Письма в ЖЭТФ, том 63, вып.4, стр.276 - 280 © 1996г. 25 февраля

О НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОМ ПОВЕДЕНИИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ В ЧИСТЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ С АНИЗОТРОПНЫМ СПАРИВАНиЕМ

Ю.С.Бараш[1], *А.А.Свидзинский*

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН

117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 декабря 1995

После переработки 22 января 1996 г.

Рассмотрено влияние кратностей нулей сверхпроводящего параметра порядка (которые могут быть различными при фиксированном положении нулей для одного и того же симметрийного типа спаривания) на низкотемпературное поведение теплопроводности в чистых сверхпроводниках. Показано, что полученным недавно экспериментальным данным по анизотропии теплопроводности UPt_3 при низких температурах [1, 2] может быть дано качественное объяснение на основе обоих двумерных представлений E_{1g} и E_{2u} гексагональной группы D_{6h}.

PACS 74.25.Fy, 74.70.Tx

Изучение теплопроводности в сверхпроводящем состоянии является эффективным методом исследования структуры параметра порядка.

Электронный вклад в теплопроводность изотропных сверхпроводников при низких температурах, как хорошо известно, экспоненциально спадает с уменьшением температуры вследствие не равной нулю щели в спектре возбуждений сверхпроводника для всех направлений импульса на ферми-поверхности. При наличии нулей параметра порядка в точках или на линиях на поверхности Ферми наличие квазичастиц с малой энергией в окрестностях этих нулей приводит к степенным зависимостям электронной теплопроводности от температуры при $T \ll \Delta_0$ (где Δ_0 есть максимальное значение анизотропного параметра порядка).

Значения соответствующих показателей степени обусловлены несколькими факторами, то есть зависят не только от того, идет ли речь о точках или линиях нулей. В частности, здесь оказывается существен характер рассеяния на примесях (см. например [3–5]). В случае слабых рассеивателей (в борновском приближении) компоненты тензора теплопроводности, описывающие поток тепла в направлении на нули параметра порядка, обычно зависят от температуры линейно, как в нормальном состоянии. Поведение других компонент теплопроводности с уменьшением температуры описывается при этом степенными зависимостями с более высокими показателями. При описании поведения теплопроводности в случае достаточно сильного рассеяния на примесях (близкого к унитарному пределу) область низких температур $T \ll \Delta_0$ разделяется на две части. Для температур $T < \omega_c = (\Gamma\Delta_0)^{1/2}$ (где Γ есть скорость рассеяния в унитарном пределе для нормального металла, пропорциональная концентрации примесей) существенную роль играют связанные состояния квазичастиц на примесях. Теплопроводность сверхпроводника с анизотропным спариванием в этой области зависит от температуры линейно.

[1] e-mail: barash@lpi.ac.ru

В области же температур $\omega_c \lesssim T \ll \Delta_0$ связанные состояния квазичастиц на примесях можно не учитывать, а степенная температурная зависимость у всех компонент теплопроводности характеризуется в этой области показателями, большими единицы. Промежуточная асимптотика теплопроводности во втором температурном интервале может быть выделена, разумеется, лишь для сверхпроводников с достаточно малой концентрацией примесей, что обусловливает малость величины ω_c. Говоря о чистых сверхпроводниках, мы везде имеем в виду выполнение последнего условия.

С тех пор как измерения показали, что в некоторых сверхпроводниках с тяжелыми фермионами теплопроводность при низких температурах (вплоть до $0.1T_c$) описывается степенным поведением с показателями, большими единицы (см., например, [6]), теории теплопроводности сверхпроводников с анизотропным спариванием было уделено большое внимание в литературе [7–17]. Экспериментальные результаты для UPt_3 согласуются с предположением о сильном рассеянии на примесях, очень близком к унитарному пределу. Для такого характера рассеяния имеются и определенные теоретические основания [7, 8].

Недавние измерения показали [1, 2], что в UPt_3 отношение κ_c/κ_b, характеризующее анизотропию теплопроводности, не проявляет заметной температурной зависимости при низких температурах (вплоть до $0.1T_c$). Эти данные дают новую полезную информацию о структуре параметра порядка в гексагональном сверхпроводнике с тяжелыми фермионами UPt_3 и уже были использованы для теоретического анализа в [14–17]. В указанных работах на основе самосогласованного описания примесного рассеяния в сверхпроводниках с анизотропным спариванием проведены численные расчеты температурной зависимости теплопроводности во всей области температур для нескольких конкретных базисных функций, представляющих по предположению особый интерес для изучения сверхпроводимости в UPt_3.

Отметим, что температурная зависимость теплопроводности может оказаться заметно разной даже для базисных функций, относящихся к одному и тому же симметрийному типу спаривания. Поэтому в целях идентификации типа спаривания в UPt_3 представляется полезным провести, наряду с упомянутыми количественными расчетами на основе нескольких конкретных базисных функций, также качественное рассмотрение вопроса, концентрируя внимание лишь на показателях низкотемпературных степенных зависимостей компонент теплопроводности, но включив при этом в рассмотрение существенно более широкий набор базисных функций для описания зависимости параметра порядка от направления импульса на поверхности Ферми.

Предлагаемая работа посвящена такому рассмотрению соответствующих вопросов. Существенно, что степенные показатели оказываются разными для сверхпроводников, отвечающих одному и тому же типу спаривания, если у них конкретная форма зависимостей параметров порядка от направления импульса на поверхности Ферми различается кратностью соответствующих обусловленных симметрией нулей (не говоря уже о различиях, связанных со случайными с точки зрения симметрии нулями). Ниже мы учитываем данное обстоятельство. Мы ограничиваемся только случаем достаточно чистых сверхпроводников с анизотропным спариванием, когда существует область низких энергий и температур $\omega_c \lesssim E, T \ll T_c$, в которой можно пренебречь влиянием связанных на примесях состояний квазичастиц на поведение физических величин. Ранее уже отмечалось, что для чистых образцов сверхпроводящего UPt_3 такое предположение оправдано и соответствующие результаты верны вплоть до $T \sim 0.1T_c$ [12]. Это подтверждается и отсутствием линейного члена в низкотемпературной зависимости теплопроводности, измеренной в [2].

В соответствии со сказанным пренебрежем связанными состояниями квазичастиц на примесях, полагая также для простоты параметр порядка $\hat{\Delta}(\mathbf{p})$ унитарной матрицей и существенно анизотропным, удовлетворяющим условию $\sum_{\mathbf{p}} \hat{\Delta}(\mathbf{p})/(E^2 - E_{\mathbf{p}}^2) = 0$. Тогда теплопроводность сверхпроводника при наличии резонансного рассеяния на примесях описывается выражением [9, 12]

$$\frac{\kappa_{ij}}{\kappa_N(T_c)} = \frac{18T}{\pi^2 T_c} \int_0^\infty dE \left(\frac{E}{T}\right)^2 \left[-\frac{\partial n^0(E)}{\partial E}\right] \frac{|g(E)|^2}{\operatorname{Re} g(E)} \int_{|\Delta(\mathbf{p})| \leq E} \frac{d\Omega}{4\pi} \frac{p_i p_j}{p^2} \frac{\sqrt{E^2 - |\Delta(\mathbf{p})|^2}}{E}. \tag{1}$$

Здесь $\kappa_N(T_c)$ есть теплопроводность нормального металла при $T = T_c$, $n^0(E)$ – равновесная фермиевская функция распределения для возбуждений, а функция $g(E)$ определяется выражением

$$g(E) = \int \frac{d\Omega}{4\pi} \frac{E}{\sqrt{E^2 - |\Delta(\mathbf{p})|^2}}. \tag{2}$$

При низких температурах $T \ll \Delta_0$ в подынтегральном выражении в (1) важны лишь малые значения энергии $E \lesssim T$, что обусловлено поведением величины $\partial n^0(E)/\partial E$. При этом для интеграла по направлениям импульса в (1) и для вещественной части выражения (2) существенны только узкие области направлений вблизи нулей параметра порядка. Однако, это, вообще говоря, не так для мнимой части функции $g(E)$, как следует из (2). Вследствие данного обстоятельства (и, например, противоположно случаю удельной теплоемкости), для теплопроводности при низких температурах $T \ll \Delta_0$ могут быть важны вклады от всей поверхности Ферми, а не только от узких окрестностей нулей параметра порядка. Здесь дело в том, что для нахождения времени релаксации (в отличие от квазичастичной плотности состояний), вообще говоря, важно поведение параметра порядка на всей поверхности Ферми. Тем не менее соответствующие вклады удобно выделить, а при достаточной величине кратности нулей все же узкие области вокруг этих нулей вносят доминирующий вклад в теплопроводность. Отметим, что согласно (2), вклад в $\operatorname{Im} g(E)$ от направлений импульса, далеких от направлений на нули параметра порядка, ведет себя при малых энергиях E как линейная функция энергии вне зависимости от конкретного вида функции $\Delta(\mathbf{p})$. Учет этого обстоятельства позволяет определить степенные показатели для низкотемпературного поведения теплопроводности, не конкретизируя поведение параметра порядка вдали от нулей на поверхности Ферми даже в тех случаях, когда вклад от таких областей оказывается существенен.

Рассмотрим такие типы спаривания в гексагональном кристалле, для которых параметр порядка имеет линию нулей на экваторе и точки нулей на полюсах поверхности Ферми, которую для простоты считаем сферической. Пусть в окрестности линии нулей $|\Delta(\mathbf{p})| = \Delta_0|\theta - \pi/2|^n$ $(|\theta - \pi/2| \ll 1,\ n > 0)$, а в окрестности полюса $|\Delta(\mathbf{p})| = \Delta_0\theta^m$ $(\theta \ll 1,\ m > 0)$. При малых значениях энергии находим $\operatorname{Re} g(E), \operatorname{Im} g(E) \propto (E/\Delta_0)^{1/n}$, $(E/\Delta_0)^{2/m}$ соответственно для вкладов от окрестностей линии и точки нулей. Эти вклады являются основными для данных величин при малых энергиях, но в отношении величины $\operatorname{Im} g(E)$ сказанное верно только если параметры $m > 2$, $n > 1$ и не слишком близки к значениям $m = 2$, $n = 1$. Для значений $m < 2$ и $n < 1$ (и не слишком близких к $m = 2$, $n = 1$) получаем, что мнимая часть функции $g(E)$ с хорошей точностью имеет вид $\operatorname{Im} g(E) \propto E$ и ее формируют, в основном, области направлений импульса, лежащие вдали от направлений на нули параметра порядка. Наиболее важный пример такого типа – простые нули ($m = 1$) на полюсах поверхности Ферми. Для важных частных случаев $n = 1$, $m = 2$, помимо линейных по энергии E вкладов в величины $\operatorname{Re} g(E)$, $\operatorname{Im} g(E)$, узкие окрестности вблизи нулей приводят для $\operatorname{Im} g(E)$ также к члену вида $\operatorname{Im} g(E) \propto (E/\Delta_0)\ln(E/\Delta_0)$. При этом чисто логарифмическое приближение обычно не обеспечивает хорошей точности описания, так что логарифмические факторы следует учитывать совместно с константами. Для значений m (n), близких к 2 (1) (если формально рассматривать m и n как непрерывные параметры) вклады от окрестностей нулей и удаленных от них областей также могут быть одного порядка величины. Ниже такие значения m и n исключаем из рассмотрения, хотя качественно их можно было бы отнести к случаям $m = 2$, $n = 1$. Оценка выражения (1) с учетом сказанного приводит к следующим соотношениям для основного вклада в компоненты теплопроводности сверхпроводника в области температур $\omega_c \lesssim T \ll \Delta_0$ при заданном поведении параметра порядка в окрестности нулей:

$$\kappa_c = L_c \begin{cases} T^{1+(4/n)}, & n > 1 \\ T^5(\ln^2(T/\Delta_0) + l_{c1}\ln(T/\Delta_0) + l_{c2}), & n = 1 \\ T^{(2/n)+3}, & n < 1 \end{cases} + P_c \begin{cases} T^{1+(4/m)}, & m > 2 \\ T^3(\ln^2(T/\Delta_0) + p_{c1}\ln(T/\Delta_0) + p_{c2}), & m = 2 \\ T^3, & m < 2 \end{cases}, \tag{3}$$

$$\kappa_a = \kappa_b = L_b \begin{cases} T^{1+(2/n)}, & n > 1 \\ T^3(\ln^2(T/\Delta_0) + l_{b1}\ln(T/\Delta_0) + l_{b2}), & n = 1 \\ T^3, & n < 1 \end{cases} + P_b \begin{cases} T^{1+(6/m)}, & m > 2 \\ T^4(\ln^2(T/\Delta_0) + p_{b1}\ln(T/\Delta_0) + p_{b2}), & m = 2 \\ T^{3+(2/m)}, & m < 2 \end{cases}. \tag{4}$$

Здесь коэффициенты L, l_{i1}, l_{i2} и P, p_{i1}, p_{i2} ($i = b, c$) отвечают вкладам, обусловленным линией $\theta = \pi/2$ и точками $\theta = 0, \pi$ нулей параметра порядка, соответственно.

Из выражений (3), (4) видно, что при выполнении соотношения $m = 2n$ основной вклад в величину κ_c вносят точки нулей, в то время как для величины κ_b доминирует вклад от линии нулей. При этом отношение κ_c/κ_b, характеризующее анизотропию теплопроводности, оказывается при условии $m = 2n$ не зависящим от температуры в рассматриваемой области температур, в согласии с недавними результатами измерений для UPt_3 [2]. Следует отметить, что для гексагонального сверхпроводника для типа спаривания, отвечающего представлению E_{2u} и для состояния типа (1,i) со спином вдоль оси c, в простейшем случае $|\Delta| = \Delta_0 \sin^2(\theta)|\cos(\theta)|$ как раз имеем $m = 2n = 2$ (см., например, [18]). В то же время для простейшего случая, относящегося к представлению E_{1g} и состоянию $(1,i)$, имеем $n = m = 1$ ($|\Delta| = \Delta_0|\sin(2\theta)|$) и тогда из выражений (3),(4) следует, что отношение κ_c/κ_b проявляет при низких температурах лишь очень слабую логарифмическую зависимость, которую, по-видимому, крайне трудно (если вообще возможно) заметить в интервале температур $\omega_c \lesssim T \ll \Delta_0$.

Из приведенного качественного рассмотрения приходим к заключению, что спаривания, отвечающие в гексагональном сверхпроводнике представлениям E_{1g} и E_{2u} с простейшими базисными функциями, не противоречат полученным экспериментальным данным об отсутствии существенной температурной зависимости отношения κ_c/κ_b в области низких температур $\omega_c \lesssim T \ll \Delta_0$. В более сложных случаях экспериментальным результатам отвечает соотношение $m = 2n$ между кратностями нулей параметра порядка на линии и в точках. При этом для объяснения экспериментальных результатов по низкотемпературной зависимости теплопроводности необходимо одновременное присутствие у параметра порядка как линии, так и точек нулей на поверхности Ферми.

Один из авторов (Ю.С.Б.) благодарит Дж.Саулса и С.Ипа за полезное обсуждение данного круга вопросов. Эта работа была поддержана грантом 94-02-05306 российского фонда фундаментальных исследований. А.А.С. благодарит научно-исследовательский центр Юлиха и Международную Соросовскую программу образования в области точных наук за финансовую поддержку.

---

1. B.Lussier, B.Ellman, and L.Taillefer, Phys. Rev. Lett. **73**, 3294 (1994).
2. B.Lussier, B.Ellman, and L.Taillefer, Preprint (cond-mat/9504072) (1995).
3. K.Ueda and T.M.Rice, In: *Theory of Heavy Fermions and Valence Fluctuations*, Eds. T.Kasuya and T.Saso, Springer, Berlin, 1985.
4. P.Hirschfeld, P.Wölfle, and D.Einzel, Phys. Rev. B **37**, 83 (1988).
5. G.Preosti, H.Kim, and P.Muzikar, Phys. Rev. B **50**, 1259 (1994).
6. A.Sulpice, P.Gandit, J.Chaussy et al., J. Low Temp. Phys. **62**, 39 (1986).
7. C.J.Pethick and D.Pines, Phys. Rev. Lett. **57**, 118 (1986).
8. S.Schmitt-Rink, K.Miyake, and C.M.Varma, Phys. Rev. Lett. **57**, 2575 (1986).
9. P.Hirschfeld, D.Vollhardt, and P.Wölfle, Solid State Commun. **59**, 111 (1986).
10. H.Monien, K.Scharnberg, L.Tewordt, and D.Walker, Solid State Commun. **61**, 581 (1987).
11. B.Arfi, H.Bahlouli, C.J.Pethick, and D.Pines, Phys. Rev. Lett. **60**, 2206 (1988)
12. B.Arfi and C.J.Pethick, Phys. Rev. B **38**, 2312 (1988).
13. B.Arfi, H.Bahlouli, and C.J.Pethick, Phys. Rev. B **39**, 8959 (1989).
14. A.Fledderjohann and P.J.Hirschfeld, Solid State Commun. **94**, 163 (1995).
15. L.S.Borkowski, P.J.Hirschfeld and W.O.Putikka, Phys. Rev. B **52**, R3856 (1995).
16. M.R.Norman, and P.J.Hirschfeld, Preprint (cond-mat/9509045) (1995).
17. M.J.Graf, S.-K.Yip, J.A.Sauls, and D.Rainer, Preprint (cond-mat/9509046) (1995).
18. J.A.Sauls, Adv. Phys. **43**, 113 (1994).