

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ МАГНИТНОГО СПАРИВАНИЯ В СПИНОВОЙ КВАНТОВОЙ ЖИДКОСТИ ВТСП

И.Е.Дзялошинский

В спиновой квантовой жидкости имеются два типа взаимодействия спиновых флюктуаций с заряженными дырками или частицами. Первый, ответственный также и за фрустрирование антиферромагнитного состояния, эффективен лишь в синглетном состоянии. Знак второго, описывающего влияние флюктуаций на намагниченность носителей заряда, зависит от неясных пока детальных свойств СКЖ.

Практически с момента открытия ВТСП среди теоретиков наиболее популярным стал магнитный механизм спаривания. Развитие теории началось с работ Андерсона, рассмотревшего случай предельно сильного отталкивания между электронами. Затем последовал анализ притяжения за счет обмена магнитными флюктуациями в противоположном пределе: слабой связи, данный в работах Яковенко и автора¹ и Шриффера с сотрудниками², развивших концепцию "спин-бэг". В настоящее время взаимодействие носителей тока с флюктуациями магнитной системы приобретает все большее внимание, но ясности далеко еще нет^{3–6}. Более того, хотя сейчас все более или менее согласны с тем, что в большинстве ВТСП, содержащих медь, последняя всегда находится в состоянии d^9 и ее можно считать "нейтральным" атомом со спином 1/2, а носителями тока являются дырки, локализованные на кислороде, открытие Токура и др.⁷ электронного сверхпроводника разрушило универсальность этой схемы. Имеет смысл поэтому обсудить феноменологическую схему, нечувствительную к принципиальному микроскопическому различию между электронной и дырочной сверхпроводимостью.

Простейшей феноменологической моделью магнитной подсистемы ВТСП, т. е. гайзенберговского обмена между спинами меди, является теория, в которой ориентация описывается единичным антиферромагнитным вектором \mathbf{n} (так называемая нелинейная σ -модель). В предельно квантовом случае нулевой температуры действие имеет известный вид

$$\frac{1}{2} J \int d^2x dt \{ (\nabla \mathbf{n})^2 + \frac{1}{w^2} \dot{\mathbf{n}}^2 \}. \quad (1)$$

Здесь t – мнимое время квантовой статистики, J – обменный интеграл, w – скорость спиновых волн. После очевидного изменения масштаба времени $z = w t$ квантовое действие (1) превращается в энергию трехмерного классического магнетика

$$\frac{1}{2T_{eff}} \int d^3x (\nabla_3 \mathbf{n})^2, \quad T_{eff} = \frac{w}{J}. \quad (2)$$

Теория (1), (2) была исчерпывающе развита Чакраварти и др.⁸.

Можно написать два выражения для взаимодействия флюктуаций спиновой системы с операторами частиц или дырок ψ , ψ^+ , которые не являются превышением точности теории (1), (2), т. е. не будут содержать производных выше второго порядка. Первое взаимодействие

$$g_s \int d^2x d\tau \psi^+ \psi (\nabla \mathbf{n})^2 \quad (3)$$

фактически ответственно за перенормировку обмена J (или эффективной температуры T_{eff}) при внесении носителей заряда. При $g_s < 0$ увеличение концентрации носителей поведет к падению J и w (фрустрации) и нагреванию классического трехмерного магнетика

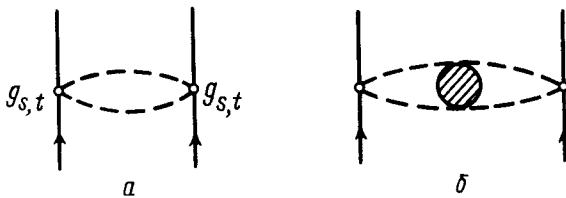
(2). Микроскопические механизмы фрустрации предлагались многими авторами, начиная с Андерсона (см. также ⁹, ¹⁰). Одни из них, например, ⁹, принципиально связаны с тем, что носители заряда — дырки. Механизм Андерсона безразличен к знаку заряда: фрустрация в нем происходит от локализации электрона или дырки на меди ($d^9 \rightarrow d^{10}, d^8$).

В дальнейшем я ограничусь ситуацией полной фрустрации (высоких T_{eff}) и буду считать, что магнитная система пребывает в состоянии спиновой квантовой жидкости (СКЖ) ¹¹. Этот выбор представляется разумным, поскольку до сих пор мы не имеем экспериментальных указаний на отчетливо выраженное существование антиферромагнетизма и сверхпроводимости.

Второе взаимодействие вовлекает угловой момент n -поля: ($n \times n$) и магнитный момент носителей:

$$g_t \int d^2x dt \psi^+ \vec{\sigma} \psi \cdot (n \times \dot{n}). \quad (4)$$

В отличие от (3) формула (4) исчезает в классическом пределе, когда поле n перестает зависеть от времени t . В нефрустрированном антиферромагнитном состоянии (4) — обычное взаимодействие электронов со спиновыми волнами: для этого достаточно заменить в (4) n его равновесным значением n_0 .



Эффективное взаимодействие между носителями для малых зарядов g_s, g_t определяется диаграммами рис. а, б, где прерывистой линией обозначена корреляционная функция

$$S_{kl} = \langle n_k(x, \tau) n_l(0, 0) \rangle,$$

а заштрихованным кружком полная амплитуда рассеяния флюктуаций в СКЖ. Легко проверяется, что благодаря тензорной структуре триплетной вершины (4) и обменности СКЖ: $S_{kl} \sim \delta_{kl}$, в диаграммах рисунка отсутствуют интерференционные члены, пропорциональные $g_s g_t$. Взаимодействие, генерируемое синглетным зарядом (3), знакопостоянно и отрицательно:

$$\sim - g_s^2 \langle (\nabla n)_1^2 (\nabla n)_2^2 \rangle.$$

С триплетным взаимодействием ситуация неясна. Нет возможности определить знак даже простейшей диаграммы рис. а. Ей соответствует взаимодействие

$$g_t^2 \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 \left\{ \left(\frac{dS}{d\tau} \right)^2 - S \frac{d^2 S}{d\tau^2} \right\}, \quad (5)$$

где $S(x, \tau) = \langle n(x, \tau) n(0, 0) \rangle$. До сих пор нет достаточных экспериментальных данных (см., например, ¹²) относительно поведения $S(x, \tau)$ на малых временах и расстояниях.

¹¹ Я намеренно не касаюсь теорий с инвариантом Хопфа (θ -членом см., например, ¹¹). Здесь СКЖ — “тривиальный” ван-Флековский синглетный парамагнетик с конечной щелью для триплетных возбуждений и постоянной восприимчивостью $\chi \sim 1/T_{eff}$.

Более того, не помогает и предположение о существенной временной дисперсии триплетных сил. Мы знаем, разумеется, скейлинговое выражение при $\tau \rightarrow \infty$.

$$S \sim \exp \left(- \frac{\sqrt{x^2 + y^2 + w^2 \tau^2}}{R_c} \right),$$

однако подстановка его в (5) дает нуль, так что все определяется неизвестной предэкспонентой.

К счастью неопределенность в знаке триплетного взаимодействия по-видимому не столь существенна для реальных ВТСП. Мы знаем¹², например, что в La₂CuO₄ флюктуации становятся классическими уже при температурах $T \geq 10$ К, в четыре раза меньших температуры сверхпроводящего перехода. Если и в других магнитных ВТСП переход осуществляется в области классических флюктуаций $\bar{n} = 0$, то триплетное взаимодействие и там будет подавлено. Величину синглетного заряда g_s можно было бы в принципе извлечь из зависимости двумерного обменного интеграла от концентрации носителей:

$$g_s \sim dJ/dn_{e, h}.$$

Эксперимент¹², однако, дает либо концентрационную зависимость точки антиферромагнитного перехода T_N , непосредственно с J не связанный, либо скорость спиновых волн $w \sim \sqrt{J}$, которая меняется с концентрацией довольно слабо, что не позволяет извлечь g_s . Ситуация здесь еще более запутана тем, что для La₂CuO₄ одна из теорий⁹ напротив предсказывает очень большую величину dJ/dn_h .

Литература

1. Дзялошинский И.Е. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, Приложение, 110; ЖЭТФ, 1987, 93, 1487; Дзялошинский И.Е., Яковенко В.М. ЖЭТФ, 1988, 94, 344; Dzyaloshinskii I. Van Hove Singularities Revisited, ITCP, Trieste, 1987.
2. Schrieffer J.R. et al. Phys. Rev. Lett., 1988, 60, 944.
3. Shraiman B.I., Siggia E.D. Phys. Rev. Lett., 1988, 61, 467.
4. Inui M. et al. Phys. Rev. B, 1988, 38, 6631.
5. Schmitt-Rink S. et al. Phys. Rev. Lett., 1988, 60, 2793.
6. Andrei N., Coleman P. Cooper Instability in the Presence of a Spin Liquid. Preprint, Rutgers University, 1989.
7. Tokura Y. et al. Nature, 1989, in press.
8. Chakravarty S. et al. Phys. Rev. Lett., 1988, 60, 1057.
9. Aharony A. et al. Phys. Rev. Lett., 1988, 60, 1330.
10. Doniach S. et al. Quantum Frustr. and the Disappearance of Two-dimensional Off-diagonal Long Range Order at Zero Temperature. Preprint, Stanford University, 1989.
11. Дзялошинский И.Е. Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, 650.
12. Birgenau R.G., Shirane G. Neutron Scattering Studies of Structural and Magn. Excitations in Lamellar Copper Oxides. In: Phys. Properties of High Temperature Superconductors. Ed. D.M. Ginsberg. World Scientific Publishing, 1989.