (жирные стрелки). Двойные стрелки указывают на возможные переходы вихрей v_{\uparrow} (1) и v_{\downarrow} (2) на магнитные комплексы 5 и 6.

4. Псевдощелевое состояние как квазидвумерная страйповая структура с переходом *U*-стрипов в состояние вихревого металла при $T \leq T_f(p)$

«Смешанная» симметрия $2D$ вихреподобного состояния дырки $d_{x^2-y^2} \pm i(p_x \pm p_y)$ свидетельствует о том, что переход локализованной дырки иона Cu^{3+} в квазилокальное состояние на медь-кислородном комплексе нельзя считать ионизацией иона Cu^{3+} . Заряд $2D$ вихревого возбуждения равен нулю, магнитный момент равен $\hbar c/2e$, и его можно было бы назвать аналогом спинона Лафлина, расчеты дисперсии для которого хорошо согласуются с результатами ARPES измерений [18]. Такие элементарные возбуждения с малым затуханием, пропорциональным отношению числа ионов Cu^{3+} к общему числу ионов меди $N_{\text{Cu}^{3+}}/N_U$ в *U*-стрипах CuO_2 -плоскости ($N_U = N_{\text{Cu}^{3+}} + N_{\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}} + N_{\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}}$), при $T \leq T_f(p)$ могут перемещаться в *U*-стрипах по магнитной подрешетке того иона $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}$ (или $\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}$), место которого занимал ион Cu^{3+} . Рассмотрим, например, перемещение вихря v_{\uparrow} от немагнитной молекулы $\text{Cu}^{3+}(\downarrow)(x_0, y_0)\text{O}_4^{2-}$ к магнитному комплек-

су $\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}(x, y)\text{O}_4^{2-}$. Сначала происходит $A \rightarrow E'$ ($E' = E + v$) переход немагнитной молекулы в магнитный комплекс с вихревым возбуждением



Перемещение вихря v_{\uparrow} от немагнитной молекулы $\text{Cu}^{3+}(\downarrow)(x_0, y_0)\text{O}_4^{2-}$ по кислородным позициям к магнитному комплексу $\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}(x, y)\text{O}_4^{2-}$ сопровождается восстановлением АФМ порядка в точке x_0, y_0 и нарушением АФМ порядка в точке x, y при переходе $E \rightarrow E'$ магнитного комплекса $\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}(x, y)\text{O}_4^{2-}$ в немагнитное ($\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}(x, y)\text{O}_4^{2-} + v_{\uparrow}$) состояние.

Это позволяет рассматривать псевдощелевое состояние при $T \leq T_f(p)$ как страйповое состояние медь-кислородной плоскости с узкими непроводящими *D*-стрипами, в которых энергетически выгодным является невырожденное состояние ионов Cu^{3+} , и с металлическими *U*-стрипами с двумя типами нефермиевских носителей заряда — подвижными вихреподобными двумерными возбуждениями v_{\downarrow} и v_{\uparrow} , перемещение которых приводит к флуктуациям АФМ порядка в *U*-стрипах. Состояние *U*-стрипов при $T \leq T_f(p)$ можно назвать вихревым квази- $2D$ металлом с нефермиевскими носителями заряда двух типов, каждый из которых движется по своей магнитной подрешетке, и с локальными парами вихрь—антивихрь на двух ближайших магнитных комплексах $\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}(x, y)\text{O}_4^{2-}$ и $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}(x', y')\text{O}_4^{2-}$ с общим ионом кислорода, а при понижении температуры $T_{2D} \leq T \leq T_{3D}$ — с $2D$ сверхпроводящими флуктуациями.

На рис. 4 показаны два перехода вихря и antivихря из разных магнитных подрешеток *U*-стрипа: а) из медь-кислородного комплекса (обозначенного цифрой 1) с вихревым возбуждением $\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}(x_1, y_1)\text{O}_4^{2-} + v_{\uparrow}$ (1); б) из комплекса 2, $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}(x_2, y_2)\text{O}_4^{2-} + v_{\downarrow}$ (2). Как видно на рисунке, вихрь v_{\uparrow} (1) может по кислородным позициям перейти на ближайшие комплексы 3 или 5 из этой же подрешетки, а вихрь v_{\downarrow} (2) из комплекса 2 может перейти на ближайшие комплексы 4 или 6 своей подрешетки. На рис. 4 показаны переходы вихря v_{\uparrow} (1) на комплекс 3 и вихря v_{\downarrow} (2) на комплекс 4. В результате этих переходов вихрь и antivихрь оказываются расположенными на двух соседних комплексах 3–4 из разных магнитных подрешеток (с общим ионом кислорода) и образуют локальную пару вихрь—антивихрь. Видно, что такая же локальная пара могла бы образоваться и на комплексах 5–6. При понижении температуры $T \leq T_{2D}$ такие

локальные пары вихрь—антивихрь, расположенные на соседних медь-кислородных комплексах с общим ионом кислорода и с ионами меди из разных магнитных подрешеток, приводят к появлению локальных БКТ сверхпроводящих флуктуаций в медь-кислородной плоскости. Эти БКТ сверхпроводящие флуктуации существенно перенормируют вероятность туннелирования заряда вдоль оси c [9], так что размерный кроссовер к 3D сверхпроводящим флуктуациям происходит при $T_{3D} > T_{BKT}$, и $T_{BKT} \sim 0,7T_c$ (рис. 1). Таким образом, сверхпроводящий переход в образце происходит по сценарию Каца [9,10] как квазидвумерный с ограниченной областью трехмерных сверхпроводящих флуктуаций.

5. Обсуждение свидетельств существования двух типов вихреподобных носителей заряда

Прежде всего обсудим теоретические и экспериментальные свидетельства существования двух типов вихреподобных носителей заряда в псевдощелевом состоянии НД купратных ВТСП. Наиболее убедительными из них представляются теоретические и экспериментальные наблюдения $d+ip$ смешанной симметрии делокализованной дырки в псевдощелевом состоянии [24]. Смешанная симметрия подтверждает принадлежность вихреподобного носителя заряда медь-кислородному комплексу $Cu_{\uparrow}^{2+}O_4^{2-}$ или $Cu_{\downarrow}^{2+}O_4^{2-}$, что свидетельствует о двух типах нефермиевских носителей заряда в псевдощелевом состоянии. Как показано В.М. Локтевым [29], в допированном АФ закон сохранения спина не позволяет носителю заряда покинуть свою магнитную подрешетку.

К одним из первых экспериментальных свидетельств существования двух типов носителей заряда в НД купратных ВТСП можно отнести результаты, полученные в работах [38,39] при изучении диффузии вихреподобных возбуждений под воздействием теплового градиента ∇T и магнитного поля в НД кристаллах $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ и $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_{6+\delta}$ (см. также работы [40,46]). Известно, что в сверхпроводниках второго рода в магнитных полях, превышающих критическое значение, вихревая жидкость находится в мобильном состоянии и при наличии слабого теплового градиента движется со скоростью \mathbf{v} к охлаждаемому краю образца. Эффект Джозефсона приводит к возбуждению электрического поля $\mathbf{E} = \mathbf{V} \times \mathbf{v}$, где $\mathbf{V} = \mu_0 \mathbf{H}$. В присутствии теплового градиента и магнитного поля появление поперечного электрического поля называют эффектом Нернста, используемым для детектирования вихревых возбуждений в сверхпроводнике второго рода. Сведения о наблюдении эффекта Нернста в флуктуационном состоянии низкотемпе-

ратурных сверхпроводников не публиковались, и первые сообщения о таких наблюдениях при температурах выше T_c появились для НД купратных ВТСП [38,39] (см. также ссылки в работе [40]). Высокое разрешение при измерениях поперечного электрического поля \mathbf{E} позволило в 1990–1996 гг. использовать эффект Нернста для регистрации вихревых возбуждений в оптимально допированных купратных ВТСП (см. ссылки [2–5] в работе [39]), однако температурный интервал их существования в флуктуационном состоянии был мал: $\Delta_{fl} \approx 0,1 T_c$. В НД $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ [39] зафиксирован аномально большой флуктуационный интервал $\Delta_{fl} \approx 50–100$ К и было высказано предположение о существовании в псевдощелевом состоянии вихреподобных возбуждений, которые плавно переходят в вихри Абрикосова при понижении температуры ниже T_c .

В работе [39] проведен анализ воздействия теплового градиента на ток зарядов. При выборе градиента $-\nabla T \parallel \hat{\mathbf{x}}$ и магнитного поля $\mathbf{H} \parallel \hat{\mathbf{z}}$ Нернст-сигнал наблюдается как электрическое поле $\mathbf{E} \parallel \hat{\mathbf{y}}$. В нулевом магнитном поле воздействие теплового градиента приводит к току с плотностью $\mathbf{J} = \alpha(-\nabla T)$, где для тензора проводимости тока Пельтье α_{ij} можно считать $\alpha_{ij} = \alpha$. С учетом граничного условия

$$J_{x=a} = 0 \quad (10)$$

следует предположить существование неравного нулю электрического поля \mathbf{E} , создающего ток $\sigma E_x = -\alpha(-\partial_x T)$ в направлении, противоположном току $J_x = \alpha(-\partial_x T)$ (здесь σ — коэффициент электропроводности). Таким образом, равенство нулю полного тока вдоль оси $\hat{\mathbf{x}}$ приводит к существованию электрического поля

$$E_x = -(\alpha/\sigma)(-\partial_x T), \quad (11)$$

которое и есть измеряемый в эксперименте [39] сигнал в магнитном поле $H = 0$.

В псевдощелевом состоянии в отсутствие магнитного поля носителями заряда в U -страйпах медь-кислородной плоскости НД купратных ВТСП могут быть рассмотренные выше вихри и антивихри — квазилокальные состояния дырки иона Cu^{3+} , которые с малым затуханием перемещаются в U -страйпах по комплексам $Cu_{\uparrow}^{2+}O_4^{2-}$ (или $Cu_{\downarrow}^{2+}O_4^{2-}$), что обуславливает динамический эффект переноса заряда с переходами ионов меди $A \rightarrow E'$, $E' \rightarrow E$ и $E \rightarrow E'$. Электрическое поле $\mathbf{E}_{v_{\downarrow}} \parallel \mathbf{h} \times \nabla T$, создаваемое движущимся под воздействием теплового градиента антивихрем v_{\downarrow} , и поле $\mathbf{E}_{v_{\uparrow}} \parallel (-\mathbf{h}) \times \nabla T$ движущегося вихря v_{\uparrow} равны по величине и противоположны по направлению. Здесь \mathbf{h} — локальное магнитное поле, создаваемое антивихрем, $-\mathbf{h}$ — локальное магнитное поле, создаваемое вихрем.

Неравное нулю электрическое поле \mathbf{E} (11), создающее ток $\sigma E_x = -\alpha(-\partial_x T)$ в направлении, противоположном току вихрей, — это электрическое поле, обусловленное движущимися антивихрями. В медь-кислородной плоскости электрические поля, вызванные движущимися под воздействием теплового градиента ∇T вихрями (или антивихрями), компенсируются неравными нулю электрическими полями антивихрей (или вихрей), создающими ток в противоположном направлении. Таким образом, наблюдение сигнала E_x , измеряемого в работе [39] при воздействии теплового градиента в отсутствие магнитного поля, возможно только в образце с двумя типами носителей заряда, какими в псевдощелевом состоянии НД купратного ВТСП могут быть при $T \leq T_f(p)$ подвижные двумерные вихри и антивихри.

При одновременном воздействии магнитного поля, перпендикулярного медь-кислородным плоскостям, и теплового градиента, как показано в работе [39], во флуктуационной области при $T_c < T < T_v$ в псевдощелевом состоянии наблюдается Нернст-сигнал, который связан с вихреподобными возбуждениями. Являются ли наблюдаемые в магнитном поле вихреподобные возбуждения вихрями Абрикосова или это вихреподобные «дефекты» псевдощелевого состояния? У авторов работы [39] сомнения в аналогии между наблюдаемыми ими в магнитном поле вихреподобными возбуждениями и вихрями Абрикосова были связаны с отсутствием в то время наблюдений большого интервала сверхпроводящих флуктуаций в диамагнитном отклике и в сопротивлении для НД купратного ВТСП. В действительности же такой интервал существует (см., например, ссылки в [7,9]), но в отличие от обычных сверхпроводников он связан с сильными двумерными сверхпроводящими флуктуациями, о проявлении которых в НД купратных ВТСП говорилось во введении. Можно высказать предположение, что наблюдаемые в работе [39] вихреподобные возбуждения имеют ту же природу, что и вихри Абрикосова, но они двумерные (pancakes), их существование при $T_{2D} \leq T \leq T_{3D}$ связано с проникновением магнитного поля в область квазидвумерных сверхпроводящих флуктуаций [3–5,9]. При понижении температуры $T < T_{3D}$ двумерные вихри в магнитном поле плавно переходят в вихри Абрикосова (здесь T_{3D} — температура перехода к трехмерным сверхпроводящим флуктуациям).

В то же время в отсутствие магнитного поля было бы интересно провести исследование температурной зависимости сигнала $E_x(T)$, измеряемого в работе [39], в флуктуационной области при понижении температуры. Локальное спаривание двумерных вихрей и антивихрей приводит к уменьшению числа

вихреподобных возбуждений, т.е. к уменьшению вихревого тока \mathbf{J} при понижении температуры и, соответственно, к уменьшению величины измеряемого сигнала $E_x(T)$. Это позволило бы определить температурный интервал, в котором сверхпроводящие флуктуации можно считать двумерными, и температуру перехода T_{3D} к трехмерным сверхпроводящим флуктуациям. Знание величины температуры T_{3D} при измерениях в магнитном поле позволит проверить предположение о двумерности вихреподобных возбуждений, наблюдаемых в работе [39] при $T_{2D} < T < T_{3D}$: в НД квазидвумерных купратных ВТСП, как и в оптимально допированных купратных ВТСП, сигнал Нернста на трехмерных сверхпроводящих флуктуациях должен наблюдаться только в относительно малом температурном интервале $\Delta T \approx 0,1T_c$.

Интересное продолжение получили исследования псевдощелевого состояния при измерениях намагниченности в слабых магнитных полях $H \leq 8$ кГс на монокристаллах $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ($0,03 \leq x \leq 0,24$) [40], а также монокристаллах $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$ [46] в сильных магнитных полях от $H = 28,5$ Тл до $H = 43$ Тл при измерениях скорости спин-решеточной релаксации ($1/T_1$) ядра ^{63}Cu . В работе [40] на монокристаллах $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ при $T \leq 290$ К наблюдался температурный гистерезис намагниченности при $T < T_s$ в слабых магнитных полях $H \leq 8$ кГс как параллельных $\mathbf{H} \parallel ab$ медь-кислородной плоскости $T_s(\mathbf{H} \parallel ab) \leq 290$ К, так и в полях $\mathbf{H} \perp ab$. В последнем случае результаты измерений согласуются с результатами работы [39]: $T_s(\mathbf{H} \parallel ab) > T_s(\mathbf{H} \perp ab)$. Так, например, $T_s(\mathbf{H} \parallel ab) \approx 2T_s(\mathbf{H} \perp ab) \approx 200$ К при $x = 0,1$ (рис. 2). Несмотря на то что наблюдаемый в [40] гистерезис невелик, он воспроизводим и более чем на порядок превышает экспериментальные погрешности. Этот результат согласуется с данными сканирующей SQUID-микроскопии [47] для тонких пленок LSCO с $T_c = 18$ К, что позволило авторам работы [47] высказать предположение о существовании в псевдощелевом состоянии замкнутых внутренних токов и о «возможном присутствии» запиннированных вихрей при $T \gg T_c$. Последнее предположение согласуется с существованием (см. разд. 3) при $T^*(p) > T > T_f(p)$ вихреподобных 2D-состояний дырки со «смешанной» симметрией $d_{x^2-y^2} \pm i(p_x \pm p_y)$, которые образуют круговые токи, т.е. «газ» закрепленных на комплексах $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_4^{2-}$ вихрей v_{\downarrow} (или антивихрей v_{\uparrow} на комплексах $\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}\text{O}_4^{2-}$). При $T^*(p) > T > T_f(p)$ это может привести к наблюдению эффекта Кондо — экранирования немагнитных комплексов с закрепленными вихрями $\text{Cu}_{\uparrow}^{2+}\text{O}_4^{2-} + v_{\downarrow}$ (или $\text{Cu}_{\downarrow}^{2+}\text{O}_4^{2-} + v_{\uparrow}$) при исследованиях ядерного магнитного резонанса, ана-

логичных проведенным в работе [48]*. Дальнейшее понижение температуры $T_{2D}(p) \leq T \leq T_f(p)$ приводит к переходу в состояние вихревого металла с нефермиевскими носителями заряда (подвижными двумерными вихрями и антивихрями). При $T < T_f(p)$, так же как и в сверхпроводящем состоянии [48], можно ожидать существенного уменьшения эффекта Кондо.

В работе [46] проведены измерения скорости спин-решеточной релаксации ($1/T_1$) ядра ^{63}Cu в монокристаллах $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$. Специфика этого соединения состоит в том, что это почти идеальная двумерная система с одной медь-кислородной плоскостью, в которой сверхпроводимость при $x < 0,4$ (т.е. при концентрациях дырок $p > 0,16$) может быть подавлена магнитным полем. Установлено, что псевдощелевое состояние с нефермиевскими носителями заряда существует и для передопированных образцов с концентрацией дырок $p \leq 0,21$, в которых сверхпроводимость подавлена сильным магнитным полем. Для образца с подавленной магнитным полем сверхпроводимостью показано, что значительная часть ферми-поверхности ($\sim 1/3$) сохраняется и в псевдощелевом состоянии, а плотность состояний обращается в нуль только в сверхпроводящем состоянии с оптимальной $T_c = 32$ К ($p = 0,16$). Эти результаты, как и наблюдение различной энергетической шкалы динамического отклика антинодальных квазичастиц в псевдощелевом и сверхпроводящем состояниях [18,19], позволяют утверждать, что псевдощелевое состояние нельзя считать «предвестником» сверхпроводящего состояния, но оно, как и сверхпроводящее состояние, имеет существенно неоднородную структуру, которая изменяется с изменением размерности при понижении температуры.

Проведенный недавно в работах [49,50] сравнительный анализ спектров внутризонной оптической проводимости монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ ($6,65 \geq y \geq 6,35$) и $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ($0,01 \leq x \leq 0,125$) с АФМ упорядочением и в сверхпроводящих кри-

сталлах показал, что во всех образцах наблюдаются общие закономерности, которые особенно четко проявляются в области низких температур. В сильно недоопированных образцах низкотемпературный спектр состоит из двух полос поглощения: когерентной моды Друде, которая существенно сужается при понижении температуры, и средней инфракрасной полосы (mid IR), частота которой смещается с ростом допирования от ~ 5000 cm^{-1} (при $y = 6,28$) к более низким частотам ~ 1300 cm^{-1} (при $y = 6,75$). Микроскопическая природа mid IR полосы пока не установлена. Существенно, что мода Друде, которая является стандартной характеристикой транспорта в металлах, наблюдается и в АФМ упорядоченном слабо допированном кристалле, а признаки локализации становятся заметными только в слабо допированных АФ при $p \leq p_f$, где p_f — концентрация, при которой $T_f(p_f) = 0$. С учетом наблюдавшегося в [19] подавления антинодального отклика в направлении $(0,0) - (\pi,0)$ при переходе в PG состояние и результатов фотоэмиссионной спектроскопии лантановых систем [51] о существовании при $T < T^*$ участков ферми-поверхности только вблизи нодальных точек (вдоль направления $(0,0) - (\pi,\pi)$), определение авторами работ [49,50] псевдощелевого состояния как «двухкомпонентного нодального металла»** выглядит обоснованным***, хотя и оставляет вопрос о природе носителей заряда открытым.

Замечательные результаты, полученные в работах [49,50], противоречат обычному определению слабо допированных купратов как «АФМ изоляторов» и согласуются с предположением авторов работы [52] о том, что при уменьшении концентрации допирования переход от металлического поведения к поведению, присущему изолятору Мотта, состоит только в обращении в нуль числа подвижных носителей заряда. С учетом того, что в U -страйпах при $T \leq T_f(p)$ подвижными носителями заряда становятся двумерные вихри и антивихри (рис. 1), определение этой области псевдощелевого состояния как двумерного «вихревого металла», введенное в 1987 г. Л.Б. Иоф-

* В этой работе измерения ядерного магнитного резонанса проводили на немагнитных примесях Zn^{2+} и было установлено, что на ионах меди вокруг примеси индуцируется сильный магнитный момент.

** Термин «нодальный металл» для состояний слабо допированного АФ был введен в работе Y. Ando et al. (*Phys. Rev. Lett.* **87**, 017001 (2001)), см. также ссылки [1–7] в работе [50]. Во всем интервале допирования (вплоть до оптимального) подвижность, скорость Ферми и эффективная оптическая масса нодальных квазичастиц не меняется.

*** Следует отметить, что на диаграмме для YBCO (рис. 4 в работе [50]) область существования нодального металла при слабом допировании выглядит неубедительно и не согласуется при малых концентрациях ($y < 6,43$, $T = 293$ К и $y < 6,35$, $T = 20$ К) с результатами работы [30]. Границей нодального металла может быть линия, соединяющая эти две точки до пересечения с линией $T^*(p)$, т.е. линия $T_f(p)$ на рис. 1.

фе и А.И. Ларкиным (см. сноску на стр. 4), представляется более обоснованным. Область существования $2D$ вихревого металла в U -страйпах ограничена (см. рис. 1) слева линией $T_f(p)$ перехода при $T \geq T_f(p)$ от двумерного «газа» запиннингованных вихрей (и антивихрей) к двум подвижным вихревым $2D$ -«жидкостям», каждая из которых в U -страйпах движется по своей магнитной подрешетке, справа — зависимостью $T^*(p)$ и линией $T_{2D}(p)$ двумерных сверхпроводящих флуктуаций с образованием в U -страйпах пар вихрь — антивихрь, а при низких температурах $T \leq T_g(p)$ — переходом в трехмерное несверхпроводящее состояние кластерного спинового стекла.

6. Заключение

Проведенный в работе анализ существования в U -страйпах двух типов двумерных вихреподобных возбуждений в РГ состоянии НД купратных ВТСП приводит к модели переноса заряда, топологически совместимой с антиферромагнетизмом. В заключение можно высказать предположение о природе полосы mid IR, которая в оптических исследованиях НД купратных ВТСП уже давно вызывает интерес (см., например, результаты измерений оптической проводимости [53–55], убедительно свидетельствующие о существовании двух типов носителей заряда при $T < T^*(p)$). Вернемся к двум положениям, используемым в настоящей работе: 1) закон сохранения спина накладывает такие ограничения на движение носителя, которые не позволяют ему покинуть магнитную подрешетку, в которой он «родился» [29]; 2) при $T < T^*(p)$ допированные дырки в U -страйпах захватываются ионами Cu^{2+} , образуя плоские немагнитные «молекулы» $\text{Cu}^{3+}\text{O}_4^{2-}$ с невырожденным A -состоянием иона Cu^{3+} . С учетом того, что в тетрагональном окружении, т.е. в D -страйпах, минимальную энергию имеет ион Cu^{3+} в невырожденном A -состоянии (см. [31,32]), для $A \rightarrow E$ перехода Cu^{3+} необходима энергия возбуждения, и при воздействии света такие оптические переходы $A \rightarrow E$ в вырожденное состояние происходят с расщеплением зоны, величина которого определяется ян-теллеровским взаимодействием [42]. В дополнение к нескольким сценариям mid IR полосы в работе [50] можно предположить, что в купратных НД АФ появление в спектре внутризонной оптической проводимости двух полос связано с расщеплением зоны при $A \rightarrow E$ переходах ионов Cu^{3+} в D -страйпах CuO_2 -плоскости. Сравнивая

в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ ($y = 6,28$) и $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ($x = 0,01$) соотношение максимумов моды Друде и полосы mid IR на рис. 10 в работе [50], $\Delta_{\text{YBCO}}/\Delta_{\text{LSCO}} \approx 4000/6000 = 2/3$ при 10 К, можно оценить и отношение ян-теллеровских взаимодействий в этих монокристаллах.

Таким образом, специфические особенности псевдощелевого состояния, область которого на фазовой диаграмме (T, p) ограничивают четыре зависимости $T^*(p)$, $T_c(p)$, $T_g(p)$ и $T_f(p)$ (рис. 1), при понижении температуры обусловлены:

1) большим температурным интервалом квазидвумерного поведения* со страйповой структурой, которая является следствием тенденции плоских «молекул» $\text{Cu}^{3+}\text{O}_4^{2-}$ к искажению медь-кислородной плоскости при $T < T^*(p)$;

2) появлением в U -страйпах в температурной области $\Delta T_{pv} \sim T^*(p) - T_f(p)$ двумерного газа «запиннингованных» вихрей и антивихрей при вибронных $A \rightarrow E + v$ переходах синглет — дублет из невырожденного состояния иона $\text{Cu}^{3+}(U)$ в дважды вырожденное $\text{Cu}^{2+}(U)$ или $\text{Cu}^{2+}(U)$ с вихреподобными возбуждениями v_{\uparrow} или v_{\downarrow} , закрепленными на медь-кислородных комплексах;

3) переходом U -страйпов CuO_2 -плоскости при $T_{2D}(p) \leq T \leq T_f(p)$ в состояние двумерного «вихревого металла» с нефермиевскими носителями заряда (подвижными двумерными вихрями и антивихрями), топологически совместимыми с антиферромагнетизмом;

4) большим интервалом $\Delta T_{2D}^{\text{fl}}(p) = T_{2D}(p) - T_{3D}(p)$ двумерных БКТ сверхпроводящих флуктуаций при спаривании вихрей и антивихрей, который значительно больше области трехмерных сверхпроводящих флуктуаций $\Delta T_{3D}^{\text{fl}}(p) = T_{3D}(p) - T_c(p)$;

5) тем, что при понижении температуры сверхпроводящий переход происходит по сценарию Каца [10] как квазидвумерный БКТ переход с ограниченным интервалом $3D$ сверхпроводящих флуктуаций.

Сверхпроводящее состояние НД купратного ВТСП имеет такую же существенно неоднородную структуру и размерность, как и псевдощелевое состояние, которое изменяется при понижении температуры: при $\Delta T_{3D}^{\text{ss}}(p) = T_c(p) - T_{\text{BKT}}(p)$ — это область трехмерного сверхпроводящего состояния; при $\Delta T_{2D}^{\text{ss}}(p) = T_{\text{BKT}}(p) - T_g(p)$ — область квазидвумерного сверхпроводящего состояния, переходящего в трехмерное состояние сверхпроводящего кластерного спинового стекла при низких температурах $T \leq T_g(p)$ (рис. 1).

* Например, для LSCO $\Delta T_{2D}(p) \sim 200$ К [39,40].

1. V.L. Berezinskii, *JETP* **61**, 1144 (1971).
2. J.M. Kosterlitz and D.J. Thouless, *J. Phys.* **C6**, 1181 (1973).
3. S. Martin, A.T. Fiory, R.M. Fleming, G.P. Espinoza, and A.S. Cooper, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 677 (1989).
4. S.N. Artemenko et al. *Phys. Lett.* **A138**, 428 (1989).
5. G.G. Sergeeva, *Czech. J. Phys.*, **46**, Suppl. S. 3, 1667 (1996); Г.Г. Сергеева, *ФНТ* **18**, 797 (1992).
6. V.J. Emery and S.A. Kivelson, *Nature* (London) **374**, 434 (1995).
7. S.L. Cooper and K.E. Gray, in: *Physical Properties of High-Temperature Superconductors*, D.M. Ginzberg (ed.), IY (1994), p. 64.
8. Г.Г. Сергеева, А.А. Сорока, *ФНТ* **30**, 642 (2004).
9. Г.Г. Сергеева, В.Ю. Гончар, А.В. Войцены, *ФНТ* **27**, 634 (2001).
10. Е.И. Кац, *ЖЭТФ* **56**, 1675 (1965).
11. V. Gusynin, V.M. Loktev, and S.G. Sharapov, *ЖЭТФ* **115**, 1243 (1999).
12. V.M. Loktev, R.M. Quick, and S.G. Sharapov, *ФНТ* **26**, 567 (2001).
13. Г.Г. Сергеева, *ФНТ* **27**, 845 (2001).
14. V.F. Gantmakher, M.V. Golubov, V.T. Dolgoplov, G.E. Tsydynzharov, and A.A. Slashkin, *Письма ЖЭТФ* **68**, 337 (1998).
15. V.M. Galitski, G. Refael, M.P.A. Fisher, and T. Senthil, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 077002 (2005).
16. P.L. Gammel, L.F. Schneemeyer, J.V. Waszczak, and D.J. Bishop, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1666 (1988).
17. Z. Tesanovic, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 217004 (2004).
18. F. Damascelli, Z. Hussain, and Z.-X. Shen, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 473 (2003).
19. Y. Gallais, A. Sacuto, T.P. Devereaux, and D. Colson, *Phys. Rev.* **B71**, 012506 (2005).
20. L. Tallon and J.W. Loram, *Physica* **C349**, 3 (2001).
21. C. Panagopoulos, T. Xiang, W. Anukool, J.R. Cooper, Y. Wang, and C.W. Chu, *Phys. Rev.* **B67**, 220502 (2003).
22. A.J. Arko, R.J. List, R.J. Bartlett et al., *Phys. Rev.* **B40**, 2268 (1989).
23. H. Romberg, M. Alexander, N. Nuker et al., *Phys. Rev.* **B42**, 8768 (1990).
24. Tai-Kai Ng and C.M. Varma, *Phys. Rev.* **B70**, 054514 (2004).
25. C.M. Varma, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3538 (1999).
26. M.E. Simon and C.M. Varma, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 2470003 (2002).
27. В.В. Еременко, В.П. Новиков, *Письма ЖЭТФ* **11**, 478 (1970).
28. В.Г. Барьяхтар, В.М. Локтев, *УФЖ* **36**, 850 (1991).
29. В.М. Локтев, *ФНТ* **31**, 645 (2005).
30. A. Shengelaya, M. Bruun, B.I. Kochelaev, A. Safina, K. Conder, H. Keller, and K.A. Muller, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 017001(2004).
31. D.S. McClure, *Solid State Phys.* **9**, 399 (1959).
32. M.D. Sturge, *Solid State Phys.* **20**, 91 (1967).
33. D.N. Basov, C.C. Homes, E.J. Singley et al., *Phys. Rev.* **B63**, 134514 (2001).
34. В.В. Еременко, В.Н. Самоваров, В.Л. Вакула, М.Ю. Либин, С.А. Уютнов, В.М. Рашкован, *ФНТ* **27**, 1327 (2001).
35. А.А. Абрикосов, *ЖЭТФ* **32**, 1442 (1957).
36. А.А. Абрикосов, *Phys. Rev.* **B64**, 104521 (2001).
37. D.R. Hofstadter, *Phys. Rev.* **B14**, 2239 (1976).
38. Z.A. Xu, N.P. Ong, Y. Wang, T. Kakeshita, and S. Uchida, *Nature* (London) **406**, 486 (2000).
39. Y. Wang, Z.A. Xu, T. Kakeshita, S. Uchida, S. Ono, Y. Ando, and N.P. Ong, *Phys. Rev.* **B64**, 224519 (2001).
40. C. Panagopoulos, M. Majoros, and A.P. Petrovic, *Phys. Rev.* **B69**, 144508 (2004).
41. H. Sponer and E. Teller, *Rev. Mod. Phys.* **13**, 75 (1941).
42. H.C. Longuet-Higgins, U. Opik, M.H. Pryce, and H. Sack, *Proc. Roy. Soc.* **A244**, 1 (1958).
43. Г.Г. Сергеева, *ФНТ* **31**, 1371 (2005).
44. A. Bianconi, N.L. Saini, A.M. Lanzara et al. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3412 (1996).
45. J.-X. Zhu, I. Martin, and A.R. Bishop, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 067003 (2002).
46. G.-q. Zheng, P.L. Kuhns, A.P. Reyes, B. Liang, and C.T. Lin, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 0470006 (2005).
47. I. Iguchi, T. Yamaguchi, and S. Komoiya, *Nature* (London) **412**, 420 (2001).
48. J. Bobroff et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4116 (2001).
49. Y.S. Lee, K. Segava, Y. Ando, and D.N. Basov, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 137004 (2005).
50. Y.S. Lee, K. Segava, Z.Q. Li, W.J. Padilla, M. Dumm, S.V. Doddevic, C.C. Homes, Y. Ando, and D.N. Basov, *Phys. Rev.* **B72**, 054529 (2005).
51. T. Yoshida, X.Y. Zhou, T. Sasagava, W.L. Yang, P.V. Bogdanov, A. Lanzara, Z. Hussain, T. Mikoza, A. Fugimori, H. Eisaki, Z.-X. Shen, T. Kakeshita, and S. Uchida, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 027001 (2003).
52. M. Imada, A. Fugimori, and Y. Tokura, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 1039 (1998).
53. J. Orenstein, G.A. Thomas, A.J. Millis, S.L. Cooper, D. Rapkine, T. Timusk, L.F. Schneemeyer, and J.V. Waszczak, *Phys. Rev.* **B42**, 6342 (1990).
54. S. Uchida, T. Udo, H. Takagi, T. Arima, Y. Tokura, and S. Tajima, *Phys. Rev.* **B43**, 7942 (1991).
55. X.X. Bi and P.C. Eklund, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2625 (1993).

About two types of vortex-like excitations in the pseudogap state of underdoped cuprate HTS

G.G. Sergeeva

A two-component model of charge carriers topologically consistent with the antiferromagnetic nature of the doped CuO₂ planes is discussed for the pseudogap state of underdoped cuprate HTS at $T \leq T^*(p)$. The stripe structure of CuO₂ planes suggests that at doping the captured holes are localized by the Cu²⁺ ions that leads to

creation of nonmagnetic «molecules» $\text{Cu}^{3+}\text{O}_4^{2-}$ with a nondegenerate A -state of the Cu^{3+} ion. For U -stripes the $A \rightarrow E$ transitions of the Cu^{3+} ions into a degenerate E -state of the Cu^{2+} ions occur with the release of energy Δ_U , giving rise to two-dimensional vortices (or antivortices) «pinned» by complexes $\text{Cu}_\uparrow^{2+}\text{O}_4^{2-}$ (or $\text{Cu}_\downarrow^{2+}\text{O}_4^{2-}$). A decrease in temperature $T < T_f(p)$ causes the U -stripes to make transition to a two-dimensional vortex-metal state with nonfermion charge carriers (movable 2D vortices and antivortices) which are consistent with the antiferromagnetic order of the $\text{Cu}^{3+}\text{O}_4^{2-}$ plane. The development of 2D superconducting fluctuations at the vortex–antivortex pairing at $T \leq T_{2D}$ renormalizes the interplane tunneling constant, and the di-

mensional $2D \rightarrow 3D$ crossover occurs prior to the Berezinskij–Kosterlits–Thouless transition T_{BKT} . On further temperature lowering, the superconducting transition occurs by the Kats scenario at $T_c > T_{BKT}$ with a limited interval of 3D superconducting fluctuations. It is shown that in zero magnetic field the effect of thermal gradient can lead to the observation of electric signals (Y. Wang et al., *Phys. Rev.* **B64**, 224519 (2001)) at $T_{2D} \leq T \leq T^*(p)$ only for the two-component model of charge carriers which are topologically consistent with the antiferromagnetic nature of doped CuO_2 planes.

Keywords: stripe structure, vortex state, superconducting fluctuations.