Письма в ЖЭТФ, том 105, вып. 11, с. 680 – 684

О дисперсии сверхпроводящей щели в дырочно-допированных купратах

М. В. Еремин[1)], *М. А. Малахов*

Казанский федеральный университет, 420008 Казань, Россия

Поступила в редакцию 6 апреля 2017 г.
После переработки 5 мая 2017 г.

Получены решения уравнений для сверхпроводящей щели с учетом суперобменного, спин-флуктуационного, плазмонного и фононного механизмов спаривания. При концентрации носителей близкой к оптимальной, решения уравнения Бардина–Купера–Шриффера аппроксимируются выражением вида $\Delta_{\mathbf{k}} = \Delta_0(B\cos(2\phi)+(1-B)\cos(6\phi))$. Найдено, что наличие зависимости, пропорциональной $\cos(6\phi)$, обусловлено спин-флуктуационным и электрон-фононным взаимодействиями.

DOI: 10.7868/S0370274X17110054

Зависимость сверхпроводящей щели от волнового вектора содержит в себе важную информацию о механизме спаривания. К настоящему времени, по-видимому, можно считать установленным, что для дырочно-допированных купратов она приближенно определяется формулой $\Delta_{\mathbf{k}} = \Delta_1(\cos(k_xa) - \cos(k_ya))/2$. В последние годы, по мере увеличения точности измерений, появились основания считать, что в дисперсии щели имеются также гармоники более высокого порядка с симметрией d-типа, т.е. дополнительные слагаемые вида $\Delta_2(\cos(2k_xa) - \cos(2k_ya)) + \Delta_3(\cos(2k_xa)\cos(k_ya) - \cos(2k_ya)\cos(k_xa)) + \ldots$ Для феноменологического описания поведения щели вдоль контура Ферми применяется формула $\Delta_{\mathbf{k}} = \Delta_0(B\cos(2\phi) + (1 - B)\cos(6\phi))$, где угол отсчитывается от антинодального направления в зоне Бриллюэна [1–3]. Имеющиеся по этой теме теоретические работы выполнены в рамках отдельных (возможных) механизмов спаривания. В пионерской работе [4] рассмотрен только спин-флуктуационный механизм с использованием феноменологического выражения для спиновой восприимчивости, которое позднее перестало использоваться как слишком грубое приближение. В недавней работе [5] обобщены результаты по расчету зависимости сверхпроводящей щели от волнового вектора в модели Хаббарда с параметром кулоновского взаимодействия электронов на одном узле. В обзоре [6] описаны результаты расчетов, когда принимается во внимание кулоновское взаимодействие электронов и на соседних узлах решетки. В принципе высшие гармоники в решениях [5, 6] получаются, но они не анализировались и не сопоставлялись с экспериментальными данными для дырочных купратов. Одна из основных целей данного сообщения – предложить возможный сценарий происхождения поправочного члена в щель с гармоникой $\cos(6\phi)$. Другая наша цель – показать, что использование микроскопически обоснованных выражений для спиновой и зарядовой восприимчивостей, предложенных в работах [7–10] и [11–13] соответственно, позволяет получать наблюдаемые значения величин Δ_0 и B при реалистических значениях параметров кулоновской, суперобменной, электрон-фононной и спин-флуктуационной связи. Значение последней в наших расчетах оказалось примерно в четыре раза меньше ширины зоны проводимости. Этот результат снимает проблему слишком большого параметра спин-флуктуационной связи носителей тока. Так, при использовании феноменологического или рассчитанных в приближении случайных фаз выражения для восприимчивости [4, 14, 15], этот параметр предполагается порядка ширины зоны.

Для описания зонной структуры плоскостей CuO используем модель синглетно-коррелированной зоны проводимости [16–18] с параметрами, согласованными с данными фотоэмиссии:

$$H = \sum_{ij} t_{ij}\psi_i^{pd,\sigma}\psi_j^{\sigma,pd} + \\ + \frac{1}{2}\sum_{ij} G_{ij}^{\infty}\delta_i\delta_j + \frac{1}{2}\sum_{ij} J_{ij}\left[S_iS_j - \frac{n_in_j}{2}\right] + H_{\text{el-ph}}, \quad (1)$$

где $\psi_i^{pd,\sigma}$ $\left(\psi_j^{\sigma,pd}\right)$ – квазичастичные операторы, J_{ij} и G_{ij}^{∞} – параметры суперобменного и экранирован-

[1)]e-mail: Mikhail.Eremin@kpfu.ru

ного кулоновского взаимодействий. Операторы n_i и δ_i определяют числа спинов и дырок на одну элементарную ячейку. $H_{\text{el-ph}}$ – оператор электрон-фононного взаимодействия в плоскости CuO.

В теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) сверхпроводящая щель определяется интегральным уравнением:

$$\Delta_{\mathbf{q}} = -\frac{1}{N}\sum_{\mathbf{k}} V_{\mathbf{k}-\mathbf{q}} \frac{\Delta_{\mathbf{k}}}{2E_{\mathbf{k}}} \tanh\left(\frac{E_{\mathbf{k}}}{2k_{\text{B}}T}\right). \tag{2}$$

Методом Цванцига–Мори в сочетании с приближением случайных фаз получается следующее выражение для ядра интегрального уравнения: $V_{\mathbf{k}-\mathbf{q}} = V^{\text{sp-fl}}_{\mathbf{k}-\mathbf{q}} + V^{\text{C}}_{\mathbf{k}-\mathbf{q}} + V^{\text{J}}_{\mathbf{k}-\mathbf{q}} + V^{\text{ph}}_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}$. Спаривание носителей тока определяется суммой четырех вкладов: спин-флуктуационного, кулоновского, суперобменного и электрон-фоннонного. Мы рассматриваем купраты с индексом допирования, близким к оптимальному. Небольшие возможные изменения параметров зоны проводимости не влияют на результат решения. Это обстоятельство уже отмечалось в работе [4].

Как и в работах [14, 4, 15], мы предполагаем, что спин-флуктуационное взаимодействие пропорционально спиновой восприимчивости, но рассчитанной на основе исходного гамильтониана (1) вне приближения случайных фаз:

$$V^{\text{sp-fl}}_{\mathbf{k}-\mathbf{q}} = g^2 \text{Re}\chi_{\text{sp}}(\mathbf{k}-\mathbf{q},\omega)\times$$
$$\times\theta(\omega_{\text{sp}} - |\varepsilon_{\mathbf{k}}|)\theta(\omega_{\text{sp}} - |\varepsilon_{\mathbf{q}}|)\theta(\omega_{\text{sp}} - |\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{q}}|), \tag{3}$$

где g – константа взаимодействия, которая подбирается для соответствия максимального значения щели с экспериментом. Тета-функции отражают тот факт, что взаимодействие возможно только если энергия, передаваемая от одного носителя к другому, не превышает энергии спиновых возбуждений ω_{sp}, а также то, что спин-флуктуационное взаимодействие не может изменить энергию носителя больше чем на ω_{sp}. В общем случае выражение для спиновой восприимчивости, взятое для нормальной фазы, имеет вид [9]

$$\chi_{\text{sp}}(\omega,\mathbf{q}) =$$
$$\frac{\chi\zeta_{t,J} + (2J_1K_1(2-\gamma_{\mathbf{q}}) - \chi_{t,J})\zeta}{[1+\lambda]\zeta_{t,J} + [(\omega+\text{i}\Gamma)^2 - \Omega^2_{\mathbf{q}} - \bar{J}_1 t_1(2-\gamma_{\mathbf{q}}) - \lambda_{t,J}]\zeta}. \tag{4}$$

Здесь функция χ соответствует восприимчивости невзаимодействующих квазичастиц. Функции $\chi, \chi_{t,J}, \zeta, \zeta_{t,J}, \lambda, \lambda_{t,J}$ зависят от частоты, волнового вектора и определяются формулами:

$$\chi = \frac{1}{N}\sum_{\mathbf{q}} \chi_{\mathbf{k},\mathbf{q}},\ \chi_{t,J} = \frac{1}{N}\sum_{\mathbf{q}} M_{\mathbf{k},\mathbf{q}}\chi_{\mathbf{k},\mathbf{q}}, \tag{5}$$

$$\zeta = \frac{1}{N}\sum_{\mathbf{q}} \zeta_{\mathbf{k},\mathbf{q}},\ \zeta_{t,J} = \frac{1}{N}\sum_{\mathbf{q}} M_{\mathbf{k},\mathbf{q}}\zeta_{\mathbf{k},\mathbf{q}}, \tag{6}$$

$$\lambda = \frac{1}{N}\sum_{\mathbf{q}} \lambda_{\mathbf{k},\mathbf{q}},\ \lambda_{t,J} = \frac{1}{N}\sum_{\mathbf{q}} M_{\mathbf{k},\mathbf{q}}\lambda_{\mathbf{k},\mathbf{q}}. \tag{7}$$

Функции $\chi_{\mathbf{k},\mathbf{q}}$ и $\zeta_{\mathbf{k},\mathbf{q}}$ имеют вид

$$\chi_{\mathbf{k},\mathbf{q}} = \frac{n_{\mathbf{k}} - n_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}}{\omega + \text{i}\Gamma + \varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}},\ \zeta_{\mathbf{k},\mathbf{q}} = \frac{1}{\omega + \text{i}\Gamma + \varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}}. \tag{8}$$

Функция $\lambda_{\mathbf{k},\mathbf{q}}$ в (7) определяется выражением:

$$\lambda_{\mathbf{k},\mathbf{q}} = J_1 F_1^J \gamma_{\mathbf{q}} \chi_{\mathbf{k},\mathbf{q}} + \frac{t'_{\mathbf{k}}(n_{\mathbf{k}} - P) - t'_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}(n_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} - P)}{\omega + \text{i}\Gamma + \varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}}. \tag{9}$$

Для сокращения записи в (5)–(7) используются обозначения:

$$M_{\mathbf{k},\mathbf{q}} = \frac{1}{2}(\overline{J}_1\gamma_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} - \overline{J}_1\gamma_{\mathbf{k}} - 2\omega)(t_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} - t_{\mathbf{k}}), \tag{10}$$

$\gamma_{\mathbf{k}} = \cos k_x a + \cos k_y a$, числа заполнения $n_{\mathbf{k}} = P f_{\mathbf{k}}$, $f_{\mathbf{k}} = 1/(1 + \text{e}^{(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_F)/k_{\text{B}}T})$ – ферми-функции, $P = 1/(1+\delta)$, δ – концентрация дырок. $t'_{\mathbf{q}} = \sum_j (1 - F^t_j) t_{1j} \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{R}_j)$ – редуцированный интеграл перескока, F_1^J – параметр проектирования, значения F^t_i находятся из условия согласования уравнений движения функций Грина [9], $\bar{J}_1 = -J_1\langle \psi^{pd,\sigma}_{i+1}\psi^{\sigma,pd}_i\rangle$. Энергия квазичастиц определяется выражением:

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} = 2t^{(1)}_{\text{eff}}(\cos k_x a + \cos k_y a) + 4t^{(2)}_{\text{eff}} \cos k_x a \cos k_y a + ..., \tag{11}$$

в котором в качестве эффективных (перенормированных) интегралов перескока между первыми, вторыми и третьими соседями выступают величины:

$$t^{(1)}_{\text{eff}} = t_1\left(P + \frac{0.5 + F^t_1}{1+\delta}K_1\right) + \left[J_1\frac{1 - F^J_1}{2P}\right]\langle \psi^{pd,\uparrow}_0 \psi^{\uparrow,pd}_1\rangle, \tag{12}$$

$$t^{(2,3)}_{\text{eff}} = t_{2,3}\left(P + \frac{0.5 + F^t_{2,3}}{1+\delta}K_{2,3}\right). \tag{13}$$

График реальной части восприимчивости, рассчитанной по формуле (4), приведен на рис. 1. Видно, что восприимчивость максимальна на малых частотах и имеет острый пик на волновом векторе $Q = (\pi,\pi)$. Учитывая, что в ВТСП купратах корреляционная длина мала, в данном сообщении мы пренебрежем эффектами запаздывания, т.е. будем считать, что спин-флуктуационное взаимодействие пропорционально реальной части спиновой восприимчивости, взятой на нулевой частоте.

Фурье-образ эффективного кулоновского взаимодействия в рамках диэлектрического формализма [19] выражается через функцию зарядовой вос-

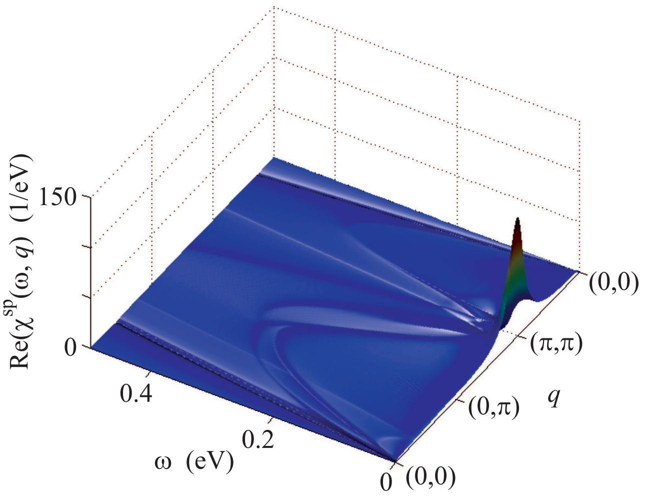

Рис. 1. (Цветной онлайн) Рассчитанная реальная часть спиновой восприимчивости как функция частоты и волнового вектора вдоль треугольного контура в зоне Бриллюэна $(0,0)-(0,\pi)-(\pi,\pi)-(0,0)$. Константа суперобменного взаимодействия $J=0.07$ эВ. Параметры зоны те же, что и при расчете мнимой части восприимчивости [9], т.е. равны: $t^{(1)}_{\rm eff}=-0.14$ эВ, $t^{(2)}_{\rm eff}=-0.24t^{(1)}_{\rm eff}$, $t^{(3)}_{\rm eff}=-0.024t^{(1)}_{\rm eff}$. $\delta=0.33$, $F^J=0.5$, $F^t=0.2$. Параметр затухания $\Gamma=3$ мэВ

приимчивости и записывается следующим образом [12, 13]:

$$V^{\rm C}_{\mathbf{k}-\mathbf{q}} = G^{\rm eff}_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}(1-G^{\rm eff}_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}{\rm Re}\chi_{ch}(\mathbf{k}-\mathbf{q},\omega=0)) \times \times\, \theta(\varepsilon_{\rm F}-|\varepsilon_k|)\theta(\varepsilon_{\rm F}-|\varepsilon_q|)\theta(\varepsilon_{\rm F}-|\varepsilon_k-\varepsilon_q|). \quad (14)$$

Вклад в полный фурье-образ кулоновского взаимодействия квазичастиц (14), пропорциональный реальной части функции зарядовой восприимчивости $\chi_{ch}(\mathbf{q})$, определяет поправку к затравочному кулоновскому взаимодействию, связанную с поляризацией среды. Он может быть интерпретирован как фурье-образ взаимодействия через плазмонные колебания. Это так называемый плазмонный механизм. Аналогом его, в случае спиновой подсистемы является спин-флуктуационный механизм, фурье-образ которого пропорционален спиновой восприимчивости. $G^{\rm eff}_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}$ – исходный фурье-образ эффективного кулоновского взаимодействия в слоях CuO, учитывающий дискретность в распределении плотности зарядов в решетке, берем в виде [20]

$$G^{\rm eff}_{\mathbf{q}} = \frac{\pi e^2}{a^2 c\varepsilon_\infty}\left[\frac{\sin^2(\frac{q_x a}{2})}{a^2}+\frac{\sin^2(\frac{q_y a}{2})}{a^2}+\frac{\sin^2(\frac{q_z c}{2})}{c^2}\right]^{-1}. \quad (15)$$

Далее мы считаем, что $q_z=0$, ε_∞ – диэлектрическая проницаемость, обусловленная межзонными переходами. Значение $c\varepsilon_\infty=39$ Å определено нами в работе [12] по дисперсии плазмонных мод. Формула для зарядовой восприимчивости в нормальной фазе имеет вид [13]

$$\chi_{\rm ch}(\mathbf{q},\omega)=\frac{\chi\zeta_t-\chi_t\zeta}{[1+\eta]\zeta_t-[\omega+{\rm i}\Gamma+\eta_t]\,\zeta}, \quad (16)$$

где

$$\zeta_t=\frac{1}{N}\sum_{\mathbf{k}}(t_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}-t_{\mathbf{k}})\zeta_{\mathbf{kq}},\ \chi_t=\frac{1}{N}\sum_{\mathbf{k}}(t_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}-t_{\mathbf{k}})\chi_{\mathbf{kq}}, \quad (17)$$

$$\eta_t=\frac{1}{N}\sum_{\mathbf{k}}(t_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}-t_{\mathbf{k}})\eta_{\mathbf{kq}}, \quad (18)$$

$$\eta_{\mathbf{kq}}=\frac{L_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\mathbf{q}}n_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}-L_{\mathbf{k},\mathbf{q}}n_{\mathbf{k}}-\omega-{\rm i}\Gamma}{\omega+{\rm i}\Gamma+\varepsilon_{\mathbf{k}}-\varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}}, \quad (19)$$

$$L_{\mathbf{k},\mathbf{q}}=G^{\rm eff}_{\mathbf{q}}-J\gamma_{\mathbf{q}}/4+t'_{\mathbf{k}}/2. \quad (20)$$

Потенциал взаимодействия носителей тока через поле фононов равен

$$V^{ph}(\mathbf{k},\mathbf{k}-\mathbf{q})=|f_{\mathbf{k},\mathbf{k}-\mathbf{q}}|^2\frac{\omega_{\rm b}}{(\varepsilon_{\mathbf{k}}-\varepsilon_{\mathbf{q}})^2-\omega_{\rm b}^2}\times \times\,\theta(\omega_{\rm D}-|\varepsilon_{\mathbf{k}}|)\theta(\omega_{\rm D}-|\varepsilon_{\mathbf{q}}|)\theta(\omega_{\rm D}-|\varepsilon_{\mathbf{k}}-\varepsilon_{\mathbf{q}}|), \quad (21)$$

где $\omega_{\rm D}$ – частота Дебая. Здесь учтено, что в плоскости CuO наиболее сильно электроны взаимодействуют с дыхательной модой кислорода $\omega_{\rm b}=85$ мэВ. Функция электрон-фононной связи имеет вид [21–23]

$$|f_{\mathbf{k},\mathbf{k}-\mathbf{q}}|^2=\left(\sin^2\frac{(k_x-q_x)}{2}+ +\sin^2\frac{(k_y-q_y)}{2}\right)4(\nu_1+2\nu_2(\cos k_x+ +\cos k_y+\cos(2k_x-q_x)+\cos(2k_y-q_y)))^2. \quad (22)$$

Параметры $\nu_1=27$ мэВ и $\nu_2=40$ мэВ оценены по изломам (кинкам) в законе дисперсии квазичастиц [21, 23]. Влияние суперобменного и электрон-фононного взаимодействия, записанного в форме (22), на критическую температуру и изотопический эффект обсуждалось в работах [22, 24]. Новизна нашей работы в этом аспекте состоит в том, что мы показываем: члены с ν_2 в (22) индуцируют появление гармоники $\cos(6\phi)$.

Результаты численного расчета сверхпроводящей щели по формуле (2) методом последовательных итераций приведены на рис. 2. Решение хорошо аппроксимируется формулой $\Delta_\phi=\Delta_0(B\cos(2\phi)+(1-B)\cos(6\phi))$. Единственным подстроечным параметром для сопоставления с экспериментальными данными [3] был параметр спин-флуктуационного взаимодействия g. Максимальное рассчитанное значение щели на поверхности Ферми 25 мэВ достигается

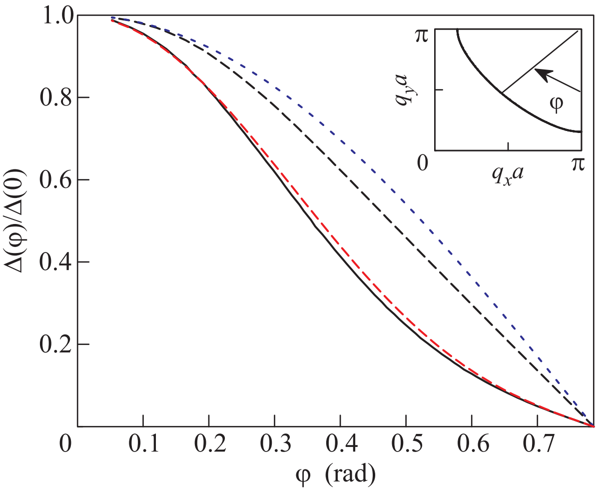

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость сверхпроводящей щели вдоль контура Ферми от угла ϕ (указан на вставке). Сплошная линия – расчет с учетом всех взаимодействий. Параметр спин-флуктуационной связи $g = 0.16$ эВ. Линия из точек соответствует $\cos(2\phi)$. Пунктирная линия – расчет без учета электрон-фононного взаимодействия. Штрих-пунктирная линия – аппроксимация экспериментальных данных [3] функцией $\Delta_\phi = \Delta_0(B\cos(2\phi) + (1-B)\cos(6\phi))$ с параметром $B = 0.82$. Рассчитанное значение $\Delta_0 = 25$ мэВ

при параметре $g = 0.16$ эВ. Это примерно в 4 раза меньше ширины зоны проводимости и в 8 раз меньше, чем потребовалось в работе [15]. Таким образом, наш результат снимает проблему слишком больших значений параметра взаимодействия в спин-флуктуационном механизме. В самом деле, если значение параметра взаимодействия больше ширины зоны проводимости, то это вызывает сомнения в состоятельности такого объяснения. Процедура численного решения уравнения (2), при учете только экранированного кулоновского взаимодействия (14) или только косвенного взаимодействия через дыхательные моды кислорода (21), не приводят к стабилизации d-типа спаривания. В этом плане наш вывод отличается от сделанного в работе [21] о том, что взаимодействие через поле фононов может привести к разумным значениям T_c для купратов. Причина отличия заключается в том, что авторы [21] с самого начала ограничились поиском решений только d-типа. Однако, включив в рассмотрение поиск решений всех возможных типов, разрешенных точечной группой симметрии зоны Бриллюэна, мы обнаружили, что при учете только взаимодействия через поле фононов в форме (21) основными (стабильными) оказываются решения s-типа.

Ситуация с решениями уравнения (2) кардинально меняется при подключении в рассмотрение суперобменного и спин-флуктуационного механизмов спаривания. При вполне разумных значениях параметров $J = 70$ мэВ и $g = 160$ мэВ (и не игнорируя при этом наличие кулоновского и электрон-фононного взаимодействий) стабильными оказываются решения d-типа, хорошо воспроизводящие имеющиеся экспериментальные данные. Как видно из (22), функция электрон-фононной связи при $\nu_2 \neq 0$ сильно меняется вдоль контура Ферми. Это обстоятельство помогает объяснить появление высших гармоник в дисперсии сверхпроводящей щели, т.е. типа $(1-B)\cos(6\phi)$, при этом вклад от электрон-фононного взаимодействия в амплитуду указанной гармоники больше, чем от спин-флуктуационного.

В целом наши расчеты поддерживают идею о том, что основными взаимодействиями, ответственными за d-тип спаривания носителей тока в дырочных купратах, являются суперобменное и спин-флуктуационное взаимодействия, причем они вносят примерно одинаковый вклад в величину Δ_1 [25–27]. Принципиально новым является вывод о происхождении величины $\Delta_0(1-B)$. По нашим расчетам, она обусловлена не только спин-флуктуационным, но и электрон-фононным взаимодействием. Проведенный расчет правильно воспроизводит как значение, так и знак параметра $\Delta_0(1-B)$, что существенно дополняет представление о природе дисперсии сверхпроводящей щели в дырочно-допированных купратах.

Работа (частично) выполнена за счет средств субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения проектной части госзадания в сфере научной деятельности, проект 3.2166.2017/4.6.

1. J. Mesot, M.R. Norman, H. Ding, M. Randeri, J.C. Campuzano, A. Paramekanti, H.M. Fretwell, A. Kaminski, T. Takeuchi, T. Yokoy, T. Sato, T. Takahashi, T. Mochiku, and K. Kadowaki, Phys. Rev. Lett. **83**, 840 (1999).
2. S.V. Borisenko, A.A. Kordyuk, T.K. Kim, S. Legner, K.A. Nenkov, M. Knupfer, M.S. Golden, J. Fink, H. Berger, and R. Follath, Phys. Rev. B **66**, 140509 (2002).
3. Y. Kohsaka, C. Taylor, P. Wahl et al. (Collaboration), Nature **454**, 1072 (2008).
4. D. Parker and A.V. Balatsky, Phys. Rev. B **78**, 214502 (2008).
5. A.T. Romer, A. Kreisel, I. Eremin, M.A. Malakhov, T.A. Maier, P.J. Hirschfeld, and B.M. Andersen, Phys. Rev. B **92**, 104505 (2015).

6. М. Ю. Каган, В. В. Вальков, В. А. Мицкан, М. М. Коровушкин, ЖЭТФ **145**, 1127 (2014) [JETP **118**, 995 (2014)].
7. М. В. Еремин, А. А. Алеев, И. М. Еремин, ЖЭТФ **113**, 862 (2008) [JETP **106**, 752 (2008)].
8. M. V. Eremin, I. M. Shigapov, and I. M. Eremin, Eur. Phys. J. B **85**, 131 (2012).
9. M. V. Eremin, I. M. Shigapov, and I. M. Eremin, Magnetic Resonance in Solids. Electronic J. **16**, 14206 (2014).
10. M. V. Eremin, I. M. Shigapov, and H. T. D. Thuy, J. Phys.: Cond. Matt. **25**, 345701 (2013).
11. M. Eremin, I. Eremin, and S. Varlamov, Phys. Rev. B **64**, 214512 (2001).
12. М. В. Еремин, М. А. Малахов, Известия РАН. Сер. физическая **78**, 1183 (2014).
13. М. В. Еремин, М. А. Малахов, Письма в ЖЭТФ **100**, 362 (2014) [JETP Lett. **100**, 324 (2014)].
14. D. J. Scalapino and J. E. Hirsch, Phys. Rev. B **34**, 8190 (1986).
15. T. Dahm, V. Hinkov, S. V. Borisenko, A. A. Kordyuk, D. J. Scalapino, W. Hanke, and B. Keimer, Nature Physics **5**, 217 (2009).
16. F. C. Zhang and T. M. Rice, Phys. Rev. B **37**, 3759 (1988).
17. N. M. Plakida, R. Hayn, and J. L. Richard, Phys. Rev. B **51**, 16599 (1995).
18. M. V. Eremin, S. G. Solovjanov, and S. V. Varlamov, J. Phys. Chem. Sol. **56**, 1713 (1995); М. В. Еремин, С. Г. Соловьянов, С. В. Варламов, ЖЭТФ **112**, 1763 (1997) [JETP **85**, 963 (1997)]; М. В. Еремин, Письма в ЖЭТФ **105**, 322 (2017) [JETP Lett. **105** 341 (2017)].
19. В. Л. Гинзбург, Д. А. Киржниц, *Проблема высокотемпературной сверхпроводимости*, Изд-во Наука, М. (1977).
20. F. Becca, M. Tarquini, M. Grilli, and C. Di Castro, Phys. Rev. B **54**, 12443 (1996).
21. S. Ishihara and N. Nagaosa, Phys. Rev. B **69**, 144520 (2004).
22. Е. И. Шнейдер, С. Г. Овчинников, Письма в ЖЭТФ **83**, 462 (2006) [JETP Lett. **83**, 394 (2006)].
23. М. В. Еремин, М. А. Малахов, Д. А. Сюняев, Писма в ЖЭТФ **96**, 110 (2012) [JETP Lett. **96**, 105 (2012)].
24. Е. И. Шнейдер, С. Г. Овчинников, ЖЭТФ **136**, 1177 (2009) [JETP **109**, 1017 (2009)].
25. N. Plakida and V. S. Oudovenko, Phys. Rev. B **59**, 11949 (1999).
26. Н. М. Плакида, Л. Антон, С. Адам, Г. Адам, ЖЭТФ **124**, 367 (2003) [JETP **97**, 331 (2003)].
27. N. Plakida, Physica C: Superconductivity and its applications **531**, 39 (2016).