Физика низких температур, 1997, т. 23, № 2, с. 180–189

Посвящается памяти И. М. Лифшица

Бозе-флуктуации и парамагнитная восприимчивость нормального 2*D* металла с притяжением между носителями: спиновая щель?

В. М. Локтев, С. Г. Шарапов

Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова НАН Украины,
Украина, 252143, г. Киев, ул. Метрологическая, 14-б
E-mail: vloktev@gluk.apc.org

Статья поступила в редакцию 9 августа 1996 г., после переработки 23 сентября 1996 г.

Исходя из простейшей теоретико-полевой модели рассчитана парамагнитная восприимчивость 2*D* металла с притяжением между носителями. Получена ее температурная зависимость при различных концентрациях фермионов. Показано, что благодаря существованию в нормальной фазе конечного числа распадных фермионных пар парамагнитная восприимчивость значительно уменьшается. Обсуждается связь предложенной модели с маргинальным поведением ферми-жидкости в высокотемпературных сверхпроводниках, в частности, с эффектами, обусловленными появлением в них спиновой щели.

Виходячи з найпростішої теоретико-польової моделі розраховано парамагнітну сприйнятливість 2*D* металу з притяганням між носіями. Отримано її температурну залежність при різних концентраціях ферміонів. Показано, що завдяки існуванню в нормальній фазі скінченної кількості розпадних ферміонних пар парамагнітна сприйнятливість значно зменшується. Обговорюється зв'язок запропонованої моделі з маргінальною поведінкою фермі-рідини у високотемпературних надпровідниках, зокрема, з ефектами, що обумовлені появою в них спінової щілини.

PACS: 71.45.-d

1. Введение

Одной из острых дискуссионных проблем в теории высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) является проблема их нормальных свойств, среди них — так называемой спиновой щели, проявляющейся в меньшем, чем это следует из теории ферми-жидкости Ландау, низкочастотном спектральном весе квазичастичных ферми-возбуждений при температурах T, существенно (в 1,5–2 раза) превышающих критическую T_c (см. обзоры [1–5]). Наиболее ярко его уменьшение наблюдается в магнитных измерениях (ЯМР [1], рассеянии нейтронов [2] и т.п.) и связывается с появлением, или открытием, при определенных T щели в спектре спиновых (что существенно) возбуждений. Выше указанной области температур (т.е. при $T > (1{,}5\text{–}2)T_c$) спиновая щель, согласно экспериментальным данным, себя уже не проявляет (или, как говорят, закрывается), а ферми-подсистема ВТСП становится во многом подобна стандартной. Признаков какого-то бы ни было фазового перехода при этом также не отмечается.

Сделано достаточное число попыток (см. [2,5–9]) связать наблюдаемое поведение ВТСП с особенностями их магнитной динамики. В частности, в этих работах предполагалось, что магнитные аномалии нормальной фазы ВТСП (например, непаулиевская температурная зависимость ($d\chi/dT > 0$) однородной парамагнитной восприимчивости (ПМВ) χ) — следствие взаимодействия возбуждений АФМ металла с передемфированными спиновыми волнами, сильное затухание которых, по механизму Ландау, возникает благодаря рождению электронно-дырочных пар (см. также [3,10]). При этом выводы теории (не противоречащие экспериментам [1,4,5]) существенно зависят от концентрации носителей: для слабо легированных соединений аномалии выражены резче, чем для сильно легированных, для которых теория Ландау оказывается более или менее пригодной.

В результате, даже отвлекаясь от собственно магнетизма ВТСП, можно говорить о двух (в известной мере эквивалентных) физических факторах, способствующих обычному поведению нормальной фазы ВТСП соединений, — достаточно

© В. М. Локтев, С. Г. Шарапов, 1997

высоких T и относительно высокой плотности n_f делокализованных (свободных) носителей. Что касается второго фактора, то уже стало ясным, что в $2D$ (и квази-$2D$) металлах, к классу которых должны быть отнесены ВТСП на основе меди (медные оксиды), имеется очевидный параметр, разделяющий области низких и высоких значений n_f, а именно: энергия связанного двухфермионного состояния ε_b, возникающего как следствие притяжения любой природы (прямого [11,12] или косвенного [13]). Так, если энергия Ферми $\varepsilon_F \ll |\varepsilon_b|$, величину n_f можно считать малой, а поведение ферми-системы* обнаруживает значительные отличия от общепринятого [14,15] (к примеру, химический потенциал фермионов $\mu \neq \varepsilon_F$, достигая значений $\mu < 0$). Большая плотность соответствует обратному неравенству $\varepsilon_F \gg |\varepsilon_b|$, выполнение которого влечет за собой «восстановление» нормальных свойств ферми-жидкости. Наконец, область $\varepsilon_F \gtrsim |\varepsilon_b|$ (с $\mu \approx \varepsilon_F$) получила название «кроссоверной»; в ней также можно ожидать заметного отклонения температурных зависимостей различных характеристик $2D$ металла от предсказаний теории Ландау, не считая при этом ферми-сферу металла разрушенной (последняя отчетливо фиксируется в ВТСП [3-5]).

Поэтому правдоподобным и, на наш взгляд, требующим проверки выглядит предположение, что аномальное (в том числе магнитное) поведение нормальной фазы ВТСП, их, как принято говорить, странность, обусловлена не только и, возможно, не столько структурой их основного магнитного состояния, проявляющего сильные АФМ корреляции, сколько пониженной размерностью их электронных свойств и, вообще говоря, относительно малой (по сравнению с обычными металлами) плотностью n_f. В пользу такого предположения свидетельствуют и численные расчеты [16] (см. также обзор [17]) для $2D$ модели Хаббарда с притяжением ($U < 0$) на узле. Они показали, что аномальные температурные зависимости вследствие флуктуационного образования нескоррелированных между собой пар выше T_c прослеживаются даже для не слишком больших отношений $|U|/t$ (t — параметр одночастичного перескока). При этом ПМВ фермионов и низкочастотный спектральный вес, измеряемый по сигналам ЯМР [1,4–6], уменьшение которого отмечалось выше, ведут себя подобным образом.

Вместе с тем практически нет аналитических расчетов, демонстрирующих, как, почему и при каких T начинается отклонение поведения нормальной фазы $2D$ металла от предсказаний теории Ландау. Поэтому ниже предпринята попытка рассчитать статическую ПМВ $2D$ электронной системы с притяжением между частицами. С одной стороны, расчет χ для нормальной фазы наиболее прост для такой цели, а с другой — позволяет проследить за довольно сложными динамическими процессами, происходящими во флуктуирующей низкоразмерной подсистеме. Мы сознательно оставляем в стороне вклад в ПМВ собственно магнитной подсистемы, которая, если иметь в виду медные оксиды, безусловно, играет важную роль. Отметим только, что недавно появились работы [18,19], в которых модель Хаббарда с $U < 0$ исследовалась путем решения самосогласованных уравнений для T-матрицы, а также при помощи метода моментов (двухполюсное, с учетом обеих хаббардовских подзон, приближение) и показано, что такая модель дает еще один пример поведения, отличного от характерного для ферми-жидкости Ландау.

Мы будем изучать более близкую к обычной полевую модель $2D$ ферми-системы с притяжением, не предполагая сильных корреляций между носителями. Здесь мы опираемся на физическую картину (см. [3]), согласно которой сильные корреляции формируют основное состояние ВТСП, не столь сильно отражаясь на свободных (возникающих благодаря допингу) носителях. Тем не менее в низкоразмерных, в частности $2D$, ситуациях спектр системы содержит дополнительное дискретное состояние (энергию ε_b) либо (в зависимости от T) их континуум, вносящий существенный вклад в ее наблюдаемые свойства.

2. Модель и общее обсуждение

Простейший полевой гамильтониан $2D$ ферми-системы с локальным притяжением во внешнем магнитном поле H имеет вид

* В этом случае ее, скорее, следовало бы назвать бозе-системой, ибо все фермионы оказываются связанными в отдельные (локальные) пары, а ферми-поверхность отсутствует (т.е. спектральный вес квазичастичных ферми-возбуждений тоже отсутствует.)

$$\mathcal{K} = -\int d^2\mathrm{r}\left\{\psi_\sigma^+(\mathrm{r})\left(\frac{\nabla^2}{2m}+\mu\right)\psi_\sigma(\mathrm{r}) + V\psi_\uparrow^+(\mathrm{r})\psi_\downarrow^+(\mathrm{r})\psi_\downarrow(\mathrm{r})\psi_\uparrow(\mathrm{r}) + \mu_B H\left[\psi_\uparrow^+(\mathrm{r})\psi_\uparrow(\mathrm{r}) - \psi_\downarrow^+(\mathrm{r})\psi_\downarrow(\mathrm{r})\right]\right\}, \quad (1)$$

где m — эффективная масса частицы; $V > 0$ — константа притяжения; μ_B — магнетон Бора; предполагается также, что $\hbar = k_B = 1$. В соответствии с поставленной задачей мы опустили в (1) векторный потенциал, с которым, как известно, связана диамагнитная восприимчивость*. Отметим, что модель (1) рассматривалась многократно (в том числе давно (см., например, [20])), однако достаточно подробно изучена лишь сверхпроводящая ($T < T_c$) фаза $3D$ системы в сильных полях (ПМ предел) при больших n_f (что, другими словами, соответствует теории БКШ).

Возвращаясь к модели (1), запишем однородную ПМВ; она, как хорошо известно, выражается через термодинамический потенциал $\Omega(v, \mu, T, \mathrm{H})$ (v — объем):

$$\chi = -\frac{1}{v}\frac{\partial^2\Omega}{\partial H^2}\Big|_{H=0}, \quad (2)$$

для которого в приближении, учитывающем гауссовы флуктуации параметра порядка (сам он в нормальной фазе отсутствует), можно, используя формализм функционального интегрирования, получить [21] выражение

$$\Omega(v, \mu, T, \mathrm{H}) = -T\left(\mathrm{Tr\ Ln}\, G_0^{-1} - \mathrm{Tr\ Ln}\,\Gamma^{-1}\right), \quad (3)$$

в котором

$$G_0(i\omega_n, \mathrm{k}, \mathrm{H}) = \frac{(i\omega_n + \mu_B H)\hat{I} + \xi(\mathrm{k})\tau_Z}{(i\omega_n + \mu_B H)^2 - \xi^2(\mathrm{k})}\exp(i\delta\omega_n\tau_Z),\ \delta \to +0 \quad (4)$$

и

$$\Gamma^{-1}(i\Omega_n, \mathrm{K}, \mathrm{H}) = \frac{1}{V} - \frac{1}{2}\int\frac{d\mathrm{k}}{(2\pi)^2}\left[\xi(\mathrm{k}+\mathrm{K}/2) + \xi(\mathrm{k}-\mathrm{K}/2) - i\Omega_n\right]^{-1} \times$$
$$\times\left\{\mathrm{th}\,\frac{1}{2T}\left[\xi(\mathrm{k}+\mathrm{K}/2) + \mu_B H\right] + \mathrm{th}\,\frac{1}{2T}\left[\xi(\mathrm{k}-\mathrm{K}/2) - \mu_B H\right]\right\} \quad (5)$$

— температурные функции Грина (ФГ) идеального ферми-газа и флуктуаций параметра порядка во внешнем поле. Функции Грина (4) и (5) записаны с использованием обозначений: τ_Z — матрица Паули, $\hat{I}$ — единичная; $\xi(\mathrm{k}) \equiv \mathrm{k}^2/2m - \mu$; $\omega_n \equiv (2n+1)\pi T$ и $\Omega_n \equiv 2n\pi T$; при этом мы предполагаем квадратичный закон дисперсии, а следовательно, для $2D$ металлов — связь $n_f = m\varepsilon_F/\pi$. Химический потенциал находится из (3) согласно уравнению

$$n_f = -\frac{1}{v}\frac{\partial\Omega}{\partial\mu}, \quad (6)$$

роль которого особенно возрастает, как только ε_F начинает приближаться к $|\varepsilon_b|$, а μ соответственно отклоняться от ε_F [3,17].

Из (6) с учетом явного вида (3) находим уравнение для числа частиц (в нем полагаем $H = 0$)

$$n_f = n_F(\mu, T) + 2n_B(\mu, T), \quad (7)$$

причем

$$n_F(\mu, T) = T\sum_{n=-\infty}^{\infty}\int\frac{d\mathrm{k}}{(2\pi)^2}\,\mathrm{tr}\,(G_0(i\omega_n, \mathrm{k}, \mathrm{H}=0)\tau_Z) \quad (8)$$

и

$$n_B(\mu, T) = T\sum_{n=-\infty}^{\infty}\int\frac{d\mathrm{K}}{(2\pi)^2}\,\Gamma(i\Omega_n, \mathrm{K}, \mathrm{H}=0) \quad (9)$$

— эффективные средние числа фермионов и составных бозонов (флуктуирующих пар) при данных μ и T. Выражение (8) для числа неспаренных

* Нетрудно догадаться, что при поле H, лежащем в плоскости, диамагнитный вклад в полную МВ исключается вовсе.

фермионов после подстановки в него ФГ (4) легко суммируется по ω_n [22] и интегрируется по k:

$$n_F(\mu, T) = \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^2} n_F(\xi(\mathbf{k})) =$$

$$= \frac{m}{\pi} T \ln\left[1 + \exp(\mu/T)\right], \qquad (10)$$

где $n_F(\omega) \equiv [\exp(\omega/T) + 1]^{-1}$ — функция распределения Ферми.

По аналогии с (7) можно разбить и выражение для искомой ПМВ, так что в итоге

$$\chi(\mu, T) = \chi_F(\mu, T) - \chi_B(\mu, T), \qquad (11)$$

т.е. имеет два вклада: фермионный —

$$\chi_F(\mu, T) = \chi_{\text{Pauli}}\left[1 + \exp(-\mu/T)\right]^{-1}; \quad \chi_{\text{Pauli}} \equiv \mu_B^2 m/\pi \qquad (12)$$

и бозонный —

$$\chi_B(\mu, T) = \chi_b(\mu, T)\, n_B(\mu, T), \qquad (13)$$

в котором

$$\chi_b(\mu, T) = \chi_{\text{Pauli}} \frac{1}{8T^2} \int_{-\mu/2T}^{\infty} x^{-1} \operatorname{sh} x \operatorname{ch}^{-3} x\, dx \qquad (14)$$

описывает вклад от одного составного бозона. Видно, что флуктуирующая бозе-компонента дает конечный (и отрицательный вклад) в ПМВ. Отметим, однако, что величины $n_B(\mu, T)$, определяемые согласно (6) и (9), строго говоря, не совпадают между собой (при этом ПМВ (13) связана именно с (9)). Но в рассматриваемом ниже случае, когда роль уравнения (7) становится действительно существенной, эти определения тождественны.

Учтенные в (3) бозонные флуктуации могут отвечать как относительно устойчивым, так и распадным (короткоживущим) составным частицам; в общем случае их время жизни зависит от соотношения между ε_F и ε_b, но при больших n_f (т.е. $\varepsilon_F \gg |\varepsilon_b|$) — от соотношения, как будет видно дальше, между $\mu \approx \varepsilon_F$ и T_c, которым в данном случае пользоваться и удобнее, и естественнее. (Заметим лишь, что выражения (13) и (14) легче всего получить, разложив (5) по степеням H; соответствующее разложение содержит при этом лишь четные степени, ибо составные синглетные бозоны направления поля не ощущают.)

В результате расчет ПМВ при различных плотностях фермионов сводится к анализу самосогласованной системы уравнений (7) и (11), причем актуальному случаю относительно высоких n_f отвечает формальная замена $\mu \to \varepsilon_F$ или решение одного только, второго, уравнения. Даже эта, на первый взгляд, простая задача таковой, по сути, не является из-за сложного частотно-импульсного (или, что одно и то же, пространственно-временного) поведения и температурного распределения флуктуаций. В связи с этим необходимо сказать, что хотя потенциал (3) получен с их учетом, но использовано нижайшее (гауссово) приближение, в котором пренебрегают взаимодействием флуктуаций. Это полностью совпадает с приближением, использовавшимся в [23,24], где равенство $\mu = \varepsilon_F$ не предполагалось, а уравнение (7) решалось совместно с другим — так называемым условием Таулесса. Для $3D$ систем такой подход позволил прямо проследить кроссовер от режима локальных пар к куперовскому спариванию.

С другой стороны, в работе [14] предпринималась попытка применить тот же подход для изучения нормальной фазы, но уже $2D$ систем. В частности, на основании решения уравнения (7) была найдена зависимость $\mu(T)$ при различных затравочных концентрациях носителей и среди прочего был сделан удивительный вывод о том, что независимо от n_f и при $T > T_c$ в системе всегда имеется конечное число стабильных связанных фермионов.

Здесь мы так или иначе сталкиваемся с проблемой T_c $2D$ систем; в самом деле, флуктуации фазы параметра порядка разрушают дальнодействующие корреляции, так что либо $T_c = 0$ [25], либо существенно ниже своего среднеполевого значения T_c^{MF} [26], если под ним понимать, например, температуру установления алгебраического порядка T_{BKT}, обусловленного, как известно, конфайнментом вихрей [27,28].

Все это побудило авторов работ [15,29] поднять вопрос о правомочности гауссова приближения при учете флуктуаций. Оказалось, что ответ на вопрос о стабильных парах выше T_c зависит от n_f: имеется некоторая критическая концентрация $n_f^{(cr)}$, разделяющая поведение* системы на ферми-

* Приведенная величина физически полностью согласуется с критерием, о котором говорилось во введении, с той лишь разницей, что $n_f^{(cr)}$, полученная в [15], относится и к конечным T.

($n_f > n_f^{(cr)}$, $\mu > 0$) и бозе-подобное ($n_f < n_f^{(cr)}$, $\mu < 0$). Другими словами, в [15,29] получен новый, отсутствовавший в [14], ферми-подобный класс решений, для которого говорить о реальных бозонах выше T_c не имеет смысла.

Вместе с тем в [29] найдено, что в гауссовом приближении $T_c \neq 0$, что, строго говоря, нельзя признать удовлетворительным, так как выход за его рамки или учет взаимодействующих флуктуаций немедленно восстанавливают известный результат для $2D$ системы: $T_c = 0$ [30]. И возникает дилемма, считать ли ПМВ для идеализированной $2D$ системы или же, опираясь исключительно на физические соображения, принять во внимание, что реальные так называемые $2D$ металлы — не $2D$, а, как это имеет место, в частности, и для ВТСП соединений, квази-$2D$ системы и что выход в 3-е измерение, или учет связи между проводящими слоями, всегда стабилизирует T_c [31,32].

Мы принимаем второе и в дальнейшем будем считать, что, с одной стороны, реальные плотности таковы, что фактически $\mu \approx \varepsilon_F$, а с другой — в силу тех или иных причин $T_c \approx T_c^{MF}$. Это позволяет последовательно (при выполнении, разумеется, сделанных предположений) рассчитать вклад гауссовых флуктуаций в ПМВ сильно анизотропного (в пределе — $2D$) металла с достаточно высокими n_f. Более того, следует признать, что подобные допущения являются общими для практически всех работ по теории ВТСП, но, как правило, не формулируются в явном виде.

3. Гриновская функция составных бозонов

Если сделать аналитическое продолжение $i\Omega_n \to \omega + i0$ в ФГ (5), то получим запаздывающую ФГ бозонов

$$\Gamma^{-1}(\omega, \mathrm{K}) \equiv \Gamma^{-1}(\omega + i0, \mathrm{K}, \mathrm{H} = 0) =$$

$$= \frac{1}{V} - \frac{1}{2}\int \frac{d\mathrm{k}}{(2\pi)^2}\left[\xi(\mathrm{k} + \mathrm{K}/2) + \xi(\mathrm{k} - \mathrm{K}/2) - \omega - i0\right]^{-1}\left[\mathrm{th}\,\frac{1}{2T}\xi(\mathrm{k} + \mathrm{K}/2) + \mathrm{th}\,\frac{1}{2T}\xi(\mathrm{k} - \mathrm{K}/2)\right], \quad (15)$$

работать с которой удобнее. Впервые выражение (15) было записано в пионерской работе Асламазова и Ларкина [33] (см. также [34]), посвященной изучению флуктуационных эффектов в $3D$ сверхпроводниках. Но, несмотря на долгую историю и кажущуюся простоту исчерпывающий анализ ФГ бозонов при произвольных ω, K, μ и T до сих пор отсутствует. Обычно он предполагает стандартный режим БКШ, когда $T_c/\varepsilon_F \sim 10^{-4}$, флуктуационный диапазон узок (т.е. $|T - T_c| \ll T_c$), а ω и K столь малы, что справедливо нижайшее разложение по производным в эффективном потенциале Гинзбурга—Ландау.

Попытки изучить эту ФГ для произвольных (в том числе отрицательных) μ делались в работах [15,21,35]; в частности, было показано, что для области малых ω и K имеет место разложение

$$\mathrm{Re}\,\Gamma^{-1}(\omega, \mathrm{K}) = a + b\frac{\mathrm{K}^2}{4m} - c\omega\,, \quad (16)$$

коэффициенты которого в $2D$ случае могут быть представлены выражениями [21]

$$a = \frac{m}{4\pi}\left[\ln\frac{\pi T}{|\varepsilon_b|\gamma} - \int_0^1 dx\, x^{-1}\,\mathrm{th}\,\frac{\mu}{2T}x\right]; \quad (17)$$

$$b = \frac{m}{8\pi\mu}\left[\mathrm{th}\,\frac{\mu}{2T} + \frac{\mu}{2T} + \left(\frac{\mu}{2T}\right)^2\int_{-\mu/2T}^{\infty} dx x^{-2}\,\mathrm{th}^2 x\right]; \quad (18)$$

$$c = \frac{m}{8\pi\mu}\int_1^{\infty} dx x^{-2}\,\mathrm{th}\,\frac{\mu}{2T}x \quad (19)$$

и $\ln\gamma = 0{,}577$ — постоянная Эйлера. Для $\mathrm{Im}\,\Gamma^{-1}(\omega, \mathrm{K})$ в отличие от $\mathrm{Re}\,\Gamma^{-1}(\omega, \mathrm{K})$ может быть получено замкнутое выражение

$$\mathrm{Im}\,\Gamma^{-1}(\omega, \mathrm{K}) =$$

$$= -\frac{m}{4}\,\mathrm{th}\,\frac{\omega}{4T}\left[1 - f\left(\omega + 2\mu - \frac{\mathrm{K}^2}{4m}, \frac{\mathrm{K}^2}{4m}\right)\right]\times$$

$$\times\,\theta\left(\omega + 2\mu - \frac{\mathrm{K}^2}{4m}\right), \quad (20)$$

где

$$f(x, y) \equiv$$

$$\equiv \frac{2}{\pi}\int_0^{\pi/2} d\varphi \frac{\operatorname{ch}(\sqrt{xy}\cos\varphi/T) - 1}{\operatorname{ch}[(x+y-2\mu)/2T] + \operatorname{ch}(\sqrt{xy}\cos\varphi/T)}, \quad (21)$$

которое, однако, в столь общем виде использовано практически быть не может и, в свою очередь, требует приближений.

При этом условие $a = 0$, или уравнение критической линии

$$\ln\frac{\pi T_c^{MF}}{|\varepsilon_b|\gamma} = \int_0^1 dx x^{-1} \operatorname{th}\frac{\mu}{2T_c^{MF}} x \quad (22)$$

— не что иное, как неявная зависимость $T_c^{MF}(\mu)$ для всех μ. Если, однако, обратиться к имеющимся экспериментальным данным по ВТСП (см. [1,4,5]), то нетрудно убедиться, что специфика задачи отражается не столько в знании поведения $\Gamma^{-1}(\omega, \mathrm{K})$ при произвольных μ, сколько в возможности расширения диапазона T вплоть до $T - T_c \gtrsim T_c$.

В самом деле, для большинства изученных ВТСП в области оптимального допирования выполняются соотношения [36] $\mu/\varepsilon_F \lesssim 1$, $T_c/\varepsilon_F \approx$ $\approx (1\text{–}3)\cdot 10^{-2}$. Из них (особенно из второго) следует, что если в ВТСП и реализуется режим, близкий к БКШ, стандартным он признан быть не может, что, конечно, уже неоднократно подчеркивалось. Но действительно важным, по нашему мнению, является то, что для нахождения $n_B(\mu, T)$ (см. (9) или (15)) в области значений T, удаленных от $T_c(\equiv T_c^{MF})$, заведомо недостаточно использовать (как это делалось, например, в [33]) разложение $\operatorname{Im}\Gamma^{-1}(\omega, 0)$ по ω и разложение $\operatorname{Re}\Gamma^{-1}(\omega, \mathrm{K})$ (16), поскольку это в конечном итоге было бы эквивалентно использованию теории Гинзбурга—Ландау, которая, как хорошо известно [37,38], из-за большого вклада коротковолновых и высокочастотных флуктуаций при $T - T_c \sim T_c$ непосредственно применяться не может. Поэтому для корректного описания (в том числе и таких) флуктуаций зависимость ФГ (15) от ω и K необходимо учитывать по возможности максимально аккуратно. Реалистичным для такой цели представляется использование более точного выражения, в первую очередь, для $\operatorname{Im}\Gamma^{-1}(\omega, \mathrm{K})$ при сохранении (16), что физически обусловлено интенсивными при $T > T_c$ и сильно влияющими на свойства $2D$ системы динамическими процессами распада составных бозонов. Параметры же этого распада зависят главным образом от $\operatorname{Im}\Gamma^{-1}(\omega, \mathrm{K})$. Важно также, что предлагаемое ниже для расчета ПМВ приближенное выражение для $\operatorname{Im}\Gamma^{-1}(\omega, \mathrm{K})$ не выводит за пределы применимости представления (16).

Итак, когда μ уже неотличимо от ε_F и одновременно много больше актуальных значений T, решение уравнения (22) имеет вид

$$T_c^{MF} = \frac{\gamma}{\pi}\sqrt{2|\varepsilon_b|\varepsilon_F} \approx T_c, \quad (23)$$

откуда непосредственно следует, что для соответствующих реальных значений n_f имеет место соотношение

$$\frac{\varepsilon_F}{T_c} = \frac{\pi}{\sqrt{2}\,\gamma}\sqrt{\frac{\varepsilon_F}{|\varepsilon_b|}}, \quad (24)$$

которое дает возможность для описания степени отклонения поведения системы от предсказаний теории БКШ использовать значение T_c, более доступное для прямого измерения, чем энергия ε_b. Что касается выражений (17)-(19), то, например, для области $\mu/T \gtrsim 10$ они существенно упрощаются, принимая вид

$$a = \frac{m}{2\pi}\ln\frac{T}{T_c};\quad b = \frac{m}{2\pi}\frac{7\zeta(3)}{(2\pi)^2}\frac{\mu}{T^2};$$
$$c = \frac{m}{2\pi}\frac{1}{4\mu} \quad (25)$$

($\zeta(x)$ — дзета-функция). Отсюда видно, что, когда $T - T_c \sim T_c$, приближенность использованного в (23) определения $T_c \approx T_c^{MF}$ становится уже несущественной. Кроме того, с помощью (25) можно преобразовать (16) к виду

$$\operatorname{Re}\Gamma^{-1}(\omega, \mathrm{K}) = \frac{m}{2\pi}\left(\ln\frac{T}{T_c} + \alpha\mathrm{K}^2 - \frac{\omega}{4\mu}\right);$$
$$\alpha \equiv \frac{1}{4m}\frac{7\zeta(3)}{(2\pi)^2}\frac{\mu}{T^2}, \quad (26)$$

а коэффициент $m/2\pi$ фактически задает плотность фермионных $2D$ состояний. Выражение (26) с точностью до связанного также с двумерностью множителя 2/3 в коэффициенте α совпадает с полученным Асламазовым и Ларкиным [33], где, правда, рассматривалась лишь область, примыкающая к T_c, и величина T заменялась на T_c; для нас же сохранение текущего значения T в α весьма принципиально.

Заметим также, что слагаемое $\omega/4\mu$ в (26) связано с отсутствием в рассматриваемой модели пол-

ной электронно-дырочной симметрии [39]; оно описывает незатухающую часть бозонной ФГ. В работе [33] вследствие предполагаемой в ней малости ω и того, что отношение μ/T_c, наоборот, считалось очень большим, это слагаемое было опущено. Здесь же оно не мало и существенно влияет на поведение и величину ПМВ.

Завершим вычисление $\mathrm{Im}\,\Gamma^{-1}(\omega, \mathrm{K})$ получением выражения для области малых частот и импульсов, определив ее неравенствами $\omega < T$ и $\mathrm{K}^2/4m << (T/\mu)T$; тогда из (20) и (21) имеем

$$\mathrm{Im}\,\Gamma^{-1}(\omega, \mathrm{K}) =$$

$$= -\frac{m}{4}\,\mathrm{th}\left(\frac{\omega}{4T}\right)(1-\delta\mathrm{K}^2)\,\theta(\omega+2\mu)\,\theta(1-\delta\mathrm{K}^2)\,, \tag{27}$$

где $\delta \equiv (1/16m)(\mu/T^2)$. Имея формулы (26) и (27), можно записать как саму искомую ФГ составных бозонов, входящую в (9), так и используемую нами ее мнимую часть

$$\mathrm{Im}\,\Gamma(\omega, \mathrm{K}) =$$

$$= -\frac{\mathrm{Im}\,\Gamma^{-1}(\omega, \mathrm{K})}{\left(\ln\frac{T}{T_c} + \alpha\mathrm{K}^2 - \frac{\omega}{4\mu}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{2}\right)^2(1-\delta\mathrm{K}^2)\,\mathrm{th}^2\left(\frac{\omega}{4T}\right)}\,, \tag{28}$$

которая пропорциональна спектральной плотности бозонов. Принципиальным отличием последнего выражения от полученного в рамках разложения по производным [33] является то, что большие импульсы в (28) «зарезаются» сами по себе*, что соответствует подавлению вклада коротковолновых бозе-флуктуаций. Ранее, отметим, такое обрезание вводилось искусственно [40], чтобы расширить температурную (флуктуационную) область использования подхода Гинзбурга—Ландау.

Приведенная форма $\mathrm{Im}\,\Gamma(\omega, \mathrm{K})$ позволяет практически до конца оставаться в рамках аналитических расчетов, лишь на последней стадии используя численное интегрирование, что при дефиците аналитических результатов является довольно ценным. Отметим только, что далее нам придется применять выражение (28) и в области $\omega \sim \mu$, т.е. за формально оговоренными выше пределами непосредственной его (и (27)) справедливости. Тем не менее согласованность предложенной схемы с подходом, развитым в [40], вселяет надежду на то, что вносимая этим неточность имеет скорее количественный, чем качественный характер.

4. Температурное поведение парамагнитной восприимчивости

Суммирование в (9) по частотам выполняется после подстановки в это выражение спектрального представления (28)

$$n_B(\mu, T) = \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int \frac{d\mathrm{K}}{(2\pi)^2}\, n_B(\omega)\,\mathrm{Im}\,\Gamma(\omega, \mathrm{K})\,, \tag{29}$$

где $n_B(\omega) \equiv [\exp(\omega/T) - 1]^{-1}$ — функция бозераспределения.

Прежде чем изучить поведение $n_B(\mu, T)$ (29) при относительно больших значениях n_f, для сравнения приведем решение уравнения (7) в случае малых n_f, когда $\mu < 0$ и $|\mu|/T >> 1$ (предел локальных составных пар). Искомым решением служит значение $\mu \approx -|\varepsilon_b|/2$, и из формул (11)–(14) прямо вытекает, что $\chi(\mu, T) \approx O[\exp(-|\varepsilon_b|/T)]$. Полученный результат имеет простое объяснение: вклад фермионов в полную ПМВ экспоненциально мал ввиду их фактического отсутствия; вклад же составных синглетных бозонов подавлен большой энергией связи и нулевым спином ($\chi_b(-|\varepsilon_b|/2, T) \approx$ ≈ 0 (см. (14)), несмотря на то что их относительно много ($n_B(-|\varepsilon_b|/2, T) \approx n_f/2$). Эта простая физическая ситуация важна, в частности, и тем, что может быть рассмотрена аналитически, хотя бозеподобные ферми-системы представляют, по-видимому, лишь теоретический интерес.

Что касается ПМВ в области оптимальных концентраций, то в ней (см. (14))

$$\chi_b(\mu, T) = 2\chi_{\mathrm{Pauli}}\,\alpha\,\frac{m}{\varepsilon_F}\,, \tag{30}$$

где χ_{Pauli} и α определены в (12) и (26) соответственно, и, как и выше, считается, что $\varepsilon_F/T >> 1$. При этом интегрирование по K в (29) с использованием (28) дает

$$\int \frac{d\mathrm{K}}{(2\pi)^2}\,\mathrm{Im}\,\Gamma(\omega, \mathrm{K}) = \frac{1}{2\alpha m}\,\theta(\omega + 2\varepsilon_F)\,\frac{1}{1+\kappa^2 t^2(\omega)} \times$$

* Именно поэтому (27) действительно в пределах применимости разложения по импульсам, использованного при получении (16).

$$\times \left\{ \operatorname{arctg} \frac{1}{\kappa t(\omega)} - \operatorname{arctg} \frac{1}{\kappa t(\omega)} \left[1 - \frac{1 + \kappa^2 t^2(\omega)}{\kappa \left(\frac{1}{\kappa} + \ln \frac{T}{T_c} - \frac{\omega}{4\varepsilon_F} \right)} \right] - \frac{\kappa t(\omega)}{2} \ln \left| \frac{\left(\frac{1}{\kappa} + \ln \frac{T}{T_c} - \frac{\omega}{4\varepsilon_F} \right)^2}{\left(\ln \frac{T}{T_c} - \frac{\omega}{4\varepsilon_F} \right)^2 + t^2(\omega)} \right| \right\}, \tag{31}$$

где $t(\omega) \equiv (\pi/2)\,\mathrm{th}\,(\omega/4T)$, а параметр $\kappa \equiv \delta/\alpha = \pi^2/7\zeta(3) \approx 1{,}18$ может, учитывая приближенный характер (27), использоваться и в качестве подгоночного.

Чтобы завершить получение плотности $n_B(\varepsilon_F, T)$, необходимо подставить (31) в (28), но сначала приведем ее другое представление, а именно:

$$n_B(\varepsilon_F, T) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty d\omega \int \frac{d\mathbf{K}}{(2\pi)^2} \left[\operatorname{Im} \Gamma(\omega, \mathbf{K}) - \operatorname{Im} \Gamma(-\omega, \mathbf{K}) \right] n_B(\omega) - \frac{1}{\pi} \int_0^\infty d\omega \int \frac{d\mathbf{K}}{(2\pi)^2} \operatorname{Im} \Gamma(-\omega, \mathbf{K}) . \tag{32}$$

Это простое разбиение на самом деле не формально, а имеет некоторый физический смысл: действительно, первый интеграл в (32) из-за присутствия в нем функции $n_B(\omega)$ сингулярен при $T = T_c$, в то время как второй в этой точке остается конечным. Это говорит о том, что первый интеграл соответствует термически возбужденным распадным бозонам, при $T = T_c$ (если идти из области $T > T_c$) приобретающим когерентность и стабилизирующимся в виде куперовских пар. Второй же описывает некогерентные метастабильные бозе-частицы, число которых остается всегда конечным.

Простейшие оценки зависимостей от ε_F показывают, что порядок первого слагаемого в (32), или части плотности бозонов, зависящей от T, пропорционален T/ε_F, и в соответствии с рассматриваемой областью значений n_f оно мало, если T не близка к T_c. Для второго слагаемого оценка дает $O(1)$, т.е., если даже плотность фермионов в системе велика и доля составных бозонов относительно мала, вклад (всегда отрицательный) последних в величину ПМВ может оказаться сравнимым с фермионным. Иными словами, в нормальной фазе $2D$ ферми-систем с притяжением между носителями постоянно, вне зависимости от ε_F, присутствует слабо зависящее от T_c (только через $\operatorname{Im} \Gamma(\omega, \mathbf{K})$) конечное число короткоживущих (в меру относительно большой $\operatorname{Im} \Gamma^{-1}(\omega, \mathbf{K})$) и нескоррелированных бозе-частиц. Корреляция между ними и их число возрастают по мере приближения к критической температуре. При этом следует иметь в виду, что сделанное утверждение о большом бозонном вкладе в ПМВ самым существенным образом связано с размерностью — в данном случае $2D$. Для $3D$ систем ситуация другая: в частности, взяв ту же величину $\operatorname{Im} \Gamma(\omega, \mathbf{K})$ (она (см. [17]) совпадает с $2D$ только при малых ω и $\mathbf{K}$, но заметно меньше, если $\omega \sim -2\varepsilon_F$), только за счет корневой зависимости плотности состояний от энергии можно получить, что $n_B(\varepsilon_F, T) \sim (T/\varepsilon_F)^{1/2}$. Последнее означает, что с ростом ε_F бозонный вклад в ПМВ $3D$ систем будет падать, а не быть, как в $2D$, постоянным.

Для получения искомой температурной зависимости ПМВ выражение (31) интегрировалось по ω численно; соответствующие результаты приведены на рис. 1. Расчет проводился для $\chi(\varepsilon_F, T)$, определяемой из (11), причем считалось, что $\chi_F(\varepsilon_F, T) \approx \chi_{\text{Pauli}}$; в целом он подтвердил сделанные выше оценки. Так, при $T \gtrsim 2T_c$ основной вклад в $\chi_B(\varepsilon_F, T)$ действительно вносит второе (см. (32)) слагаемое, а зависимость $\chi(\varepsilon_F, T)$ от T близка к линейной. В

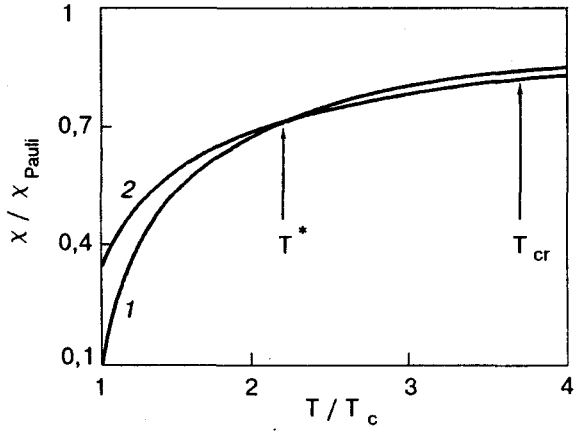

Рис. 1. Поведение ПМВ как функции T: *1* — $\varepsilon_F/T_c = 10$; *2* — $\varepsilon_F/T_c = 50$. (Характерные температуры T^* и T_{cr} указаны приблизительно, а пересечение кривых обусловлено использованием коэффициентов a, b и c в виде (25), для которых неравенство $\mu/T > 10$ при вычислении кривой *1* начинает нарушаться по мере роста T).

области $T \lesssim 2T_c$ начинает сказываться вклад первого слагаемого; видно, что при $\varepsilon_F/T_c \approx 10$ оно, естественно, больше, чем при $\varepsilon_F/T_c \approx 50$.

Сопоставление расчетных кривых с экспериментальными (см., например, [1,5]) показывает, что качественно они весьма близки между собой. Так, на экспериментальных зависимостях принято выделять два характерных температурных интервала в ПМВ: первый, когда она убывает линейно, и второй, где убывание $\chi(\varepsilon_F, T)$ становится более быстрым, что в случае ВТСП объясняется появлением щели в спектре их спиновых возбуждений. При этом первому интервалу соответствует область $T^* \lesssim T \lesssim T_{cr}$, а второму — $T_c \lesssim T \lesssim T^*$; здесь T_{cr} и T^* — некоторые эмпирически определяемые температуры (см. рис. 1). И хотя нам не удалось оценить их, видно, что полученные температурные зависимости для ПМВ убедительно демонстрируют практически такое же поведение. Это, с нашей точки зрения, ставит под некоторое сомнение модели или теории, в которых подобное поведение ПМВ приписывается исключительно основному магнитному состоянию ВТСП или магнетизму их купратных плоскостей, фактически оставляя в стороне роль и свойства ферми-подсистемы пониженной размерности. Нам же представляется, что последняя также может давать наблюдаемое поведение и уж, во всяком случае, ее роль не может игнорироваться.

Заключение

Результаты проведенных расчетов свидетельствуют в пользу необычных свойств $2D$ ферми-систем, если их частицы могут притягиваться. Мы рассмотрели прямое незапаздывающее притяжение в рамках модели БКШ, но можно предположить, что и косвенное взаимодействие в $2D$ системе даст то же необходимое поведение ПМВ, хотя это требует дополнительной проверки.

Интересным физическим результатом нашей работы представляется обнаружение выше T_c большой роли нескоррелированных между собой флуктуирующих бозе-пар. Именно они являются причиной аномального поведения нормальной фазы, обусловленного, например, формированием в ней псевдощели. Понижение T вызывает появление корреляций, и вблизи T_c поведение системы уже во многом определяется обычными СП флуктуациями в духе теории Асламазова—Ларкина. Важным может быть и вывод о том, что наличие ферми-поверхности не противоречит возможному необычному поведению ферми-системы, если ее электронные свойства имеют пониженную (даже квази-$2D$) размерность. В теориях с реальными (а не виртуальными) локальными парами (это могут быть, например, биполяроны) ферми-поверхность не существует [41]. Вопрос же о наличии или отсутствии пар выше T_c может быть разрешен, если под таковыми понимать не стабильные, а распадные образования, роль которых особенно велика в системах снова-таки пониженной размерности.

Вместе с тем расчеты не показали стремления ПМВ к паулиевской при $T > 2T_c$ с ростом отношения ε_F/T_c. Можно предположить, что причина этого состоит в том, что фактически рассчитана $2D$, а не квази-$2D$ модель, поскольку, как было видно, в $3D$ системах необходимое поведение ПМВ присутствует. Поэтому обобщение рассмотренной модели на более реалистический, квази-$2D$, случай представляло бы несомненный интерес, не говоря уже о включении в модель собственно магнитной подсистемы (локализованных спинов), чтобы попытаться найти по возможности более точный ответ на вопрос: действительно ли в ВТСП существует спиновая щель или же температурная зависимость их ПМВ может быть описана исходя лишь из наличия тем или иным образом притягивающихся между собой дырок, движущихся по купратным слоям?

Выражаем признательность Э. В. Горбару и В. П. Гусынину за неоднократное стимулирующее обсуждение затронутых выше вопросов и ценные замечания.

1. M. Mehring, *Appl. Magn. Res.* **3**, 383 (1992).
2. A. Sokol, *Proceedings of the Stanford Conference on Spectroscopice in Novel Superconductors*, Stanford (1995).
3. В. М. Локтев, *ФНТ* **22**, 3 (1996); *ФНТ* **22**, 490 (1996).
4. P. W. Anderson, *Theory of Superconductivity in the High-T_c Materials*. Preprint of Princeton University (1995).
5. D. Pines, *Invited Talk at the Bilkent Summer School on Condensed Matter Physics; «Symmetry of the Order Parameter in High-Temperature Superconductors»*, Ankara, Turkey, June 17–22 (1996).
6. B. G. Levi, *Physics Today*, June, 17 (1996).
7. A. V. Chubukov and S. Sachdev, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 169 (1993).
8. A. Sokol and D. Pines, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2813 (1993).
9. V. Bazykin, D. Pines, A. Sokol, and D. Thelen, *Phys. Rev.* **B49**, 1544 (1994).
10. В. М. Локтев, *СФХТ* **4**, 2293 (1991); *ФНТ* **19**, 375 (1993).
11. M. Randeria, J. Duan, and L. Shieh, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 981 (1989); *Phys. Rev.* **B41**, 327 (1990).
12. Э. Б. Горбар, В. П. Гусынин, В. М. Локтев, *СФХТ* **6**, 483 (1992); *ФНТ* **19**, 1171 (1993).
13. В. М. Локтев, С. Г. Шарапов, *ФНТ* **22**, 271 (1996).
14. S. Schmitt-Rink, C. M. Varma, and A. E. Ruckenstein, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 445 (1989).
15. A. Tokumitu, K. Miyake, and K. Yamada, *Progr. Theor. Phys. Suppl.* **106**, 63 (1991); *Phys. Rev.* **B47**, 11988 (1993).
16. M. Randeria, N. Trivedi, A. Moreo, and R. T. Scaletar, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2001 (1992).

17. M. Randeria, in: *Bose-Einstein Condensation*, A. Griffin, D. W. Snoke and S. Stringari (eds.), Cambridge U. P. New York (1995) p. 355.
18. R. Micnas, M. H. Pedersen, S. Schafroth, T. Schneider, J. J. Rodriquez–Nunez, and H. Beck, *Phys. Rev.* **B52**, 16223 (1995).
19. T. Schneider, M. H. Pedersen, and J. J. Rodriquez-Nunez, *Z. Phys.* **257** (1996).
20. K. Maki and T. Tsuneto, *Progr. Theor. Phys.* **31**, 945 (1964).
21. V. P. Gusynin, V. M. Loktev, and I. A. Shovkovy, *On the Normal Phase of 2D Fermi Liquid with Weak Attraction between Particles*. Kiev, 1995. — (Preprint NAS Ukraine, ITP; ITP-95-23E).
22. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, Наука, Москва (1962).
23. P. Nozieres and S. Schmitt-Rink, *J. Low Temp. Phys.* **59**, 195 (1985).
24. C. A. R. Sa de Melo, M. Randeria, and S. R. Engelbrecht, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3203 (1993).
25. P. C. Hohenberg, *Phys. Rev.* **158**, 383 (1967).
26. R. Mackenzie, P. K. Panigrahi, and S. Sakhi, *Int. J. Mod. Phys.* **A9**, 3603 (1994).
27. В. Л. Березинский, *ЖЭТФ* **59**, 907 (1970).
28. J. Kosterlitz and D. Thouless, *J. Phys.* **C6**, 1181 (1973).
29. J. Serene, *Phys. Rev.* **B40**, 10873 (1989).
30. A. Tokumitu, K. Miyake, and K. Yamada, *J. Phys. Soc. Jpn.* **60**, 380 (1991).
31. E. V. Gorbar, V. M. Loktev, and S. G. Sharapov, *Physica* **C257**, 355 (1996).
32. С. Г. Шарапов, *УФЖ* **41**, 212 (1996).
33. Л. Г. Асламазов, А. И. Ларкин, *ФТТ* **10**, 1104 (1968).
34. А. В. Свидзинский, *Пространственно-неоднородные задачи теории сверхпроводимости*, Наука, Москва (1982).
35. M. Drechsler and W. Zwerger, *Ann. Phys.* (Leipzig) **1**, 15 (1992).
36. M. Casas, J. M.- Getino, M. de Llano, R. M. Quick, H. Rubio, and D. M. van der Walt, *Phys. Rev.* **B50**, 15945 (1994).
37. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Статистическая физика*, Наука, Москва (1978).
38. М. Тинкхам, *Введение в сверхпроводимость*, Атомиздат, Москва (1980).
39. H. Ebisawa and H. Fukuyama, *Progr. Theor. Phys.* **46**, 1042 (1971).
40. B. R. Patton, V. Ambegaokar, and J. W. Wilkins, *Solid State Commun.* **7**, 1287 (1969).
41. P. W. Anderson and N. F. Mott, *Physics World* **9**, No 1, 16 (1996).

Bose-fluctuations and paramagnetic susceptibility of normal 2*D* metal with attraction between carriers: spin gap?

V. M. Loktev and S. G. Sharapov

Proceeding from the simplest theoretical field model of 2*D* metal, the paramagnetic susceptibility of weakly attracting fermions is calculated. Its dependence on the temperature at different fermion densities is obtained. It is shown that the considerable reduction of the susceptibility is related with a finite number of decoupling fermion pairs in the normal state. The relevance of the proposed model to the marginal behavior of the Fermi-liquid of high-T_c superconductors, in particular with the effect attributed to the appearing spin gap, is discussed.

Добавление при корректуре

За время, прошедшее с момента отправки статьи в Редакцию и подготовки к опубликованию, появились работы (например: A. C. Loester et. al., *Physica* **C203**, 208 (1996); H. Ding et. al., *Phys. Rev. Lett* **76**, 1533 (1996) и *Nature* **382**, 51 (1996); D. S. Marshall et. al., *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4841 (1996); В. Е. Катаев и др. *УФН* **166**, 213 (1996)), в которых представлены результаты измерений одночастичных фотоэмиссионных спектров с угловым разрешением (ARPES) купратов, свидетельствующие о том, что наблюдаемая выше T_c щель (а по сути, как правильно отмечается в этих работах, — псевдощель) более или менее плавно по T трансформируется в сверхпроводящую щель. Обе они при этом обнаруживают анизотропию, но их связь с магнетизмом ВТСП не обсуждается.

Можно надеяться, что упомянутые измерения качественно (по-видимому, вполне убедительно) подтвердили описанную выше картину, согласно которой в низкоразмерных металлах составные бозоны существуют не только ниже, но и существенно выше T_c. Отличие состоит лишь во времени жизни и скоррелированности этих частиц — выше T_c первое очень мало (бозоны передемпфированы), а вторая (в глобальном смысле) — отсутствует. Важным, однако, обстоятельством, требующим последовательного включения в модель для сравнения (хотя бы полуколичественного) ее физических свойств с наблюдаемыми в эксперименте, служит непрямой характер межфермионного притяжения, или, иначе говоря, учет в ней эффектов запаздывания. Тогда очевидно, что для условий типа БКШ формирование и щели (см. [13]), и псевдощели будет происходить преимущественно за счет «выедания» числа фермионов именно в «фононном (магнонном и т.п.) пояске» вблизи поверхности Ферми, как это и происходит в эксперименте.