

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

537 945

СВЕРХПРОВОДНИКИ С ТЯЖЕЛЫМИ ФЕРМИОНАМИ*Н. Е. Алексеевский, Д. И. Хомский*

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	767
2. Тяжелые фермионы	767
3. Какие электроны участвуют в сверхпроводящем спаривании?	769
4. Характер сверхпроводящего состояния	771
5. Заключение	777
Список литературы	778

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в физике низких температур чрезвычайно большой интерес вызывают так называемые сверхпроводники с тяжелыми фермионами. Интерес этот связан с во многом аномальным поведением этих систем. Высказываются даже предположения, что это принципиально новый класс сверхпроводников, в которых, в отличие от всех до сих пор известных сверхпроводников с синглетной сверхпроводимостью «БКШ-типа», реализуется аномальное спаривание электронов, существенно анизотропное и, не исключено, даже в триплетном состоянии. Если это действительно так, то сверхпроводимость в этих системах могла бы быть сходной со сверхтекучестью ^3He с ее экзотическими особенностями. Но даже если это окажется не так, все равно богатство и разнообразие свойств этих систем как в сверхпроводящей, так и в нормальной фазе, несомненно, оправдывает тот повышенный интерес, который они вызывают.

Настоящая заметка частично основана на материалах заседания Комиссии по сверхпроводимости АН СССР, состоявшегося в ноябре 1984 г. и посвященного обсуждению сверхпроводников с тяжелыми фермионами, и ни в коей мере не претендует на полный обзор этой новой, но уже бурно развившейся области. Наша цель — дать общее представление об этом интересном круге веществ и привлечь к ним внимание более широкого круга специалистов.

2. ТЯЖЕЛЫЕ ФЕРМИОНЫ

Системы с тяжелыми фермионами — это соединения редкоземельных металлов и актинидов с нестабильной 4f- или 5f-оболочкой. В отличие, скажем, от типичных редкоземельных соединений, в которых занятые 4f-уровни лежат глубоко под уровнем Ферми и 4f-оболочка стабильна и заполнена целым числом электронов, в рассматриваемых системах f-уровень лежит ближе к уровню Ферми, и реализуется ситуация с неустойчивой валентностью. В результате состояния электронов на уровне Ферми могут приобрести f-характер, и свойства их в значительной степени изменяются. В частности,

к системам этого класса относятся так называемые соединения с промежуточной валентностью (см., например, ¹). В простейшей картине при этом сам f -уровень оказывается лежащим непосредственно вблизи уровня Ферми, и вследствие размытия его в зону (за счет его гибридизации с электронами проводимости) на уровне Ферми оказывается существенно повышенная плотность состояний $N(0)$. Сам же f -уровень при этом заполнен лишь частично, с чем и связан термин «промежуточная валентность». Однако, даже когда f -уровень лежит еще относительно глубоко, свойства электронов вблизи уровня Ферми ε_F могут уже существенно перенормироваться за счет коллективных эффектов типа эффекта Кондо, т. е. резонансного рассеяния электронов проводимости на локализованных магнитных моментах f -центров (см. ^{2,3} *). И в том и в другом случае плотность состояний на уровне Ферми существенно возрастает, $N(0) \sim \frac{1}{\Gamma}$, где Γ — эффективная ширина « f -зоны». Реально в этих системах $\Gamma \sim 10^{-2}$ — 10^{-3} эВ, т. е. в типичных случаях возникающая плотность состояний на 2—3 порядка больше, чем в обычных металлах. Иными словами, эффективная масса электронов m^* существенно превышает массу свободного электрона; отсюда и возникло понятие о «тяжелых фермионах». В настоящее время истинная природа появления тяжелых фермионов до конца не ясна. Ясно, что она связана с наличием недостаточно стабильной $4f$ - или $5f$ -оболочки и происходящей вследствие этого частичной коллективизацией f -электронов, т. е. с тем, что состояния на уровне Ферми частично приобретают « f -характер», со свойственной f -электронам тенденцией к локализации и большой массой. Неясно, однако, связано ли это просто с выходом самого f -уровня на уровень Ферми или же обусловлено коллективными эффектами. Мы не будем вдаваться здесь в обсуждение этих вопросов; отметим лишь, что чисто феноменологически соединения эти ведут себя как вещества с чрезвычайно узкой зоной на уровне Ферми и с соответственно большой плотностью состояний. (Хотя, например, в модели кондо-решетки сама эта плотность состояний имеет коллективную природу и будет зависеть от температуры **).) Однако при температурах $T \ll T_f$, где T_f — некая характеристическая температура (скажем, $\sim$ температуры Кондо T_K), система ведет себя как ферми-жидкость с параметрами, определяемыми T_f и $N(0) T_f^{-1}$.

При низких температурах все свойства вещества, как термодинамические, так и кинетические, определяются именно электронами вблизи поверхности Ферми. Поэтому ясно, что такое сильное изменение плотности состояний $N(0)$ должно существенно проявиться во всех свойствах подобных систем. Наиболее прямой величиной, характеризующей $N(0)$, является электронная теплоемкость

$$C = \gamma T.$$

Если в обычных металлах $\gamma \approx 1$ мДж/моль·К² и в переходных металлах $\gamma \sim 10$ мДж/моль·К², то в системах с тяжелыми фермионами γ достигает значений: в CeCu_2Si_2 $\gamma \approx 1000$, в UPe_{13} $\gamma = 1100$, в CeAl_3 *** $\gamma = 1620$ (в мДж/моль·К²). Соответственно большой ($\sim 10^{-3}$ — 10^{-2} CGS) оказывается и магнитная восприимчивость. Хорошая сводка экспериментальных данных для «рекордных» соединений с тяжелыми фермионами дана в ⁴. Из уже сказанного ясно, что рассматриваемые системы весьма близки к типичным магнитным соединениям: f -электроны в них в существенной степени локализованы, образуя в лучшем случае чрезвычайно узкую зону. Тем более удивительным оказалось то, что среди веществ этого класса обна-

*) Чтобы при этом не возникло магнитного упорядочения, надо все же, чтобы f -уровень лежал не слишком глубоко под ε_F .

**) Соответственно, от температуры зависит и коэффициент γ в линейной электронной теплоемкости $C = \gamma T$; ниже, приводя значения γ , мы всегда имеем в виду $\lim_{T \rightarrow 0} \gamma(T)$.

***) CeAl_3 не переходит в сверхпроводящее состояние.

ружились соединения, обладающие сверхпроводимостью. Впервые сверхпроводимость была достаточно достоверно установлена в 1979 г. в CeCu_2Si_2 ⁵ (более детально исторические моменты изложены в ⁴). В течение некоторого времени это открытие не вызывало особенного ажиотажа. Бум начался после того, как были открыты еще два сверхпроводника этого класса: UPt_3 ⁷, и в результате исследования их свойств было высказано предположение ⁸⁻¹⁰, что сверхпроводимость в них является не обычной, а возможно, аналогична р-спариванию в ^3He (мы в дальнейшем будем условно говорить о р-спаривании, хотя, как показывает последовательный анализ ^{11,12}, эта терминология здесь неточна (см. ниже)).

Каковы же основные особенности сверхпроводимости в этих системах, заставившие предположить возможность нестандартного спаривания, и какова сейчас экспериментальная ситуация в исследовании этих систем?

К настоящему времени известно несколько соединений, которые с большей или меньшей уверенностью можно причислить к классу сверхпроводников с тяжелыми фермионами. Это прежде всего уже упомянутые соединения CeCu_2Si_2 ($T_c \approx 0,6$ К, $\gamma = 1000$ *), UPt_3 ($T_c \approx 0,95$ К, $\gamma = 1100$) и URu_2Si_2 ($T_c = 0,5$ К, $\gamma = 450$) (см. ⁴).

Помимо этого к ним примыкают соединения U: U_2PtC_2 ($T_c = 1,7$ К, $\gamma = 75$) ¹³, URu_2Si_2 ($T_c = 1,5$ К, $\gamma = 75$) ¹⁶, U_6Fe ($T_c = 3,86$ К, $\gamma = 25$) ¹⁴, U_6Co ($T_c = 2,3$ К, $\gamma = 21$) ¹⁵, а также сам $\alpha\text{-U}$ (при давлении $P \gtrsim 10$ кбар, $T_c = 2,1$ К, $\gamma = 12$) ¹⁷.

Как видно, есть целая гамма родственных соединений, в которых электронная теплоемкость и, соответственно, масса электронов, меняется в широких пределах. Какие из этих систем разумно относить к системам с тяжелыми фермионами — вопрос пока открытый.

Среди соединений Ce также есть группа веществ с постепенно меняющимися от вещества к веществу значениями эффективной массы; кроме CeCu_2Si_2 сверхпроводимость обнаружена в CeRu_2Si_2 ($T_c = 1$ К, $\gamma = 39$) ¹⁸, в фазах Лавеса CeCo_2 , CeFe_2 , CeRu_2 , CeOs_2 (так, в CeRu_2 $T_c = 6$ К, $\gamma = 23,3$ ¹⁹); в CeOs_2 ($T_c = 1,1$ К, $\gamma = 22$ ²⁰), в $\alpha'\text{-Ce}$ ($P \gtrsim 50$ кбар, $T_c \leq 2$ К, $\gamma = 14$ ²¹) **).

В настоящее время основное внимание уделяется наиболее экзотическим «рекордным» системам CeCu_2Si_2 , UPt_3 и URu_2Si_2 ; возможно, однако, что весьма полезным может оказаться сравнительное изучение всей «гаммы» упомянутых соединений, осуществляющих «плавную интерполяцию» между обычными сверхпроводниками типа $\alpha\text{-U}$ и экзотическими системами типа UPt_3 и URu_2Si_2 .

В дальнейшем мы ограничимся обсуждением свойств «рекордных» соединений. При их анализе возникают два вопроса. Во-первых, в какой степени тяжелые фермионы участвуют в сверхпроводящем спаривании? И во-вторых, каковы особенности возникающего сверхпроводящего состояния, заставившие, в частности, предположить возможность нетривиального спаривания? Обсудим сначала первый вопрос.

3. КАКИЕ ЭЛЕКТРОНЫ УЧАСТВУЮТ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ СПАРИВАНИИ?

Прямые измерения скачка теплоемкости в T_c показывают, что тяжелые фермионы действительно в существенной степени участвуют в сверхпроводящем спаривании. Обнаружено, что, наряду с огромным значением самой теплоемкости $C_n(T_c) = \gamma T_c$, скачок теплоемкости в T_c в них тоже велик, так

*) Далее везде γ дается в мДж/моль $\cdot$ К² или в мДж/моль $\cdot$ f-атом $\cdot$ К², если в формульную единицу входит более одного f-атома.

**) Недавно появилось сообщение ⁵² об обнаружении сверхпроводимости еще в одном соединении церия с тяжелыми фермионами — CePb_3 . Значение γ в нем наверняка >200 , а скорее всего достигает значения ~ 1400 мДж/моль $\cdot$ К². Сверхпроводимость в CePb_3 , однако, имеет особый характер: она возникает только в сильных магнитных полях $\gtrsim 150$ кЭ; в отсутствие же поля CePb_3 , по-видимому, является антиферромагнетиком с $T_N = 1,1$ К.

что в результате отношение $\Delta C/\gamma T_c$ не сильно отличается от значения по теории БКШ 1,43 (хотя, вообще говоря, в системах с аномальным спариванием нет оснований ожидать, что это соотношение должно точно выполняться). В CeCu_2Si_2 $\Delta C/\gamma T_c \approx 1$ (это отношение, как и другие сверхпроводящие свойства CeCu_2Si_2 , сильно зависит от способа выращивания образца, стехиометрии и т. д.). В UPb_3 $\Delta C/\gamma T_c \approx 1,4-2$; в UPt_3 $\Delta C/\gamma T \approx 1$ (см. ⁴).

Другим свидетельством в пользу участия тяжелых фермионов в сверхпроводимости является поведение верхнего критического магнитного поля.

Все эти системы являются сильными сверхпроводниками II рода, и H_{c2} в них велико. Значения $\partial H_{c2}/\partial T$ равны, соответственно: в CeCu_2Si_2 230 кЭ/К, в UPb_3 440 кЭ/К и в UPt_3 40—63 кЭ/К; см. ²⁴ (в гексагональном кристалле UPt_3 и в тетрагональном CeCu_2Si_2 имеется значительная анизотропия H_{c2}). Если оценить из $\partial H_{c2}/\partial T$ обычным способом значение эффективной массы, используя соотношение Горькова ²²

$$\gamma \approx -2,21 \cdot 10^{-5} \frac{\partial H_{c2}}{\partial T} \frac{1}{\rho},$$

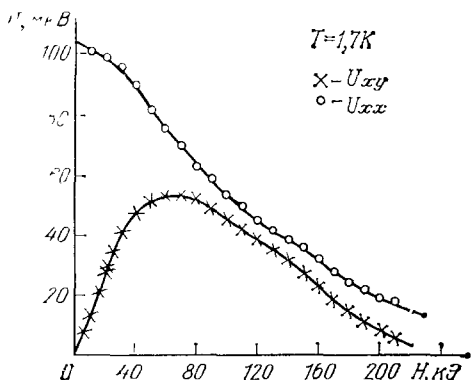


Рис. 1. Зависимость э. д. с. Холла и магнетосопротивления для UBe_{13} от поля при $T = 1,7 \text{ K}$

где ρ — сопротивление в Ом·см, γ — в эрг/см³ К², $\partial H_{c2}/\partial T$ — в Э/К, получаем значения, по порядку величины соответствующие найденным

из теплоемкости ($m \approx 200 m_0$). Значения же $H_{c2}(0)$ обычно заметно превосходят парамагнитный предел.

Таким образом, эти данные, по-видимому, свидетельствуют о том, что тяжелая компонента участвует в сверхпроводящем спаривании и доминирует в таких свойствах, как скачок теплоемкости ΔC и $\partial H_{c2}/\partial T$. В то же время отсюда, по-видимому, еще нельзя сделать заключение о том, что именно тяжелые фермионы ответственны за само появление сверхпроводимости. По-видимому, кроме тяжелой компоненты в этих системах на уровне Ферми существуют «легкие» электроны обычных широких зон. На это указывает анализ данных по исследованию ряда свойств в нормальной фазе — сжимаемости, теплового расширения, термо-э.д.с. ²³. Есть и прямое экспериментальное доказательство наличия двух групп электронов с существенно разными массами — результаты исследования эффекта де Гааза — ван Альфена в CeSn_3 ²⁴. На рис. 1 приведены результаты измерения эффекта Холла в UBe_{13} в сильных полях ²⁵. Эти данные также можно интерпретировать как свидетельствующие о наличии двух групп носителей. Если исходить из обычных представлений, то можно полагать, что в слабых полях, в которых тяжелая компонента не проявляется, э.д.с. Холла обусловлена легкой компонентой с малой концентрацией. В сильных же полях, когда в процесс вовлекаются тяжелые электроны, суммарная эффективная концентрация электронов растет, что и вызывает падение константы Холла. В то же время не исключена и другая интерпретация, в которой особенности эффекта Холла в системах с тяжелыми фермионами связываются с особым механизмом рассеяния электронов широких зон на узком f-резонансе, лежащем вблизи уровня Ферми ⁴⁸; в этой картине, однако, фактически тоже предполагается наличие двух групп электронов с существенно разными массами.

Таким образом, по-видимому, можно считать, что в системах с тяжелыми фермионами в действительности сосуществуют электроны двух типов, тяжелые и легкие. Из приведенных выше данных о ΔC и $\partial H_{c2}/\partial T$ пока нельзя сделать вывод, что именно тяжелые фермионы и характерные для них взаимо-

действия ответственны за сверхпроводимость: даже если бы сверхпроводящее спаривание было обязано притяжению «легких» электронов, за счет гибридизации и взаимодействия их с тяжелой компонентой в таких величинах, как C_n , ΔC , $\partial H_{c2}/\partial T$, проявилась бы «тяжелая» масса. В то же время в ряде сверхпроводящих характеристик может проявиться (и, по-видимому, проявляется реально) наличие легкой компоненты. Так, в обычной однокомпонентной системе лондоновская глубина проникновения $\lambda_L^2 \approx m^* c^2 / 4\pi n_s e^2$, и для $m^* \sim (200-400) m_0$ λ_L была бы велика. Экспериментально, однако, как следует из результатов измерений термодинамического критического поля H_{cm} и параметра Гинзбурга — Ландау κ ²⁶, в UBe_{13} $\lambda_L = 3,6 \cdot 10^{-5}$ см, т. е. имеет порядок величины, характерный для обычных сверхпроводников. В соединении WBe_{13} , в котором $m^* \sim m_0$, $\lambda_L = 2 \cdot 10^{-5}$ см — весьма близко к значению глубины проникновения в UBe_{13} . Это может свидетельствовать о том, что и в UBe_{13} , как и в WBe_{13} , экранирование поля фактически осуществляется легкой компонентой с $m^* \approx m_0$. Более детальные выводы о характере зонной структуры этих систем и о механизме спаривания пока сделать невозможно; это требует как новых экспериментов, так и лучшего понимания природы самих тяжелых электронов.

Некоторую дополнительную информацию о роли разных групп электронов и, возможно, разных компонент соединения дает изучение влияния примесей на свойства этих систем. В работах^{27,28} было исследовано влияние замещения в подрешетке U и Be на сверхпроводящие и нормальные свойства UBe_{13} . Было показано, что при замещении U на близкие по электронной структуре элементы, например, Th и La, T_c падает довольно плавно: $T_c = 0,4$ К для примеси Th с концентрацией $x = 0,05$. В то же время замещение в подрешетке Be (на Cu и B) приводило практически к полному подавлению сверхпроводимости (при $x \approx 0,05$ $T_c < 0,02$ К²⁸), причем «тяжелофермионные» характеристики, в частности электронная теплоемкость, практически не меняются.

К такому же сильному подавлению сверхпроводимости приводит легирование UBe_{13} железом, а также нейтронное облучение и наводораживание²⁵. Характеристики нормальной фазы, в частности магнитная восприимчивость, при этом также меняются незначительно. Причина такого поведения не вполне ясна. Возможно, оно свидетельствует о том, что именно электроны широких зон, в частности, генетически связанные с Be, играют важную роль в установлении дальних сверхпроводящих корреляций в UBe_{13} , в то время как замена центрального атома U, на котором как раз и локализованы тяжелые f-электроны, играет меньшую роль; не исключено, однако, что дело здесь просто в более слабом рассеянии изоморфными примесями типа Th и La.

4. ХАРАКТЕР СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СОСТОЯНИЯ

Наибольший интерес вызвали результаты экспериментальных исследований, показавшие, что свойства $CeCu_2Si_2$, UBe_{13} и UPt_3 при $T < T_c$ существенно отличаются от свойств обычных сверхпроводников со спариванием в s-состоянии, описываемых стандартной теорией БКШ. В соответствии с ней ниже T_c в спектре элементарных возбуждений на поверхности Ферми появляется щель Δ , и такие величины, как теплоемкость, затухание ультразвука, скорость релаксации ядерного спина и т. д. имеют экспоненциальную зависимость от температуры. Нарушение этих зависимостей в сверхпроводниках с тяжелыми фермионами рассматривается сейчас в литературе как основное указание на возможную нетривиальную природу сверхпроводимости в этих системах.

Было установлено, например, что теплоемкость UBe_{13} в области $0,1 T_c \leq T < T_c$ приближенно описывается степенной зависимостью⁹

$$\frac{C_s(T)}{C_n(T_c)} \approx 2,8 \left(\frac{T}{T_c} \right)^3.$$

В CeCu_2Si_2 для разных образцов наблюдаются зависимости ²,

$$\frac{C_s(T)}{C_n(T)} \approx \left(\frac{T}{T_c} \right)^{\beta}, \quad \beta = 2,4 - 3.$$

Релаксация ядерного спина в сверхпроводящей фазе была измерена в UBe_{13} ³⁰ и в CeCu_2Si_2 ³¹. В UBe_{13} скорость спин-решеточной релаксации $1/T_1$ при $0,2 <$

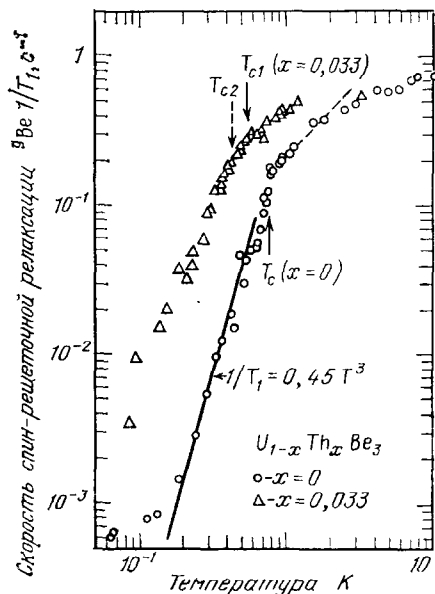


Рис. 2. Температурная зависимость обратного времени спин-решеточной релаксации $1/T_1$ ядер ^{91}Be в $\text{U}_{1-x}\text{Th}_x\text{Be}_{13}$ для $x = 0$ и $x = 0,033$ ³⁰.

Сплошной линией дана зависимость $\sim T^3$ до $T > 0,2$ К, штриховая — закон Кориинга. Сплошные стрелки: $T_c(x=0)$ и $T_{c1}(x=0,033)$ в поле 15,5 кЭ, штриховая стрелка: T_{c2} для $x = 0,033$ и $H = 0$ из измерений теплоемкости

будут наблюдаться зависимости T^3 , а если на линиях — T^2 ; в затухании ультразвука соответствующие зависимости были бы T^4 и T^2 , а в спиновой

$T < 0,2T_c$ отклоняется от этой зависимости и оказывается заметно больше (рис. 2). В CeCu_2Si_2 в нулевом поле при $T \ll 0,3T_c$ значение $1/T_1$, измеренное с помощью ЯКР ³¹, практически выходит на константу и даже слабо растет с понижением температуры. В поле 5,7 кЭ $1/T_1 \sim T^3$ вплоть до 65 мК. Нет в этих системах и максимума в $1/T_1$ в районе T_c , наблюдаемого в обычных сверхпроводниках.

Затухание ультразвука измерено в UPt_3 ³². Вновь отмечено отличие от обычной экспоненциальной зависимости; по данным ³² хорошо выполняется зависимость $\alpha \sim T^2$ (рис. 3).

Все эти данные и послужили основанием для вывода о том, что сверхпроводимость в этих системах имеет необычный характер. Для их объяснения было, в частности, предположено ⁸⁻¹⁰, что спаривание в них осуществляется не в s-состоянии, а является анизотропным, например, имеет p-характер. Для анизотропного спаривания возможно, что щель на поверхности Ферми в некоторых направлениях обращается в нуль. Тогда, если это обращение в нуль происходит в точках, то в теплоемкости

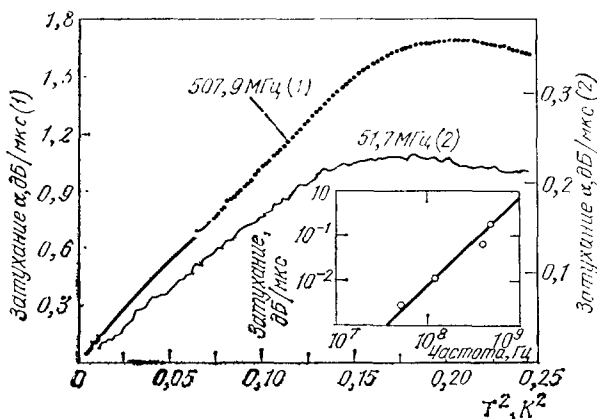


Рис. 3. Затухание ультразвука α в UPt_3 для двух значений частоты как функция T^2 ³².

Во вставке — зависимость α от частоты; сплошная линия — зависимость $\sim \omega^2$

релаксации — T^5 и T^3 . Из приведенных выше данных по затуханию ультразвука и по ЯМР можно было бы сделать вывод, что в рассматриваемых соеди-

нениях реализуется вторая возможность, т. е. щель обращается в нуль на линиях на поверхности Ферми и плотность состояний квазичастиц $N(E) \sim E$

Подробный симметричный анализ возникающих возможностей дан в работах ¹¹. Сходные идеи высказаны также в ¹². При анализе необходимо учитывать симметрию кристалла. Поэтому, в отличие от жидкости, например ³He, здесь не корректно говорить о s-, p- или d-спаривании, а надо классифицировать возникающие состояния по представлениям группы симметрии кристалла (с усложнениями, возникающими при учете специфики сверхпроводимости, — градиентной инвариантности и т. д.). Полный анализ ¹¹ показал, какие в принципе типы симметрии параметра порядка возможны, и при каких из них щель будет сохраняться на всей поверхности Ферми, а когда будет обращаться в нуль на линиях или в точках. При этом возможны

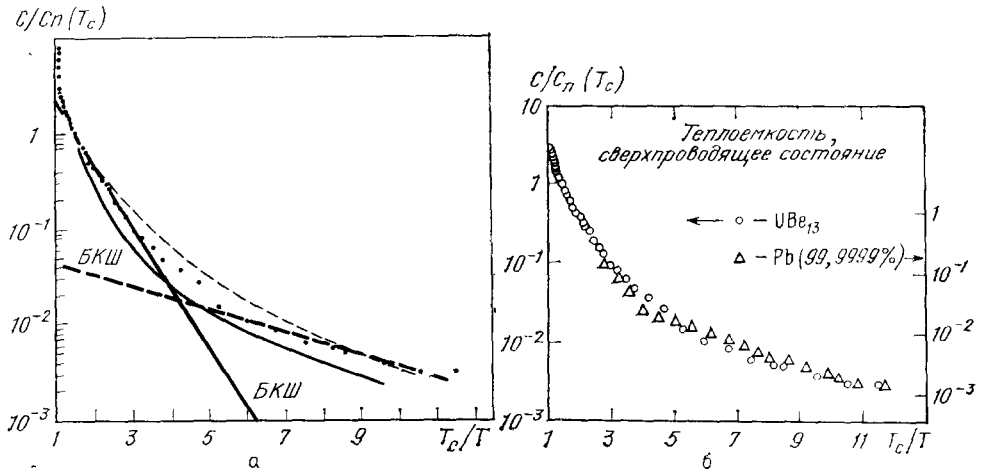


Рис. 4. а — Зависимость теплоемкости UBe_{13} от температуры в сверхпроводящем состоянии по данным ⁶ (тонкая штриховая кривая соответствует поведению при р-спаривании типа А-фазы ³He в случае слабой связи, тонкая сплошная — случай сильной связи; жирные сплошная и штриховая линии соответствуют теории БКШ для двух щелей); б — сравнение сверхпроводящей теплоемкости UBe_{13} и Pb ³⁴

случаи, когда при наличии таких нулей спаривание будет тем не менее синглетным (аналогом этого было бы спаривание в d-волне); а могут в принципе реализоваться и ситуации с триплетным спариванием. При подобных нетривиальных спариваниях возможны были бы многие аномальные свойства, некоторые из которых обсуждены в ¹¹. Отметим, что, согласно ¹¹, линии нулей могут встречаться только в случае анизотропного синглетного спаривания. Тем не менее экспериментальных данных пока недостаточно, чтобы сделать однозначный выбор из имеющихся возможностей. Пока нельзя даже с уверенностью сказать, действительно ли в этих системах осуществляется нетривиальное спаривание, или отмеченное выше аномальное поведение имеет другое объяснение. В частности, неэкспоненциальный характер зависимости $C(T)$ при $T < T_c$ можно, по-видимому, как это раньше делалось, например, для Nb ³³, рассматривать как результат существования двух щелей Δ_i , для легкой и тяжелой группы носителей (в Nb это были щели для s- и d-электронов) — рис. 4, а. К тому же эффекту может привести и просто анизотропия щели, без обращения ее где-либо в нуль. Так, даже для «классического» сверхпроводника БКШ — свинца ход $C(T)$ при $T < T_c$ в соответствующем масштабе удивительно хорошо соответствует ходу теплоемкости в UBe_{13} (рис. 4, б ³⁴) — послужившему в свое время первым аргументом в пользу нетривиального характера спаривания в UBe_{13} ⁹.

В работе ³⁵ приведен дополнительный аргумент в пользу нетривиального спаривания. При исследовании теплоемкости в системе $U_{1-x}Th_xBe_{13}$ было

обнаружено ³⁶, что при $0,02 < x < 0,04$ сверхпроводящий переход расщепляется на два, с близкими значениями T_{c1} и T_{c2} . Исследование ЯМР не дало указаний на наличие в этой области каких-либо других, структурных либо магнитных, переходов ³⁶, т. е., можно было бы думать, что эти два перехода — это переходы в разные сверхпроводящие фазы, отличающиеся характером (симметрией) параметра порядка. Такая интерпретация, развитая в ³⁵, действительно свидетельствовала бы в пользу нетривиального характера спаривания в UBe_{13} *).

В то же время существуют аргументы и против аномального характера сверхпроводимости в этих системах. Так, такое анизотропное спаривание проявилось бы в сильной анизотропии H_{c2} вблизи T_c даже в кубическом материале UBe_{13} ³⁷. Эксперимент, однако, пока не показал такой анизотропии в UBe_{13} ³⁸.

В $CeCu_2Si_2$ ситуация пока неопределенная. В работе ⁵⁰ была обнаружена анизотропия в базисной плоскости, однако с осью второго, а не четвертого порядка, как должно было бы быть. В то же время в экспериментах ⁵¹, проведенных, по-видимому, на высококачественных монокристаллах $CeCu_2Si_2$, соответствующая анизотропия не была обнаружена.

Еще один эксперимент, который в принципе мог бы дать некоторую информацию о типе спаривания в системах с тяжелыми фермионами — это исследование эффекта Джозефсона. Высказывались соображения, что если спаривание, скажем в $CeCu_2Si_2$, осуществляется в триплетном состоянии, то в контакте с обычным синглетным сверхпроводником s-типа эффект Джозефсона будет подавлен. Эксперимент же показал ³⁹, что в переходе между $CeCu_2Si_2$ и Al наблюдается обычный эффект Джозефсона; авторы ³⁹ делают из этого вывод, что и сама сверхпроводимость в $CeCu_2Si_2$ имеет обычный характер. В то же время изучение эффекта Джозефсона для контакта UPt_3 с Al, Nb и UPt_3 дало отрицательный результат. Свидетельствует ли это о том, что в UPt_3 сверхпроводимость аномальная, — сказать пока затруднительно; отрицательный результат возможен и по многим другим, чисто технологическим причинам (отметим, в частности, что эффект Джозефсона не наблюдался и для контакта UPt_3 — UPt_3 , когда симметрия состояний на обоих берегах контакта была одинакова). В то же время, теоретический анализ показывает ⁵⁸, что запрета на джозефсоновское туннелирование между синглетным и триплетным сверхпроводниками нет: спин-орбитальное взаимодействие совместно с неоднородностью системы вблизи контакта приводит к смешиванию синглетного и триплетного параметров порядка и тем самым к возможности эффекта Джозефсона. Не исключено тем не менее, что фактически в разных соединениях с тяжелыми фермионами, которые выше рассматривались совместно, ситуация на самом деле различна, и в одних, например в $CeCu_2Si_2$, реализуется обычное синглетное спаривание типа БКШ, а в других — анизотропное спаривание.

Какие же возможности существуют для объяснения аномальных температурных зависимостей различных величин при $T < T_c$, если спаривание все же имеет обычный характер? Одна из них связана с возможным сильным распаривающим действием «почти магнитных» f-центров, или, иначе говоря, спиновых флуктуаций. Как известно ⁴⁰, магнитные примеси оказывают сильное распаривающее действие на обычные синглетные сверхпроводники, и в принципе за счет них возможна реализация бесцелевого состояния, в котором, естественно, экспоненциальных зависимостей всех величин ниже T_c не было бы. Эффективность распаривающего действия таких примесей определяется параметром

$$\lambda_m = c \frac{N(0)}{2T_{c0}} (g-1)^2 S(S+1) J^2,$$

*) В проведенных в последнее время экспериментах по затуханию ультразвука в $U_{1-x}Th_xBe_{13}$ был обнаружен пик в нижней точке перехода ⁴⁹, что, по мнению авторов, свидетельствует о том, что второй переход имеет магнитную природу.

где c — концентрация магнитных примесей со спином S и g -фактором g , J — обменный интеграл их взаимодействия с электронами проводимости. Бесщелевое состояние реализуется при $0,91\lambda_{\text{crit}} < \lambda_m < \lambda_{\text{crit}}$. В обычных случаях, для примесей с фиксированным моментом, в эту область можно попасть, меняя концентрацию примесей c . Если предположить, что в нашем случае f -центры играют роль центров распаривания, то ситуация несколько иная. Концентрация их здесь фиксирована, $c = 1$. Зато, вследствие наличия эффекта Кондо, при понижении температуры происходит постепенное экранирование магнитного момента. Это находит свое отражение в ходе магнитной восприимчивости (переход от закона Кюри к паулиевской восприимчивости), и с ним же связывают часто аномальный температурный ход сопротивления^{3,14}. Соответственно, с понижением температуры будет убывать множитель $g^2 S(S+1)J^2$ в выражении для λ_m , и будет падать само λ_m . Можно предположить, что в отсутствие магнитного рассеяния сверхпроводимость наступила бы раньше, при более высоких температурах. Но пока мы не опустились по температуре достаточно низко сравнительно с температурой Кондо T_K (в этих системах $T_K \leq 10$ К), распаривающее действие этого рассеяния велико, $\lambda_m(T) > \lambda_{\text{crit}}$, и переход в сверхпроводящее состояние не наступает. И только когда температура станет достаточно малой (скажем, $\sim 0,1 T_K$) и локализованные моменты будут достаточно заэкранированы, λ_m станет меньше λ_{crit} и возникнет сверхпроводимость*). Однако в этой картине при понижении температуры и соответствующем непрерывном уменьшении λ_m от $\lambda_m > \lambda_{\text{crit}}$ до $\lambda_m < \lambda_{\text{crit}}$ мы автоматически попали бы в районе T_c в область бесщелевой сверхпроводимости. Поэтому поведение разных величин при $T \leq T_c$, наблюдаемое экспериментально, можно было бы объяснить в такой схеме. Однако здесь есть существенная трудность: неясно, сохранится ли бесщелевой характер спектра при дальнейшем понижении температуры, до $T \ll T_c$; неясно также, удастся ли получить здесь какие бы то ни было регулярные (степенные) зависимости при $T < T_c$. Правда, как уже отмечалось выше, экспериментально эти степенные зависимости не всегда прослеживаются достаточно четко, и, как правило, они нарушаются при достаточно низких температурах. Так, в частности, в CeCu_2Si_2 зависимость $C_s(T)$ меняется от $\sim T^2$ при $T \leq T_c$ до T^3 при более низких температурах²⁹. В UPt_3 теплоемкость ниже T_c (при $\sim 0,5T_c < T < T_c$) вообще оказывается линейной²⁹, $C_s(T) \sim T$, что соответствовало бы истинной бесщелевой ситуации; однако ниже $\sim 0,5T_c$ $C_s(T)$, по-видимому, начинает спадать существенно более резко (что могло бы свидетельствовать о появлении щели). Такое поведение согласовывалось бы с качественной картиной распаривания за счет спиновых флуктуаций, описанной выше (заметим, однако, что ей противоречат данные о затухании ультразвука в UPt_3 ³², где наблюдается хороший закон $\alpha \sim T^2$ вплоть до значений $T \sim 0,1 T_c$). С теоретической точки зрения описанная выше альтернативная возможность пока также достаточно не проанализирована.

В связи с обсуждавшейся выше картиной можно упомянуть также вещества, в которых сверхпроводимость индуцируется магнитным полем. Первым подобным примером явилось соединение $\text{Eu}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Mo}_6\text{S}_8$ ⁵³. В нем с ростом H происходит переход сверхпроводящая — нормальная — сверхпроводящая фаза: такое поведение связывают с эффектом Жаккарино — Петера⁵⁴ — эффектом компенсации внешнего магнитного поля обменным полем локализованных спинов Eu, антиферромагнитным образом взаимодействующих с электронами проводимости. В системах с тяжелыми фермионами сходное явление обнаружено в CePb_3 ⁵², где, однако, исходная фаза является не сверх-

*) Определенные экспериментальные указания на подобную связь сверхпроводимости и эффекта Кондо существуют: в⁴¹ показано, что сверхпроводимость в системе $\text{Ce}_{1-x}\text{La}_x\text{Cu}_2\text{Si}_2$ и в CeCu_2Si_2 под давлением возникает именно при росте T_K .

проводящей, а антиферромагнитной. В этом случае один эффект компенсации не может объяснить наблюдаемое поведение и, по-видимому, важную роль играют спиновые флуктуации. Они дают отрицательный вклад в константу межэлектронного взаимодействия λ ⁵⁵,

$$\lambda = \lambda_0 - A\chi, \quad A \sim J^2 t_d,$$

так что при малых полях λ оказывается отрицательной и «выигрывает» магнетизм. С ростом же H спиновые флуктуации (или антиферромагнитные спиновые волны) подавляются (χ падает), и λ может стать > 0 , т. е. возникнут условия для появления сверхпроводимости⁵⁵.

Это же явление может проявиться и в свойствах более «обычных» сверхпроводников с тяжелыми фермионами. Если в CePb_3 спиновые флуктуации достаточно сильны, чтобы полностью изменить характер основного состояния, то, по этой картине, в системах типа UPb_{13} , они понижают T_c , но не полностью уничтожают сверхпроводимость. Подавление же спиновых флуктуаций магнитным полем, привлекаемое для объяснения возникновения сверхпроводимости в CePb_3 , в UPb_{13} может быть ответственно за аномальный ход $H_{c2}(T)$ при низких температурах. По данным⁵⁶, H_{c2} растет при понижении T практически линейно и достигает значения $H_{c2}(0) \sim 90$ кЭ, намного превосходящего парамагнитный предел. В рассмотренной картине это можно объяснить тем, что при росте поля вследствие подавления спиновых флуктуаций система как бы становится веществом со все большими значениями T_c и, соответственно, H_{c2} . В принципе при этом в веществах типа UPb_{13} возможен и возвратный характер сверхпроводимости, с восстановлением ее в сильных полях⁵⁷. В связи с этим следует отметить, что сильное падение сопротивления с полем (более чем в 7 раз в поле $H \sim 150$ кЭ), наблюдаемое в UPb_{13} уже при 1,7 К (см. рис. 1), может быть указанием на то, что сверхпроводимость в UPb_{13} может действительно иметь возвратный характер. Подчеркнем еще, что это возможно именно при синглетном, но не триплетном спаривании.

Существует дополнительный, правда, косвенный аргумент в пользу синглетной сверхпроводимости. Аномальное триплетное спаривание возможно за счет вклада в межэлектронное взаимодействие спиновых флуктуаций, благоприятных для такого спаривания¹⁰. В этом случае можно было бы ожидать, что близость системы к магнетизму (увеличение магнитной восприимчивости) способствовала бы сверхпроводимости. Анализ же экспериментальных данных приводит к противоположному выводу. Сравнение значений восприимчивости с электронной теплоемкостью (так называемое вильсоновское отношение $R = \frac{\chi(0)}{\gamma}$) показывает, что при переходе от сверхпроводящих систем с тяжелыми фермионами (CeCu_2Si_2 , UPb_{13}) к нормальным (немагнитным и несверхпроводящим) — CeAl_3 , CeCu_6 — и затем к магнитным — NpBe_{13} , UCd_{11} , U_2Zn_{17} — это отношение растет⁴, т. е., для сверхпроводимости благоприятны как раз относительно малые значения χ/γ . Это, конечно, не является доказательством (неясно, например, какова была бы роль спиновых флуктуаций для синглетного анизотропного спаривания¹¹ типа спаривания в d-волне), но может служить некоторым аргументом против часто выдвигаемой слишком прямой аналогии с ^3He , с его триплетным спариванием^{9,10}.

Выше мы практически не касались существующих попыток теоретического анализа сверхпроводимости в этих системах исходя из микроскопического рассмотрения. Вопрос здесь упирается в недостаточное понимание того, что же такое сами тяжелые фермионы; только после выяснения этого можно будет на достаточно достоверном уровне обсуждать сверхпроводимость в них. Характерно, что пока в работах этого типа в основном рассматривалась

синглетная сверхпроводимость (см., например, ⁴²); только в самое последнее время начали появляться работы ^{43,44}, в которых сделаны первые попытки проанализировать другие возможности и сравнить разные типы спаривания. Эти работы, однако, носят сугубо модельный характер, и неясно, какое отношение их результаты имеют к экспериментальной ситуации.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сверхпроводники с тяжелыми фермионами несомненно, интересные объекты. Однако не следует думать, что они стоят абсолютно особняком среди большого числа известных сверхпроводящих соединений. Выше уже отмечалось, что даже среди соединений U и Ce есть целый ряд веществ, характеристики которых плавно меняются от «нормальных» к «тяжелофермионным». Основная особенность этих систем, определяющая в конечном итоге их аномальные свойства — сильная межэлектронная корреляция, малость эффективной ширины зоны и следующая отсюда близость к локализованному состоянию, может проявляться в той или иной степени и в других системах, где, скажем, ширина зоны мала вследствие геометрических, структурных факторов. Тенденцию к этому проявляют, например, кластерные соединения — фазы Шевреля ⁴⁵, тройные бориды ^{46a} и т. д. (так, в PbMo_6S_8 , сверхпроводнике, который до сих пор не относили к системам с тяжелыми фермионами, $\gamma \approx 100$ мДж/моль $\cdot \text{K}^2$ и $m^* = 11 m_0$ — видимо, пока рекордное значение среди веществ, не содержащих 4f- или 5f-электронов)^{46b}.

До сих пор сверхпроводимость описывали обычно, исходя из модели свободных электронов, и реальная кристаллическая структура была не очень существенна. В случае же узких зон она может играть принципиальную роль. Так же, как в теории электронной структуры твердых тел существуют два подхода, приближение свободных электронов и приближение сильной связи, применяемое для узких зон, и в сверхпроводимости, по-видимому, появились объекты, для которых адекватным является описание типа сильной связи. В этом случае, даже при обычном фононном механизме притяжения и при спаривании в синглетном состоянии, параметр порядка и энергетическая щель могут нести на себе информацию о кристаллической структуре и иметь вид «сильной связи», например, в кубическом кристалле $\Delta(k) = \Delta_0 (\cos k_x + \cos k_y + \cos k_z)$ ^{11,43,44}. Именно такое анизотропное синглетное спаривание и является сейчас, похоже, основным кандидатом на описание свойств сверхпроводников с тяжелыми фермионами. Кластерные соединения и, может быть, некоторые другие необычные новые сверхпроводники, возможно, также находятся «на пути» к этому другому предельному случаю, наиболее ярким примером которых являются сверхпроводники с тяжелыми фермионами (хотя абсолютный предел узких зон, в котором ширина зоны была бы меньше энергии связи электронов в куперовской паре, и пары можно было бы считать истинно локальными ⁴⁷, не реализуется даже в этих системах).

Подводя итог, следует сказать, что к настоящему времени накоплен уже большой и разнообразный материал по свойствам систем с тяжелыми фермионами, как в нормальной, так и в сверхпроводящей фазе. Выявлены многие их уникальные особенности, выделяющие их в совершенно особый класс веществ. Возможно, что в них мы столкнулись с первым примером нестандартных сверхпроводников, спаривание в которых является анизотропным и, возможно, происходит в триплетном состоянии. И хотя не исключена и более традиционная интерпретация наблюдаемых явлений, несомненно, в любом случае эти системы заслуживают дальнейшего экспериментального и теоретического изучения. Развитие в этой области идет чрезвычайно бурными темпами и наверняка к моменту выхода этого небольшого обзора уже появятся новые результаты, которые, возможно, прольют свет на стоящие

здесь принципиальные вопросы. Можно только пожелать, чтобы основной вопрос — о типе спаривания — был к этому времени уже решен.

В заключение выражаем благодарность Л. Н. Булаевскому и Л. П. Горькову за полезные обсуждения.

Институт физических проблем
им. С. И. Вавилова АН СССР
Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хомский Д. И. — УФН, 1979, т. 129, с. 443.
2. Tsvetlick A. M., Wiegmann P. B. — Adv. Phys., 1983, v. 32, p. 453.
3. Brandt N. B., Moshchalkov V. V. — Ibidem., 1984, v. 33, p. 373.
4. Stewart G. R. — Rev. Mod. Phys., 1984, v. 56, p. 755.
5. Steglich F., Aarts J., Bredl C. D., Lieke W., Meschede D., Franz W., Schäfer J. — Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1892.
6. Ott H. R., Rudigier H., Fisk Z., Smith J. L. — Ibidem., 1983, v. 50, p. 1595.
7. Stewart G. R., Fisk Z., Willis J. O., Smith J. L. — Ibidem, 1984, v. 52, p. 679.
8. Varma C. M. — Bull. Amer. Phys. Soc., 1984, v. 29, p. 404.
9. Ott H. R., Rudigier H., Rice T. M., Ueda K., Fisk Z., Smith J. L. — Phys. Rev. Lett., 1984, v. 52, p. 1915.
10. Anderson P. W. — Phys. Rev., Ser. B, 1984, v. 30, p. 1549.
11. Воловик Г. Е., Горьков Л. П. — Письма ЖЭТФ, 1984, т. 39, с. 550; ЖЭТФ, 1985, т. 88, с. 1412.
12. Anderson P. W. — Phys. Rev. Ser. A, 1984, v. 30, p. 4000.
13. Meisner G. P., Giorgi A. L., Lawson A. C., Stewart G. R., Willis J. O., Wire M. S., Smith J. L. — Phys. Rev. Lett., 1984, v. 53, p. 19.
14. De Long L. E., Huber J. G., Yang K. N., Maple M. B. — Ibidem, 1983, v. 51, p. 312.
15. Franse J. J. M. — J. Magn. and Magn. Mater., 1984, v. 45, p. 54.
16. Schlätz W., Baumann J., Diesing J., Krause W., Langen J., Neumann G., Pleger H. J., Politt B., Walter U., Weidner P., Bredl C. D., Rauchschwalbe U., Ahlheim U., Mayer H. M. — In: Proc. of 5th Intern. Conference on Crystalline Field and Anomalous Mixing Effects in f Electron Systems. Abstracts — Sendai, Japan, 1985, D9.
17. Ho J. C., Phillips N. E., Smith T. F. — Phys. Rev. Lett. 1966, 17, 694.
18. Rauchschwalbe U., Lieke W., Steglich F., Godart C., Gupta L. C., Parks R. D. — Phys. Rev. Lett., 1984, v. 30, p. 444.
19. Allen J. W., Oh S.-J., Lindau I., Maple M. B., Suassuna J. F., Hagström S. B. — Phys. Rev. Ser. B, 1982, v. 26, p. 445.
20. Torikachvili M. S., Maple M. B., Meissner G. P. — In: LT-17. Contributed papers/Ed. U. Eckern, A. Schmidt, W. Weber, W. Wuhl. — Amsterdam, North-Holland, 1984, p. 29.
21. Probst C., Wittig J. — In: Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths/Ed. G. A. Gschneidner, Jr., L. Eyring. — Amsterdam; North-Holland, 1978, v. 1, Ch. 10.
22. Горьков Л. П. — ЖЭТФ, 1959, т. 37, с. 1407.
23. Фетисов Е. П., Хомский Д. И. — В кн.: 23-е Всесоюзное совещание по физике низких температур: Тезисы докладов. — Таллин, 1984, ч. 2, с. 186.
24. Johanson W. R., Crabtree G. W., Edelstein A. S., Mc Masters O. D. — Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 504.
25. Алексеевский Н. Е., Нарожный В. Н., Нижанковский В. И., Николаев Е. Г., Хлыбов Е. П. — Письма ЖЭТФ, 1984, т. 40, с. 421.
26. Алексеевский Н. Е., Митин А. В. — Ibidem, 1985, т. 42, с. 8.
27. Smith J. L., Fisk Z., Willis J. O., Batlogg B., Ott H. R. — J. Appl. Phys., 1984, v. 55, p. 1996.
28. Giorgi A. L., Fisk Z., Willis J. O., Stewart G. R., Smith J. L. — In²⁰, p. 229.
29. Steglich F., Bredl C. D., Lieke W., Rauchschwalbe U., Sparn G. Ibidem, pt. III, p. 82.
30. MacLaughlin D. E., Cheng Tien, Clark W. T., Lan M. D., Fisk Z., Smith J. L., Ott H. R. — Phys. Rev. Lett., 1984, v. 53, p. 1833.
31. Kitaoka Y., Ueda K., Kohara T., Asayama K., Onuki Y., Komatsubara T. — In¹⁶.
32. Bishop D. V., Varma C. M., Batlogg B., Bucher E., Fisk Z., Smith J. L. — Phys. Rev. Lett., 1984, v. 53, p. 1009.

33. Коэн М., Глэдстоун Г., Йенсен М., Шриффер Дж. Сверхпроводимость полупроводников и переходных металлов.— М.: Мир, 1972, с. 265.
34. Overhauser A. W., Appel J.— Phys. Rev. Ser. B, 1985, v. 31, p. 193.
35. Воловик Г. Е., Хмельницкий Д. Е.— Письма ЖЭТФ, 1984, т. 40, с. 496.
36. Ott H. R., Rudigier H., Fisk Z., Smith J. L.— Physica Ser. B, 1984, v. 127, p. 359.
37. Горьков Л. П.— Письма ЖЭТФ, 1984, т. 40, с. 351.
38. Алексеевский Н. Е., Митин А. В., Нижанковский В. И., Фирсов В. И., Хлыбов Е. П.— Ibidem, 1985, т. 41, с. 335.
39. Steglich F., Rauchschwalbe U., Gottwick U., Mayer H. M., Sparrn G., Grewe N., Porre U., Franse J. J. M.— In: MMM Conference. San Diego, US, 1984; J. Appl. Phys., 1985, v. 57, p. 3054.
40. Абрикосов А. А., Горьков Л. П.— ЖЭТФ, 1960, т. 39, с. 1781.
41. Алиев Ф. Г., Брандт Н. Б., Мощалков В. В., Петренко О. В., Чудинов С. М., Ясницкий Р. И.— ЖЭТФ, 1984, т. 86, с. 255.
42. Razafimanandimby H., Fulde P., Keller J.— Zs. Phys. Ser. B, 1984, Bd. 54, S. 111.
43. Miyake K., Matsuura T., Jichu H., Nagaoka Y.— Progr. Theor. Phys., 1984, v. 72, p. 1063.
44. Ohkawa F. J., Fukuyama H.— J. Phys. Soc. Japan., 1984, v. 53, p. 4344.
45. Maple M. B., Hamaker H. C., Woolf L. D.— In: Superconductivity in Ternary Compounds/Ed. Maple M. B., Fisher D.— Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1982, v. II, p. 99.
46. а) Adrian H., Muller R., Behrle R.— Phys. Rev., 1982, v. 26, p. 2450.
б) Алексеевский Н. Е., Добровольский Н. М., Вольф Г., Хольфельц Х.— ЖЭТФ, 1982, т. 83, с. 1500.
47. Булаевский Л. Н., Собянин А. А., Хомский Д. И.— ЖЭТФ, 1984, т. 87, с. 854.
48. Coleman P., Anderson P. W., Ramakrishnan T. V.— Phys. Rev. Lett., 1985, v. 55, p. 444.
49. Bishop D.— In: Intern. Conference on Magnetism ICM-85: Abstracts.— San Francisco 1985, p. 49.
Batlogg B., Bishop D., Golding B., Varma C. M., Fisk Z., Smith J. L., Ott H. K.— Phys. Rev. Lett., 1985, v. 55, p. 1319.
50. Алиев Ф. Г., Брандт Н. Б., Мощалков В. В., Залялютдинов М. Г., Луцив Р. В., Ясницкий Р. И., Чудинов С. М.— Письма ЖЭТФ, 1985, v. 41, p. 421.
51. Onuki Y., Hirai T., Komatsubara T., Takayanagi S., Sumiyama A., Furukawa A., Oda Y., Nagano H. Preprint.— Inst. of Material Science, University of Tsukuba, 1985.
52. Lin C. L., Teter J., Crow J. E., Mihalisin T., Brooks J., Abou-Aly A. I., Stewart G. R.— Phys. Rev. Lett., 1985, v. 54, p. 2541.
53. Meul H. W., Rossel C., Deroux M., Fisher Ø., Remenyi D., Briggs A.— Phys. Rev. Lett., 1984, 53, 497.
54. Jaccarino V., Peter M.— Ibidem, 1961, v. 9, p. 290.
55. Maekawa S., Tachiki M.— Phys. Rev. Ser. B, 1978, v. 18, p. 4688.
56. Maple M. B., Chen J. W., Lambert S. E., Fisk Z., Smith J. L., Ott H. R., Brooks J. S., Naughton M. J.— Phys. Rev. Lett., 1985, v. 54, p. 477.
57. Tachiki M., Koyama T., Takahashi S. Preprint Tohoku University.— Sendai, 1985.
58. Fenton E. W.— Sol. State Commun., 1985, v. 54, p. 709.