

Высокоэнергетический «кинк» в спектре квазичастиц как свидетельство важной роли флуктуаций зарядовой плотности в механизме высокотемпературной сверхпроводимости купратов

Э.А. Пашицкий, В.И. Пентегов

Институт физики НАН Украины, пр. Науки, 46, г. Киев, 03028, Украина

E-mail: pashitsk@iop.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 17 марта 2010 г.

Высказано предположение о том, что наблюдаемая с помощью метода фотоэмиссионной спектроскопии особенность типа «кинка» в зонном спектре квазичастиц купратных металлооксидных соединений (МОС) в области высоких энергий $\epsilon \geq 0,3$ эВ может быть связана с проявлением коллективных флуктуаций зарядовой плотности с квазиакустическим законом дисперсии (акустических плазмонов), которые обусловлены, с одной стороны, слоистой кристаллической структурой купратных МОС, а с другой стороны, сильной анизотропией электронного спектра в плоскости двумерных слоев CuO_2 . Такие флуктуации зарядовой плотности должны играть существенную роль в механизме высокотемпературной сверхпроводимости, способствуя существенному повышению критической температуры сверхпроводящего перехода в купратных МОС.

Висловлено припущення про те, що особливість типу «кінка» в зонному спектрі квазічастинок купратних металооксидних сполук (МОС) в області високих енергій $\epsilon \geq 0,3$ еВ, що спостерігається за допомогою методу фотоемісійної спектроскопії, може бути пов'язана із проявом колективних флуктуацій зарядової густини із квазіакустичним законом дисперсії (акустичних плазмонів), які обумовлені, з одного боку, шаруватою кристалічною структурою купратних МОС, а з іншого боку, сильною анізотропією електронного спектра в площині двовимірних шарів CuO_2 . Такі флуктуації зарядової густини мають відігравати суттєву роль у механізмі високотемпературної надпровідності, сприяючи значному підвищенню критичної температури надпровідного переходу в купратних МОС.

PACS: 71.45.Gm Обмен, корреляция, диэлектрические и магнитные характеристики, плазмоны;

74.20.-z Теории и модели сверхпроводящего состояния;

74.72.-h Купратные сверхпроводники.

Ключевые слова: кинк, спектр акустических плазмонов, экранированное кулоновское взаимодействие, слоистые кристаллы, купраты, механизм высокотемпературной сверхпроводимости.

1. Введение

Прошло почти четверть века с момента открытия Беднорцом и Мюллером [1] высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) в купратных металлооксидных соединениях (МОС), однако природа ВТСП до сих пор остается во многом неясной. Это обстоятельство не должно порождать пессимизм, поскольку не следует забывать, что более простая задача построения микроскопической теории сверхпроводимости в металлах при низких температурах ожидала своего решения почти полвека.

В настоящее время большинство физиков придерживается той точки зрения, что механизм ВТСП в купратных МОС обусловлен взаимодействием вырожденных носителей заряда (дырок) в проводящих слоях CuO_2 с флуктуациями спиновой плотности (парамагнонами), которые связаны с антиферромагнитным упорядочением полужелтых спинов ионов меди Cu^{2+} в узлах кристаллической решетки купратных МОС [2–5]. Одним из экспериментальных подтверждений такой модели ВТСП служит особенность типа излома («кинка») в наблюдаемом с помощью ARPES метода [6–8] спектре квазичастиц в области энергий $\epsilon \approx 30\text{--}70$ мэВ

ниже уровня Ферми. Такое положение кинка хорошо согласуется с энергией, соответствующей особенности спиновой восприимчивости кристалла YBaCuO в углу зоны Бриллюэна (ЗБ), которая наблюдается при рассеянии поляризованных нейтронов [9–11] и связана с возбуждением парамагнетиков в почти антиферромагнитной ферми-жидкости. Считается, что сильная анизотропия спектра парамагнетиков в купратных МОС приводит к преобладающему отталкиванию между квазичастицами в направлении диагоналей ЗБ и, тем самым, обеспечивает d -волновое синглетное куперовское спаривание носителей тока.

Казалось бы, еще одним подтверждением эффективности спин-флуктуационного (магнонного) механизма ВТСП является открытый недавно новый класс сверхпроводящих (СП) соединений с максимальным значением $T_c \approx 55$ К — так называемых ферропниктидов [12]. На фазовых диаграммах «температура–степень допирования» для этих соединений области сверхпроводимости и антиферромагнитного упорядочения (типа волн спиновой плотности) сильно перекрываются [13,14], в отличие от купратных МОС, в которых эти области разделены. Такое различие обусловлено гораздо большей величиной спина ионов железа ($S = 2$), по сравнению с ионами меди ($S = 1/2$), и свидетельствует о сильном влиянии взаимодействия носителей тока с коллективными спиновыми возбуждениями (магнонами) на механизм куперовского спаривания. Однако зонные спектры и топология поверхности Ферми в купратных МОС и ферропниктидах существенно различаются, в результате чего симметрия СП параметра порядка является, скорее всего, анизотропной s -волновой, а критическая температура, несмотря на двухзонный характер сверхпроводимости [15], в 2–3 раза ниже, чем в купратных МОС, так что прямое сопоставление роли спиновых флуктуаций в этих соединениях не вполне корректно.

Наряду с этим, прецизионные ARPES эксперименты [16–21] указывают на существование в кристаллах BiSrCaCuO и LaSrCuO гораздо более высокоэнергетического кинка при энергиях $\varepsilon \geq 300$ мэВ, который не может быть обусловлен ни парамагнонами, ни оптическими фононами (кислородными колебательными модами), энергии которых лежат в области $\varepsilon \leq 90$ мэВ. В настоящей работе высказывается предположение о том, что такой высокоэнергетический кинк в спектре квазичастиц может быть связан с проявлением коллективных флуктуаций зарядовой плотности с квазиакустическим законом дисперсии (акустических плазмонов), которые обусловлены, с одной стороны, сильной анизотропией электронного спектра в плоскости двумерных (2D) слоев CuO₂, а с другой стороны, спецификой слоистой кристаллической структурой купратных МОС с двумя или более 2D слоями CuO₂ в элементарной ячейке. Такие флуктуации зарядовой

плотности должны играть существенную роль в механизме ВТСП, способствуя существенному повышению критической температуры СП перехода в купратных МОС до максимальных значений $T_c \geq 100$ К при оптимальном уровне допирования.

2. Спектральная функция плазмонов в слоистом кристалле с одним и двумя проводящими слоями в элементарной ячейке

В слоистых кристаллах с металлическими 2D слоями, расположенными периодически вдоль оси $c \parallel \hat{z}$ с периодом c , кулоновский матричный элемент без учета туннелирования электронов между слоями можно представить в виде

$$V_c(\mathbf{q}_{\parallel}, q_z) = \frac{2\pi e^2}{q_{\parallel} a^2} \frac{\text{sh } q_{\parallel} c}{\text{ch } q_{\parallel} c - \cos q_z c}, \quad (1)$$

где a — постоянная решетки в плоскости слоев, \mathbf{q}_{\parallel} и q_z — продольная и поперечная (по отношению к плоскости слоев) составляющие передаваемого импульса \mathbf{q} (см., например, [22]). К такому типу кристаллов с одним проводящим 2D слоем в элементарной ячейке относятся купратные соединения La(Ba,Sr)CuO и BiSrCuO.

В рамках ПХФ плазменная ветвь в таком слоистом кристалле определяется нулями реальной части продольной электронной диэлектрической проницаемости:

$$\varepsilon_e(\mathbf{q}, \omega) = \varepsilon_{\infty} + V_c(\mathbf{q}_{\parallel}, q_z) \Pi_e(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega), \quad (2)$$

где $\Pi_e(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega)$ — поляризационный оператор электронов с 2D спектром в слоях, зависящий от продольного передаваемого импульса \mathbf{q}_{\parallel} и частоты ω , а ε_{∞} — высокочастотная диэлектрическая проницаемость ионной кристаллической решетки при значениях ω , превышающих частоты оптических фононов ω_{ph} .

В длинноволновом приближении спектр плазмонов в слоистом кристалле с одним проводящим слоем в элементарной ячейке описывается выражением [23]

$$\omega_{\text{pl}}(q_{\parallel}, q_z) = \left[\frac{2\pi e^2 n_s}{\varepsilon_{\infty} m_{\parallel}^*} \frac{q_{\parallel} \text{sh } q_{\parallel} c}{\text{ch } q_{\parallel} c - \cos q_z c} + q_{\parallel}^2 v_F^2 \right]^{1/2}, \quad (3)$$

где n_s — концентрация электронов в 2D слое (в расчете на единицу площади), а v_F — их ферми-скорость. При малых q_{\parallel} частота (3) пробегает значения от $\Omega_{\text{pl}} = (4\pi e^2 n_s / \varepsilon_{\infty} m_{\parallel}^* c)^{1/2}$ при $q_z = 0$ до $\omega_{\text{pl}}(\mathbf{q}_{\parallel}) \approx q_{\parallel} [\pi e^2 n_s c / \varepsilon_{\infty} m_{\parallel}^* + v_F^2]^{1/2}$ при $q_z = \pi/c$. Спектр плазмонов (3), а также область квантового затухания Ландау в слоистом кристалле показаны на рис. 1,а. Заметим, что в области $\omega_{\text{pl}}(\mathbf{q}_{\parallel}) \leq \omega_{\text{ph}}$ необходимо учитывать гибридизацию акустических плазмонов с оптическими фононами [24].

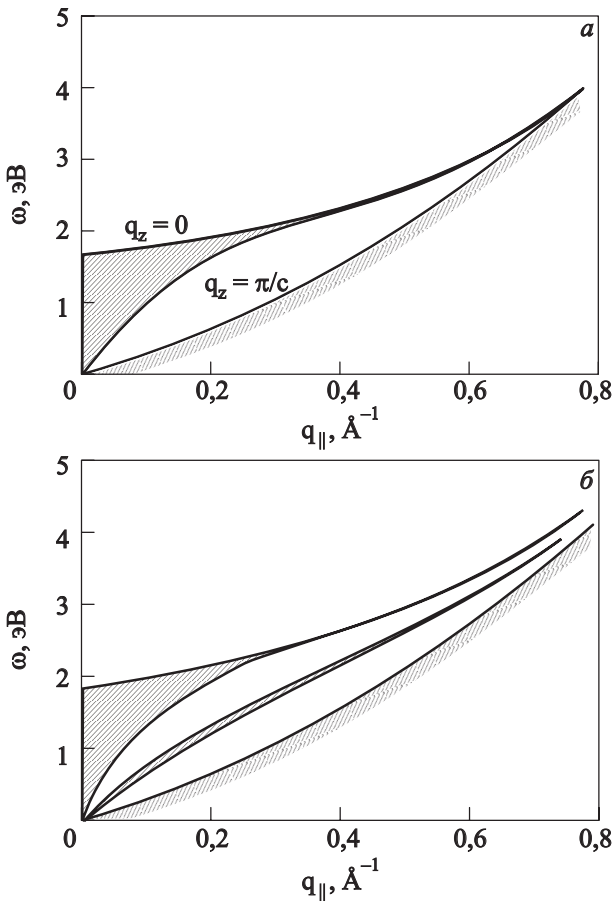


Рис. 1. Дисперсия плазмонов в слоистом кристалле с одним проводящим слоем в элементарной ячейке в зависимости от продольного импульса $q_{||}$ при непрерывном изменении поперечного импульса q_z в пределах от $q_z = 0$ до $q_z = \pi/c$. Нижняя кривая является верхней границей области квантового затухания Ландау (а). Дисперсия плазмонов в слоистом кристалле с двумя проводящими слоями в элементарной ячейке. В области между нижней границей плазменной полосы и верхней границей области затухания находится дополнительная квазиакустическая плазменная ветвь, связанная с противофазными коллективными колебаниями электронной плотности в разных подрешетках, образованных 2D слоями, сдвинутыми друг относительно друга на расстоянии $d < c$ [28] (б).

Важной характеристикой спектра плазмонов является их спектральная функция, которая в этом случае определяется соотношением

$$S_{pl}(\mathbf{q}, \omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \left\{ \frac{V_c(\mathbf{q})}{\epsilon_e(\mathbf{q}, \omega)} \right\}. \quad (4)$$

Усредненная по поперечному передаваемому импульсу q_z спектральная функция (4) с учетом (2) равна

$$\begin{aligned} \tilde{S}_{pl}(\mathbf{q}_{||}, \omega) = \\ = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \left\{ \frac{\alpha \text{sh } q_{||}c}{\sqrt{[2\alpha\Pi_e(\mathbf{q}_{||}, \omega)\text{sh } q_{||}c + q \text{ch } q_{||}c]^2 - q_{||}^2}} \right\}. \quad (5) \end{aligned}$$

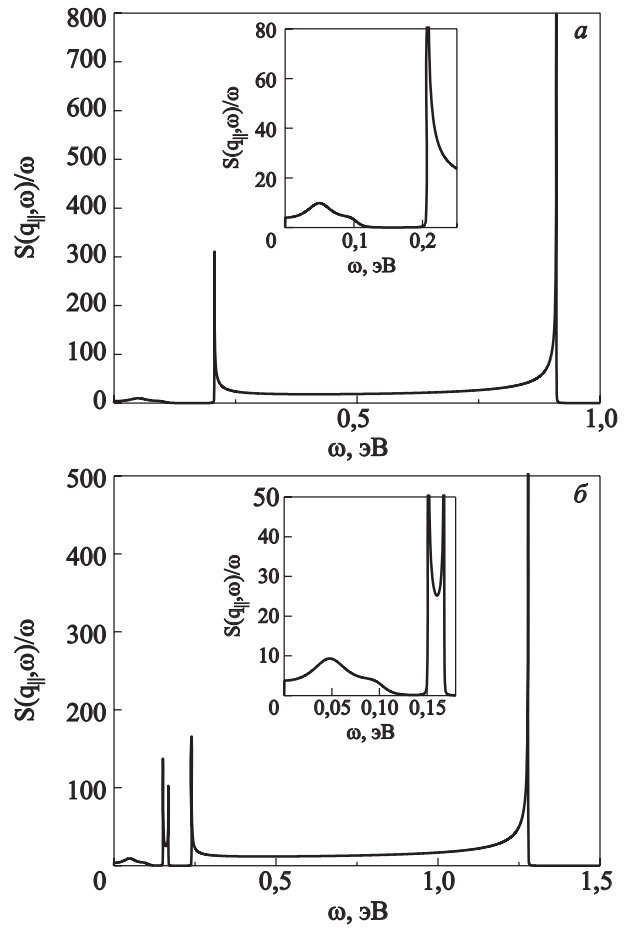


Рис. 2. Нормированная на частоту ω и усредненная по q_z спектральная функция плазмонов в слоистом кристалле с одним слоем в элементарной ячейке и зонным спектром [25] при $\mathbf{q}_{||} = (\pi/32a, \pi/32a)$. Два острых пика соответствуют особенностям плотности состояний на оптической (высоко-частотный пик) и квазиакустической (низкочастотный пик) границах области дисперсии плазмонов по q_z . Кроме того, функция $S_{pl}(\mathbf{q}_{||}, \omega)/\omega$ имеет размытый низкочастотный пик, который связан с сильной анизотропией фермиевской скорости в плоскости 2D слоев (а). Нормированная на частоту ω и усредненная по q_z спектральная функция плазмонов в слоистом кристалле с двумя подрешетками 2D слоев и зонным спектром [25] при $\mathbf{q}_{||} = (\pi/32a, \pi/32a)$. Наряду с особенностями, обусловленными наличием протяженных СО, видна также структура дополнительных пиков, связанных с антифазными колебаниями электронной плотности в разных подрешетках (б). На вставках — более детальный вид низкочастотной области плазменного спектра.

где $\alpha = 2\pi e^2/\epsilon_{\infty}a^2$. На рис. 2,а представлена нормированная на частоту ω спектральная функция (5) при $\mathbf{q}_{||} = (\pi/32a, \pi/32a)$ для слоистого кристалла с сильно анизотропным в плоскости слоев 2D зонным спектром, который характеризуется наличием протяженных седловых особенностей (СО) в окрестности точек $(\pm\pi/a, 0)$ и $(0, \pm\pi/a)$ и имеет соответствующую им гигантскую сингулярность Ван Хофа в электронной плотности со-

стояний. В качестве такого спектра использовалась дисперсия верхней (антисвязывающей) ветви зонного спектра YBaCuO, рассчитанного в работе [25], с шириной зоны проводимости $W \approx 2,6$ эВ.

Как видим, наряду с основным плазмонным пиком на частоте $\omega \approx 0,9$ эВ, который слабо зависит от \mathbf{q}_{\parallel} и соответствует верхней (оптической) ветви плазмонов при $q_z = 0$ (см. рис. 1,а), в низкочастотной области существует второй пик на частоте $\omega \approx 0,2$ эВ, соответствующий квазиакустической ветви плазмонов при $q_z = \pi/c$. Кроме того, функция $S_{pl}(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega)/\omega$ имеет размытый низкочастотный пик, который связан с сильной анизотропией фермиевской скорости в плоскости 2D слоев и обусловленными этим квазиакустическими противофазными колебаниями плотности «легких» и «тяжелых» носителей заряда на разных участках поверхности Ферми [26].

С другой стороны, наиболее высокие критические температуры T_c перехода в СП состояние наблюдаются в слоистых кристаллах купратных МОС с двумя и более слоями CuO₂ в элементарной ячейке, к числу которых относятся такие ВТСП соединения, как YBaCuO, BiSrCaCuO, TlBaCaCuO и HgBaCaCuO.

В связи с этим рассмотрим особенности спектра флуктуаций зарядовой плотности (плазмонов) в слоистом кристалле типа YBaCuO с двумя проводящими 2D слоями CuO₂ в элементарной ячейке. В таком кристалле, наряду с кулоновским взаимодействием электронов в одной подрешетке (1), следует учитывать также кулоновское взаимодействие электронов из разных подрешеток, сдвинутых на расстояние $d < c$, которое описывается матричным элементом [27,28]:

$$V_{12}(\mathbf{q}_{\parallel}, q_z) = \frac{2\pi e^2}{q_{\parallel} a^2} \frac{\text{sh } q_{\parallel}(c-d) + e^{iq_z c} \text{sh } q_{\parallel} d}{\text{ch } q_{\parallel} c - \cos q_z c}. \quad (6)$$

В этом случае плазменный спектр определяется нулями реальной части эффективной диэлектрической проницаемости, которая, в отсутствие тунnelирования электронов между слоями, имеет следующий вид:

$$\tilde{\epsilon}_e(\mathbf{q}_{\parallel}, q_z, \omega) = \epsilon_1(\mathbf{q}_{\parallel}, q_z, \omega) \epsilon_2(\mathbf{q}_{\parallel}, q_z, \omega) - |V_{12}(\mathbf{q}_{\parallel}, q_z)|^2 \Pi_1(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega) \Pi_2(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega), \quad (7)$$

где

$$\epsilon_i(\mathbf{q}_{\parallel}, q_z, \omega) = \epsilon_{\infty} + V_{ii}(\mathbf{q}_{\parallel}, q_z) \Pi_i(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega) \quad (i = 1, 2); \quad (8)$$

$V_{ii}(\mathbf{q}_{\parallel}, q_z)$ и $\Pi_i(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega)$ — матричный элемент и поляризационный оператор i -й подрешетки.

В случае эквивалентных 2D слоев в подрешетках, когда $V_{11} = V_{22} = V_c$ и $\Pi_1 = \Pi_2 = \Pi_e$, наряду с плазмонной ветвью (3), характерной для простого слоистого кристалла с одним слоем в элементарной ячейке (рис. 1,а), возникает более низкочастотная квазиакустическая ветвь плазменных колебаний (рис. 1,б), которая соответствует противофазным колебаниям электронной плотности в разных подрешетках [28].

Спектральная функция запаздывающего экранированного кулоновского взаимодействия между электронами внутри 2D слоя для слоистых кристаллов с двумя подрешетками металлических 2D слоев определяется соотношением

$$S_{pl}(\mathbf{q}, \omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \left\{ \frac{V_{11}(\mathbf{q}) + (V_{11}^2(\mathbf{q}) - |V_{12}(\mathbf{q})|^2) \Pi_e(\mathbf{q}, \omega)}{\tilde{\epsilon}_e(\mathbf{q}, \omega)} \right\}. \quad (9)$$

Усредненная по q_z спектральная функция плазмонов (9) равна

$$\begin{aligned} \tilde{S}_{pl}(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega) = \\ = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \left\{ \frac{\alpha \left[\text{sh } q_{\parallel} c + 2 \frac{\alpha}{q_{\parallel}} \Pi_e(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega) \text{sh } q_{\parallel}(c-d) \text{sh } q_{\parallel} d \right]}{\sqrt{\left[2\alpha \Pi_e(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega) \left(\text{sh } q_{\parallel} c + \frac{\alpha}{q_{\parallel}} \Pi_e(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega) \text{sh } q_{\parallel}(c-d) \text{sh } q_{\parallel} d \right) + q \text{ch } q_{\parallel} c \right]^2 - q_{\parallel}^2}} \right\}. \end{aligned} \quad (10)$$

На рис. 2,б показана частотная зависимость нормированной на частоту ω спектральной функции (10) при $\mathbf{q}_{\parallel} = (\pi/32a, \pi/32a)$. При расчете, так же, как и в случае однослойного кристалла (рис. 2,а), в качестве исходного электронного 2D спектра в одном слое CuO₂ использовался закон дисперсии антисвязывающей вет-

ви зоны проводимости в кристалле YBaCuO, рассчитанный в работе [25].

Как видим, наряду с плазмонными пиками на частотах $\omega_{pl} \approx 0,25$ эВ и $\omega_{pl} \approx 1,25$ эВ, которые соответствуют внутрислойным колебаниям электронной плотности, в низкочастотной области $\omega \leq 0,2$ эВ наблюдаются

два дополнительных пика, связанных с антифазными колебаниями электронной плотности в разных подрешетках (см. рис. 1,б). Следует подчеркнуть, что при учете туннелирования электронов между слоями, как это имеет место в реальном кристалле YBaCuO, происходит расщепление зон на связывающую и антисвязывающую ветви. При этом такой двухзонный характер электронного спектра, вообще говоря, должен приводить к двухщелевой сверхпроводимости [29,30], аналогично ферропниктидам [31].

3. Собственная энергия электронов и перенормированный спектр квазичастиц

В нормальном металлическом состоянии при температурах $T > T_c$ перенормировка электронного спектра в 2D зонах купратных слоев, согласно уравнению Дайсона [32], определяется следующим выражением для запаздывающей собственно-энергетической части:

$$\Sigma_R(\mathbf{p}_{\parallel}, \omega) = - \int \frac{d\mathbf{p}'_{\parallel}}{(2\pi)^2} \int \frac{d\omega'}{2\pi} \left\{ G_R(\mathbf{p}_{\parallel} - \mathbf{p}'_{\parallel}, \omega - \omega') \operatorname{Im} V_R(\mathbf{p}'_{\parallel}, \omega') \operatorname{cth} \frac{\omega'}{2T} + \operatorname{Im} G_R(\mathbf{p}'_{\parallel}, \omega') V_R(\mathbf{p}_{\parallel} - \mathbf{p}'_{\parallel}, \omega - \omega') \operatorname{th} \frac{\omega'}{2T} \right\}. \quad (11)$$

Здесь G_R — нормальная запаздывающая электронная функция Грина в 2D слое, а V_R — внутрислойный матричный элемент запаздывающего экранированного кулоновского взаимодействия, усредненный по поперечному импульсу $q_z = p_z - p'_z$, который для слоистого кристалла с одним 2D слоем в элементарной ячейке равен

$$V_R(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega) = \frac{\alpha \operatorname{sh} q_{\parallel} c}{\sqrt{[2\alpha \Pi_R(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega) \operatorname{sh} q_{\parallel} c + q \operatorname{ch} q_{\parallel} c]^2 - q_{\parallel}^2}}, \quad (12)$$

а для кристалла с двумя подрешетками проводящих 2D слоев определяется выражением

$$V_R(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega) = \frac{\alpha \left[\operatorname{sh} q_{\parallel} c + 2 \frac{\alpha}{q_{\parallel}} \Pi_R(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega) \operatorname{sh} q_{\parallel} (c-d) \operatorname{sh} q_{\parallel} d \right]}{\sqrt{[2\alpha \Pi_R(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega) \left(\operatorname{sh} q_{\parallel} c + \frac{\alpha}{q_{\parallel}} \Pi_R(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega) \operatorname{sh} q_{\parallel} (c-d) \operatorname{sh} q_{\parallel} d \right) + q \operatorname{ch} q_{\parallel} c]^2 - q_{\parallel}^2}}, \quad (13)$$

где $\Pi_R(\mathbf{q}_{\parallel}, \nu)$ — запаздывающий поляризационный оператор:

$$\Pi_R(\mathbf{q}_{\parallel}, \nu) = -2a^2 \int \frac{d\mathbf{p}'_{\parallel}}{(2\pi)^2} \int \frac{d\omega'}{2\pi} \operatorname{Im} G_R(\mathbf{p}'_{\parallel}, \omega') \left[G_R(\mathbf{p}'_{\parallel} + \mathbf{q}, \omega' + \nu) + G_R^*(\mathbf{p}'_{\parallel} - \mathbf{q}, \omega' - \nu) \right] \operatorname{th} \frac{\omega'}{2T}. \quad (14)$$

В выражениях (11) и (14) для простоты используется приближение хаотических фаз (ПХФ) и не учитываются эффекты локального поля, которые описываются вершинной частью (трехполюсником) кулоновского взаимодействия, что не влияет заметным образом на спектр плазмонов, определяющий особенности собственно энергетической части и перенормированного спектра квазичастиц.

На рис. 3 показана полученная с помощью численных расчетов для слоистого кристалла с одним проводящим слоем CuO₂ в элементарной ячейке и спектром антисвязывающей зоны YBaCuO [25] импульсная зависимость действительной части электронной собственной энергии (11) на частоте $\omega_0 = -0,15$ эВ вдоль главных направлений ЗБ для двух разных уровней допирования кристалла, соответствующих разным значениям неперенормированного химического потенциала $\mu_0 = -0,3$ эВ и $\mu_0 = -0,4$ эВ. Как видим, при значе-

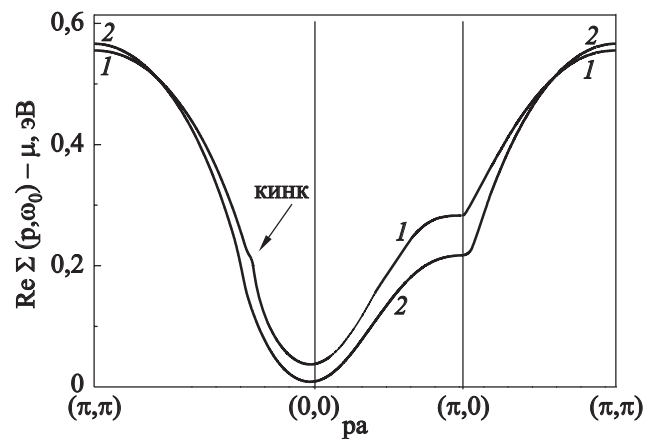


Рис. 3. Импульсная зависимость действительной части электронной собственной энергии (11) на частоте $\omega_0 = -0,15$ эВ вдоль главных направлений ЗБ для двух разных уровней допирования кристалла YBaCuO, соответствующих разным значениям неперенормированного химического потенциала для исходного спектра [25]: $\mu_0 = -0,4$ эВ (1) и $\mu_0 = -0,3$ эВ (2).

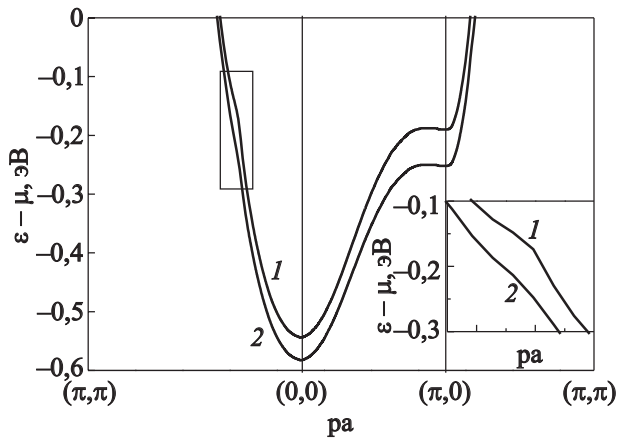


Рис. 4. Перенормированный спектр квазичастиц (ниже уровня Ферми) для тех же значений химического потенциала, что и на рис. 3, с характерной особенностью типа кинка в области энергий $\varepsilon \approx 0,2$ мэВ. На вставке область кинка показана в увеличенном по импульсу масштабе.

нии импульса $\mathbf{p} \approx 0,3(\pi/a, \pi/a)$ в направлении диагонали ЗБ наблюдается особенность типа «кинка».

На рис. 4 представлен перенормированный спектр квазичастиц для тех же уровней допирования, что и на рис. 3, с характерной особенностью типа кинка в области энергий $\varepsilon \approx 0,2$ мэВ. Эта особенность связана с низкочастотными пиками спектральной функции флуктуаций зарядовой плотности (5), которые показаны на рис. 2,а и соответствуют низкочастотным плазмонам с квазиакустическим законом дисперсии. Несколько заниженное (в 1,5–2 раза) значение энергии кинка, по сравнению с экспериментальными данными для однослойных кристаллов LaSrCuO и BiSrCuO [16,17,19], может быть обусловлено тем, что расчеты проводились не для зонного спектра этих кристаллов, а для антисвязывающей зоны кристалла YBaCuO с двумя слоями CuO₂ в элементарной ячейке.

4. Заключение

Таким образом, существование высокочастотного кинка в квазичастичном спектре купратных МОС свидетельствует о том, что квазиакустические плазмоны, обусловленные сильной анизотропией 2D электронного спектра с протяженными СО в окрестности точек $(\pm\pi/a, 0)$ и $(0, \pm\pi/a)$, а также противофазными колебаниями электронной плотности в разных подрешетках слоистого кристалла типа YBaCuO и BiSrCaCuO, играют существенную роль в механизме ВТСП купратных МОС и, как было показано в работах [33–37], наряду с парамагнонами, обеспечивают как *d*-волновую симметрию СП параметра порядка, так и высокие критические температуры $T_c \geq 100$ К перехода в СП состояние при оптимальном допировании.

Публикация данной статьи приурочена к 80-летию выдающегося физика-теоретика академика В.Г. Барьях-

тара, который внес большой вклад в теорию сверхпроводимости металлов и в 1967 г., задолго до открытия ВТСП, поддержал первые работы одного из авторов (Э.А.П.) по плазмонному механизму высокотемпературной сверхпроводимости.

Работа выполнялась в рамках научно-исследовательской темы ВЦ 139/38 Президиума НАН Украины. Один из авторов (Э.А.П.) благодарит фонд УНТЦ за частичную финансовую поддержку данных исследований (проект №3718).

1. J.G. Bednorz and K.A. Müller, *Z. Phys.* **B64**, 189 (1986).
2. D.J. Scalapino, E. Loh, and J.E. Hirsch, *Phys. Rev.* **B35**, 6694 (1987).
3. P. Monthoux, A.V. Balatsky, and D. Pines, *Phys. Rev.* **B46**, 14803 (1992).
4. P. Monthoux and D. Pines, *Phys. Rev.* **B47**, 6069 (1993).
5. D.J. Scalapino, *Phys. Rep.* **250**, 329 (1995).
6. A. Lanzara, P.V. Bogdanov, X.J. Zhou, S.A. Kellar, D.L. Feng, E.D. Lu, T. Yoshida, H. Eisaki, A. Fujimori, K. Kishio, J.I. Shimoyama, T. Noda, S. Uchida, Z. Hussain, and Z.X. Shen, *Nature* **412**, 510 (2001).
7. X.J. Zhou, J. Shi, T. Yoshida, T. Cuk, W.L. Yang, V. Brouet, J. Nakamura, N. Mannella, S. Komiyama, Y. Ando, F. Zhou, W.X. Ti, J.W. Xiong, Z.X. Zhao, T. Sasagawa, T. Kakeshita, H. Eisaki, S. Uchida, A. Fujimori, Z. Zhang, E.W. Plummer, R.B. Laughlin, Z. Hussain, and Z.X. Shen, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 117001 (2005).
8. A.A. Kordyuk, S.V. Borisenko, V.B. Zabolotnyy, J. Geck, M. Knupfer, J. Fink, B. Buchner, C.T. Lin, B. Keimer, H. Berger, A.V. Pan, S. Komiyama, and Y. Ando, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 017002 (2006).
9. H.A. Mook, M. Yethiraj, G. Aeppli, T.E. Mason, and T. Armstrong, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3490 (1993).
10. H.F. Fong, B. Keimer, P.W. Anderson, D. Reznik, F. Doğan, and I.A. Aksay, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 316 (1995).
11. H.F. Fong, P. Bourges, Y. Sidis, L.P. Regnault, A. Ivanov, G.D. Gu, N. Koshizuka, and B. Keimer, *Nature* **398**, 588 (1999).
12. Ю.А. Изюмов, Э.З. Курмаев, *Высокотемпературные сверхпроводники на основе FeAs-соединений*, НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Москва, Ижевск (2009).
13. H. Chen, Y. Ren, Y. Qiu, W. Bao, R.H. Liu, G. Wu, T. Wu, Y.L. Xie, W. X.F., Q. Huang, and X.H. Chen, *Europhys. Lett.* **85**, 17006 (2009).
14. J.-H. Chu, J.G. Analytis, C. Kicharczyk, and I.R. Fischer, *Phys. Rev.* **B79**, 014506 (2009).
15. H. Ding, P. Richard, K. Nakayama, T. Sugawara, T. Arakane, Y. Sekiba, A. Takayama, S. Souma, T. Sato, T. Takahashi, Z. Wang, X. Dai, F. Z., G.F. Chen, J.L. Luo, and N.L. Wang, *Europhys. Lett.* **83**, 47001 (2008).
16. J. Chang, S. Pailhes, M. Shi, M. Mansson, T. Claesson, O. Tjernberg, J. Voigt, V. Perez, L. Patthey, N. Momono, M. Oda,

- M. Ido, A. Schnyder, C. Mudry, and J. Mesot, *Phys. Rev.* **B75**, 224508 (2007).
17. J. Graf, G.H. Gweon, K. McElroy, S.Y. Zhou, C. Jozwiak, E. Rotenberg, A. Bill, T. Sasagawa, H. Eisaki, S. Uchida, H. Takagi, D.H. Lee, and A. Lanzara, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 067004 (2007).
18. D.S. Inosov, J. Fink, A.A. Kordyuk, S.V. Borisenko, V.B. Zabolotnyy, R. Schuster, M. Knupfer, B. Buchner, R. Follath, H.A. Durr, W. Eberhardt, V. Hinkov, B. Keimer, and H. Berger, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 237002 (2007).
19. W. Meevasana, X.J. Zhou, S. Sahrakorpi, W.S. Lee, W.L. Yang, K. Tanaka, N. Mannella, T. Yoshida, D.H. Lu, Y.L. Chen, R.H. He, H. Lin, S. Komiyama, Y. Ando, F. Zhou, W.X. Ti, J.W. Xiong, Z.X. Zhao, T. Sasagawa, T. Kakeshita, K. Fujita, S. Uchida, H. Eisaki, A. Fujimori, Z. Hussain, R.S. Markiewicz, A. Bansil, N. Nagaosa, J. Zaanen, T.P. Devereaux, and Z.X. Shen, *Phys. Rev.* **B75**, 174506 (2007).
20. T. Valla, T.E. Kidd, W.G. Yin, G.D. Gu, P.D. Johnson, Z.H. Pan, and A.V. Fedorov, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 167003 (2007).
21. B.P. Xie, K. Yang, D.W. Shen, J.F. Zhao, H.W. Ou, J. Wei, S.Y. Gu, M. Arita, S. Qiao, H. Namatame, M. Taniguchi, N. Kaneko, H. Eisaki, K.D. Tsuei, C.M. Cheng, I. Vobornik, J. Fujii, G. Rossi, Z.Q. Yang, and D.L. Feng, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 147001 (2007).
22. A.L. Fetter, *Ann. Phys. (N.Y.)* **88**, 1 (1974).
23. V.Z. Kresin, *Phys. Rev.* **B35**, 8716 (1987).
24. Э.А. Пашицкий, В.Л. Макаров, С.Д. Терещенко, *ФТТ* **16**, 276 (1974).
25. O.K. Andersen, O. Jepsen, A.I. Liechtenstein, and I.I. Mazin, *Phys. Rev.* **B49**, 4145 (1994).
26. Э.А. Пашицкий, В.И. Пентегов, А.В. Семенов, Э. Абрахам, *Письма в ЖЭТФ* **69**, 703 (1999).
27. A. Griffin, *Phys. Rev.* **B38**, 8900 (1988).
28. A. Griffin and A.J. Pindor, *Phys. Rev.* **B39**, 11503 (1989).
29. Э.А. Пашицкий, В.И. Пентегов, *ЖЭТФ* **111**, 298 (1997).
30. Э.А. Пашицкий, В.И. Пентегов, А.В. Семенов, *ФНТ* **23**, 140 (1997) [*Low Temp. Phys.* **23**, 101 (1997)].
31. V. Barzykin and L.P. Gor'kov, *JETP Lett.* **88**, 131 (2008).
32. А.А. Абрикосов, Л.П. Горьков, И.Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, Физматгиз, Москва (1962).
33. Э.А. Пашицкий, В.И. Пентегов, *ФНТ* **27**, 140 (2001) [*Low Temp. Phys.* **27**, 96 (2001)].
34. E.A. Pashitskii and V.I. Pentegov, in: *Models and Methods in High-Temperature Superconductivity: Some Frontal Aspects*, J.K. Srivastava and S.N. Rao (eds.), Nova Science Publishers, Hauppauge, New York (2003), v. 1, p. 299.
35. E.A. Pashitskii, V.I. Pentegov, D. Manske, and I. Eremin, *J. Supercond.* **17**, 421 (2004).
36. E.A. Pashitskii and V.I. Pentegov, *Fiz. Nizk. Temp.* **32**, 596 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 452 (2006)].
37. Э.А. Пашицкий, В.И. Пентегов, *ФНТ* **34**, 148 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 113 (2008)].

A high-energy «kink» in the quasi-particle spectrum as an evidence of the important role of charge-density fluctuations in the mechanism of high-temperature superconductivity of cuprates

E.A. Pashitskii and V.I. Pentegov

It is suggested that the kink-like feature observed in the ARPES measurements of quasiparticle band spectra of cuprate metal-oxides at high energies $\varepsilon \geq 0.3$ eV may be due to collective charge-density fluctuations with quasi-acoustic dispersion (acoustic plasmons), which are conditioned by both the layered crystal structure of cuprates and the strong anisotropy of the electronic spectrum in the plane of two-dimensional CuO₂ layers. Such charge-density fluctuations are supposed to play a significant role in the mechanism of high-temperature superconductivity, increasing substantially the critical temperature of superconducting transition in cuprate metal-oxides.

PACS: 71.45.Gm Exchange, correlation, dielectric and magnetic response functions, plasmons;
74.20.-z Theories and models of superconducting state;
74.72.-h Cuprate superconductors.

Keywords: kink, acoustic plasmon spectrum, screened Coulomb interaction, layered crystals, cuprates, mechanism of high-temperature superconductivity.