

## Аномалии теплоемкости и теплопроводности $\text{MgB}_2$ при низких температурах

© Н.В. Аншукова, Б.М. Булычев\*, А.И. Головашкин, Л.И. Иванова\*\*, А.А. Минаков\*\*\*, А.П. Русаков\*\*

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,  
119991 Москва, Россия

\* Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119899 Москва, Россия

\*\* Московский институт стали и сплавов,  
119991 Москва, Россия

\*\*\* Институт общей физики Российской академии наук,  
119991 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 11 октября 2002 г.)

Проведены измерения температурных зависимостей теплоемкости  $C(T)$  и теплопроводности  $K(T)$   $\text{MgB}_2$  в области  $T_c$  и при низких температурах. Обнаружено, что в дополнение к известному переходу в сверхпроводящее состояние при  $T_c \approx 40$  К наблюдается аномальное поведение как теплоемкости, так и теплопроводности в области более низких температур ( $T \approx 10\text{--}12$  К). При этом аномальное поведение  $C(T)$  и  $K(T)$  проявляется в той же области температур, где обнаружено отрицательное тепловое расширение  $\text{MgB}_2$ . Все наблюдаемые аномалии при низких температурах связываются с наличием в  $\text{MgB}_2$  второй группы носителей заряда и переходом ее в сверхпроводящее состояние при  $T_{c2} \approx 10\text{--}12$  К.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 01-02-16395) и Научного совета ГНТП „Актуальные направления в физике конденсированных сред“ (подпрограмма „Сверхпроводимость“).

Неожиданное обнаружение [1] высокотемпературной сверхпроводимости в соединении  $\text{MgB}_2$  вызвало большой интерес к изучению его свойств. В настоящее время опубликовано уже значительное количество работ, посвященных  $\text{MgB}_2$  [2]. Интерес к этому соединению связан (помимо высокой критической температуры  $T_c \approx 40$  К) с его относительно простой структурой, высокой проводимостью и значительными критическими полями и токами, в том числе в сильных магнитных полях. В  $\text{MgB}_2$  уже достигнуты критические плотности тока, превышающие  $10^7$  А/см<sup>2</sup>, и критические поля 40 Т [2]. В отличие от купратных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) свойства нового материала менее анизотропны. Он обладает большой длиной когерентности, что делает его весьма привлекательным для использования в сверхпроводниковой электронике.

На данном этапе исследований важно понять, можно ли поднять критическую температуру сверхпроводников этого класса. Для этого необходимо выяснить, относится ли соединение  $\text{MgB}_2$  к традиционным сверхпроводникам, свойства которых описываются теорией Бардина–Купера–Шриффера (БКШ), или его свойства близки к свойствам оксидных ВТСП. Имеющиеся пока результаты исследований  $\text{MgB}_2$  не дают однозначного ответа на вопрос о природе сверхпроводимости в этом соединении. Его критическая температура близка к предельному теоретическому значению, предсказанному теорией БКШ, или даже превышает его. Это можно рассматривать как аргумент в пользу необычного механизма сверхпроводимости  $\text{MgB}_2$ . С другой стороны, аргументом в пользу обычной сверхпроводимости  $\text{MgB}_2$  является высокая

концентрация носителей заряда  $N \approx 1.5 \cdot 10^{23}$  см<sup>-3</sup> [3]. В оксидных ВТСП характерная концентрация носителей  $N \approx (3\text{--}5) \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup>. Однако расчеты зонной структуры  $\text{MgB}_2$  показывают, что эта концентрация обусловлена двумя группами носителей [4], которые возникают от разных участков поверхности Ферми (сформированных из разных состояний бора). Если квазидвумерные  $p_{xy}$ -состояния бора с концентрацией носителей  $N_{xy} \approx 10^{22}$  см<sup>-3</sup> играют такую же роль, как квазидвумерные состояния кислорода в плоскостях  $\text{CuO}_2$  купратных ВТСП, то, возможно, что высокотемпературная сверхпроводимость  $\text{MgB}_2$  при температуре  $T \approx 40$  К обусловлена лишь одной из этих двух групп носителей. Имеющиеся теоретические расчеты [5,6] и экспериментальные данные по теплоемкости [7–13] и теплопроводности [12–15] указывают на возможность двух сверхпроводящих переходов при  $T \approx 40$  и  $\approx 10$  К. Однако для окончательного вывода необходимы дополнительные эксперименты.

Известно, что оксидные ВТСП проявляют ряд характерных аномалий свойств. В частности, тепловое расширение качественных образцов оксидных ВТСП при низких температурах обнаруживает аномалию — отрицательный коэффициент теплового расширения  $\alpha$  [16]. Кроме того, найдено сильное влияние магнитного поля на температурную зависимость  $\alpha(T)$  в области этой аномалии [17]. Эти особенности не наблюдаются в обычных сверхпроводниках. Однако предварительные данные, полученные недавно в работе [18], показывают, что такие же аномалии при низких температурах наблюдаются в  $\text{MgB}_2$ . Таким образом, пока нельзя однозначно

утверждать, что соединение  $\text{MgB}_2$  подобно обычным сверхпроводникам.

В настоящей работе проведены измерения температурных зависимостей теплоемкости  $C(T)$  и теплопроводности  $K(T)$   $\text{MgB}_2$  в области  $T_c$  и при более низких температурах.

## 1. Методики

Температурные зависимости теплоемкости и теплопроводности образцов измерялись методом модуляционной калориметрии [19,20] (частота температурной модуляции 20 Hz) при непрерывной развертке температуры со скоростью около 1 K/min, а также в квазиизотермических условиях при разных частотах в диапазоне 0.05–160 Hz для контроля процесса измерений. Амплитуда модулирующего теплового потока составляла 0.1, 0.45 и 0.7 mW при температурах 5–10, 10–20 и 20–50 K соответственно. При этом амплитуда осцилляций температуры образца изменялась в диапазоне 0.002–0.07 K. Переменный тепловой поток  $P(T) = P_0 \cos \omega t$  подводился к одной стороне диска. В образце возбуждались затухающие температурные волны  $T(t) = \text{Re}[T_0 \exp(i\omega t \pm kz)]$ . Величины теплоемкости и теплопроводности образца определялись из измерений амплитуд  $T_{01}$  и  $T_{02}$ , а также фаз  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  температурных осцилляций  $T_{01} \sin(\omega t + \varphi_1)$  и  $T_{02} \sin(\omega t + \varphi_2)$  на обеих сторонах диска. Зависимости теплоемкости и теплопроводности образца от температуры можно было получать с разрешающей способностью 0.01 K. Относительная погрешность измерений теплоемкости 0.3%, теплопроводности 1%. Подробнее использованный метод двухканальной модуляционной калориметрии описан в работах [19,20].

## 2. Образцы

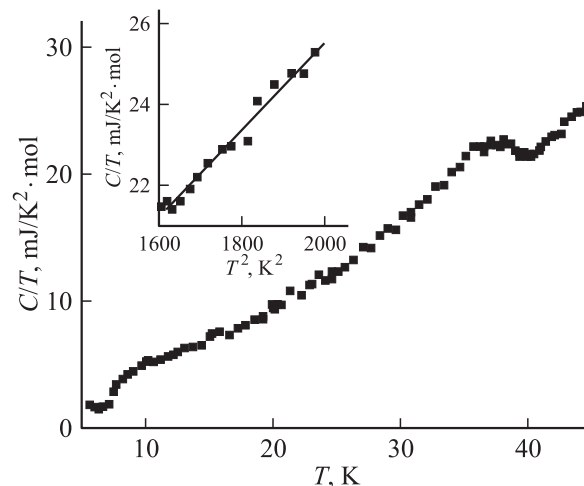
Образцы  $\text{MgB}_2$  были получены методом горячего прессования порошка  $\text{MgB}_2$ . Исходный порошок диборида магния синтезировался с помощью реакции металлического магния с элементарным бором. Использовались стандартные условия: температура 950–1000°C в течение 4 h при атмосферном давлении. При этом получался однофазный материал. Таблетки  $\text{MgB}_2$  синтезировались при высоком давлении 50 kbar и температурах 950–1000°C. Давление, при котором спекались образцы, незначительно варьировалось. При этом плотность образцов изменялась в интервале 3%. Плотность образцов  $\text{MgB}_2$ , синтезированных при наиболее высоком давлении, составляла 97–98% от идеальной рентгеновской плотности. Рентгеновские дифрактограммы синтезированных образцов  $\text{MgB}_2$  были получены на дифрактометре ДРОН-4. Они совпали со стандартными значениями, приведенными в обзоре [2]. Тестирование качества образцов проводилось с помощью измерения

их электрических и магнитных свойств, которые соответствовали стандартным данным [2]. Эффект Мейснера составлял более 44%. Для исследований теплоемкости и теплопроводности были приготовлены образцы диаметром 2.8–3.2 mm и высотой 1–5 mm.

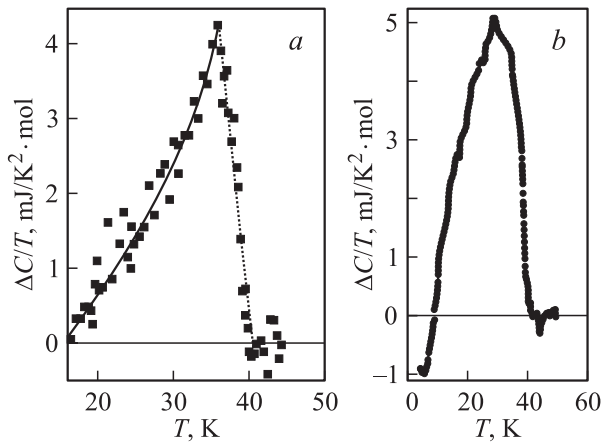
## 3. Экспериментальные результаты

На рис. 1 приведена температурная зависимость теплоемкости в координатах  $C/T - T$  в области  $T = 5 - 45$  K для соединения  $\text{MgB}_2$  (образец № 1), полученная в настоящей работе. На кривой четко наблюдаются две особенности: при  $T \approx 38 - 40$  и  $\approx 10$  K. Особенность при  $T \approx 38 - 40$  K связана с переходом образца в сверхпроводящее состояние. Близкая кривая получена в области  $T = 5 - 50$  K и для образца № 2. Небольшое различие наблюдалось лишь в величинах скачков теплоемкости, что обусловлено незначительным отличием (3%) плотностей образцов.

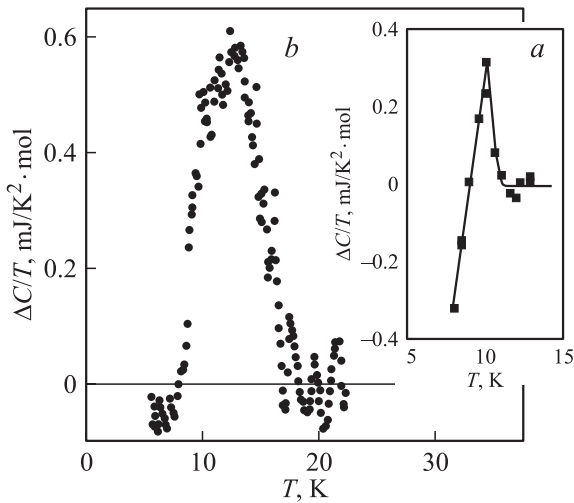
Скачок теплоемкости  $\Delta C$  принято оценивать с применением сильного магнитного поля, разрушающего сверхпроводящее состояние. При этом помимо  $\Delta C$  можно определять величину энтропии, свободной энергии и параметры сверхпроводящего перехода в рамках, например, теории БКШ [7]. Однако для оценки лишь величины  $\Delta C$  можно воспользоваться разностью между экспериментальной кривой  $C(T)$  и интерполяционной зависимостью  $C(T)$  при условии, что максимум скачка теплоемкости  $\Delta C$  при  $T < T_c$  находится вблизи  $T_c$  и интерполяционная формула при  $T > T_c$  подогнана под эксперимент в непосредственной близости от  $T_c$ . В нашем случае наблюдалось хорошее согласие интерполяционной зависимости расширенного варианта



**Рис. 1.** Температурная зависимость теплоемкости для образца  $\text{MgB}_2$  № 1 в координатах  $C/T - T$ . На вставке — сопоставление интерполяционной зависимости  $C/T = 4.394 + 1.065 \cdot 10^{-2} T^2$  для теплоемкости  $\text{MgB}_2$  (сплошная линия) с экспериментальными данными при  $40 \leq T \leq 45$  K для этого же образца (точки).



**Рис. 2.** Скачок теплоемкости в единицах  $\Delta C/T$  в области  $T_c$ . *a* — образец № 1 (пунктирная и сплошная линии — интерполяции для соответствующих участков зависимости  $\Delta C/T$  от  $T$ ), *b* — образец № 2.



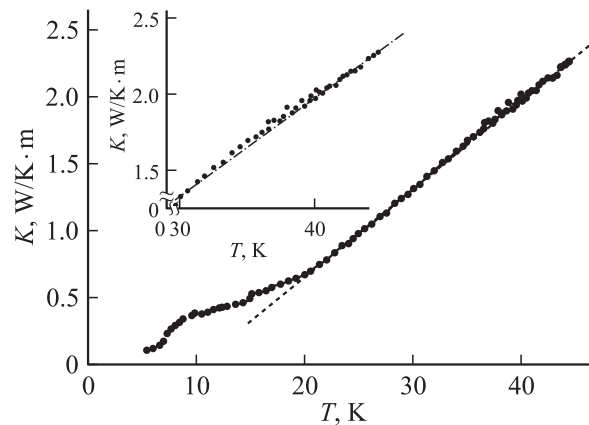
**Рис. 3.** Разность теплоемкостей  $MgB_2$  в области низких температур, полученная вычитанием из экспериментальной кривой интерполяционной зависимости. *a* — образец № 1 (сплошные линии проведены для удобства восприятия), *b* — образец № 2.

модели Дебая  $C/T = \gamma + \beta_2 T^2 + \beta_4 T^4$  с экспериментальными данными для  $MgB_2$  при  $40 < T < 50$  К. Однако в области скачка теплоемкости отличие такой интерполяционной зависимости от более простого выражения  $C/T = \gamma + \beta_2 T^2$  составляло всего 1–1.5%, а при более высоких температурах было пренебрежимо малым. Из вставки к рис. 1 видно согласие интерполяционной зависимости  $C/T = 4.394 + 1.065 \cdot 10^{-2} \cdot T^2$ , полученной методом наименьших квадратов, с экспериментальными данными для образца № 1  $MgB_2$  при  $40 \leq T \leq 45$  К. Применимость таких простых формул для интерполяции обусловлена тем, что температура области интерполяции ( $T \approx 40$  К) гораздо меньше температуры Дебая  $MgB_2$  ( $\Theta \approx 900$ – $1000$  К [7–11]). Поэтому такую интерполяцию можно надежно применять, учитывая,

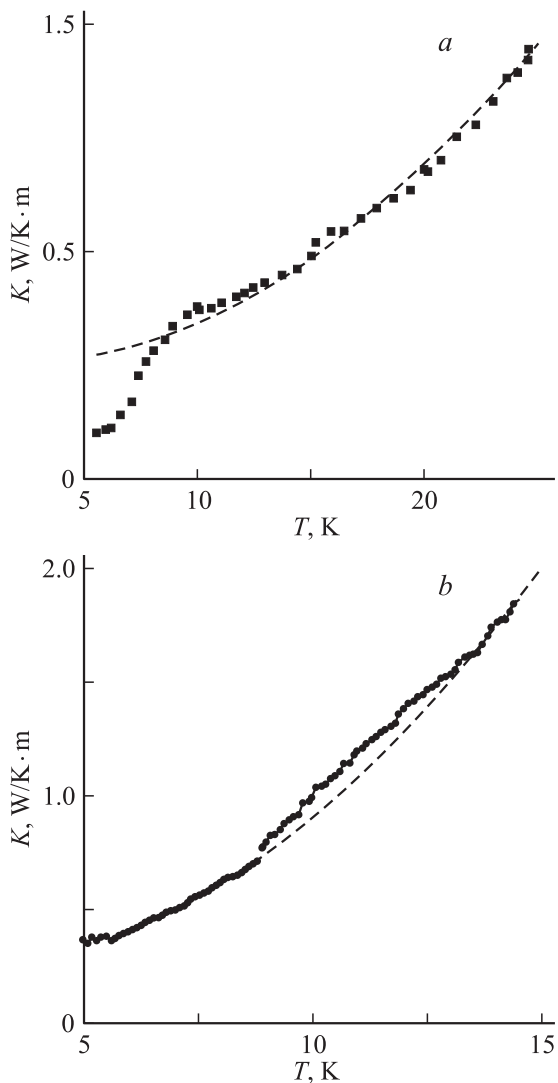
однако, что она справедлива лишь для узкого интервала температур  $\Delta T \approx 15$ – $20$  К [7–11].

На рис. 2 показаны скачки теплоемкости  $\Delta C/T$  в области  $T_c$  для обоих образцов  $MgB_2$ , полученные вычитанием из экспериментальных кривых интерполяционных зависимостей. Видно, что переходы в сверхпроводящее состояние в обоих образцах начинаются при  $T \approx 40$  К. Таким образом, величина критической температуры, определенная по началу скачка теплоемкости,  $T_c \approx 40$  К. Максимумы скачков теплоемкости находятся достаточно близко к границе области интерполяции  $T \approx 40$  К, что обосновывает применимость простой интерполяционной формулы Дебая для оценки скачка теплоемкости  $\Delta C$  вблизи  $T_c$ . Из рис. 2 следует, что для исследованных образцов  $MgB_2$   $\Delta C \approx 145$ – $152$  мДж/К·моль. Эти величины согласуются с литературными данными [7–12], хотя несколько превосходят их.

Вторая особенность на зависимости  $C(T)/T$  наблюдается для обоих образцов в области  $T \approx 10$ – $15$  К. При этом зависимость  $C(T)/T$  при более высоких температурах вблизи этой особенности хорошо аппроксимируется дебаевскими формулами. Разности теплоемкостей исследованных образцов  $MgB_2$  при низких температурах, полученные вычитанием из экспериментальных кривых интерполяционных зависимостей, показаны на рис. 3. Видно, что для обоих образцов наблюдается резкий дополнительный скачок теплоемкости  $\Delta C_2$ . Максимумы этих особенностей находятся при  $T \approx 10$ – $12$  К. Такое поведение теплоемкости указывает на фазовый переход в  $MgB_2$  при  $T = T_{c2} \approx 10$ – $12$  К. Имеются теоретические основания полагать [4–6], что при этой температуре становится сверхпроводящей вторая группа носителей заряда. Ниже температур, соответствующих максимумам особенностей, наблюдается резкое уменьшение измеренной теплоемкости, как и в обычных сверхпроводниках при их переходе в сверхпроводящее состояние.



**Рис. 4.** Температурная зависимость теплопроводности  $MgB_2$  в интервале 5–45 К (образец № 1). Пунктирная линия проведена для удобства восприятия особенности в области температур, соответствующих сверхпроводящему переходу при  $T_c$ . На вставке особенность вблизи  $T_c$  показана в увеличенном масштабе.



**Рис. 5.** Аномалии теплопроводности  $\text{MgB}_2$  при низких температурах  $T \approx 10\text{--}12\text{ К}$ . *a* — образец № 1, *b* — образец № 2. Штриховые линии — интерполяционные зависимости теплопроводности, полученные вблизи аномалий.

Оценка дает  $\Delta C_2 = 3.2\text{ мДж/К} \cdot \text{моль}$  для образца № 1 и  $\Delta C_2 \approx 7.6\text{ мДж/К} \cdot \text{моль}$  для образца № 2. Следует отметить, что для образца № 1 в этой области температур было получено мало экспериментальных точек, поэтому значение  $\Delta C_2$  для него нужно считать нижней границей.

Теплопроводность  $K(T)$  исследованных образцов  $\text{MgB}_2$  сильно зависела от условий их приготовления, т. е. от температуры и давления, при которых они синтезировались. Теплопроводность  $\text{MgB}_2$  при низких температурах довольно мала и совпадает, например, с теплопроводностью  $\text{Nb}_3\text{Sn}$ . На рис. 4 приведена зависимость  $K(T)$  для образца № 1 в интервале  $T = 5\text{--}45\text{ К}$ . Видно, что на кривой  $K(T)$  для  $\text{MgB}_2$  проявляются обе аномалии, наблюдающиеся для  $C(T)$ . Аномалия  $K(T)$  в области критической температуры при  $T \approx 38\text{--}40\text{ К}$  (показанная на вставке к рис. 4 в увеличенном масштабе) выражена

слабее — в виде горба над пунктирной линией, которая приведена для удобства восприятия. Отметим, что чем выше теплопроводность образца, тем менее выражена эта аномалия. Аномалия в области низких температур  $T \approx 10\text{--}12\text{ К}$  выражена яснее. На рис. 5 эта аномалия показана в увеличенном масштабе для обоих образцов. Штриховыми линиями представлены интерполяционные зависимости, полученные при низких температурах вблизи соответствующей аномалии. Во всех случаях (как при  $T_c$ , так и при  $T \approx 10\text{--}12\text{ К}$ ) уменьшение  $K(T)$  с понижением температуры замедляется при появлении фазового перехода. Очевидно совпадение трех аномалий, наблюдающихся в  $\text{MgB}_2$  при  $T \approx 10\text{--}12\text{ К}$ : аномалий теплоемкости  $C(T)$  и теплопроводности  $K(T)$ , обнаруженных в настоящей работе, и аномалии теплового расширения  $\alpha(T)$ , найденной нами ранее [18].

#### 4. Обсуждение

1) Как следует из результатов, полученных в данной работе и в [18] для  $\text{MgB}_2$ , в области температур  $T \approx 10\text{--}12\text{ К}$  имеются аномалии на температурных зависимостях теплоемкости  $C(T)$ , теплопроводности  $K(T)$  и коэффициента теплового расширения  $\alpha(T)$ . Трудно считать такое совпадение случайным. Но тогда должна существовать общая причина, приводящая к аномальному поведению трех различных величин в данной области температур. Мы полагаем, что при  $T \approx 10\text{--}12\text{ К}$  в  $\text{MgB}_2$  происходит переход в сверхпроводящее состояние (Бозе-конденсат) второй группы носителей заряда. В этом случае аномалия  $C(T)$  очевидна. Увеличение теплопроводности  $K(T)$  в области сверхпроводящего перехода часто наблюдалось в различных сплавах и соединениях [21] и связывалось с уменьшением рассеяния фононов на электронах или дырках при их спаривании. Как видно из рис. 4, в  $\text{MgB}_2$  небольшое увеличение  $K(T)$  на фоне общего уменьшения теплопроводности существует и в области  $T \approx 38\text{--}40\text{ К}$ , т. е. в области основной критической температуры  $T_c$ . Поскольку концентрация „вымерзающих“ носителей заряда, ответственных за этот переход,  $N \approx 10^{22}\text{ см}^{-3}$  существенно меньше полной концентрации носителей  $N \approx 1.5 \cdot 10^{23}\text{ см}^{-3}$  [3], следует ожидать значительно более сильного эффекта при втором переходе в области  $T \approx 10\text{--}12\text{ К}$ , когда происходит спаривание основной массы носителей.

2) Труднее понять совпадение аномалий  $K(T)$  и  $C(T)$  с аномалией  $\alpha(T)$ . Существующая модель [17,18] связывает появление отрицательных значений  $\alpha(T)$  при низких температурах в  $\text{MgB}_2$  и оксидных ВТСП-системах с неустойчивостью кристаллической структуры этих соединений. При этом эффект аномального (отрицательного) теплового расширения может быть объяснен влиянием волн зарядовой плотности (ВЗП) на устойчивость кристаллической решетки [22]. Без учета дополнительного кулоновского взаимодействия ВЗП с ионной решеткой кристаллическая структура этих си-

стем неустойчива, т.е. частота поперечных акустических фононов  $\omega_{TA}$  на границе зоны Бриллюэна стремится к нулю. Взаимодействие между ВЗП и ионами решетки в указанных системах приводит к тому, что частота  $\omega_{TA}$  на границе зоны Бриллюэна становится положительной ( $\omega_{TA} > 0$ ). При нагревании, начиная с  $T = 0$ , возбуждаются вначале только низкочастотные ветви фононного спектра с  $\omega \approx kT/\hbar$  (здесь  $k$  — постоянная Больцмана,  $\hbar$  — постоянная Планка). Для наиболее низкочастотной фононной ветви  $\omega_{TA}$  вблизи границы зоны Бриллюэна реализуется большая плотность фононных состояний (низкочастотный пик). Основной вклад в частоту  $\omega_{TA}$  вблизи границы зоны Бриллюэна в таких системах обусловлен ВЗП. Волна зарядовой плотности в кислородной подрешетке ВТСП-систем возникает из-за наличия больших конгруэнтных участков поверхности Ферми [22,23]. В соединении  $MgB_2$  роль плоскостей  $CuO_2$  играют плоскости, образованные атомами бора. Электрон-фононное взаимодействие при наличии таких конгруэнтных участков поверхности Ферми приводит к расходимости диэлектрической восприимчивости и к отрицательности диэлектрической проницаемости  $\varepsilon(\omega, Q)$  для волновых векторов  $Q$ , связывающих эти участки. Поэтому при возбуждении фононов с такими  $Q$  и  $\omega$  кристалл должен сжиматься, так как  $\varepsilon(\omega, Q) < 0$ . Этой области частот  $\omega$  соответствует температура  $T \approx \hbar\omega/k$ , в окрестности которой и должно наблюдаться отрицательное значение  $\alpha$ . При дальнейшем нагреве возбуждаются фононы других ветвей спектра с более высокими частотами. Для них  $\varepsilon(\omega, Q) > 0$ , что приводит к нормальному поведению  $\alpha(T)$  (т.е.  $\alpha > 0$ ). Таким образом, аномалия  $\alpha < 0$  может возникать и без наличия фазового перехода. Например, подобная аномальная зависимость  $\alpha(T)$ , возникающая вследствие „электронного“ вклада в тепловое расширение при низких температурах, проявляется в тетраэдрических полупроводниках (Ge, Si, GaAs, ZnS и т.д.), где роль ВЗП в обсуждаемой задаче играют так называемые заряды на ковалентных тетраэдрических связях [24,25].

Мы полагаем, что в случае  $MgB_2$  „вымерзание“ высокочастотных фононов при охлаждении образца и появление  $\varepsilon(\omega, Q) < 0$  дает дополнительную возможность для спаривания носителей заряда и перехода второй группы носителей заряда в сверхпроводящее состояние. Аномалии свойств образцов  $MgB_2$  в области температур  $T \approx 10$ – $12$  К наблюдались и другими методами и также могут быть связаны с наличием второй сверхпроводящей щели [2].

3) Принятая интерпретация экспериментальных данных (наличие двух переходов носителей заряда в сверхпроводящее состояние) позволяет оценить величины  $\gamma$  (коэффициентов при линейном члене в температурной зависимости теплоемкости, пропорциональных плотности электронных состояний на уровне Ферми) для каждой группы носителей. Величина  $\gamma$ , найденная по температурной зависимости теплоемкости при  $T > T_c$ , является фактически суммой соответствующих величин

для каждой группы носителей заряда, т.е.  $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$ . При этом коэффициент  $\gamma_1$  относится к первой группе носителей, которая определяет  $T_c \approx 40$  К в  $MgB_2$ , а коэффициент  $\gamma_2$  определяется второй группой носителей, с которой связаны аномалии при  $T_c \approx 10$ – $12$  К. Найдено, что  $\gamma = 4.39 \text{ mJ/K}^2 \cdot \text{mol}$  для образца № 1 и  $\gamma = 3.99 \text{ mJ/K}^2 \cdot \text{mol}$  для образца № 2. Считая, что при температурах ниже 15 К вклад от электронной теплоемкости первой группы носителей становится ничтожно малым (на это указывает почти линейная зависимость  $C/T$  от  $T^2$  в данной области температур выше аномалии), можно определить независимо величины  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ :  $\gamma_1 = 1.48$  и  $1.44 \text{ mJ/K}^2 \cdot \text{mol}$ , а  $\gamma_2 = 2.91$  и  $2.55 \text{ mJ/K}^2 \cdot \text{mol}$  для образцов № 1 и 2 соответственно. Таким образом, по нашим данным для  $MgB_2$   $\gamma_1 = 1.4$ – $1.5 \text{ mJ/K}^2 \cdot \text{mol}$  и  $\gamma_2 = 2.55$ – $2.9 \text{ mJ/K}^2 \cdot \text{mol}$ .

Поскольку величина  $\gamma$  пропорциональна плотности электронных состояний на уровне Ферми, отношение  $\gamma_2/\gamma_1 \approx 2$  характеризует отношение этих плотностей для двух групп носителей заряда в  $MgB_2$ . Для более точной оценки отношения плотностей состояний нужно учесть разницу сил связи у этих двух групп. Для оценки отношения концентраций указанных групп носителей следует учесть также разницу их эффективных масс. К сожалению, нам неизвестны надежные экспериментальные данные о таких величинах для  $MgB_2$ .

4) Можно оценить отношение величины скачка теплоемкости при  $T_c$  к величине произведения  $T_c$  на коэффициент при линейном члене в температурной зависимости теплоемкости  $\gamma$ . Согласно теории БКШ,  $\Delta C/\gamma T_c = 1.43$ . Принимая в качестве  $\Delta C/T_c$  эту величину в максимуме (рис. 2), найдем, что  $\Delta C/\gamma_1 T_c \approx 2.89$  для образца № 1 и  $\approx 2.57$  для образца № 2. Такие значения отношений указывают на сильную связь в  $MgB_2$  для первой группы носителей с меньшей концентрацией. Для второго (низкотемпературного) перехода отношение  $\Delta C_2/\gamma_2 T_{c2}$ , непосредственно определенное по кривым на рис. 2, не превышает значения 0.2. Столь малая величина может свидетельствовать о том, что только на отдельных участках поверхности Ферми, соответствующей второй группе носителей, образуется сверхпроводящая щель. Определение этих участков требует дополнительных исследований.

Таким образом, в настоящей работе обнаружено, что  $MgB_2$  при низких температурах характеризуется аномальным поведением теплоемкости и теплопроводности. Температурная область этих аномалий совпадает с областью аномального (отрицательного) коэффициента теплового расширения. Объяснение всех этих аномалий связывается с наличием в  $MgB_2$  второй группы носителей заряда и переходом ее в сверхпроводящее состояние при  $T \approx 10$ – $12$  К. Исследования других свойств  $MgB_2$  [2] подтверждают этот вывод.

Авторы выражают благодарность Я.Г. Пономареву за содействие в проведении данных исследований.

## Список литературы

- [1] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Nuranaka, Y. Zenitani, J. Aki-mitsu. *Nature* **410**, 63 (2001).
- [2] C. Buzea, T. Yamashita. *Supercond. Sci. Technol.* **14**, R115 (2001).
- [3] S.L. Bud'ko, C. Petrovic, G. Lapertot, C.E. Cunningham, P.C. Canfield, M.-H. Jung, A.H. Lacerda. *Cond-mat/0102413* (2001).
- [4] J. Kortus, I.I. Mazin, K.D. Belashchenko, V.P. Antropov, L.L. Boyer. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4656 (2001).
- [5] A.Y. Liu, I.I. Mazin, J. Kortus. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 087 005 (2001).
- [6] A.A. Golubov, J. Kortus, O.V. Dolgov, O. Jepsen, Y. Kong, O.K. Andersen, B.J. Gibson, K. Ahn, R.K. Kremer. *J. Phys.: Cond. Matter* **14**, 1353 (2002).
- [7] Y. Wang, T. Plackowski, A. Junod. *Physica C* **355**, 179 (2001).
- [8] F. Bouquet, R.A. Fisher, N.E. Phillips, D.G. Hinks, J.D. Jorgensen. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 047 001 (2001).
- [9] S.L. Bud'ko, G. Laperton, C. Petrovic, C.E. Cunningham, N. Anderson, P.C. Canfield. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1877 (2001).
- [10] H.D. Yang, J.-Y. Lin, H.H. Li, F.H. Hsu, C.Y. Liu, J. Changi. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 167 003 (2001).
- [11] Ch. Wälti, E. Felder, C. Degen, G. Wigger, R. Monnier, B. Delley, H.R. Ott. *Phys. Rev. B* **64**, 172 515 (2001).
- [12] E. Bauer, Ch. Paul, St. Berger, S. Majumdar, H. Michor, M. Giovannini, A. Saccone, A. Bianconi. *J. Phys.: Cond. Matter* **13**, L487 (2001).
- [13] Н.В. Аншукова, Б.М. Бульчев, А.И. Головашкин, Л.И. Иванова, А.А. Минаков, А.П. Русаков. *Краткие сообщ. по физике (ФИАН)*, в печати (2002).
- [14] A.V. Sologubenko, J. Jun, S.M. Kazakov, J. Karpinski, H.R. Ott. *Cond-math/0111273* (2001); 0112191 (2001); 0201517 (2002).
- [15] M. Schneider, D. Lipp, A. Gladun, P. Zahn, A. Handstein, G. Fuchs, S.-L. Drechsler, M. Richter, K.-H. Müller, H. Rosner. *Physica C* **363**, 6 (2001).
- [16] Н.В. Аншукова, А.И. Головашкин, Л.И. Иванова, А.П. Русаков. *УФН* **167**, 887 (1997).
- [17] Н.В. Аншукова, А.И. Головашкин, Л.И. Иванова, И.Б. Крынецкий, А.П. Русаков. *Письма в ЖЭТФ* **71**, 550 (2000).
- [18] Н.В. Аншукова, Б.М. Бульчев, А.И. Головашкин, Л.И. Иванова, И.Б. Крынецкий, А.П. Русаков. *Краткие сообщ. по физике (ФИАН)* **7**, 16 (2001); *ФТТ* **45**, *1*, 8 (2003).
- [19] A.A. Minakov, Yu. V. Bugoslavsky, C. Schick. *Thermochim. Acta* **317**, 117 (1998).
- [20] A.A. Minakov, S.A. Adamovsky, C. Schick. *Thermochim. Acta* **377**, 173 (2001).
- [21] R. Berman. *Thermal conduction in solids*. Clarendon Press, Oxford (1976). 384 p.
- [22] Л.Н. Булаевский, В.Л. Гинзбург, Г.Ф. Жарков, Д.А. Киржниц, Ю.В. Копаев, Е.Г. Максимов, Д.И. Хомский. *Проблема высокотемпературной сверхпроводимости / Под ред. В.Л. Гинзбурга и Д.А. Киржница*. Наука, М. (1977). 400 с.
- [23] А.И. Головашкин, А.П. Русаков. *УФН* **170**, 192 (2000).
- [24] H. Wendel, R.M. Martin. *Phys. Rev. B* **19**, 5251 (1979).
- [25] О.Е. Квятковский, Е.Г. Максимов. *УФН* **154**, 3 (1988).