

Поведение парамагнитной восприимчивости $2D$ металла при переходах между нормальной, псевдощелевой и сверхпроводящей фазами

В. П. Гусынин, 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 23 мая 1997 г., после переработки 1 июля 1997 г.

Рассчитана парамагнитная восприимчивость $2D$ металла с произвольной плотностью носителей. Показано, что температурное поведение восприимчивости имеет отчетливо выраженную немонотонность при переходе из нормальной фазы в «аномальную», тоже несверхпроводящую, одночастичный спектр которой содержит псевдощель.

Розраховано парамагнітну сприйнятливість $2D$ метала з довільною густиною носіїв. Показано, що температурна поведінка сприйнятливості має добре виражену немонотонність при переході з нормальної фази до «аномальної», теж ненадпровідної, одночастинковий спектр якої містить псевдощілину.

PACS: 74.20.Fg, 74.20.Mn, 64.60.Cn

1. Явления, происходящие в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) при изменении в них концентрации подвижных носителей n_f (дырок), остаются среди центральных вопросов физики твердого тела. Хотя взаимосвязь допирования и магнитных, проводящих и сверхпроводящих, свойств соответствующих соединений надежно установлена, причины наблюдаемых корреляций пока не вскрыты. Если говорить по существу, то можно отметить следующую главную тенденцию: чем меньше концентрация n_f в купратных слоях CuO_2 , тем сильнее отклоняются свойства того или иного ВТСП от предсказаний теории нормальной ферми-жидкости, с одной стороны, и теории сверхпроводимости БКШ — с другой. Поэтому введены и широко используются понятия о слабо (underdoped) и сильно (overdoped) допированных состояниях (режимах), в которых поведение различных измеряемых характеристик ВТСП качественно различно (см. обзоры [1–3], а также [4]).

В частности, в слабо допированных образцах переход из нормального состояния в сверхпроводящее сопровождается несвойственным обычной ферми-жидкости уменьшением плотности квази-

частичных состояний, которое, что важно, начинается задолго до достижения температурой T своего критического значения T_c . На это прямо указывают ход теплоемкости [5], спектр ARPES [6,7]. Отмеченное уменьшение интерпретируют (см. [4]) как открытие в электронном спектре купратов псевдощели, причины появления которой, по мнению Пайнса [3], составляют одну из ключевых проблем ВТСП.

Вместе с тем, другие характеристики (времена релаксации ЯМР, сдвиг Найта [8]) показывают, что по мере уменьшения T однородная магнитная восприимчивость $\chi(T)$ нормальной фазы начинает спадать заметно выше T_c , что также не соответствует фермижидкостному поведению, согласно которому в области $T > T_c$ величина

$$\chi(T) = \chi_{\text{Pauli}} = \frac{1}{\pi} \mu_B^2 m$$

(μ_B — магнетон Бора; m — эффективная масса носителя). Поскольку плоскости CuO_2 содержат узельные магнитные моменты, существует альтернативная точка зрения (см. обзоры [3,9,10]), что основные изменения претерпевает не делокализованная (носители), а локализованная (спины ионов

Cu^{2+}) подсистема, где в меру уменьшения корреляционной магнитной длины может открываться спиновая щель. Некоторые критические замечания к этой концепции высказаны в [1].

Недавно в работах [11,12] в рамках простой модели 2D сверхпроводника с произвольными n_f было показано, что псевдощель в одноэлектронном спектре и соответствующая ей псевдощелевая фаза возникают в металлических системах, когда их размерность оказывается пониженной. Псевдощелевая фаза в использованном приближении самосогласованно формируется при некоторой температуре T_p , которая при всех n_f превышает T_c ($\equiv T_{\text{ВКТ}}$ в 2D случае, $T_{\text{ВКТ}}$ — температура Березинского-Костерлица-Таулесса).

Настоящее сообщение ставит целью расчет парамагнитной восприимчивости (ПМВ) 2D металла, испытывающего переход из нормальной фазы в псевдощелевую, а затем — в сверхпроводящую (здесь БКТ) с синглетным спариванием. В известной мере неожиданным результатом данного исследования явилось то, что ПМВ отчетливо «чувствует» переход в псевдощелевую (несверхпроводящую) фазу; переход же в сверхпроводящую фазу проходит плавно.

2. Плотность гамильтониана 2D фермионов во внешнем магнитном поле H^* имеет вид

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

где все обозначения совпадают с принятыми в [11].

Не останавливаясь на выкладках (они практически повторяют те, что изложены в работе [11]), отметим, что, поскольку полевое слагаемое в (1) имеет диагональный по спиновым индексам вид, общие выражения для статистической суммы Z и термодинамического потенциала Ω сохраняют свой вид с той лишь разницей, что теперь одночастичная функция Грина, через которую они определяются, становится зависящей от поля:

$$G(i\omega_n, \mathbf{k}) = \frac{(i\omega_n + \mu_B H) \hat{I} + \tau_3 \xi(\mathbf{k}) - \tau_1 \rho}{(i\omega_n + \mu_B H)^2 - \xi^2(\mathbf{k}) - \rho^2} e^{i\omega_n \tau_3 \delta}, \quad \delta \rightarrow +0. \quad (2)$$

* Его направление для нижеследующего расчета значения не имеет; однако отметим, что если поле лежит в плоскости движения фермионов, то диамагнитный вклад в полную магнитную восприимчивость исключается автоматически.

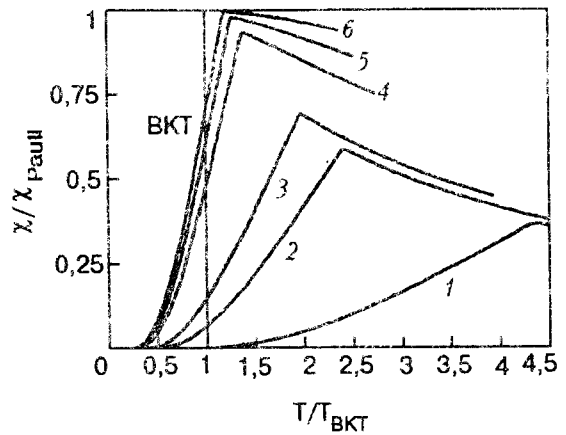


Рис. 1. Поведение ПМВ при разных значениях n_f , определяемых величиной отношения ϵ_f/ϵ_b (ϵ_b — энергия двухчастичного связанного состояния [1,11]): 0,2 (1); 0,6 (2); 1 (3); 5 (4); 10 (5); 20 (6).

Поэтому Ω также зависит от H , что позволяет рассчитать искомую ПМВ по известному соотношению

$$\chi(T) = \frac{1}{v} \left. \frac{\partial^2 \Omega}{\partial H^2} \right|_{H \rightarrow 0}. \quad (3)$$

Окончательное выражение для (3) с учетом (2) оказывается простым и имеет следующий вид:

$$\chi(T) = \frac{1}{2} \chi_{\text{Pauli}} \int_{-\mu/2T}^{\infty} dx \operatorname{ch}^{-2} \sqrt{x^2 + \rho^2/4T^2}. \quad (4)$$

Нетрудно убедиться, что если модуль параметра порядка $\rho = 0$ (нормальная фаза), то интеграл (4) легко берется и ПМВ приобретает известную для идеального 2D ферми-газа форму [13]:

$$\chi(T) = \chi_{\text{Pauli}} [1 + \exp(-\mu/T)]^{-1}.$$

Результаты численного решения полученной в [11] самосогласованной системы уравнений для ρ , μ и $T_{\text{ВКТ}}$ (а также T_p на критической линии $\rho \rightarrow 0$), позволяющие по (4) непосредственно вычислить $\chi(T)$, показаны на рис. 1. Видно, что если в точке $T = T_p$ зависимость ПМВ испытывает довольно сильный излом, то точка перехода в сверхпроводящее состояние на кривой $\chi(T)$ фактически

не проявляется. Подобное поведение качественно правильно описывает то, что наблюдается в ВТСП (см. [3,14]), где наиболее заметное изменение однородной ПМВ (и других наблюдаемых параметров) происходит при некоторой температуре $T_* > T_c$. Если предположить, что ей отвечает начало формирования псевдощели (или ρ , что, по сути, одно и то же), то это, в свою очередь, требует отождествления T_ρ и T_* . Тем самым температура T_* , вводимая рядом автором эмпирически, приобретает ясное физическое содержание.

Показанные на рис. 1 кривые относятся к случаю пренебрежения флуктуациями ρ и вихревыми конфигурациями угла θ , что более или менее оправданно лишь в фазах, где $\rho \neq 0$. В нормальной же фазе флуктуации параметра порядка (а не только его фазы) существенны даже для относительно высоких n_f и могут давать (также отрицательный) вклад в ПМВ в области $T > T_\rho$ [15]. Мы здесь им пренебрегли, чтобы подчеркнуть различие между поведением ПМВ в точках $T_{\text{ВКТ}}$ (т.е. T_c) и T_ρ .

Проведенные расчеты, кроме того, продемонстрировали (см. рис. 1), что чем выше n_f , тем относительно более узкой становится область псевдощелевой фазы, что также весьма неплохо согласуется с картиной, следующей из экспериментов [4,14]. Что касается термодинамики фазового перехода из нормальной фазы в псевдощелевую, то ее необходимо изучать лишь с учетом затухания имеющихся в системе возбуждений, что требует отдельного рассмотрения (включающего, конечно, и более полный анализ вкладов флуктуаций). При этом следует также иметь в виду, что при упомянутом переходе не происходит спонтанного понижения симметрии, поэтому он, по-видимому, не может рассматриваться как истинный фазовый переход. Единственное, что можно утверждать, — это то, что в точке T_ρ начинается быстрое увеличение (если $T < T_\rho$) величины ρ , выше этой температуры достаточно медленно убывающей.

Но как бы хорошо ни соответствовали изложенные выше результаты, полученные в рамках простейшей модели, выводам, следующим из эксперимента, нельзя и преувеличивать ее возможности. Она не только пренебрегает слабой (хотя прин-

ципальной для T_c) трехмерностью реальных ВТСП, но и не учитывает такое важное обстоятельство, как наличие в них локализованных спинов, сильно взаимодействующих с носителями [1] и дающих свой, весьма значительный, вклад в ПМВ, не говоря уже о возможном формировании (см. [1]) анизотропного параметра порядка. Изучить действие названных (и некоторых других) факторов одновременно и последовательно пока, однако, не удается.

1. В. М. Локтев, *ФНТ* 22, 3 (1996).
2. B. G. Levi, *Phys. Today* 49, 17 (1996).
3. D. Pines, *Tr. J. Physics* 20, 535 (1996).
4. *Proc. of the 10th Anniversary HTS Workshop on Physics, Materials and Applications* (Texas, Houston, March 12-16, 1996; NK: World Scientific Pub. (1996).
5. J. W. Loram, K. A. Murza, J. R. Cooper, and W. Y. Liang, *Phys. Rev. Lett.* 71, 1740 (1993).
6. Y. Fukuzumi, K. Mizuhashi, K. Tanaka, and S. Ushida, *Phys. Rev. Lett.* 76, 684 (1996).
7. D. S. Marshall, D. S. Dessau, A. G. Loeser, C.-H. Park, A. Y. Matsuura, J. N. Eckstein, I. Bosovic, P. Fournier, A. Kapitulnik, W. E. Spicer, and Z.-X. Shen, *Phys. Rev. Lett.* 76, 4841 (1996).
8. H. Alloul, T. Ohno, and P. Mendels, *Phys. Rev. Lett.* 63, 1700 (1989).
9. V. Barzykin and D. Pines, *Phys. Rev.* B52, 13585 (1995).
10. D. Scalapino, *Tr. J. Physics* 20, 560 (1996).
11. В. П. Гусынин, В. М. Локтев, С. Г. Шарапов, *ФНТ* 23, 816 (1997).
12. V. M. Loktev, S. G. Sharapov, and V. N. Turkowski, *Preprint, Cond-mat/9703070*.
13. М. А. Квасников, *Термодинамика и статистическая физика*, МГУ, Москва (1991).
14. C. Berthier, M. H. Julien, M. Horvatic, and Y. Berthier, *J. Phys. (Paris)* 6, 2205 (1996).
15. В. М. Локтев, С. Г. Шарапов, *ФНТ* 23, 180 (1997).

The behaviour of the 2D metal paramagnetic susceptibility at transitions between normal, pseudogap and superconducting phases

V. P. Gusynin, V. M. Loktev, and S. G. Sharapov

The paramagnetic susceptibility of a 2D metal with arbitrary carrier density is calculated. It is shown that its temperature behaviour has evident nonmonotony at transition from the normal phase to the so called «abnormal» one which is also non-superconducting, and whose one-particle spectrum contains a pseudogap.