

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

С.А. АЛИЕВ, С.С. РАГИМОВ, В.М. АЛИЕВ

Институт Физики АН Азербайджана,

Баку, 370143, пр. Г. Джавида, 33

Исследовано влияние магнитного поля на теплопроводность κ висмутовых и иттриевых сверхпроводников в окрестности фазового перехода (ФП). Проведен расчет электронной составляющей теплопроводности $\kappa_e(T)$. Получено, что в образце с высокой электронной долей теплопроводности на температурной зависимости в области СП перехода наблюдается ее соответствующее уменьшение.

Отличительной особенностью высокотемпературных сверхпроводников, относящихся к сверхпроводникам II рода, является то, что в них выталкивание внешнего магнитного поля слабее, чем в сверхпроводниках I рода ($B_{c1} < B_c$). В то же время они, впуская поле во внутрь, на долго сохраняют сверхпроводимость (СП). При том вокруг проникших магнитных силовых линий создаются сверхпроводящие вихревые токи. Эти токи не растекаются и обладают постоянной силой. В свою очередь вокруг вихревых токов создается магнитное поле, диаметры вихревых каналов строго задаются материалом сверхпроводника и не зависят от внешнего магнитного поля. Возрастание внешнего поля увеличивает количество вихрей, что приводит к уменьшению расстояния между ними. Параллельные вихри взаимно отталкиваются и, когда их число возрастает, отталкивание идет со всех сторон и вихри, подобно атомам в кристалле, образуют правильную решетку. Если смотреть вдоль магнитных силовых линий, получается картина треугольной решетки. При дальнейшем возрастании B ($B_c \rightarrow B_{c2}$) магнитное поле сжимает решетку и начинается процесс ее разрушения. Такое предельное значение B является вторым критическим полем B_{c2} , которое на много больше H_c , т.е. процесс проникновения магнитного поля в СП II рода происходит постепенно от B_{c1} до B_{c2} ($B_{c1} < B_c < B_{c2}$), где H_c критическое поле СП I рода. Обычно H_c принимает значение порядка 500-1500 Э, а H_{c2} – 100-700 кЭ. В зависимости от концентрации дефектов в сверхпроводнике и области температуры исследования, вихри могут проявлять себя как дополнительные центры рассеяния для фононов и электронов. В то же время известно, что разрушение СП под действием B означает разрыв куперовских пар, т.е. частичное образование нормальных электронов. Поэтому под действием магнитного поля можно частично восстановить их участие в теплопереносе. Следовательно, ВТСП являются уникальными объектами для наблюдения механизмов рассеяния фононов и электронов на вихрях и возрастания теплопроводности в магнитном поле.

Исследование ВТСП в СП состоянии можно проводить в широком интервале температур и магнитных полей. Необходимым условием наблюдения механизмов рассеяния фононов и электронов на вихрях является соразмерность длин свободного пробега фононов или электронов и размеров вихрей. Поэтому, такие исследования следует проводить при очень низких T и высоких H . При этом одновременно можно наблюдать два противоположно действующих явления: рассеяние фононов, на

возникших в магнитном поле вихрях, и дополнительную проводимость тепла, вследствие распаривания куперовских пар, магнитным полем. Но при очень низких T одновременно может проявляться и рассеяние электронов на вихрях (длина свободного пробега электронов значительно меньше длины свободного пробега фононов).

Влияние магнитного поля на теплопроводность ВТСП вблизи фазового перехода имеет свои особенности. В этой области T для распаривания куперовских пар требуется гораздо меньшее магнитное поле, а электронная составляющая теплопроводности значительно больше, чем при низких T ($\kappa_e = L_0 \sigma T$). При гораздо меньших значениях B и T можно выйти на нормальную фазу. Однако необходимым условием проведения исследований электронной теплопроводности κ_e является сравнимость ее доли с общей теплопроводностью. Для этого необходимо иметь образцы, либо с очень малым удельным сопротивлением в нормальной фазе, либо с малой решеточной теплопроводностью. Минимальное удельное сопротивление перед фазовым переходом для иттриевых и висмутовых керамик близки [1-3], но решеточная теплопроводность в висмутовых керамиках заметно меньше, чем в иттриевых [4], что и делает их наиболее перспективными для подобных исследований.

В последние годы опубликованы ряд работ [5,6,7], посвященных данному вопросу. Однако, как экспериментальные результаты, так и теоретические модели, описывающие перечисленные механизмы, противоречивы. Поэтому, для получения требуемых результатов и развития данного направления в целом следует иметь большое количество экспериментальных данных, развивать технологию получения образцов ВСП с малыми удельными сопротивлениями в нормальной фазе.

Данная работа посвящена исследованию влияния магнитного поля на теплопроводность висмутовых сверхпроводников состава Bi-Sr-Ca-Cu-O (2212) в окрестности фазового перехода (ФП). Из полученных серий образцов наименьшее сопротивление оказалось в составе $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$. При синтезе тугоплавкие компоненты этих составов выдерживались в течении 24 ч. При 840 °С, проводился отжиг в течении 24 ч., с последующей закалкой при комнатной температуре. Затем под давлением кислорода (1,2-1,4 ат.) нагревался до 840 °С, выдерживался в течении 100 ч. и медленно охлаждался до комнатной температуры.

Для полноты данных и анализа полученных результатов будут также представлены зависимости магнитосопротивления $\rho(B)$ и магнитотермоэдс $\alpha(T, B)$.

Измерение $\rho(T, B)$, $\alpha(T, B)$ и $\kappa(T, B)$ проводилось на установке, описанной в [8], при значениях B до 2 Тл. Переходы в сверхпроводящее состояние фиксировались по значениям ρ и α при медленном изменении T и B сигнала 4-х зондовым методом. Электрические сигналы фиксировались на компараторе Р 3003 компенсацией основного сигнала с высокой точностью. Изменение температуры вблизи ФП производилось, как с охлаждением так и с нагревом. При этом гистерезис зависимостей $\rho(T, B)$ и $\alpha(T, B)$ не наблюдался. Зависимости $\rho(B)$, $\alpha(B)$ и $\kappa(B)$ снимались при различных фиксированных температурах, стабилизация T обеспечивалась в области 60-77 К с точностью 0,05 К, а в области $T > 77$ К с 0,1 К. Интервал температур 60-77 К достигался с помощью специального регулятора давления паров жидкого азота. Температура измерялась медь-константановыми термопарами. Ток и поток тепла направлены перпендикулярно B . Зависимости $\rho(T, B)$ и $\alpha(T, B)$ и $\kappa(T, B)$ в пределах погрешности обратимы.

На рис.1 приведены температурные зависимости ρ (а) и α (б) при различных значениях B . Как видно на зависимостях $\rho(T)$ и $\alpha(T)$ наблюдается "преждевременное"

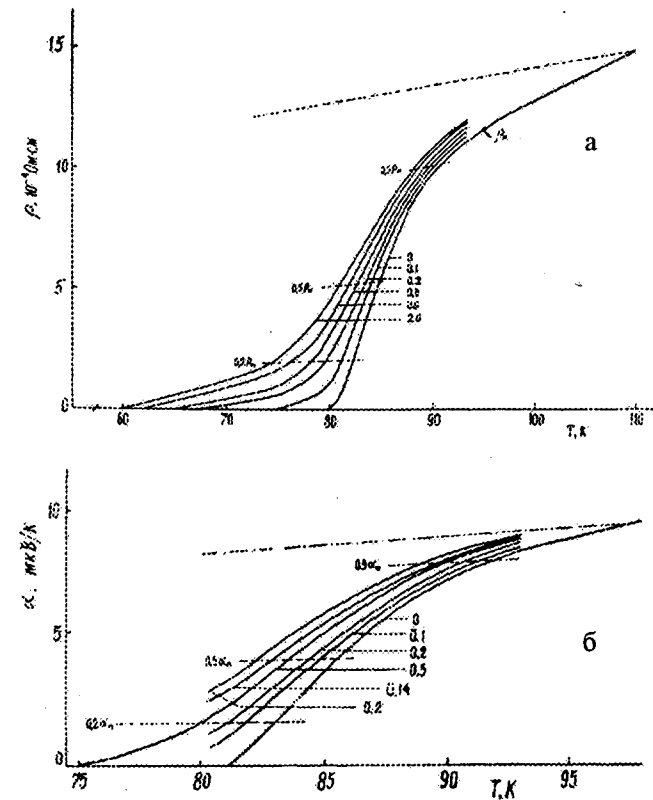


Рис.1. Температурные зависимости удельного сопротивления (а) и термоэдс (б) при различных значениях магнитного поля.

уменьшение ρ и α , связанное с дополнительной проводимостью, природа которой подробно проанализирована в [9,10]. На рис.2 представлены зависимости теплопроводности от магнитного поля в виде отношения $\kappa(B)/\kappa_0$, где κ_0 - общая теплопроводность при температуре эксперимента. Следовательно, при $B=0$, $\kappa(B) = \kappa_0$ и отношение равно единице, возрастание отношения $\kappa(B)/\kappa_0$ обусловлено переносом тепла распаривавшихся электронов,

поскольку эксперименты, проведенные при температуре выше ФП, т.е. в нормальном состоянии, показали, что магнитное поле до 2,2 Тл на ρ , α и κ не оказывает влияние. Поскольку в нормальной фазе общая теплопроводность состоит из κ_0 и κ_p , то можно утверждать, что при таких полях не оказывается влияние ни на κ_0 , ни на κ_p . На κ_0 не оказывается влияние из-за малой подвижности электронов, а на κ_p магнитное поле и не должно оказывать действие. Это наглядно видно из данных $\kappa(B)/\kappa_0$ от B . Как видно, при температуре 90 К изменение $\kappa(B)/\kappa_0$ незаметно, тогда как при 76 К оно максимальное, затем с понижением температуры эксперимента эффект возрастания κ в магнитном поле также уменьшается. На самом деле в предельном значении B_{c2} возрастание $\kappa(B)$ с понижением T должно быть больше. Однако, для этого необходимы очень большие значения B [10]. Данное явление наблюдается и на зависимостях $\rho(B)$ и $\alpha(B)$. Оценки показывают, что возрастание отношения $\kappa(B)/\kappa_0$ от B в интервале 70-75 К при наличии больших значений B должно было достичь 1,175 (пунктир на рис.2).

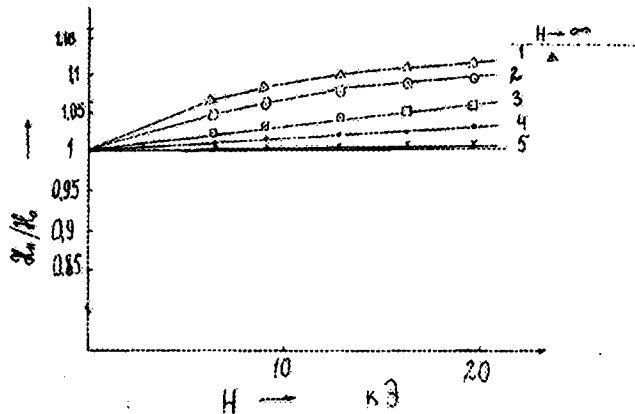


Рис.2. Зависимость теплопроводности от магнитного поля (κ_0 - теплопроводность при $H=0$). T, K : 1 - 76, 2 - 72, 3 - 68, 4 - 67, 5 - 89. пунктир - предельное значение κ_n/κ_0 при $H \rightarrow \infty$.

На рис.3 представлены важные для дискуссии экспериментальные и расчетные значения температурной за-

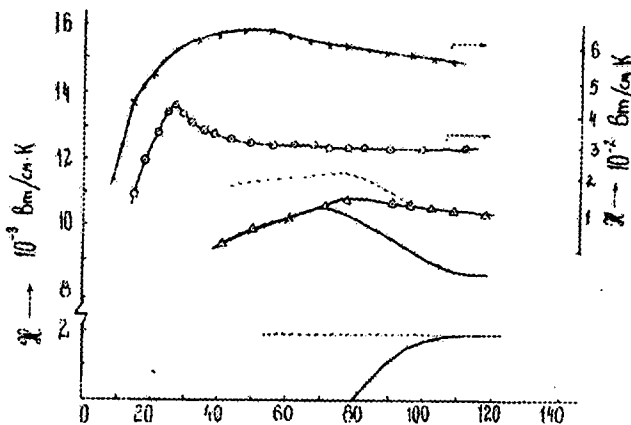


Рис.3. Температурная зависимость теплопроводности: 1 - $\kappa_{эл}$; 2 - $\kappa_{реш}$ (монокристалл); 3 - $BiSrCaCuO_x$; 4 - $Bi-Sr-Ca-Cu-O$ (монокристалл); 5 - $YBa_2Cu_3O_x$; 6 - κ при отсутствии СП.

висимости электронной $\alpha_e(T)$, решеточной $\alpha_p(T)$ и общей $\alpha_{\text{об}}(T)$ теплопроводностей исследуемого образца. Здесь представлена температурная зависимость общей теплопроводности кристаллического образца висмутового сверхпроводника и керамики иттриевого сверхпроводника. Расчет электронной составляющей $\alpha_e(T)$ производился согласно соотношению Видемана-Франца ($\alpha_e = L\sigma T$) в приближении упругого рассеяния электронов. Пунктирная линия на (1) рассчитана в предположении, если бы отсутствовала сверхпроводимость (с учетом $\rho(T)$). Решеточная составляющая α_p при температурах выше 80 К определялась как $\alpha_p = \alpha_s = \alpha_{\text{об}}$, и ниже температуры ФП, ввиду отсутствия ее из-за образования куперовских пар, $\alpha_{\text{об}}$ принималась за решеточную. На этом рисунке представлена и пунктирная кривая (6), соответствующая общей $\alpha_{\text{об}}$ теплопроводности, если бы в данном образце отсутствовала сверхпроводимость. Как видно, в образце с высокой электронной долей теплопроводности на температурной зависимости $\alpha(T)$ в области СП-го перехода наблюдается ее соответствующее уменьшение. В кристаллическом образце висмутового сверхпроводника и в иттриевой керамике (5) нет тенденции (4) на уменьшение. В кристаллическом образце это связано с относительно высоким значением удельного сопротивления, а в иттриевой керамике, в основном, - с относительно высоким значением решеточной теплопроводности. Зазор, образовавшийся между экспериментальными дан-

ными (3) и пунктирной кривой (6) обусловлен явлением СП-и. Между этими кривыми в небольшом интервале представлены данные $\alpha_{\text{об}}$ в магнитном поле 2,2 Тл. Как видно, по мере действия магнитного поля кривая поднимается вверх и в предельных значениях $B \rightarrow B_{c2}$ кривая $\alpha \rightarrow B_{c2}$ совпала бы с кривой (6).

Относительно температурной зависимости теплопроводности ВТСП керамик следует заметить, что она сильно отличается от теплопроводности металлов, кристаллических диэлектриков и классических полупроводников. Эти особенности, в основном, связаны с очень слабым температурным ходом $\alpha(T)$ (в широком интервале T), высоким значением температуры граничного рассеяния фононов T_{max} и слабой температурной зависимостью при низких температурах ($T < T_{\text{max}}$), а также наличием в них эффектов, проявляющихся под действием магнитного поля. Первые особенности, как правило, наблюдались в аморфных веществах, стеклах и стеклообразных полупроводниках. Считается, что в таких веществах в широком интервале T , ввиду отсутствия строгой кристаллической структуры длина свободного пробега слабее зависит от температуры и произведение $c \cdot L_{\phi}$ (c - теплоемкость), в широком интервале T остается постоянной. Поэтому, при относительно высоких температурах на ход $\alpha(T)$ оказывает влияние $c(T)$, что приводит к уменьшению $\alpha(T)$ при более высоких температурах, нежели в кристаллах.

- | | |
|--|---|
| <p>[1] С.А. Алиев, В.М. Алиев, Дж.А. Багиров, И.А. Исмаилов, А.Ш. Мехтиева, С.С. Рагимов, А.В. Эйнуллаев. Препринт Института физики, № 348, 1990.</p> <p>[2] С.А. Алиев, В.М. Алиев, Дж.А. Багиров, И.А. Исмаилов, А.Ш. Мехтиева, С.С. Рагимов, Х.Г. Гасанов. Препринт НПО космических исследований, № 102, 1990.</p> <p>[3] S.A. Aliev, J.A. Bayramov, S.S. Ragimov, S.A. Huseynov, V.M. Aliev, J.A. Ismailov, A.Sh. Mechtiev. Jour. of Rare Earths, 1991, p. 1060.</p> <p>[4] Ю.А. Кириченко, К.В. Русанов, Е.Ф. Тюрина. СФХТ, 1990, т.3, №7, с. 1385.</p> <p>[5] P.D. Han, D.A. Payne, K.V. Rao. Physical Review, B, 1995, v. 51, № 9, p. 6171.</p> | <p>[6] Y. Pogorelov, M.A. Arrans, R. Villar, S. Viera. Physical Review, B, 1995, v. 51, № 21, p. 15474.</p> <p>[7] M. Houssa and M. Ausloos. J. Phys. Condens. Matter, №9, 1997, p. 201.</p> <p>[8] С.А. Алиев, Д.Г. Араслы, Э.Ф. Агаев, Ш.С. Исмаилов. Известия АН Азерб. ССР, сер. физ.-тех. и мат. наук, 1982, № 6, с. 67.</p> <p>[9] S.A. Aliev, S.S. Ragimov, J.A. Bagirov. Tr. J. of Physics, 1994, v. 18, № 10, p. 1051.</p> <p>[10] S.A. Aliev, S.S. Ragimov, V.M. Aliev. Low Temp. Phys., 1996, 22, № 6, p. 522.</p> |
|--|---|

S.A. Əliyev, S.S. Rəhimov, V.M. Əliyev

MAQNİT SAHƏSİNİN YTIK İSTİLİKKEÇİRMƏSİNƏ TƏ'SİRİ

Faza keçidi ətrafında itrium və vismut yüksək temperaturlu ifratkeçiricilərin istilikkeçirməsinə maqnit sahəsinin tə'siri tədqiq edilmişdir. İstilikkeçirmənin elektron hissəsi α_e hesablanmışdır. Faza keçidi oblastında elektron hissəsi çox olan nümunələrdə temperaturdan asılı olaraq azalması müşahidə edilmişdir.

S.A. Aliev, S.S. Ragimov, V.M. Aliev

THE INFLUENCE OF MAGNETIC FIELD ON THE THERMAL CONDUCTIVITY OF HTSC

The influence of magnetic field on the thermal conductivity of α of Y- and Bi-based HTSC ceramics in phase transition region was investigated. The electron part of thermal conductivity α_e was calculated. It was observed, that for samples with high electron part of thermal conductivity in the SC region the temperature dependences of α , decrease.

Дата поступления: 12.02.99

Редактор: М.И. Алиев