Письма в ЖЭТФ, том 39, вып. 12, стр. 550 – 553 *25 июня 1984 г.*

НЕОБЫЧНАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В UBe_{13}

Г.Е.Воловик, Л.П.Горьков

Найдены наиболее симметричные сверхпроводящие фазы в кубических кристаллах. Обсуждаются некоторые их термодинамические и магнитные свойства.

UBe_{13}, обладающий температурой сверхпроводящего перехода $T_c = 0{,}85$ К, обнаруживает ряд экзотических свойств [1]. Выше 100 К его спиновая восприимчивость подчиняется закону Кюри и лишь при $T_F \sim 10$ К перестает зависеть от температуры. Извлекаемая отсюда и из данных по электронному вкладу в теплоемкость плотность состояний аномально велика и отвечает эффективной массе $m^* \simeq 200\, m_e$. В том же направлении указывают аномально большие значения критических полей (точнее, $(dH_{c2}/dT)_{T_c} = -\ 257$ кЭ/К) [1]. Поэтому предполагается, что в этом соединении (а также в $CeCu_2Si_2$ [2], U_6Fe [3]) более адэкватным является язык ферми-жидкости тяжелых фермионов ($5f$ – электроны), с температурой вырождения $T_F \sim 10$ К. Соответственно ожидается, что и сверхпроводящее спаривание имеет не фононную природу, а обязано магнитным механизмам (обмен парамагнонами) и отвечает триплетному спариванию. Короче, ожидается, что в этих соединениях сверхпроводимость во многих отношениях могла бы быть ближе к сверхтекучести в ^{3}He, нежели к обычной сверхпроводимости БКШ. Недавние измерения электронной теплоемкости UBe_{13} ниже T_c [4] показали, что ее низкотемпературное поведение отвечает закону $C_{se} \simeq \gamma T(T/T_c)^2$, вместо экспоненциального закона $\exp(-\Delta/T)$ для сверхпроводимости БКШ со щелью. Такая зависимость характерна для ^{3}He-A, где щель в спектре квазичастиц меняется вдоль поверхности Ферми (ФП) и в двух ее точках обращается в нуль.

Прямая аналогия со сверхтекучими фазами ^{3}He (в частности, триплетный механизм спаривания) все же не следует из этих результатов. Главное отличие сверхпроводника от ^{3}He связано с его дискретной кристаллической симметрией. Так, UBe_{13} принадлежит к кубической группе [5]. Основное содержание этой статьи состоит в перечислении типов сверхпроводящего состояния (сверхпроводящие классы симметрии) возможных для кубических кристаллов. Согласно [4], основное состояние UBe_{13} отличается от обычного типа, но эти данные не исключают возможности синглетного спаривания. Мы также кратко упомянем некоторые явления, которые могли бы помочь решить этот вопрос.

Перечисление существенно различных классов симметрии для равновесного сверхпроводящего состояния лишь немногим сложнее, чем построение магнитных классов (см. [6]), в том числе и для триплетного спаривания, если спин-орбитальные эффекты достаточно сильны (т. е. повороты решетки одновременно поворачивают закрепленные за нее спины). Рассматривая отдельно синглетное и триплетное состояния, можно отщепить преобразование инверсии. Полная группа, дискретные подгруппы которой надлежит найти, содержит группу пространственных поворотов O, инверсию времени, R, и абелеву группу калибровочных поворотов, $U(1)$. Построение расширенных подгрупп (элементы которых содержат преобразования из O в комбинации с элементами из $U(1)$ и R) требует построения фактор-группы на одной из инвариантных подгрупп (в O их две: $D_2 \equiv V$ и T). Из элементов $(e^{2\pi i/3}, e^{4\pi i/3})$ или $(e^{\pi i/2}, e^{\pi i}, e^{-\pi i/2})$ и элемента R, в свою очередь, строится группа, изоморфная фактор-группе. Инвариантные комбинации могут быть построены на любом базисе представления группы O, характеры которых совпадают с характерами для фактор-группы.

Сверхпроводящий параметр порядка есть [7]:

$$\hat{\Delta}(\mathbf{k}) = \psi(\mathbf{k}) i\hat{\sigma}_y \quad (\text{для } S = 0);$$
$$\hat{\Delta}(\mathbf{k}) = i(\hat{\sigma}\mathbf{d}(\mathbf{k}))\hat{\sigma}_y \quad (\text{для } S = 1).$$

Координатная часть ($\psi(\mathbf{k})$ и $\mathbf{d}(\mathbf{k})$), соответственно, либо четна, либо нечетна при замене $\mathbf{k} \to -\mathbf{k}$. В таблице перечислены только сверхпроводящие фазы в кристалле с группой O_h (UBe_{13}), обладающие наиболее высокой симметрией (в теории сверхтекучести ^{3}He эти фазы называют инертными).

Сверхпроводящий класс $O \times R$ имеет аналогом либо обычный сверхпроводник $(S = 0)$, либо фазу B-^{3}He $(S = 1)$. В прочих случаях поворотные элементы зацепляются за элементы калибровочной группы (нарушение относительной калибровочно-вращательной инвариантности). В результате в точках пересечения ФП с некоторыми осями, либо на линиях ее пересечения с определенными плоскостями симметрии сверхпроводящая щель в спектре возбуждений обращается в нуль (если это условие записать как $\det\hat{\Delta}(\mathbf{k}) = 0$, то для $S = 1$ оно отвечает $\mathbf{d}^2(\mathbf{k}) = 0$). Поведению $C_{se} \propto T^3$ в UBe_{13} [4] удовлетворяют 4 фазы: синглетная $O(D_2)$ и три триплетные, $O(D_2)$, $O(T) \times R$, $D_4(E)$.

Пусть [8] $\det\hat{\Delta}(\mathbf{k}) = |\det\hat{\Delta}(\mathbf{k})| \exp(i\varphi(\mathbf{k}))$. В окрестности точки, где $\det\hat{\Delta}(\mathbf{k}) = 0$, либо $\varphi(\mathbf{k}) = 0$ (например, $O(T) \times R$), либо фаза $\varphi(\mathbf{k})$ при обходе этой точки приобретает $2\pi N$ (буджум). В A-фазе ^{3}He с такой особенностью связан орбитальный момент. В сверхпроводнике этому отвечал бы орбитальный магнитный момент (в триплетной фазе – также и спиновый). Соответствующие моменты в $O(D_2)$, как нетрудно проверить, из-за кубической симметрии упорядочены антиферромагнитным образом (вдоль осей третьего порядка). Однако слабая одноосная деформация будет приводить к появлению магнитного момента (пьезомагнетизм).

Наиболее симметричные сверхпроводящие фазы в кубическом кристалле

Сверх-пров. класс	Кратн. вырожд.	Расположение нулей в щели спектра Тип параметра порядка	Магн. момент	Изотроп. аналог
$O \times R$ $(S = 0)$	1	нет $\psi(\mathbf{k}) = f(\mathbf{k}) = f(-\mathbf{k})$, вещ. кубическая функция	—	Сверхпр. в S-сост.
$O \times R$ $(S = 1)$	1	нет $\mathbf{d} = (\tilde{x}k_x + \tilde{y}k_y + \tilde{z}k_z)f(\mathbf{k})$	—	B-^{3}He
$O(D_2)$ $(S = 0)$	2	8 точек пересечения ФП с осями третьего порядка $\psi = (k_z^2 + k_x^2 e^{2\pi i/3} + k_y^2 e^{-2\pi i/3})f(\mathbf{k})$	—	—
$O(D_2)$ $(S = 1)$	2	нули там же $\mathbf{d} = (\tilde{z}k_z + \tilde{x}k_x e^{2\pi i/3} + \tilde{y}k_y e^{-2\pi i/3})f(\mathbf{k})$	—	α-фаза ^{3}He, $S = 1$
$O(T) \times R$ $(S = 0)$	1	линии пересечения ФП с диаг. пл–тями куба $\psi = (k_x^2 - k_y^2)(k_y^2 - k_z^2)(k_z^2 - k_x^2)f(\mathbf{k})$	—	–
$O(T) \times R$ $(S = 1)$	1	Точки пересечения ФП с осями четвертого порядка $\mathbf{d} = \{\tilde{x}k_x(k_y^2 - k_z^2) + \tilde{y}k_y(k_z^2 - k_x^2) + \tilde{z}k_z(k_x^2 - k_y^2)\}f(\mathbf{k})$	—	–
$D_4(E)$ $(S = 1)$	6	2 точки пересечения ФП с осью четвертого порядка $\mathbf{d} = \{a\tilde{z}(k_x + ik_y) + bk_z(\tilde{x} + i\tilde{y})\}\ f(\mathbf{k})$	Вдоль оси четверто-го поряд.	A-^{3}He
$D_4(E)$ $(S = 0)$	6	Там же и на пересечении ФП перпендикулярной пл–тью симметрии $\psi = k_z(k_x + ik_y)f(\mathbf{k})$	Вдоль оси четверто-го поряд.	—

Здесь $\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}$ – координатные орты. Группы: $O(T) = (E, 8C_3, 3C_2, 6C_2 e^{i\pi}, 6C_4 e^{i\pi})$; $D_4(E) = (E, C_2 e^{i\pi}, C_4 e^{i\pi/2}, C_4^3 e^{-i\pi/2}, U_{2x} e^{i\pi} R, U_{2y} R, 2U_2' e^{\pm\pi i/2} R)$; $O(D_2) = (E, 3C_2, 2C_4^x R, 2C_2^{x\perp} R, 2C_4^y e^{2\pi i/3} R, 2C_2^{y\perp} e^{2\pi i/3} R, 2C_4^z e^{-2\pi i/3} R, 2C_2^{z\perp} e^{-2\pi i/3} R, 4C_3 e^{-2\pi i/3}, 4C_3^2 e^{2\pi i/3})$.

Вопрос об орбитальном моменте и его величине наиболее важен для фазы $D_4(E)(S = 1)$, которая является сверхпроводником с орбитальным и спиновым ферромагнетизмом. Даже в основном состоянии по поверхности образца здесь обязан протекать ток, компенсирующий поле внутри. (Оценка поля: $H \sim \mu_B n \sim 1$ кЭ). Дискретное (шестикратное) вырождение допускает образование доменных структур, компенсирующих проигрыш в магнитной энергии.

Пусть спин-орбитальное взаимодействие конечно, но еще мало, так что угол θ поворота спинов относительно оси четвертого порядка мог бы меняться в пространстве. В этом случае зарядовый ток включал бы дополнительный член [9]:

$$\mathbf{j} = \rho_s (\vec{\nabla}\varphi - \frac{2e}{c}\mathbf{A}) + \rho_1 \vec{\nabla}\theta ,$$

из которого бы следовало нетривиальное условие квантования потока: $\Phi = \phi_0 [N_1 + N_2(\rho_1/\rho_s)]$. Здесь $\rho_1/\rho_s \sim 1$ и произвольно. Конечная величина спин-орбиты определяет насколько выгодно образование дополнительной спиновой структуры вокруг, скажем, вихря, связанной с изменением θ при обходе на $2\pi(N_2 = 1, 2, ...)$.

Величина спин-орбитальной связи также существенна для возможности различать синглетное и триплетное спаривание в самой симметричной фазе $O(D_2)$. Спиновые степени свободы могли бы возбуждаться при частотах, меньших энергетической щели. Имеется в виду, что такие моды были бы родственны спиновым модам (ферро- или антиферромагнитный резонанс) в магнетиках. Спиновые колебания, связанные с поворотом системы спинов относительно решетки, существуют, конечно в любой фазе с $S = 1$. Однако, для заряженной системы их описание требует привлечения модельных представлений.

Авторы выражают признательность В.П.Минееву за полезные обсуждения.

Литература

1. *Ott H., Rudigier H., Fisk Z., Smith J.L.* Phys. Rev. Lett., 1983, **50**, 1595.
2. *Lieke W., Rauchschwalbe U., Bredl C., Steglich F., Aarts J., DeBoer F.* J. Appl. Phys., 1982, **53**, 2111.
3. *DeLong L., Huber J., Yang K.N., Maple M.B.* Phys. Rev. Lett., 1983, **51**, 312.
4. *Ott H.R., Rudigier H., Rice T.M., Ueda K., Fisk Z., Smith J.L.* Preprint, 1984.
5. *Bucher E., Maita J.P., Hull G.W., Fulton R.C., Cooper A.S.* Phys. Rev., 1975, **B11**, 440.
6. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* "Электродинамика сплошных сред", §38, М.: Наука, 1982.
7. *Минеев В.П.* УФН, 1983, **139**, 303.
8. *Воловик Г.Е., Минеев В.П.* ЖЭТФ, 1982, **83**, 1025.
9. *Воловик Г.Е.* УФН, 1984, **143**, 73.

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

Поступила в редакцию
10 мая 1984 г.