

АНИЗОТРОПИЯ ВЕРХНЕГО КРИТИЧЕСКОГО ПОЛЯ И ТЕПЛОЕМКОСТИ В V_3Si – СВЕРХПРОВОДНИКЕ КУБИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ

М.Н.Хлопкин¹⁾

Российский научный центр "Курчатовский институт"
123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 23 ноября 1998 г.

Экспериментально исследована теплоемкость монокристаллического образца V_3Si ($T_c=17$ К, $H_{c2}=20$ Тл) в магнитных полях до 8 Тл при трех ориентациях поля относительно кристаллографических направлений: $H||\langle 001 \rangle$, $H||\langle 110 \rangle$ и $H||\langle 111 \rangle$. Как в величине верхнего критического магнитного поля, так и в теплоемкости смешанного состояния наблюдалась зависимость от ориентации магнитного поля относительно кристаллографических направлений (анизотропия): критическое поле максимально, а теплоемкость минимальна при ориентации поля вдоль направления $\langle 001 \rangle$. Масштаб анизотропии в обоих явлениях растет пропорционально магнитному полю и достигает 3% в поле 6 Тл. Рассмотрена взаимосвязь анизотропии верхнего критического поля и теплоемкости в сверхпроводниках второго рода. Показано, что анизотропия теплоемкости смешанного состояния в малых полях может служить критерием не-тривиального спаривания.

PACS: 74.25.Bt

В последнее время ряд необычных явлений, наблюдаемых в высокотемпературных сверхпроводниках, указывает на возможное проявление нетрадиционных механизмов сверхпроводимости, в том числе с нестандартным спариванием, например, с d -симметрией параметра порядка. Так, в работах [1–5] наблюдалась нелинейная, близкая к корневой, зависимость теплоемкости в смешанном состоянии от величины магнитного поля, что интерпретировалось в соответствии с теоретическими работами [6] как проявление d -спаривания. Однако позднее похожее поведение теплоемкости было обнаружено и в сверхпроводнике с s -спариванием – V_3Si [7]. Поэтому для более точной интерпретации подобных явлений необходимы контрольные исследования традиционных сверхпроводников с заведомо установленным s -спариванием. Желательно, чтобы их сверхпроводящие свойства были бы наиболее близки к сверхпроводящим свойствам высокотемпературных сверхпроводников. Наиболее подходящими объектами для таких контрольных измерений являются соединения со структурой A-15, имеющие высокие значения критических температуры и поля и малую длину когерентности, например V_3Si или Nb_3Sn .

В работе [8] наблюдалась анизотропия теплоемкости высокотемпературного сверхпроводника $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ в смешанном состоянии при ориентации магнитного поля в плоскости $a-b$, что интерпретировалось как указание на d -спаривание.

В данной работе экспериментально исследованы верхнее критическое магнитное поле и теплоемкость монокристалла V_3Si в магнитных полях, обнаружена анизотропия в обоих исследуемых явлениях, изучена зависимость анизотропии от величины магнитного поля в интервале полей до 8 Тл.

¹⁾ e-mail: khlopkin@ismain.issph.kiae.ru

Монокристалл V_3Si был приготовлен по технологии, описанной в [9]. Температура сверхпроводящего перехода, определенная стандартным четырехконтактным методом, составляла 17.15 К, ширина перехода была порядка 0.2 К, отношение сопротивлений ρ_{300K}/ρ_{18K} равнялось 16. Направления кристаллографических осей определялись по рентгенограммам, погрешность ориентации кристалла при монтаже его в калориметр не превышала 5° . Теплоемкость образца массой 1.5 г измеряли адиабатическим методом [10], погрешность измерений не превышала 1%.

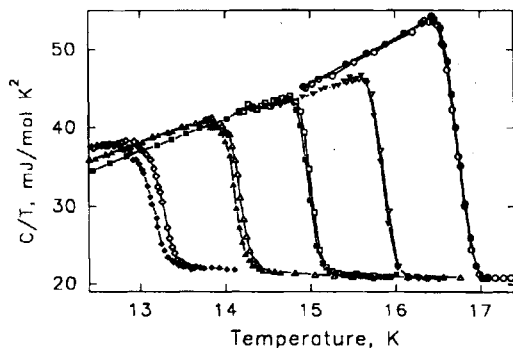


Рис.1. Теплоемкость монокристалла V_3Si в магнитных полях 0, 2, 4, 6 и 8 Тл при двух ориентациях поля относительно кристаллографических направлений: светлые символы – $H \parallel (100)$, темные символы – $H \parallel (111)$; \circ – $H=0$; ∇ – $H=2$ Тл; \square – $H=4$ Тл; Δ – $H=6$ Тл; \diamond – $H=8$ Тл

На рис.1 приведены результаты измерения теплоемкости в интервале температур 13 – 17 К. В температурной зависимости теплоемкости наблюдались четкие скачки, соответствующие сверхпроводящему переходу в магнитном поле (более точно – переходу из смешанного состояния в нормальное), что позволило определить температурную зависимость верхнего критического магнитного поля. Видно, что температура скачка теплоемкости зависит не только от величины магнитного поля, но и от его ориентации. Зависимость от ориентации (анизотропия) быстро возрастает с увеличением магнитного поля: критическая температура сверхпроводящего перехода меняется практически линейно с увеличением магнитного поля, в то время как разность критических температур при различных ориентациях поля $\delta T_c = T_c(H \parallel (001)) - T_c(H \parallel (111))$ возрастает квадратично и достигает 0.16 К в поле 8 Тл. Таким образом, масштаб относительной анизотропии верхнего критического поля $\delta T_c / (T_c(H=0) - T_c(H))$ увеличивается по линейному закону с увеличением магнитного поля. Если проэкстраполировать эту зависимость к величине H_{c2} при нуле температуры, то получим величину порядка 20%.

Следует отметить, что анизотропия критического магнитного поля в V_3Si исследовалась ранее в [11–14], однако температурная зависимость анизотропии не была замечена. Анизотропия критического магнитного поля в кристаллах с кубической или тетрагональной симметрией является нетривиальным явлением, так как тензор эффективных масс в такой симметрии изотропен. Однако при учете эффектов второго порядка, таких как анизотропия ферми-скоростей и электрон-фононного взаимодействия, в моделях с s -спариванием [15] удается получить анизотропию верхнего критического магнитного поля, причем величина ее оказывается зависящей от температуры и обращается в нуль при $T = T_c$, что соответствует наблюдаемому в настоящей работе на V_3Si . Критерием же нетривиального спаривания является наличие анизотропии H_{c2} при температурах, близких к T_c [16], то есть в малых полях.

Интересно отметить, что в одной из исследуемых в [15] моделей учет анизотропии приводит и к аномальной температурной зависимости верхнего критического поля – с положительной кривизной. Физический смысл этого механизма заключается в том, что магнитное поле частично изотропизует значение параметра порядка, что приводит к уменьшению эффективных критических параметров. Поэтому в области изотропизации параметра порядка, а этот процесс происходит более интенсивно в области малых полей, должна наблюдаться более сильная зависимость критической температуры $T_c(H)$ от величины поля, большее значение производной dT_c/dH и, следовательно, меньшее значение обратной величины – температурной производной верхнего критического поля dH_{c2}/dT .

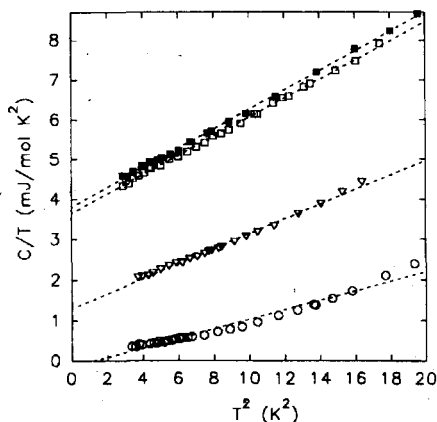


Рис.2. Температурная зависимость теплоемкости в области низких температур в магнитных полях H при различных ориентациях поля: светлые символы – $H \parallel (100)$, темные символы – $H \parallel (111)$; \circ – $H=0$; ∇ – $H=2$ Тл; \square – $H=6$ Тл

Температурная зависимость теплоемкости C в смешанном состоянии изображена на рис.2 в координатах C/T от T^2 при различных величинах и ориентациях магнитного поля. Магнитное поле приводит к увеличению теплоемкости смешанного состояния, причем также наблюдается зависимость от ориентации магнитного поля (анизотропия): теплоемкость смешанного состояния минимальна при ориентации поля вдоль $\langle 001 \rangle$ и максимальна вдоль $\langle 111 \rangle$. При ориентации поля вдоль $\langle 110 \rangle$ экспериментальные данные как по теплоемкости, так и по критическому магнитному полю занимают промежуточное положение между ориентациями $\langle 001 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$.

Масштаб относительной анизотропии теплоемкости возрастает с увеличением магнитного поля: составляет 3% в поле 6 Тл и уменьшается до нуля при приближении поля к нулю.

В стандартной теории сверхпроводимости [17–19] зависимость теплоемкости смешанного состояния при низких температурах от величины магнитного поля близка к линейной: $(C(H) - C(H=0))/T = \gamma H/H_{c2}$, где γ – коэффициент Зоммерфельда, характеризующий теплоемкость электронной системы в нормальном (несверхпроводящем) состоянии. Исходя из этого соотношения, можно было бы ожидать, что масштаб анизотропии теплоемкости при низких температурах не будет зависеть от приложенного поля и будет соответствовать масштабу анизотропии H_{c2} при нуле температуры, то есть быть порядка 20%.

Сравнение наших экспериментальных данных по теплоемкости и критическому полю показывает, что как масштаб анизотропии теплоемкости, так и характер ее зависимости от величины магнитного поля очень близки к таковым для критичес-

кого магнитного поля, взятым при равных значениях внешнего магнитного поля, но отнюдь не при равных температурах. Отсюда можно сделать вывод, что анизотропия теплоемкости смешанного состояния определяется не величиной температуры, а величиной приложенного магнитного поля.

В работе [5] проанализирована термодинамика смешанного состояния сверхпроводника с довольно общих безмодельных позиций и показано, что зависимость теплоемкости смешанного состояния от магнитного поля $C(H)$ более сложна и связана с температурной зависимостью критического магнитного поля $H_{c2}(T)$ условием баланса энтропий, которое приводит к соотношению (см. [5])

$$(d\gamma^*/dH) \cdot (dH_{c2}/dT) = -p\Delta C(H)/T_c^2(H). \quad (1)$$

Здесь $\gamma^* = C/T$ при $T \rightarrow 0$, p – множитель порядка единицы, $\Delta C(H)$ и $T_c(H)$ – соответственно величина скачка теплоемкости при переходе из смешанного в нормальное состояние в магнитном поле H и температура этого перехода.

Применение этого соотношения к сверхпроводящему переходу в области малых полей, где при s -спаривании величины dH_{c2}/dT , $\Delta C(H)$ и $T_c(H)$ почти изотропны, сразу приводит к выводу, что величина $d\gamma^*/dH$, описывающая теплоемкость смешанного состояния, также обязана быть почти изотропной в малых полях, что и наблюдается в данном эксперименте на V_3Si . В области же больших полей и низких температур анизотропия теплоемкости может наблюдаться и при s -спаривании, как это происходит в V_3Si .

Таким образом, анизотропия теплоемкости именно в малых полях, но отнюдь не в больших, может служить критерием нетривиального спаривания.

Автор выражает благодарность В.А.Марченко за предоставление образца.

Работа поддерживается Научным Советом по проблеме ВТСП и выполнена в рамках проекта 96039 Государственной научно-технической программы "Актуальные проблемы физики конденсированных сред", направление "Сверхпроводимость".

-
1. K.A.Moler, D.J.Baar, J.S.Urbach et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 2744 (1994).
 2. K.A.Moler, D.J.Baar, Ruixing Liang et al., J. Supercond. **8**, 571 (1995).
 3. R.A.Fisher, D.A.Wright, J.P.Emerson et al., Physica **C252**, 237 (1995).
 4. V.Revaz, A.Junod, A.Mirmelstein et al., Czech. J. Phys. **46**, Suppl S3, 1205 (1996).
 5. М.Н.Хлопкин, Г.Х.Панова, Н.А.Черноплеков и др., ЖЭТФ **112**, 1386 (1997).
 6. G.E.Volovik, Письма в ЖЭТФ **58**, 457 (1993).
 7. A.P.Ramirez, Phys. Lett. **A211**, 59 (1996).
 8. М.Н.Хлопкин, Г.Х.Панова, Н.А.Черноплеков, А.А.Шиков, Письма в ЖЭТФ **66**, 683 (1997).
 9. Б.Н.Третьяков, В.А.Марченко, В.Б.Курицын, Б.Н.Кодесс, ЖЭТФ **65**, 151 (1997).
 10. М.Н.Хлопкин, Н.А.Черноплеков, П.А.Черемных, препринт ИАЭ-3549/10, 1982, Москва.
 11. M.Pulver, Z.Physik **257**, 22 (1972).
 12. E.J.Kramer and G.S.Knapp, J. Appl. Phys. **46**, 4595 (1975).
 13. S.Foner and E.J.McNiff, Appl. Phys. Lett. **32(2)**, 122 (1978).
 14. М.Н.Хлопкин, В.А.Марченко, ФТТ **25**, 3691 (1983).
 15. W.Pitscheneder and E.Schachinger, Phys. Rev. **B47**, 3300 (1993).
 16. Л.П.Горьков, Письма в ЖЭТФ **40**, 351 (1984).
 17. C.J.Gorter, H.Van Beelen, and R.De Bruyn Outbater, Phys. Lett. **8**, 13 (1964).
 18. K.Maki, Phys. Rev. **139**, A702 (1965).
 19. А.А.Абрикосов, Основы теории металлов, М.: Наука, 1987.