Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 11, с. 911 – 913

Фазовая диаграмма UTe_2

В. П. Минеев[1)]

Институт теоретической физики имени Л. Д. Ландау, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 29 апреля 2025 г.
После переработки 29 апреля 2025 г.
Принята к публикации 30 апреля 2025 г.

Фазовая диаграмма давление–температура сверхпроводящего UTe_2 с тремя линиями фазовых переходов второго рода не может быть объяснена в терминах последовательных переходов в сверхпроводящие состояния с понижением симметрии. Задача решается с использованием двухзонного описания сверхпроводящего состояния UTe_2.

DOI: 10.31857/S0370274X25060095, EDN: JRLSYV

Недавно открытое сверхпроводящее соединение UTe_2 обладает многими необычными свойствами (см. обзор [1] и ссылки в нем). Это металл с орторомбической кристаллической структурой и сверхпроводящей критической температурой $T_c = 2.1\,\text{K}$. Температура перехода уменьшается с давлением, а затем при $P_x = 0.19\,\text{ГПа}$ переход расщепляется на два последовательных перехода второго рода [2, 3], как показано на рис. 1. Похожая фазовая диаграмма наблюдается в магнитном поле, направленном вдоль кристаллографического направления b [4, 5]. Чрезвычайно высокое верхнее критическое поле не оставляет сомнений в том, что сверхпроводимость в UTe_2 является сверхпроводимостью с триплетным спариванием. Группа орторомбической симметрии $\mathbf{D}_{2h}$ имеет четыре неприводимых представления A, B_1, B_2, B_3, поэтому в принципе возможны четыре сверхпроводящих состояния с параметрами порядка

$$\mathbf{d}(\mathbf{k}) = \eta\left(\varphi_x(\hat{\mathbf{k}})\hat{x} + \varphi_y(\hat{\mathbf{k}})\hat{y} + \varphi_z(\hat{\mathbf{k}})\hat{z}\right). \qquad (1)$$

Конкретный вид функций $\varphi_x, \varphi_y, \varphi_z$ соответствует симметрии конкретного представления. Как обычно, оси x, y, z направлены вдоль кристаллографических направлений a, b, c. Линии фазовых переходов двух из них с разными зависимостями от давления могут пересекаться, так что сверхпроводящая фаза, возникающая ниже обеих линий перехода, должна иметь группу симметрии, являющуюся подгруппой групп симметрии обеих исходных сверхпроводящих фаз [6]. Фазовая диаграмма такого типа неизбежно содержит четыре линии фазовых переходов второго рода. Однако фазовая диаграмма, представленная на рис. 1, содержащая всего три линии, совершенно иная. Поэтому объяснение, основанное на последовательных

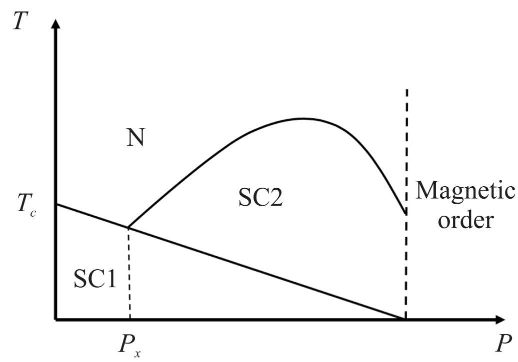

Рис. 1. Фазовая диаграмма давление–температура сверхпроводящего UTe_2

фазовых переходах в сверхпроводящие состояния с понижением симметрии, не соответствует действительности.

Объяснение фазовой диаграммы с тремя линиями переходов второго рода можно найти в модели двухзонных сверхпроводящих состояний, принадлежащих одному представлению. Обсудим ситуацию с магнитным полем $\mathbf{H} = H\hat{y}$ вдоль кристаллографического направления b. Критическая температура в отсутствии орбитальных эффектов определяется системой линейных уравнений для параметров порядка η_1, η_2

$$\begin{aligned}\eta_i = \frac{1}{2}\int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)3}\sum_{\omega_n}\sum_j V_{ij}\eta_j\big\{(\phi^2_{xj}(\hat{\mathbf{k}}) + \phi^2_{zj}(\hat{\mathbf{k}}))\,\times \\ \times\,[G^+_j(\mathbf{k},\omega_n)G^+_j(-\mathbf{k},-\omega_n) + \\ + G^-_j(\mathbf{k},\omega_n)G^-_j(-\mathbf{k},-\omega_n)] + \\ + \phi^2_{yj}(\hat{\mathbf{k}})[G^+_j(\mathbf{k},\omega_n)G^-_j(-\mathbf{k},-\omega_n) + \\ + G^-_j(\mathbf{k},\omega_n)G^+_j(-\mathbf{k},-\omega_n)]\big\},\end{aligned} \qquad (2)$$

где $i = 1, 2,\ j = 1, 2$ – зонные индексы. Матрица V_{ij}

1)e-mail: mineev@itp.ac.ru

включает амплитуды внутризонного спаривания V_{11}, V_{22} и межзонного рассеяния пар $V_{12} = V_{21}$.

$$G_i^{\pm}(\mathbf{k}\omega_\mathbf{n}) = \frac{1}{i\omega_n - \xi_i \pm \mu_B H} \tag{3}$$

– электронная функция Грина в нормальном состоянии и

$$\xi_i = \varepsilon_i(\mathbf{k}) - \mu. \tag{4}$$

Последние две строчки в уравнении (2) соответствуют парамагнитному подавлению y-компоненнты параметра порядка магнитным полем. В уравнениях (2), а также в уравнении (11), приведенном ниже, не учитывается ничтожно малый эффект смешивания параметров порядка из разных представлений, приводящий к формированию неунитарных сверхпроводящих состояний.

В отсутствие поля, умножая уравнения (2) на V_{ij}^{-1} и выполняя небходимые суммирование и интегрирование, приходим к системе уравнений

$$\left(\frac{V_{22}}{D} - \bar{N}_1 \ln\frac{\varepsilon_0}{T_c}\right)\eta_1 - \frac{V_{12}}{D}\eta_2 = 0, \tag{5}$$

$$-\frac{V_{21}}{D}\eta_1 + \left(\frac{V_{11}}{D} - \bar{N}_2 \ln\frac{\varepsilon_0}{T_c}\right)\eta_2 = 0, \tag{6}$$

где

$$D = V_{11}V_{22} - V_{12}^2$$

и

$$\bar{N}_i = \left\langle \left(\phi_{xi}^2(\hat{\mathbf{k}}) + \phi_{yi}^2(\hat{\mathbf{k}}) + \phi_{zi}^2(\hat{\mathbf{k}})\right) N_{0i}(\hat{\mathbf{k}}) \right\rangle$$

– плотность состояний, усредненная по соответствующей поверхности Ферми, ε_0 – энергия обрезания парного взаимодействия. Приравнивая определитель системы нулю, находим температуру перехода в сверхпроводящее состояние

$$T_c = \varepsilon_0 \exp\left(-\frac{1}{\lambda}\right), \tag{7}$$

где

$$\lambda = \lambda_\pm = (\lambda_{11} + \lambda_{22})/2 \pm \sqrt{(\lambda_{11} - \lambda_{22})^2/4 + \lambda_{12}\lambda_{21}}, \tag{8}$$

и $\lambda_{ij} = V_{ij}\bar{N}_j$.

До тех пор пока $V_{12} \neq 0$, сверхпроводящие состояния в обеих зонах имеют общую критическую температуру с

$$\lambda = \lambda_+. \tag{9}$$

Когда $V_{12} = 0$, формирование сверхпроводящих состояний в двух зонах происходит независимо. Соответствующие критические температуры переходов даются выражением (7) с

$$\lambda = \lambda_{11} \quad \text{и} \quad \lambda = \lambda_{22}. \tag{10}$$

Параметры λ_{11}, λ_{22}, λ_{12} зависят от давления. Если при некотором давлении P_x межзонное парное рассеяние исчезает, то сверхпроводящее состояние в каждой зоне возникает при своей собственной критической температуре $T_{c\pm}$ в соответствии со знаками $\pm$ перед квадратным корнем. Для соответствия поведению, показанному на рис. 1, при давлениях вблизи P_x параметры λ_{11} и λ_{22} должны быть почти равны друг другу. См. рис. 2.

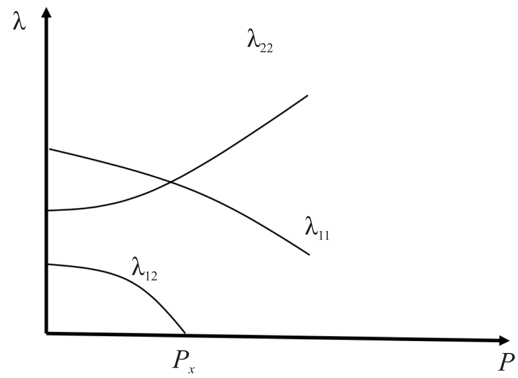

Рис. 2. Зависимость от давления параметров $\lambda_{11} = \lambda_{11}(P)$, $\lambda_{22} = \lambda_{22}(P)$, и $\lambda_{12} = \lambda_{12}(P)$. См. текст

Очевидно, что это довольно наивное описание двухзонной сверхпроводимости в рамках теории слабой связи. В теории сильной связи вместо параметров λ_{ij} мы имеем дело со спектральной плотностью бозонных возбуждений, ответственных за спаривание. Амплитуда межзонного парного рассеяния будет выражаться через спектральный вес возбуждений с межзонными волновыми векторами. В сильной связи переход от однопереходного режима к двухпереходному не столь резкий. Физические причины предлагаемых зависимостей в настоящее время неизвестны. Их поиск – задача будущих исследований.

При наличии магнитного поля, учитывая как эффект Зеемана, так и орбитальный эффект, можно вывести уравнения Гинзбурга–Ландау, обобщающие уравнения (5), (6). Решение этих уравнений при $P < P_x$ находится только численно или с помощью вариационной процедуры, описанной, например, в работе [7]. Мы не будем здесь воспроизводить эту процедуру.

Задача упрощается при $P > P_x$, где $V_{12} = 0$. Следует также учесть, что согласно последним экспериментам по ядерному магнитному резонансу [8], спиновая восприимчивость вдоль оси b при переходе в состояние SC2 остается неизменной, но заметно падает при переходе в SC1 при нормальном давлении и ниже перехода SC2–SC1. Это наблюдение означает, что функция $\phi_{y2}(\hat{\mathbf{k}}) = 0$, и в уравнении Гинзбурга–Ландау

$$\left(\frac{1}{V_{22}\bar{N}_2} - \ln\frac{\varepsilon_0}{T}\right)\eta_2 -$$
$$- K_x\left(\frac{2eHz}{\hbar c}\right)^2\eta_2 + K_y\frac{\partial^2\eta_2}{\partial y^2} + K_z\frac{\partial^2\eta_2}{\partial z^2} = 0, \quad (11)$$

можно игнорировать эффект Зеемана. Здесь

$$\bar{N}_2 = \left\langle\left(\phi_{x2}^2(\hat{\mathbf{k}}) + \phi_{z2}^2(\hat{\mathbf{k}})\right)N_{02}(\hat{\mathbf{k}})\right\rangle,$$

$$K_a = \frac{7\zeta(3)\hbar^2}{32\pi^2T_{c2}^2\bar{N}_2}\left\langle\left((\phi_{x2}^2(\hat{\mathbf{k}}) + \phi_{z2}^2(\hat{\mathbf{k}})\right)v_{F2a}^2(\mathbf{k})N_{02}(\hat{\mathbf{k}})\right\rangle$$

и $a = x, y, z$.

Верхнее критическое поле равно

$$H_{c2} = \frac{\hbar c}{2e}\frac{1}{\sqrt{K_xK_z}}\frac{T_{c2} - T}{T_{c2}}. \quad (12)$$

Подводя итог, можно сказать, что разработанный двухзонный подход к сверхпроводящему состоянию UTe_2 позволяет объяснить странную фазовую диаграмму давление–температура с тремя линиями фазовых переходов второго рода. Физическое происхождение предполагаемой зависимости параметров λ_{ij} от давления в настоящее время неизвестно. Его объяснение является задачей будущих исследований.

Как уже упоминалось, фазовая диаграмма с тремя линиями фазового перехода второго рода в UTe_2 имеет место и при атмосферном давлении в магнитном поле вдоль кристаллографического направления b [4, 5]. Объяснение такого поведения также можно получить в рамках двухзонного описания сверхпроводящего состояния.

Я благодарен М. Е. Житомирскому и Ж. Флуке за интерес к работе, а также Ж.-П. Бризону за полезное обсуждение.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета института. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Автор данной работы заявляет, что у него нет конфликта интересов.

1. D. Aoki, J.-P. Brison, J. Flouquet, K. Ishida, G. Knebel, Y. Tokunaga, and Y. Yanase, J. Phys.: Condens. Matter **34**, 243002 2022.
2. D. Braithwaite, M. Vališka, G. Knebel, G. Lapertot, J.-P. Brison, A. Pourret, M. E. Zhitomirsky, J. Flouquet, F. Honda, and D. Aoki, Commun. Phys. **2**, 147 (2019).
3. S. M. Thomas, C. Stevens, F. B. Santos, S. S. Fender, E. D. Bauer, F. Ronning, J. D. Thompson, A. Huxley, and P. F. S. Rosa, Phys. Rev. B **104**, 224501 (2021).
4. A. Rosuel, C. Marcenat, G. Knebel, T. Klein, A. Pourret, N. Marquardt, Q. Niu, S. Rousseau, A. Demuer, G. Seyfarth, G. Lapertot, D. Aoki, D. Braithwaite, J. Flouquet, and J. P. Brison, Phys. Rev. X **13**, 011022 (2023).
5. T. Vasina, D. Aoki, A. Miyake, G. Seyfarth, A. Pourret, C. Marcenat, M. Amano Patino, G. Lapertot, J. Flouquet, J.-P. Brison, D. Braithwaite, and G. Knebel, arXiv:2410.177333.
6. L. D. Landau and I. M. Lifshitz, *Statistical Physics*, Third Edition, Part 1: Volume 5 (Course of Theoretical Physics, Volume 5), Butterworth-Heinemann, Oxford (1980).
7. M. E. Zhitomirsky and V.-H. Dao, Phys. Rev. B **69**, 054508 (2004).
8. K. Kinjo, H. Fujibayashi, H. Matsumura, F. Hori, Sh. Kitagawa, K. Ishida, Y. Tokunaga, H. Sakai, Sh. Kambe, A. Nakamura, Y. Shimizu, Y. Homma, D. Li, F. Honda, and D. Aoki, Sci. Adv. **9**, eadg2736 (2023).