

О ВОЗМОЖНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ НА ПОВЕРХНОСТИ КОНТАКТА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО La_2CuO_4

С.А. Бразовский, В.М. Яковенко

С помощью эффекта поля или контакта Шоттки можно индуцировать избыточный электрический заряд на поверхности материала типа диэлектрического La_2CuO_4 . В образованной таким образом двумерной системе возможно наблюдение сверхпроводимости.

Хорошо известно, что соединения $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ могут существовать как в сверхпроводящем, так и в диэлектрическом (антиферромагнитном) состоянии. Переход между этими двумя состояниями контролируется концентрацией стронция x или кислорода δ . Согласно традиционным теоретическим представлениям, La_2CuO_4 стехиометрического состава, содержащий один электрон проводимости на элементарную ячейку, должен быть антиферромагнитным диэлектриком Мотта–Хаббарда.

Экспериментальные данные в основном подтверждают это представление. Металлическое поведение и сверхпроводимость возникают только при изменении концентрации электронов, достигаемой легированием стронцием или нестехиометрией кислорода. Не исключено, что создаваемая при этом кристаллическая неупорядоченность также играет роль в осуществлении сверхпроводимости: подавляет ее или, наоборот, способствует ей, подавляя хаббардовскую щель и антиферромагнетизм.

Чтобы исключить побочное влияние неупорядоченности, мы предлагаем исследовать сверхпроводимость в двумерной системе электронов, индуцированной на поверхности диэлектрического монокристалла La_2CuO_4 или аналогичного соединения с помощью внешнего электрического поля при низкой температуре. Рассматриваемый эффект может быть реализован в структурах типа полевого транзистора или контакта Шоттки. Поверхность контакта должна быть параллельна слоям CuO_2 .

Сверхпроводимость на контакте, возникающая путем бозе-конденсации биполяронов на самосогласованный поверхностный уровень, была рассмотрена в статье Кировой и авторов ¹. Если в рассматриваемых веществах реализуется биполяронная сверхпроводимость, то выводы работы ¹ полностью применимы к ним. В настоящей работе мы обсудим те эффекты, которые не зависят от природы высокотемпературной сверхпроводимости, а связаны только с двумерным характером оксидов меди. Мы будем предполагать, что слои CuO_2 слабо связаны между собой, и сверхпроводимость, так же как и антиферромагнетизм, может существовать независимо в каждом слое.

Распределение электрического потенциала φ внутри La_2CuO_4 описывается дискретным уравнением Пуассона с граничными условиями:

$$\epsilon_L (\varphi_{m+1} - 2\varphi_m + \varphi_{m-1}) = -4\pi e d n_m, \quad m = 1, 2, \dots; \quad \epsilon_D (\varphi_0 - \varphi_1) = -\epsilon_D E_D d + 4\pi e d n_0; \quad \varphi_\infty = 0. \quad (1)$$

Здесь e – заряд дырки, ϵ_D и E_D – диэлектрическая проницаемость и напряженность поля в изолирующей прослойке, ϵ_L – диэлектрическая проницаемость кристалла La_2CuO_4 , d – расстояние между слоями CuO_2 , φ_m и n_m – электрический потенциал и избыточная концентрация дырок на m -ном слое CuO_2 . В приближении независимых слоев n_m однозначно определяется величиной φ_m из условия постоянства электрохимического потенциала, т.е.

$n_m = n(\varphi_m)$. Номера слоев $m = 0, 1, \dots$ отсчитываются от поверхности контакта.

Рассмотрим сначала случай, когда объемная фаза La_2CuO_4 не является сверхпроводящей, но имеет металлическую плотность состояний ν , т.е. остаточное допирование подавляет щель

в спектре. В этом случае $n(\varphi) = -e\varphi\nu$. Уравнения (1) имеют решение:

$$\varphi_m = \varphi_0 \exp(-mk), \quad k = \operatorname{arccch}(\eta + 1), \quad \varphi_0 = -\epsilon_D E_D d / [\dot{\eta} + (\eta(\eta + 2))^{1/2}] \epsilon_L, \quad \eta = 2\pi d v e^2 / \epsilon_L. \quad (2)$$

При $\nu = 2$ (эВ · молекулу)⁻¹, $d = 13 \text{ \AA}$, $\epsilon_L = 10$ находим $\eta = 17$, $k = 3, 5$. Таким образом, электрическое поле экранируется практически одним слоем CuO_2 с номером $m = 0$. Избыточная концентрация дырок на этом слое равна $n_0 \approx \epsilon_D E_D / 4\pi e$. Если в качестве изолирующей прослойки использовать SiO_2 с типичными значениями параметров $E_D = 6 \cdot 10^6 \text{ В/см}$, $\epsilon_D = 4$, то $n_0 = 1,3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, что составляет 2% дырки на элементарную ячейку. Эта величина несколько меньше, чем экспериментальное значение критической концентрации стронция x_c , необходимой для появления сверхпроводимости (по данным работы $x_c = 6\%$). Однако наблюдаемые значения x_c могут определяться не только концентрацией электронов, но и эффектами перколяции и подавления сверхпроводимости примесным рассеянием. Поэтому в принципе возможно существование сверхпроводимости и при малых n_0 , по крайней мере, с достаточно низкой температурой перехода. Кроме того, существуют изолирующие пленки с гораздо большими значениями $\epsilon_D E_D$ (см. табл. 7 обзора ⁴).

Рассмотрим теперь чистый диэлектрический La_2CuO_4 с целью в спектре $2\Delta = 2e\varphi_c$. В этом случае, пренебрегая остаточной концентрацией носителей в объеме, имеем:

$$n(\varphi) = 0, \quad |\varphi| < \varphi_c; \quad n(\varphi) = e\nu' (|\varphi| - \varphi_c), \quad |\varphi| > \varphi_c. \quad (3)$$

Зависимость (3) получена в естественном предположении, что при энергиях больших Δ носители имеют квадратичный закон дисперсии $\Delta + p^2/2M$. В силу двумерности модели плотность состояний $\nu' = M/2\pi$ постоянна. Заметим, что отношение ν' / ν может быть как мало, так и велико, соответственно, при малых и больших значениях Δ/t , где t — интеграл перескока в плоскости CuO_2 .

Решение уравнений (1) с функцией (3) зависит от разности потенциалов V , приложенной к затвору, управляющему поверхностной концентрацией носителей. При $V < V_c = \varphi_c (1 + \epsilon_L l_D / \epsilon_D l_L)$ кристалл La_2CuO_4 ведет себя как диэлектрик и не экранирует электрическое поле: $n_m = 0$ для всех m . Здесь l_L толщина кристалла La_2CuO_4 , l_D — толщина изолирующей прослойки. При достижении порогового напряжения $V = V_c$, при котором $|\varphi_0| = \varphi_c$ заряд перетекает на слой CuO_2 с номером $m=0$ и частично экранирует электрическое поле, так чтобы потенциал $|\varphi_1|$ не превышал φ_c . При достижении следующего порогового напряжения заряд перетекает также на слой с номером $m=1$ и т.д. Объем La_2CuO_4 разбивается на два домена: металлический, рассмотренный выше, и диэлектрический, разность потенциалов на котором не должна превышать φ_c . Приведенные выше оценки показывают, что при $\nu' > \nu$ металлический домен состоит из одного слоя, для которого справедлива та же оценка плотности избыточного заряда.

Обычно в двумерных полупроводниковых структурах большая часть индуцированного электрическим полем заряда связывается поверхностными состояниями, образованными разорванными валентными связями. В рассматриваемых слоистых соединениях ловушек должно быть мало в силу того, что все валентные связи замкнуты внутри одного слоя, и в химическом отношении слои независимы друг от друга. Поэтому их поверхность, в отличие от поверхностей трехмерных полупроводников, не должна содержать ловушек.

Металлизацию поверхностного слоя CuO_2 можно обнаружить по изменению емкости C конденсатора, заключенного между контактами затвора. При $V < V_c$ имеем $C = \epsilon_D \epsilon_L l / 4\pi(\epsilon_D l_L + \epsilon_L l_D)$. При существенном экранировании собственными носителями длину l_L следует заменить на соответствующую длину экранирования. При $V \gg V_c$ почти все приложенное напряжение будет падать на изолирующей прослойке, поэтому $C = \epsilon_D / 4\pi l_D$.

Появление поверхностной сверхпроводимости можно обнаружить в резистивных измерениях, если плотность тока в монослое CuO_2 не будет превышать критическую j_c . Взяв для оценки $j_c \approx 10^5$ А/см², находим, что измерительный ток должен быть ограничен величиной $j_c l d \approx 1 \cdot 10$ мА/см, где l — длина контакта. Эта величина достаточно велика, что позволяет обнаружить сверхпроводимость в резистивных измерениях.

Поверхностный заряд можно также индуцировать с помощью контакта Шоттки. Для перетекания заряда необходимо, чтобы возникающая при напылении металла на поверхность La_2CuO_4 контактная разность потенциалов превышала значение φ_c . Электрическое поле не ограничено в этом случае пробоем изолирующей прослойки. Однако поверхностную концентрацию электронов можно регулировать только путем перебора различных металлов.

Предложенный эксперимент можно использовать для проверки зарядовой симметрии свойств La_2CuO_4 , предполагаемой во всех однозонных моделях, в отличие от моделей, подчеркивающих роль незаполненных p -орбиталей кислорода⁵. В реальных условиях эксперимента необходимо, однако, учитывать эффекты остаточных основных носителей. При создании инверсионного электронного слоя в типичном материале p -типа образуется обедненный запорный слой.

Рассмотренный эффект можно использовать также для создания сверхпроводящих электронных приборов, управляемых электрическим полем. Для технических целей не обязательно работать с чистым La_2CuO_4 . Можно создать такой уровень допирования, при котором материал не является сверхпроводящим в отсутствие электрического поля, но небольшое изменение концентрации дырок, индуцированное приложенным полем, делает его поверхностный слой сверхпроводящим.

В заключение перечислим специфические свойства новых материалов, сочетание которых позволяет считать осуществимой поверхностную сверхпроводимость: независимость элементарных слоев, отсутствие на поверхности разорванных валентных связей, сильная зависимость T_c от концентрации носителей.

Литература

1. Brazovskii S., Kirova N., Yakovenko V. Sol. State Comm., 1985, 55, 187.
2. Hebard A.F., Fiory A.T. Novel Superconductivity, ed. by S.A. Wolf, V.Z. Kresin, N.Y.: Plenum Press, 1987, p.9.
3. Kang W., Collin G., Ribault M. et al. J. de Phys. 1987, 48, 1181.
4. Mach R., Muller G.O. Phys. Stat. Sol. (a) 1982, 69, 11.
5. Emery V.J. Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 2794.