

рует рис. 1. Сечение рассеяния имеет вид широких полос, соответствующих возбуждению объемных экситонов с различными квантовыми числами, и узких пиков, соответствующих возбуждению поверхностных экситонов (для $n=0$ положение отмечено штриховой линией). Спецификой слоистого кристалла является убывание интенсивности полос пропорционально $(n+1/2)^{-3}$. При выбранных значениях параметров полосы с $n > 1$ перекрываются. Наблюдаемые максимумы в сечении рассеяния $d^2S/d\Omega dE$ в зависимости от потерь энергии позволяют определить закон дисперсии экситонов, используя соотношение $k_z = \pm d_z (\hbar^2/2m)^{1/2} [(E_0 \cos^2 \vartheta_0 + U_0)^{1/2} - (E_f \cos^2 \vartheta_f + U_0)^{1/2}]$. Угловая зависимость сечения рассеяния $dS/d\Omega$ при возбуждении экситонов представлена на рис. 2.

Выражения (3), (4) получены без учета сил электростатического изображения для экситонов, которые обуславливают потенциал отталкивания для экситона вблизи поверхности. Приведенные результаты справедливы, если глубина проникновения электронов в кристалл больше минимальной глубины z_m , на которой возможно возбуждение экситонов. Последнюю можно оценить из условия $E_0 = E_f + e_{\text{ex}} + V_i(z_m)$, где $V_i(z)$ — потенциальная энергия экситона в поле сил изображения [11–13]. При неслишком малых энергиях пучка электронов (обычно $E_0 \geq 5$ эВ) условие $z_m < l$ можно легко удовлетворить. z_m оказывается меньше глубины «мертвого» слоя для экситонов у поверхности, который может проявляться в отражении света. Сечение рассеяния чувствительно, в частности, к изменению энергии возбуждения в поверхностном слое (параметр δ). Таким образом, возможно получение информации о состоянии поверхности.

Л и т е р а т у р а

- [1] Evans E., Mills D. L. Phys. Rev. B, 1972, vol. 5, N 10, p. 4126—4139.
- [2] Ibach H., Mills D. L. Electron Energy Loss Spectroscopy and Surface Vibrations. N. Y.: Academic Press, 1982. 366 p.
- [3] Стрельникер Я. М. ФТТ, 1983, т. 25, № 7, с. 2230—2232.
- [4] Дяков В. А., Стрельникер Я. М. УЖФ, 1985, т. 30, № 10, с. 1550—1556.
- [5] Стрельникер Я. М. ФТТ, 1986, т. 28, № 8, с. 2582—2584.
- [6] Nuyts R., Phariseau P. Physica. 1978, vol. 90A, p. 260—272.
- [7] Зинец О. С., Сугаков В. И., Супрун А. Д. ФТП, 1976, т. 10, № 4, с. 712—715.
- [8] Зинец О. С. УФЖ, 1977, т. 22, № 8, с. 1340—1345.
- [9] Зинец О. С. ФТП, 1977, т. 11, № 7, с. 1388—1391.
- [10] Сугаков В. И. ФТТ, 1963, т. 5, № 9, с. 2682—2687.
- [11] Hopfield J. J., Thomas D. G. Phys. Rev., 1963, vol. 132, N 2, p. 563—572.
- [12] Зинец О. С., Супрун А. Д. Вестник Киевского университета. Физика, 1982, № 23, с. 50—52.
- [13] Зинец О. С. ФТТ, 1985, т. 27, № 7, с. 2231—2233.

Винницкий медицинский институт им. Н. И. Пирогова
Винница

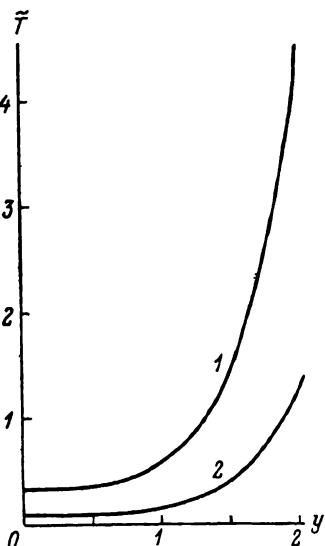
Поступило в Редакцию
27 апреля 1987 г.
В окончательной редакции
27 июля 1987 г.

ДЫРОЧНО-ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В КЕРАМИКАХ «ОДИН—ДВА—ТРИ»

Е. В. Холопов

Последние месяцы интенсивно обсуждается явление высокотемпературной сверхпроводимости, открытое в керамиках купрата лантана, частично замещенного барием, со структурой K_2NiF_4 [1, 2]. Значительное повышение критической температуры было достигнуто заменой лантана

на иттрий в той же структуре [3]. Дальнейшая оптимизация критических параметров достигнута в соединении $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, которое обладает иной, но также слоисто-перовскитовой структурой [4]. Механизм сверхпроводимости в этих соединениях остается пока до конца невыясненным. В лантановых образцах обсуждается фононный механизм [5, 6], а также биполярный [7]. С другой стороны, такие особенности системы, как снижение критической температуры при стехиометризации [2], наличие малой концентрации трехвалентных ионов меди [8], оказываются за рамками данных моделей. В этой связи нами был предложен дырочно-поляризационный механизм [9, 10], когда дырочная зона проводимости возникает на фоне ранее валентной зоны в результате взаимодействия со случайно расположенными донорами, и эта же нерегулярность доноров приводит к сверхпроводящему спариванию дырок. В отличие от обычных систем с переменной валентностью [11] наша система эффективно однозонна. Настоящая работа посвящена распространению данного механизма на керамику $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, особенность которых заключается в их структурной регулярности. Присутствие в элементарной ячейке трех ионов меди, из которых трехвалентным одновременно может быть лишь один, обеспечивает существенную для модели нерегулярность. Учтем также, что элементарная ячейка $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ захватывает две плоскости сильно связанных кислорода, при этом два иона



Зависимость критической температуры T_k ($\tilde{T}=1000 T_k/B$) от $y=g/g_1$ при $\omega/B=0.1$; $vm_{\perp} m_{\parallel}^2 = \pi^2 \hbar^3 B^{3/2} / (2g_1^3)$.

Кривые 1, 2 описываются $g_1/B=0.1, 0.05$ соответственно.

меди лежат в этих плоскостях, а третий — между плоскостями [4]. Исходный гамильтониан системы представим в виде

$$H = \sum_{\mathbf{k}, \alpha} \omega_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}\alpha\sigma}^{\dagger} a_{\mathbf{k}\alpha\sigma} + \sum_{i, \alpha} \eta_i^{\alpha} [B b_{i\alpha\sigma}^{\dagger} b_{i\alpha\sigma} + g_1 (b_{i\alpha\sigma}^{\dagger} a_{i\alpha\sigma} + a_{i\alpha\sigma}^{\dagger} b_{i\alpha\sigma})] + \sum_i \eta_i^0 B b_{i0\sigma}^{\dagger} b_{i0\sigma} + g \sum_{i, \alpha} \eta_i^0 \mu_i^{\alpha} (b_{i0\sigma}^{\dagger} a_{i\alpha\sigma} + a_{i\alpha\sigma}^{\dagger} b_{i0\sigma}). \quad (1)$$

Здесь $a_{\mathbf{k}\alpha\sigma}^{\dagger}$, $a_{\mathbf{k}\alpha\sigma}$ — операторы рождения и уничтожения в зоне α ($\alpha=1, 2$ нумерует соответствующие плоскости) с импульсом \mathbf{k} , спином σ , энергией $\omega_{\mathbf{k}}$, по повторяющимся спиновым индексам подразумевается суммирование; $b_{i0,\alpha\sigma}^{\dagger}$ и $b_{i0,\alpha\sigma}$ — дырочные операторы на ионах меди в ячейке i , нумерованных индексами $0, \alpha$; B — энергия дырки на ионе меди; g_1, g — матричные элементы перехода дырки с соответствующих ионов меди в зону, операторы $\eta_i^{0,\alpha}=0, 1$ задают трехвалентный ион меди в ячейке i , а величины $\mu_i^{\alpha}=0, 1$ запрещают «центральному» иону меди одновременно взаимодействовать с обеими зонами. При этом в каждой ячейке выполняются соотношения

$$\eta_i^0 + \eta_i^1 + \eta_i^2 = 1, \quad \mu_i^1 + \mu_i^2 = 1, \quad (2)$$

$a_{i\alpha\sigma}^{\dagger}$, $a_{i\alpha\sigma}$ — операторы зон в узельном представлении, суммы по i в формуле (1) берутся по всем N элементарным ячейкам.

Поступая по аналогии с работами [9, 10], выделим диагональную часть (1) подстановкой $\eta_i^{0,\alpha}=1/3$, $\mu_i^{\alpha}=1/2$. Ограничимся характерным для задачи условием $g_1, g \ll B$, а также полагаем $\omega_{\mathbf{k}} \ll B$ для всех \mathbf{k} . Из пяти возникающих при гибридизации зон три расположены при этом высоко по энер-

гиям и являются эффективно пустыми. Уровень Ферми проходит внутри двух оставшихся зон, гамильтониан которых представим в виде

$$H_0 = \sum_{\mathbf{k}, \alpha} (\omega_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{F\alpha}) \xi_{\mathbf{k}\alpha\sigma}^+ \xi_{\mathbf{k}\alpha\sigma}, \quad (3)$$

$$\varepsilon_{F_1} = \frac{g_1^2}{3B}, \quad \varepsilon_{F_2} = \frac{2g_1^2 + g^2}{6B}, \quad (4)$$

$\xi_{\mathbf{k}\alpha\sigma}^+$, $\xi_{\mathbf{k}\alpha\sigma}$ — дырочные операторы соответствующих зон. Усреднение по величинам $\eta_i^{0,\alpha}$, μ_i^α , с учетом равенств (2) приводит, подобно [10], к косвенному взаимодействию дырок с противоположными спинами. Канал энергетически доминирующего взаимодействия определяется парным взаимодействием вида

$$U(\tau, \tau') = \frac{2g_1^2 + g^2}{12NB^2} \sum_{\substack{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2 \\ \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4, \alpha}} \xi_{\mathbf{k}_1\alpha\uparrow}^+(\tau) \xi_{\mathbf{k}_2\alpha\downarrow}^+(\tau') \xi_{\mathbf{k}_3\bar{\alpha}\downarrow}(\tau') \xi_{\mathbf{k}_4\bar{\alpha}\uparrow}(\tau) \delta_{\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3+\mathbf{k}_4}, \quad (5)$$

где $\bar{\alpha}$ нумерует вторую относительно α зону, $\delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$ — символ Кронекера, зависимость произвольного оператора ζ от τ определяется формулой

$$\zeta(\tau) = \exp(\tau H_0) \zeta \exp(-\tau H_0). \quad (6)$$

Взаимодействие (5) позволяет выписать уравнение на температуру сверхпроводящего перехода T_k (в энергетических единицах), непосредственно используя модификацию результатов работы [10], в виде

$$\prod_{\alpha} \left[\frac{1}{P_{\alpha}} \ln \frac{(z - P_{\alpha})^2 + q_{\alpha}^2}{(z + P_{\alpha})^2 + q_{\alpha}^2} + \frac{2}{q_{\alpha}} \left(\arctg \frac{z - P_{\alpha}}{q_{\alpha}} + \arctg \frac{z + P_{\alpha}}{q_{\alpha}} \right) \right] = \left[\frac{48\pi^2 \hbar^3 B^2}{(g^4 + 2g_1^4) v m_{\parallel} m_{\perp}^2} \right]^2 \quad (7)$$

$$P_{\alpha} = [(\pi^2 T_k^2 + \varepsilon_{F\alpha}^2)^{1/2} + \varepsilon_{F\alpha}]^{1/2}, \quad (8)$$

$$q_{\alpha} = [(\pi^2 T_k^2 + \varepsilon_{F\alpha}^2)^{1/2} - \varepsilon_{F\alpha}]^{1/2}, \quad (9)$$

$z = (2\omega)^{1/2}$; ω — ширина спектра $\omega_{\mathbf{k}}$; v — объем элементарной ячейки; m_{\perp} , m_{\parallel} — поперечная и продольная плоскостям α эффективные массы спектра $\omega_{\mathbf{k}}$. Вид характерной зависимости T_k от отношения $g/g_1 = y$ приведен на рисунке.

Оценим характерные значения параметров для керамики «один—два—три» [4]. Принимаем $T_k = 100$ К, $y = 1.846$ следует из распределения трехвалентного состояния между ионами меди. Полагаем, в зоне $\alpha = 1$ плотность дырочных состояний на ячейку на поверхности Ферми равным 1 эВ^{-1} . При этом согласованный набор значений оставшихся параметров имеет, например, вид: $\omega/B \approx 0.1$, $g_1/B \approx 0.04$, $B \approx 20$ эВ, совпадающий с надлежащими параметрами в купратах лантана, что непротиворечиво, ввиду ожидаемой их универсальности.

В заключение укажем, что перенесение нерегулярности расположения трехвалентных позиций меди внутрь элементарной ячейки создает предпосылки получения сверхпроводящих монокристаллов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Bednorz J. G., Müller K. A. Z. Phys., 1986, vol. B64, N 2, p. 189—194.
- [2] Takagi H., Uchida S., Kitazawa K., Tanaka S. Jpn. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, N 2, p. L123—L124.
- [3] Wu M. K., Ashburn J. R., Torng C. J., Hor P. H., Meng R. L., Gao L., Huang Z. J., Wang Y. Q., Chu C. W. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 9, p. 908—910.
- [4] Capponi J. J., Chaillout C., Hewat A. W., Lejay P., Marerio M., Nguyen N., Ravan B., Soubeyrou J. L., Tholence J. L., Tournier R. Preprint, Grenoble, 1987. 14 p.
- [5] Plakida N. M., Aksenov V. L., Drechsler S. L. Preprint JINR, E—17—87—198, Dubna, 1987, 5 p.

- [6] Weber W. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 13, p. 1371—1374.
 [7] Schüttler H.—B., Jarrell M., Scalapino D. J. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 11, p. 1147—1149.
 [8] Cava R. J., van Dover R. B., Batlogg B., Rietman E. A. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 4, p. 408—410.
 [9] Холопов Е. В. ФНТ, 1988 (в печати).
 [10] Kholopov E. V Phys. Lett. A, 1987 (в печати).
 [11] Фетисов Е. П., Хомский Д. И. ЖЭТФ, 1987, т. 92, № 1, с. 105—117.

Институт неорганической
химии СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
25 июля 1987 г.

УДК 537.226.4

Физика твердого тела, том 30, в. 1, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 1, 1988

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВНУТРЕННЕГО ПОЛЯ В ГЕРМАНАТЕ СВИНЦА С РАЗЛИЧНЫМИ ТИПАМИ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ

В. Я. Шур, А. Л. Груверман, Н. В. Коровина,
М. З. Орлова, Л. В. Шерстобитова

В сегнетоэлектриках-полупроводниках внутреннее экранирование неполяризующих полей [1], а также внешних электрических полей [2] приводит к возникновению объемных зарядов, локализованных на глубоких примесных центрах (ловушках). Эффекты экранирования приводят к тому, что электрическое поле в объеме сегнетоэлектрика (внутреннее поле) пространственно неоднородно. Кроме того, образование и рассасывание локализованных на примесных уровнях объемных зарядов происходит сравнительно медленно, что приводит к динамике внутренних полей во внешнем поле. Существование внутренних полей влияет, в частности, на параметры доменной структуры, образующейся при фазовом переходе, и динамику доменов при переполяризации [3].

Целью работы являлось изучение на примере одноосного сегнетоэлектрика—полупроводника германата свинца $Pb_5Ge_3O_{11}$ пространственного распределения и динамики внутреннего поля при приложении внешнего электрического поля, обусловленных процессами образования объемных экранирующих зарядов. Исследовались образцы с разными типами доменной структуры: исходной и связанной [4, 5].

Монокристаллы германата свинца, номинально чистые и легированные хромом, выращивались вытягиванием из расплава по методу Чохральского в направлении [001]. Образцы имели форму параллелепипедов с полированными гранями и размерами $Y, X = 3 \div 5$ мм и $Z = 1.4 \div 3$ мм. Прозрачные электроды из $In_2O_3 \cdot Sn$ напылялись на YX -поверхности методом ионно-плазменного напыления.

Измерение динамики и пространственного распределения внутреннего поля при приложении внешнего поля проводилось поляризационно-оптическим методом [6], использующим поперечный электрооптический эффект [7]. Метод позволяет на основании измерения изменения двулучепреломления определять пространственное распределение внутреннего поля в образце.

Использовались два способа измерения двупреломления. В первом способе вся грань YZ или XZ образца освещалась коллимированным пучком, и полученная интерференционная картина (линии равной толщины) фотографировалась с последующим микрофотометрированием. Пространственное разрешение способа до 40 штрихов/мм, ошибка в измерении внут-