

О СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ФАЗАХ ДИТЕЛЛУРИДА УРАНА

В.И. Марченко^а, Л.А. Мельниковский^{б,а*}^а Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской академии наук, 119334 Москва, Россия^б Weizmann Institute of Science, Rehovot, Israel

Показано, что существование аномальной тройной точки, в которой сходятся линии непрерывных сверхпроводящих переходов на фазовой диаграмме давление-температура дителлурида урана, может свидетельствовать о спонтанном нарушении калибровочной инвариантности в одной из фаз в виде бозе-конденсации связанных восьми, или даже большего количества электронов.

Линия сверхпроводящего перехода в UTe_2 на фазовой P, T диаграмме при повышении давления расщепляется [1] в необычной тройной точке (рис.1). Здесь сходятся три линии непрерывных переходов, причём линия ns_1 продолжается в виде линии перехода между сверхпроводящими фазами s_1s_2 . Такая тройная точка стала неожиданной для теории (сравни с §150 [2]), и, согласно недавним публикациям (см., например, [3]), удовлетворительного объяснения пока не получила.

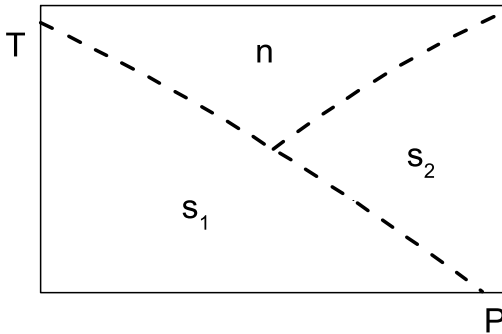


Рис. 1. Аномальная тройная точка $T_0 = 1,7\text{K}$, $P_0 = 0,3\text{ГПа}$ при переходе в UTe_2 : n — нормальная фаза, s_1 , s_2 — сверхпроводящие.

В настоящем сообщении, мы обращаем внимание на естественное расширение представления о способах нарушения калибровочной инвариантности, которое приводит к принципиальной возможности реализации фазовой диаграммы с обнаруженной в UTe_2 тройной точкой.

В общем случае, непрерывный переход из нормального в сверхпроводящее состояние следует связывать с каким-либо неприводимым представлени-

ем полной группы симметрии кристалла в нормальной фазе

$$\mathcal{G} = \mathbf{G} \times \mathbf{R} \times U(1),$$

где $\mathbf{G}$ — пространственная симметрия, $\mathbf{R}$ — симметрия по отношению к изменению знака времени, в котором участвует неединичное представление калибровочной группы $U(1)$. Неприводимые представления группы $\mathbf{R} \times U(1)$ такие же, что и у группы $C_{\infty v}$ (§98 [4]): неединичные представления двумерны и задаются натуральным числом m^1 .

Предполагая возникновение конденсата с нулевым квазиимпульсом, достаточно рассмотреть класс кристаллической симметрии (§131 [2]). В случае кристалла UTe_2 , имеем группу D_{2h} , в которой все представления одномерны и задача становится вообще элементарной (§95 [4]).

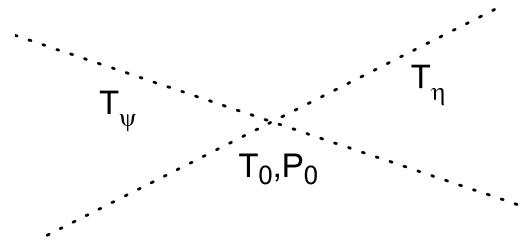


Рис. 2. Пересечение линий потери устойчивости квадратичной формы (1) на P, T диаграмме.

Рассмотрим пересечение линий непрерывных переходов на P, T диаграмме из нормального состояния в два отличающихся сверхпроводящих состояния с параметрами порядка ψ и η . В малой окрест-

¹⁾ В сверхпроводниках конденсат состоит из чётного числа фермионов и актуальны чётные представления $m = 2p$, в сверхтекучей бозе-жидкости — все.

* E-mail: lev.melnikovsky@weizmann.ac.il

ности тройной точки квадратичные члены разложения Ландау запишем в виде

$$F_2 = a(T - T_\psi)|\psi|^2 + b(T - T_\eta)|\eta|^2, \quad (1)$$

где a, b – постоянные, а температуры T_ψ, T_η – линейные функции давления (см. рис.2). Для того, чтобы линия T_η оканчивалась в тройной точке, необходимо, чтобы параметр η возникал при переходе $n\psi$ как несобственный (§20 [5]). Соответствующий, линейный по η , инвариант Инденбома имеет вид

$$F_I = \gamma(\psi^{*p}\eta + \psi^p\eta^*), \quad (2)$$

где $p > 1$ – некоторое целое число.

Очевидно, что при чётных p , параметр η преобразуется по единичному представлению кристаллической группы D_{2h} , при нечётных – по тому же, что и ψ^2 . Таким образом, если в фазе s_1 возникает конденсация пар электронов, то в фазе s_2 должна возникать конденсация "молекул" из $2p$ электронов.

В случае $p = 2$, однако, инвариант (2) становится кубическим по составляющим параметра порядка ψ, η в самой точке пересечения,

$$F_L = (T - T_0)(a|\psi|^2 + b|\eta|^2) + \gamma(\psi^{*2}\eta + \psi^2\eta^*), \quad (3)$$

и сверхпроводимость возникает скачком при большем давлении. Линии потери устойчивости при $P > P_0$ указывают границу области метастабильности нормального состояния на фазовой диаграмме.

В случае $p = 3$, инвариант (2) тоже кубичен, но по параметру ψ , при переходе $\eta\psi$,

$$F_L = a(T - T_\psi)|\psi|^2 + \gamma(\psi^{*3}\eta + \psi^3\eta^*), \quad (4)$$

где $\eta = \eta(T_\psi)$, и здесь возникает скачок. Эксперимент же демонстрирует, скорее, непрерывный переход.

Только, когда $p = 4$, линия перехода $n\psi$ продолжается за тройную точку в качестве линии непрерывного перехода $\eta\psi$.

При $p > 4$, инвариант (2), хотя и мал, но, в силу линейности по параметру η , приводит к исчезновению четвёртого луча с фазовой диаграммы.

При всех значениях p имеется инвариант $|\psi|^2|\eta|^2$, поэтому, после тройной точки, линия $n\psi$ должна продолжаться в виде линии $\eta\psi$ с некоторым изломом³⁾. Точность экспериментальных данных, пока, не позволяет сделать определённого утверждения.

Описанный сценарий образования тройной точки реализуется, очевидно, и в случаях: $\psi \propto e^{i2k\varphi}$, где k произвольное целое число.

Поскольку в UTe_2 спин-орбитальные эффекты не малы, все макроскопические свойства возникающих фаз полностью определяются представлением, по которому преобразуются ψ . Рассмотренные особенности фазовых переходов непосредственно следуют из чисто классификационных соображений. Иные, количественные, утверждения вряд ли возможны из-за множества возникающих параметров, и нет оснований считать их малыми.

Впрочем, см. статью [6], где приведена диаграмма (рис.3), описывающая связанное состояние тетраэд для конденсата (η_4), из защищённой в Красноярском университете дипломной работы "Модель сверхпроводящего ферромагнетика" (1972).

Отметим, что недавно, появилось сообщение [7] об экспериментальном обнаружении в колечках сверхпроводящего CsV_3Sb_5 изменения квантования потока по температуре от целого кванта абрикосовского вихря при куперовском спаривании ϕ_0 к дробному значению $\phi_0/2$ ($p = 2$), и, при дальнейшем повышении температуры, $\phi_0/3$ ($p = 3$).

Благодарим Е.В. Суровцева и И.А. Фомина за полезное обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Braithwaite, M. Vališka, G. Knebel, et al, Communications Physics **2**, 147 (2019)
2. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Статистическая физика, часть 1, Наука, Москва (1976)
3. T. Vasina, D. Aoki, A. Miyake, et al, Phys. Rev. Lett. **134**, 096501 (2025)
4. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Квантовая механика, Наука, Москва (1973)
5. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, Наука, Москва (1982)
6. Е.В. Кузьмин, С.Г. Овчинников, Учёные записки Таврического университета им. В.И. Вернадского, Серия Физика **22**(61) N1, 21 (2009)
7. J. Ge, P. Wang, Y. Xing, et al, Phys. Rev. **X14**, 021025 (2024), arXiv: 2201.10352

²⁾ В частности, ψ может преобразовываться по единичному представлению.

³⁾ Указано Е.В. Суровцевым.