

СОЗДАНИЕ ДВУМЕРНОЙ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

© 2023 г. В. Л. Боднева^{1*}, М. А. Кожушнер, Б. В. Лидский¹,
В. С. Посвянский¹, Л. И. Трахтенберг^{1,2}

¹Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семёнова Российской академии наук,
Москва, Россия

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*E-mail: litrakh@gmail.com

Поступила в редакцию 16.01.2023;
после доработки 16.02.2023;
принята в печать 20.02.2023

Показано, что при воздействии электрического поля на пластинку высокотемпературного сверхпроводника при определенных условиях может возникнуть квазидвумерная сверхпроводимость. Это происходит, если в отсутствие электрического поля при температуре меньше максимальной температуры сверхпроводящего перехода концентрация носителей в пластине находится вне области существования сверхпроводимости. Изучение проведено для пластины лантан-стронциевого купрата при различных концентрациях дырок, температурах и разностях потенциалов. Оказалось, что квазидвумерный сверхпроводящий слой возникает вблизи поверхности пластины. Толщина сверхпроводящего слоя составляет несколько ангстрем и в исследованном диапазоне не зависит от величины поля. Его толщина зависит лишь от концентрации дырок и температуры. В то же время расстояние сверхпроводящего слоя от края пластины является функцией всех трех факторов. Сформулированы условия проведения эксперимента.

Ключевые слова: лантан-стронцевый купрат, двумерная сверхпроводимость, концентрация дырок, электрическое поле.

DOI: 10.31857/S0207401X2307004X, EDN: YAYSGJ

ВВЕДЕНИЕ

Сверхпроводящий переход и высокотемпературная сверхпроводимость (ВТСП) [1] обеспечиваются спариванием электронов или дырок. При синтезе в купратных оксидах, в результате частичной замены элементов в их составе или изменения содержания кислорода образуются куперовские пары (см. обзор [2]). Валентность заменяемого элемента может быть как меньше, так и больше, чем у заменяющего. При такой замене возникают свободные электроны либо дырки. Область существования сверхпроводимости на плоскости с абсциссой — “концентрация носителей” и ординатой — “температура” находится для всех купратов под колоколообразной кривой. Эта кривая имеет вид “квазипараболы”: на оси абсцисс лежит основание, а ордината вершины этой “квазипараболы” соответствует максимуму температуры сверхпроводящего перехода [3]. При этом каждой температуре соответствуют два значения концентрации носителей: x_{c1} и x_{c2} ($x_{c1} < x_{c2}$), ниже и выше которых сверхпроводимость отсутствует.

Ключевую роль при возникновении сверхпроводимости играет концентрация носителей заряда, которую можно менять по толщине сверхпроводящей пластины, прикладывая перпендикулярно к ней постоянное электрическое поле. При этом если слой, в котором реализуется необходимая для создания сверхпроводимости концентрация носителей, имеет малую толщину, то можно говорить о возникновении двумерной сверхпроводимости.

Возможность возникновения квазидвумерной сверхпроводимости обсуждалась в работе [4] с использованием двухчастичной корреляционной функции. В дальнейшем проводилось изучение двумерной сверхпроводимости на границе раздела между двумя соприкасающимися слоями сложных оксидов — LaAlO_3 и SrTiO_3 [5]. Оказалось, что температура сверхпроводящего перехода ≈ 200 мК при толщине сверхпроводящего слоя 10 нм. Кроме того, влияние структурного беспорядка на квазидвумерную сверхпроводимость в поверхностном слое свинца изучалось теоретически и экспери-

ментально в работе [6]. С помощью сканирующей туннельной микроскопии было показано, что четкая атомная организация определяет устойчивость сверхпроводящего параметра порядка по отношению к структурным дефектам. Имеется также обширный обзор [7], где представлено теоретическое и экспериментальное изучение двумерной сверхпроводимости. Недавно в двойном слое атомов индия и молекул Fe-фталоцианина на поверхности кремния с температурой перехода в области 2.94–3.09 К была также обнаружена квазидвумерная сверхпроводимость [8]. Поверхностная сверхпроводимость возникает в этом случае из-за взаимодействия электронов с адсорбционным слоем молекул, обладающих магнитным моментом.

Что касается возникновения высокотемпературной двумерной сверхпроводимости, то эта проблема теоретически и экспериментально обсуждалась на примере монослойных пленок FeSe в обзоре [9]. В этом обзоре обсуждались особенности электронной структуры, модели куперовского спаривания и механизмы увеличения температуры сверхпроводящего перехода T_c в монослоях по сравнению с объемными образцами. И, наконец, в работе [10] сообщалось о наблюдении двумерной сверхпроводимости в гетероструктуре, состоящей из изолирующей сегнетоэлектрической пленки с температурой $T_c \approx 30$ К. Сверхпроводимость была обнаружена в промежутке между слоями ферроэлектрика $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ и изолятора La_2CuO_4 .

Возникновение квазидвумерной сверхпроводимости, как упомянуто выше, может быть связано также с воздействием внешнего электрического поля. Действительно, электрическое поле может изменять плотность носителей заряда вблизи края проводника, а так как от этого параметра зависит температура перехода T_c , то при воздействии электрического поля сверхпроводимость может возникнуть там, где ее не было. Первая попытка влиять на величину T_c электрическим полем была предпринята еще до открытия ВТСП в экспериментальной работе [11], где было обнаружено изменение температуры перехода на величину $\sim 10^{-4}$ К в тонких пленках In и Sn в электрическом поле $2.6 \cdot 10^5$ В/см при гелиевых температурах. Предлагалось также воздействовать на величину T_c в тонких полосках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, изменяя плотности носителей в результате проникновения в сверхпроводник электронов под действием электрического поля из металлических обкладок [12, 13].

Оказалось, что в высокотемпературных сверхпроводниках электрическим полем можно влиять на механизм спаривания носителей [14]. Сильное поле ($\sim 10^8$ В/см) может изменить как концентрацию носителей, так и механизм спаривания. Дей-

ствительно, как показано в работе [15], в тонких пластинах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ приход носителей из металла изменяет их концентрацию. В обзоре [16] процитированы публикации, в которых обсуждается влияние на сверхпроводимость электрического поля. Вообще говоря, электрическое поле может влиять на различные характеристики структурированного на наноуровне твердого тела (см., например, [17, 18])

В данной работе рассматривается возникновение СП-состояния в приповерхностном слое изолированной ВТСП-пластины при температуре $T < T_c$ под действием перпендикулярного к пластине электрического поля, при котором происходит изменение плотности носителей тока. В отличие от статей [12, 13], где при воздействии электрического поля носители заряда проникали в ВТСП-пластину из металлических обкладок, здесь пластина изолирована, и речь может идти только о перераспределении заряда.

Ясно, что при воздействии поперечного электрического поля на пластину оксида у одной из ее поверхностей плотность носителей заряда должна уменьшиться, а у другой – увеличиться. Если при данной температуре без поля средняя плотность носителей меньше критической (x_{c1}), то при воздействии поперечного поля их плотность вблизи одного из краев пластины может стать больше x_{c1} и в пластине появится сверхпроводящий слой. Аналогичная ситуация возникает, если средняя плотность носителей будет больше x_{c2} . Только в этом случае, при воздействии поля, сверхпроводимость возникает у другого края пластины. Нетрудно видеть, что мы имеем дело со сверхпроводящим транзистором, при этом роль триггера играет поперечное электрическое поле.

Расчеты проведены для купрата $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, для которого недавно был разработан механизм спин-поляронной связи спинов ионов меди и кислородных дырок [19, 20], а также найдена зависимость температуры перехода от плотности носителей [3]. Кроме того, была получена энергетическая структура зоны дырок в лантан-стронциевом купрате, близкая к экспериментальной.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим ВТСП-пластину $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ толщиной d и диэлектрической проницаемостью η со средней концентрацией дырок x_0 и максимальной температурой перехода к сверхпроводимости T_c^{max} . Горизонтальная прямая ($T = \text{const}$) на плоскости “концентрация дырок” (x) – “температура”, если $T < T_c^{\text{max}}$, пересекает “критическую параболу”, которая ограничивает область существования сверхпроводимости. Пересечение происходит в двух точках: с абсциссами $x_{c1}(T)$ и $x_{c2}(T)$.

Сверхпроводящий переход будет осуществляться при температуре T в случае выполнения условия $x_{c1}(T) \leq x_0 \leq x_{c2}(T)$. Эта пластина выходит из режима сверхпроводимости при $x_0 < x_{c1}(T)$ и $x_0 > x_{c2}(T)$. Если приложить электрическое поле перпендикулярно пластине, то между ее границами возникнет разность потенциалов U . Тогда дырки будут перетекать из области больших потенциалов в области малых потенциалов и их концентрация будет меняться по толщине пластины. В результате, даже если выполняются условия $x_0 < x_{c1}(T)$ и $x_0 > x_{c2}(T)$, т.е. при пониженной или повышенной концентрации дырок, под действием электрического поля может образоваться “квазидвумерный” сверхпроводящий слой. Данная работа посвящена определению зависимости толщины этого слоя и его места расположения в пластине от температуры, концентрации дырок и величины электрического поля.

ФУНКЦИОНАЛ СВОБОДНОЙ ЭНЕРГИИ СИСТЕМЫ

Для того чтобы найти толщину и расположение сверхпроводящего слоя в ВТСП-пластине, будем исходить из принципа минимума свободной энергии, который позволяет получить распределение дырок в системе. Свободная энергия F в данном случае равна сумме двух слагаемых: свободной энергии неоднородного дырочного газа (F_1) и электростатической энергии (F_2). Исходя из основного принципа вариационного исчисления, будет проведена минимизация функционала F по плотности дырок $n(z) = x(z)\Omega^{-1}$, где z — координата, перпендикулярная поверхности пластины, а Ω — объем элементарной ячейки купрата $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, равный 1180 а.е. (здесь и далее все физические величины задаются в атомных единицах).

Функционал F_1 имеет вид (см. монографию [21])

$$F_1 = \int_0^d dz F_1(z), \quad (1)$$

$$F_1(z) = \mu(z)n(z) - \frac{2kT}{\pi^2\Omega} \int_0^{2\pi/a} \int_0^{2\pi/a} dp_x dp_y \times \\ \times \ln \left\{ 1 + \exp \left[\frac{\mu(z) - \varepsilon(p_x, p_y; n(z))}{kT} \right] \right\}. \quad (2)$$

Выражение (2) показывает зависимость плотности свободной энергии F_1 неоднородного дырочного газа от координаты z . Как известно, дырки в кристалле $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ движутся в сверхпроводящих плоскостях CuO_2 . Эти квадраты имеют оси симметрии — абсциссы и ординаты, которые перпендикулярны сторонам квадратов [20]. Следовательно, энергетические зоны в обратной двумер-

ной решетке одинаковы для каждого из четырех секторов этой квадратной решетки [20]. Поэтому интегрирование по импульсам p_x, p_y в выражении (2) можно проводить только в одном квадрате обратной решетки $[0 \leq p_x \leq \pi/a; 0 \leq p_y \leq \pi/a]$, а результат интегрирования следует умножить на 4. Здесь a — длина стороны квадрата O_4 в элементарной ячейке $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$.

Локальный химический потенциал, $\mu(z)$, зависит от плотности дырок и определяется с помощью трансцендентного уравнения:

$$n(z) = \frac{2}{\pi^2\Omega} \int_0^{2\pi/a} \int_0^{2\pi/a} dp_x dp_y \times \\ \times \left\{ 1 + \exp \left[-\frac{\mu(z) - \varepsilon(p_x, p_y; n(z))}{kT} \right] \right\}^{-1}. \quad (3)$$

Учитывая, что ширина энергетической щели (Δ_0) в выражении для плотности состояний является функцией температуры, координат обратной решетки и плотности дырок [20], показатель экспоненты в выражениях (2), (3) можно записать в виде

$$\mu(z) - \varepsilon(p_x, p_y; n(z)) = \\ = \left[\Delta_0(T, n(z)) (\cos(p_x a) - \cos(p_y a)) \right]^2 + \\ + [\mu(z) - E_1(p_x, p_y; n(z))]^2 \Big)^{1/2}. \quad (4)$$

Зависимости первого и второго слагаемых в правой части уравнения (4) от координат обратной решетки, температуры и плотности дырок найдены в экспериментальной и теоретических работах [3, 19, 20], и в дальнейшем будут использоваться их численные значения.

Электростатическая энергия, согласно монографии [22], определяется функционалом

$$F_2 = (\eta/8\pi) \int_0^d dz (d\phi/dz)^2. \quad (5)$$

Здесь потенциал ϕ есть решение уравнения Пуассона

$$d^2\phi/dz^2 = -(4\pi/\eta)[n(z) - n_-] \\ \text{при } \phi(0) = 0 \text{ и } \phi(d) = U, \quad (6)$$

где n_- — средняя плотность анионов, равная средней плотности дырок; величина U определена выше.

Следует отметить, что энергия дырок $\varepsilon(p_x, p_y; n(z))$ в формулах (2), (3) описывается уравнением (4), поскольку сверхпроводящие пары не дают вклада в свободную энергию. Однако выражение для плотности дырок в уравнении Пуассона (6) включает в себя сверхпроводящие пары, так как сверхпроводящие пары имеют заряд.

МЕТОДОЛОГИЯ И АППРОКСИМАЦИИ

Распределение положительно заряженных частиц — дырок, обеспечивающее минимизацию свободной энергии, определяется с помощью основного принципа вариационного исчисления [23]. Согласно этому принципу экстремаль функционала вычисляется из условия, что его вариация равна нулю. Как известно [3], максимальное значение ширины энергетической щели в соединении $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ равно 87.8 К. Проведенные нами численные эксперименты (при нахождении численных решений) использовалась толщина пластины, равная 200 а.е.) показали, что ширина энергетической щели практически не зависит от концентрации дырок и температуры в области $\Delta x_0 = 0.25$ а.е. и $\Delta T = 40$ К. Именно эта область соответствует экспериментальным данным и нашим расчетам. Более того, оказалось, что решение трансцендентного уравнения (3) в области $\Delta_0(T, n(z)) < 105$ К от величины щели также не зависит. Поэтому в расчетах вариация $\Delta_0(T, n(z))$ полагалась равной нулю.

В этом случае нетрудно показать, что вариация свободной энергии системы равна

$$\delta F = \int_0^d (\mu + \phi) \delta n(z) dz. \quad (7)$$

Из равенства нулю вариации и условия сохранения в пластине числа дырок ($\int_0^d \delta n(z) dz = 0$) получаем $\mu + \phi = C$. Произвольная константа C определяется из условия электронейтральности пластины.

Таким образом, вдоль экстремали, на которой обеспечивается минимум свободной энергии, существует соотношение между электрическим потенциалом ϕ и химическим потенциалом μ . Используя это соотношение, решение трансцендентного уравнения (3) можно записать в виде $n(z) = n(\phi(z))$. Подставляя его в правую часть уравнения (6), получим дифференциальное уравнение второго порядка относительно неизвестной ϕ . Стационарная краевая задача (6) решается методом установления с использованием неявной разностной схемы [24].

ПАРАМЕТРЫ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СЛОЯ

Концентрационная зависимость температуры перехода в сверхпроводящую фазу, $T_c(x)$, для купрата $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ изучалась экспериментально в ряде работ (см., например, [3, 25–27]). Эта зависимость имеет максимум и может быть аппроксимирована в координатах (x, T) с неплохой точностью в виде параболы [28, 29]:

$$T_c(x) = -b(x_0 - x_{\max})^2. \quad (8)$$

На рис. 1 представлены результаты подгонки экспериментальных данных [3, 25–27] параболической зависимостью (8). Точки, соответствующие подавлениям на экспериментальных кривых, исключены из процедуры подгонки [30]. Видно, что параметры этих парабол отличаются незначительно, и мы будем использовать в расчетах результаты, полученные при подгонке данных рис. 1а, соответствующих результатам наиболее поздней статье [3]: $T_c^{\max} = 39$ К, $b = 3.1 \cdot 10^3$ К, $x_{\max} = 0.155$. Из соотношения (8) следует, что сверхпроводимость в отсутствие поперечного электрического поля возникает при температурах $T < T_c^{\max}$ в области концентраций дырок

$$0.155 - \sqrt{\frac{T_c^{\max} - T}{3100}} < x_0 < 0.155 + \sqrt{\frac{T_c^{\max} - T}{3100}}. \quad (9)$$

Подставляя численные значения в неравенства (9), получим интервал концентраций существования сверхпроводимости. Так, например, при $T = 30$ К с хорошей точностью этот интервал равен $0.1 \leq x \leq 0.21$.

Для определения параметров сверхпроводящего слоя в электрическом поле, направленном перпендикулярно пластине, были рассчитаны относительный электростатический потенциал ϕ/U и концентрация дырок как функция координаты z (по толщине пластины). Расчет проводился для различных температур, средних концентраций дырок и разностей потенциалов электрического поля, приложенного к пластине.

Ранее были рассчитаны величины потенциала и концентрации дырок в зависимости от расстояния z от поверхности пластины в электрическом поле, перпендикулярном плоскости пластины [31]. Оказалось, что основное изменение величины электростатического потенциала, а также концентрации дырок происходит только у краев пластины. Потенциал заметно меняется на расстоянии 2–3 Å в области его низких значений (малые z) и на расстоянии 4–8 Å, т.е. в области его высоких значений (большие z). Более того, эти изменения явно весьма значительны. Другими словами, около краев пластины электрические поля очень сильные, а во внутренней части поле равно нулю, как и должно быть в проводнике. Именно наличие больших электрических полей обеспечивает резкую неоднородность концентрации дырок по ширине пластины и возникновение сверхпроводящего слоя даже за пределами критической “квазипараболы” (рис. 1).

Ясно, что концентрация дырок в поле меньше в области большого потенциала и увеличивается в области малого потенциала. Поэтому сверхпроводимость при $x_0 > 0.155 + [(T_c^{\max} - T)/3100]^{1/2}$ может возникнуть около положительного полю-

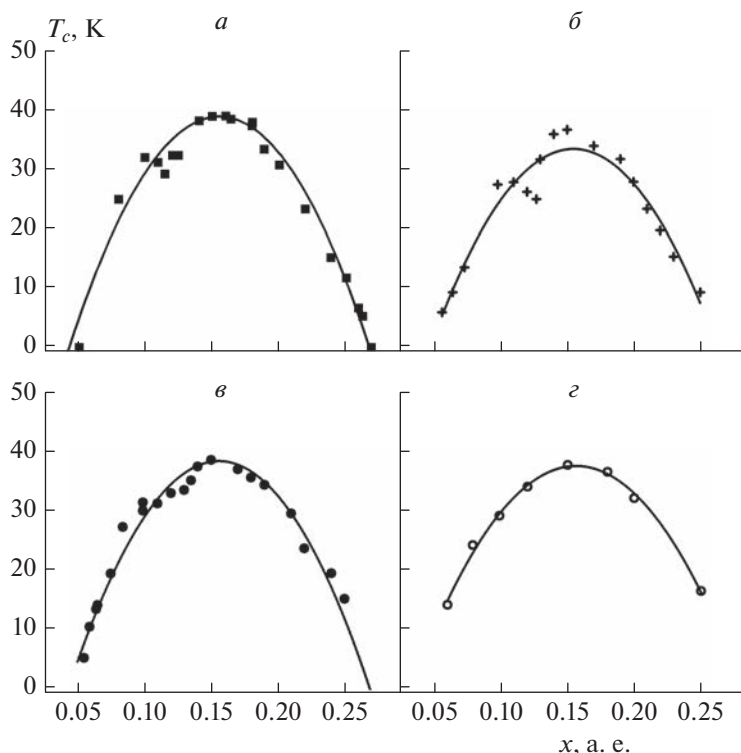


Рис. 1. Аппроксимация литературных экспериментальных данных [3, 25–27] параболическими кривыми. Точки – экспериментальные данные, кривые – результаты аппроксимации. График *а* – данные работы [3], *б* – [25], *в* – [26] и *г* – [27].

са, а если $x_0 < 0.155 - \left[\frac{(T_c^{\max} - T)}{3100} \right]^{1/2}$, – то только около отрицательного полюса батареи. Очевидно, что результат будет заметным, если разность потенциалов U имеет достаточную величину. Расчет может быть проведен для малых и больших значений x_0 по аналогичной методике. Так как результаты для обоих случаев принципиально не различаются, мы ограничимся только малыми x_0 .

Нас будет интересовать зависимость толщины сверхпроводящего слоя δ_{SC} и расстояния δ_0 от края пластины до начала области сверхпроводимости от U , T и x_0 . Из рис. 2 следует, что δ_{SC} очень слабо зависит от приложенного напряжения U . Расчеты показывают, что в диапазоне напряжений $3 \cdot 10^{-3} \div 2 \cdot 10^{-2}$ а.е. (0.082–0.544 эВ) при температуре 30 К и концентрации $x_0 = 0.09$ толщина слоя равна ≈ 4.8 Å и практически не меняется. Что касается величины δ_0 , то в том же диапазоне напряжений она меняется заметно – от 1.1 до 2.15 Å, т.е. при увеличении потенциала сверхпроводящий слой отодвигается от края пластины.

Зависимость δ_{SC} от температуры оказалась гораздо более сильной по сравнению с зависимостью от U . При этом необходимо очень аккуратно подходить к выбору концентрации дырок, при которой следует проводить расчет. Так, при концентрации

$x_0 = 0.09$, разности потенциалов $U = 0.01$ а.е. и температуре 30 К толщина слоя $\delta_{SC} = 4.77$ а.е. Однако уже при температуре 25 К и той же средней кон-

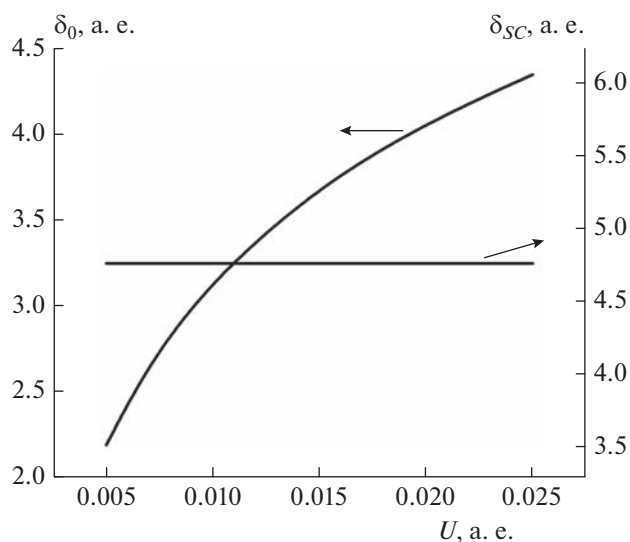


Рис. 2. Зависимость расстояния δ_0 от края пластины до начала области сверхпроводимости и толщины сверхпроводящего слоя δ_{SC} от напряжения при температуре $T = 30$ К и концентрации дырок $x_0 = 0.09$.

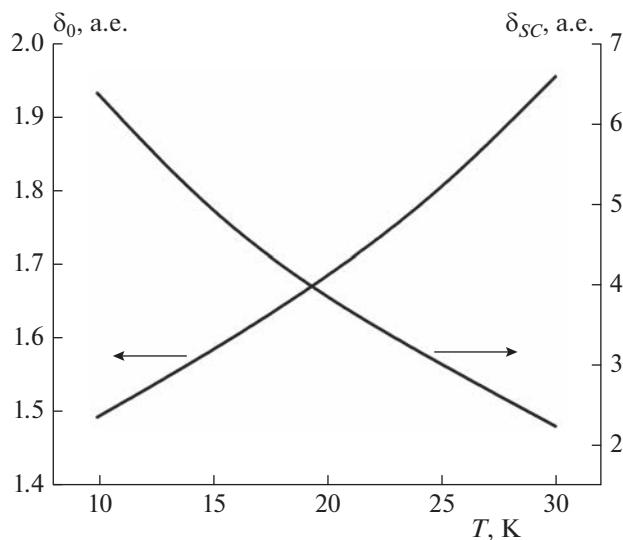


Рис. 3. Зависимость расстояния δ_0 от края пластины до начала области сверхпроводимости и толщины сверхпроводящего слоя δ_{SC} от температуры при напряжении $U = 0.01$ а.е. (0.27 эВ) и концентрации дырок $x_0 = 0.05$ а.е.

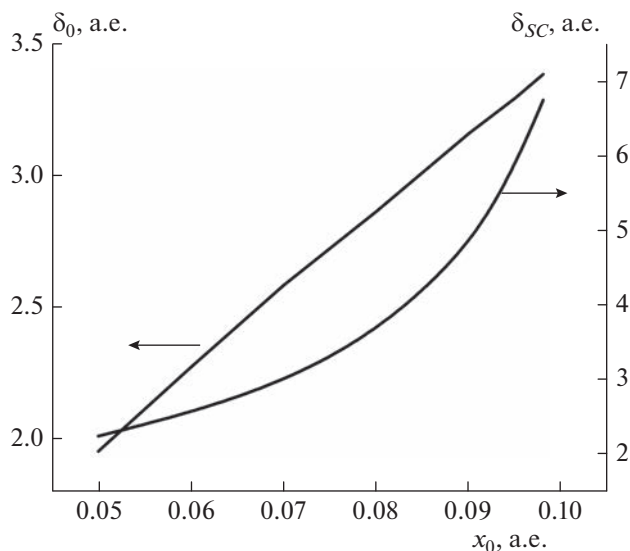


Рис. 4. Зависимость расстояния δ_0 от края пластины до начала области сверхпроводимости и толщины сверхпроводящего слоя δ_{SC} от средней концентрации дырок $x_0 < x_{c1} = 0.1$ а.е. при температуре $T = 30$ К и напряжении $U = 0.01$ а.е. (0.27 эВ).

концентрации дырок вся пластина становится сверхпроводящей при любых z (см. рис. 1а). Поэтому для проведения расчетов выбираем концентрацию дырок так, чтобы значение x_0 всегда было левее границы параболы ($x_0 < x_{c1}$). Если выбрать значения x_0 и U , равными 0.05 а.е. и 0.01 а.е. соответственно, то при заметном изменении температуры — от 10 до 30 К величина δ_{SC} будет изменяться в диапазоне 6.4 – 2.2 а.е. (3.2 – 1.1 Å) — см. рис. 3. При этом расстояние между сверхпроводящим слоем и границей пластины δ_0 изменяется лишь только на десятые ангстрема: 0.75 – 0.95 Å.

Вместе с тем δ_{SC} очень сильно зависит от разницы между x_0 — реальной концентрацией дырок и x_{c1} — граничной концентрацией спонтанного возникновения сверхпроводимости. Пока концентрация дырок относительно далека от x_{c1} , δ_{SC} находится в интервале 2.2 – 6.8 а.е. и увеличивается не слишком быстро (см. рис. 4).

Величина δ_{SC} , как и следовало ожидать, резко растет при приближении x_0 к x_{c1} и стремится к полной толщине пластины. Интересно, что сверхпроводящий слой под действием электрического поля отодвигается от края пластины при увеличении концентрации дырок. Очевидно, что даже при достижении концентрацией x_0 граничной концентрации x_{c1} при включенном электрическом поле вблизи края пластины останется несверхпроводящая полоса. При увеличении U последняя будет увеличиваться и вполне может занять заметную часть пластины. Ясно, что размер этой полосы зависит от концентрации дырок. При достаточной

концентрации дырок и большой величине поля можно опять прийти к узкому сверхпроводящему слою.

Существенное изменение концентрации дырок происходит только в тех областях, где резко меняется потенциал, т.е. там, где электрическое поле велико. Размер этих областей составляет несколько ангстрем и заметно меньше толщины пластины. Причем находятся эти области вблизи краев пластины. В соответствии с этим положение и размер сверхпроводящих слоев очень слабо изменяются с увеличением толщины пластины. Таким образом, в любой ВТСП-пластине с разумными толщиной и поперечным напряжением при $T < T_c^{max}$ и с концентрацией дырок вне сверхпроводящего промежутка (9) может возникнуть приповерхностный тонкий сверхпроводящий слой. Из рис. 4 следует, что толщина слоя может только уменьшаться при удалении x_0 от границ сверхпроводящего промежутка (9), т.е. эта толщина всегда не превышает нескольких ангстрем. Это значит, что двумерная сверхпроводимость может быть создана в слое любого ВТСП без специальных адсорбентов, и лишь путем воздействия не слишком сильных электрических полей только толщина и положение сверхпроводящего слоя будут определяться свойствами материала.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена пластина купрата в перпендикулярном поверхности пластины электрическом поле. Продемонстрирована возможность созда-

ния тонкого сверхпроводящего слоя, если материал пластины передопиран или недоопиран. Толщина сверхпроводящего слоя составляет несколько ангстрем, т.е. можно говорить о возникновении двумерной сверхпроводимости.

Потенциал и концентрация дырок изменяются по толщине пластины, и сверхпроводящий слой в зависимости от средней концентрации дырок x_0 может возникнуть как в области большего, так и меньшего потенциала. Для $x_0 < x_{c1}$ сверхпроводящий слой образуется в области меньшего потенциала, т.е. при малых z . При $x_0 > x_{c2}$ сверхпроводящий слой образуется там, где потенциал больше, т.е. возле другой стороны пластины, при z , близких к d . Приповерхностный сверхпроводящий слой может как примыкать к краю пластины, так и находится от него на некотором расстоянии δ_0 .

Возникновение квазидвумерного сверхпроводящего слоя легко обнаружить экспериментально. Для этого можно использовать пластину купрата $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ толщиной, например, 100 Å при температуре меньше 39 К и $x_0 < x_{c1}$. Оценки проводились для этого купрата, так как для него известны зависимость температуры перехода от плотности носителей и энергетические параметры. Боковые поверхности пластины следует покрыть изолятором и к ним приложить электрический потенциал в несколько десятых вольта. В данной работе рассчитаны толщина сверхпроводящего слоя и его расстояние до поверхности пластины в зависимости от U , T и x_0 . Эти величины можно будет сравнить с полученными экспериментально. Ясно, что рассматриваемый эффект можно наблюдать не только в $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, но и в других ВТСП-материалах, с более удобным для исследований температурным диапазоном.

Нетрудно видеть, что проведенное рассмотрение является также физической основой для создания сверхпроводящего транзистора. Действительно, даже при небольших поперечных напряжениях несверхпроводящая пластина может стать сверхпроводящей, т.е. в ней возможно возникновение продольных токов ВТСП. Отметим также отсутствие ограничений на время срабатывания такого транзистора.

Авторы выражают глубокую благодарность В.В. Валькову, Д.М. Дзедзисашвили и К.С. Пигальскому за плодотворные обсуждения работы.

Работа поддержана субсидией Минобрнауки, выделенной ФИЦ ХФ РАН на выполнение госзадания тема № 122040500071-0).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bednorz J.G., Müller K.A. // Z. Phys. B. 1986. V. 4. P. 189.
2. Keimer B., Kivelson S.A., Norman M.R. et al. // Nature. 2015. V. 518. P. 179.
3. Yoshida T., Zhou X.J., Lu D.H. et al. // J. Phys.: Cond. Matt. 2007. V. 19. P. 125209.
4. Rice T.M. // Phys. Rev. A. 1965. V. 140. P. 1889.
5. Reyren N., Thiel S., Cavaglia A.D. et al. // Science. 2007. V. 317. P. 1196.
6. Brun C., Cren T., Cherkez V. et al. // Nature Phys. 2014. V. 10. P. 444.
7. Uchihashi T. // Supercond. Sci. Technol. 2016. V. 30. P. 1.
8. Uchihashi T., Yoshizawa S., Minamitani E. et al. // Molec. Syst. Des. Eng. 2019. V. 4. P. 511.
9. Садовский М.В. // УФН. 2016. Т. 186. С. 1035.
10. Pavlov D.P., Zagidullin R.R., Mikhailov V.M. et al. // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. P. 237001.
11. Glover R.E., Sherill M.D. // Phys. Rev. Lett. 1960. V. 5. P. 248.
12. Shkuratov S.I. // J. Vac. Sci. Technol. 1993. V. 11. P. 353.
13. Sakai S. // Phys. Rev. B. 1993. V. 47. P. 9042.
14. Moravets K. // Ibid. 2002. V. 66. P. 172508.
15. Konsin P., Sorkin B. // Ibid. 1998. V. 58. P. 5795.
16. Ahn C.H., Triscone J.-M., Mannhart J. // Nature. 2003. V. 424. P. 1015.
17. Галашев А.Е., Рахманова О.Р., Катин К.П. и др. // Хим. физика. 2020. Т. 39. № 11. С. 80.
18. Симбирцева Г.В., Пивень Н.П., Бабенко С.Д. // Хим. физика. 2020. Т. 39. № 12. С. 60.
19. Val'kov V.V., Dzebisashvili D.M., Barabanov A.F. // Phys. Lett. A. 2015. V. 379. № 5. P. 421.
20. Вальков В.В., Дзедзисашвили Д.М., Барабанов А.Ф. // Письма ЖЭТФ. 2016. Т. 104. С. 745.
21. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1995.
22. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
23. Gelfand I.M., Fomin S.V. Calculus of variations. N.J.: Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, 1963.
24. Годунов С.К., Рябенский В.С. Разностные схемы. М.: Наука, 1977.
25. Takagi H., Cava R.J., Marezio M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 3777.
26. Nagano T., Tomioka T.Y., Nakayama Y. et al. // Phys. Rev. B. 1993. V. 48. P. 9689.
27. Yamada K., Lee C.H., Kurahashi K. et al. // Ibid. 1998. V. 57. P. 6165.
28. Takagi H., Ido T., Ishibashi S. et al. // Ibid. 1989. V. 40. P. 2254.
29. Torrance J.B., Bezing A., Nazzari A.I., Huang T.C. et al. // Ibid. P. 8872.
30. Liang R., Bonn D.A., Hardy W.N. // Ibid. 2006. V. 73. P. 180505.
31. Кожушнер М.А., Посвянский В.С., Лидский Б.В. и др. // ФТТ. 2020. Т. 62. № 8. С. 1154.