Письма в ЖЭТФ, том 49, вып.12, стр.685–688 *25 июня 1989 г.*

НЕНУЛЕВАЯ ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ С ВЫСОКОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ ПЕРЕХОДА

Г.Е.Воловик

Сверхпроводники с большим T_c могут иметь ферми-поверхность даже в сверхпроводящем состоянии. Это объясняет наблюдаемый линейный по температуре член в теплоемкости в высокотемпературных сверхпроводниках, указывающий на конечную плотность состояний.

Эксперименты по измерению теплоемкости в высокотемпературном сверхпроводнике $YBa_2Cu_3O_7$ дают линейный по температуре ход $C = \gamma T$ при низких температурах со значением $\gamma = 4{,}5$ мДж/моль $\cdot$ K^2 для наиболее чистых образцов [1, 2]. Становится все более очевидным, что линейный член и, следовательно, конечная плотность состояний присущи сверхпроводящему состоянию в этом веществе [3]. Это можно рассматривать как аргумент в пользу нового типа сверхпроводимости, основанной на модели резонансновалентных связей (РВБ) [4]. Однако здесь предлагается альтернативное объяснение: конечная плотность состояний — это типичное явление даже для обычной.сверхпрводимости, если межзонное взаимодействие достаточно велико.

В случае взаимодействующих зон функция щели зависит от индексов зон n, m: $\Delta_{mn}(\mathbf{k})$ и спектр больше не определяется стандартной формулой $E(\mathbf{k}) = \pm(\epsilon^2(\mathbf{k}) + |\Delta^2(\mathbf{k})|)^{1/2}$, которая справедлива лишь в однозонном приближении и согласно которой спектр в однозонном приближении ни при каких $\mathbf{k}$ не обращается в нуль в случае обычной сверхпроводимости. Ситуация меняется, когда спаривательное взаимодействие велико и нужно учитывать недиагональные по индексам зон функции Δ_{nm}, которыми обычно пренебрегают в пределе слабой связи, так как они малы по параметру T_c/E_F .

В общем случае спектр квазичастиц в сверхпроводнике определяется собственными значениями боголюбовской матрицы общего вида:

$$H = \begin{pmatrix} \epsilon_n(\mathbf{k})\delta_{nm} & \Delta_{nm}(\mathbf{k}) \\ \Delta^*_{mn}(\mathbf{k}) & -\epsilon_n(-\mathbf{k})\delta_{nm} \end{pmatrix}, \tag{1}$$

где $\epsilon_n(\mathbf{k})$ — электронный спектр n-ой зоны. Качественое поведение спектра определяется общими свойствами эрмитовой матрицы, согласно которым матрица имеет топологически устойчивые нулевые собственные значения $E(\mathbf{k}) = 0$, которые не исчезают даже под действием внешних возмущений. Эти нули в спектре квазичастиц аналогичны топологически устойчивым дефектам в конденсированных средах (см. обзор [5]), однако в отличие от последних они существуют не в реальном, а в импульсном пространстве (точнее, в пространстве квазиимпульса $\mathbf{k}$).

Нули спектра — это дефекты матрицы H в импульсном пространстве, т. е. подмножество импульсного пространства, где матрица H вырождена ($\det H(\mathbf{k}) = 0$). Нули описываются классами неэквивалентных отображений импульсного пространства в пространство невырожденных матриц H, которые образуют гомотопические группы $\pi_0, \pi_1, \pi_2 \ldots$ Группа π_0 описывает классы сингулярных поверхностей в импульсном пространстве, где $\det H = 0$, и, следовательно, по крайней мере одна из ветвей спектра пересекает нуль энергии. Таким образом, по определению — это поверхности Ферми. Они соответствуют доменным стенкам в ферромагнетике, поскольку разделяют области с положительной энергией боголюбовских квазичастиц (боголюбовский спин вверх) от областей с отрицательной энергией (боголюбовский спин вниз). Топологический инвариант для этих доменных стенок выражается через функцию Грина

$$G = (i\omega - H)^{-1}; \qquad N(\mathbf{k}) = \mathrm{tr}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{2\pi i}\, G(\mathbf{k},\omega)\partial_\omega G^{-1}(\mathbf{k},\omega). \tag{2}$$

Этот целочисленный инвариант изменяется скачком, когда импульс $\mathbf{k}$ пересекает ферми-поверхность. В нормальной ферми-жидкости $N(\mathbf{k})$ совпадает с числом квазичастичных состояний: $N(\mathbf{k}) = 1$ для $\mathbf{k}$ внутри ферми-поверхности и $N(\mathbf{k}) = 0$ для наружных импульсов; в согласии с теоремой Латтинджера [6] полное число фермионов $\Sigma_{\mathbf{k}} N(\mathbf{k})$ равно фазовому объему под ферми-поверхностью. Скачок в $N(\mathbf{k})$ индуцирует и скачок в импульсном распределении реальных частиц.

В парно-коррелированных системах теорема Латтинджера не выполняется, поскольку обобщенная функция Грина включает в себя аномальную функцию Горькова F и поэтому $\Sigma_{\mathbf{k}} N(\mathbf{k})$ не равна числу частиц. Тем не менее поверхность Ферми снова можно определить как сигнулярную поверхность, где инвариант $N(\mathbf{k})$ имеет целочисленный скачок, который индуцирует скачок (нецелочисленный) в функции распределения частиц. Включение электрон-электронных фермижидкостных корреляций не изменяет уравнения (2), в этом случае матрицу $G(\mathbf{k},\ \omega)$ нужно рассматривать как полную одночастичную функцию Грина системы, зависящую от мнимой частоты, индексы которой включают спин, номер зоны и боголюбовский спин.

В дополнении к сингулярным поверхностям в сверхпроводнике могут существовать особые линии и особые точки в спектре фермионов, которые описываются высшими гомотопическими группами π_1 и π_2 соответственно. В случае матрицы H общего вида группа π_1 тривиальна, т. е. линии нулей топологически неустойчивы [7], они могут существовать в силу определенной симметрии сверхпроводящего состояния, но исчезают при возмущениях, нарушающих симметрию. Группа π_2 нетривиальна и дает классы топологически устойчивых точечных нулей, которые не исчезают даже при нарушении симметрии [8]. Такие точки (буджумы) описываются целочисленным инвариантом также через функцию Грина:

$$N = \frac{1}{24\pi^2}\, e^{ijkl}\, \mathrm{tr} \int dS_i G(x)\partial_j G^{-1}(x) G(x)\partial_k G^{-1}(x) G(x)\partial_l G^{-1}(x). \tag{3}$$

Это уравнение сохраняется и при учете фермижидкостных электрон-электронных корреляций.

Сингулярные (Ферми) поверхности – наиболее типичная ситуация в конденсированных средах, поскольку существуют даже в нормальном металле. Исчезновение такой поверхности или изменение ее топологии осуществляется фазовым переходом Лифшица. Переход в сверхпроводящее состояние либо в другое состояние с дальним порядком типа волны спиновой или зарядовой плотности обычно сопровождается также и переходом Лифшица. Исчезает ли при этом ферми-поверхность или только изменяет свою форму или топологию зависит от деталей системы. Пример, когда небольшая ферми-поверхность выживает после образования волны спиновой плотности , обсуждается в [9] применительно к тяжелофермионным сверхпроводникам.

В сверхпроводящем состоянии ферми-поверхность полностью исчезает в случае одной зоны, но может выжить, если межзонная гибридизация из-за сверхпроводимости ($\Delta_{mn}(\mathbf{k})$) достаточно велика, т.е. сравнима с расстоянием между зонами. Поскольку эта гибридизация мала в меру малости T_c/E_F, остаточную ферми-поверхность можно ожидать только в высокотемпературных сверхпроводниках. Это означает бесщелевую сверхпроводимость даже в отсутствие примесей и даже при $T = 0$.

Возможно, что линейный по T член в теплоемкости в $YBa_2Cu_3O_7$ отражает конечную плотность состояний из-за наличия ферми-поверхности в сверхпроводящем состоянии. Это согласуется и с результатами экспериментов по рамановскому рассеянию [10], которые указывают на присутствие нормальных электронов при низких T. Поскольку размер остаточной ферми-поверхности чувствителен к деталям взаимодействия, можно ожидать сильной зависимости линейного члена от давления, магнитного поля, деформации кристалла и других возмущений. Не исключено его исчезновение при некоторых критических значениях параметров.

Я благодарен А.Ф.Андрееву, Б.Батлогу, Д.М.Гинсбергу, Л.П.Горькову, М.В.Клейну, Х.Мониену и Д.Пайнсу за стимулирующие обсуждения.

Литература

1. *Reeves M.E. et al.* Phys. Rev. B, 1987, **35**, 7207.
2. *Ishikawa M. et al.* Physica C, 1988, **153 – 155**, 1089.
3. *Stupp S.E. Ginsberg D.M.* Review on the linear term in the low temperature specific heat of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ Preprint of the University of Illinois at Urbana–Champaign, USA.
4. *Anderson P.W.* Science, 1988, **235**, 1196.

5. *Mermin N.D.* Rev. Mod. Phys., 1979, **51**, 591.

6. *Luttinger J.M., Ward J.C.* Phys. Rev. 1960, **118**, 1417; *Luttinger J.M.* Phys. Rev. 1966, **150**, 202.

7. *Grinevich P.G.* J. Low Temp. Phys., 1988, **72**, 371.

8. *Воловик Г.Е.* Письма в ЖЭТФ, 1987, **46**, 81.

9. *Kato M., Machida K.* Phys. Rev., 1988, **37**, 1510.

10. *Cooper S.L. et al.* J. Opt. Soc. Amer. B, 1989, **6**, 436.

Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
30 мая 1989 г.