

УДК 537.362

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ТЕПЛОЕМКОСТИ И ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ MgB_2 ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

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

Проведены измерения температурных зависимостей теплоемкости $C(T)$ и теплопроводности $K(T)$ MgB_2 в области T_c и низких температур. 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 $T \approx 10$ К. При этом аномальное поведение $C(T)$ и $K(T)$ проявляется в той же области температур, где обнаружено отрицательное тепловое расширение MgB_2 . Все наблюдаемые аномалии при низких температурах связываются с наличием в MgB_2 второй группы носителей заряда и переходом ее в сверхпроводящее состояние при $T_{c2} \approx 10 - 11$ К.

Неожиданное обнаружение [1] высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) в давно известном соединении MgB_2 вызвало большой интерес к изучению его свойств. К настоящему времени опубликовано уже значительное количество работ, посвященных 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 MgB_2 уже достигнуты критические плотности тока, превышающие 10^7 А/см², и критические поля 40 Тл [2]. В отличие от купратных высокотемпературных сверхпроводников 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 MgB_2 к традиционным сверхпроводникам, свойства которых описываются теорией Бардина–Купера–Шриффера (БКШ), или его свойства близки к свойствам высокотемпературных оксидных сверхпроводников. Имеющиеся пока результаты исследований MgB_2 не дают однозначного ответа на вопрос о природе сверхпроводимости в этом соединении. Его критическая температура близка к предельному теоретическому значению, предсказываемому теорией БКШ, или даже превышает его. Это можно рассматривать как аргумент в пользу необычного механизма сверхпроводимости MgB_2 . С другой стороны, аргументом в пользу обычной сверхпроводимости MgB_2 является высокая концентрация носителей заряда $N \approx 1.5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$ [3]. В оксидных ВТСП характерная концентрация носителей $N \approx (3 - 5) \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Однако расчеты зонной структуры 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 $N_{xy} \leq 10^{22} \text{ см}^{-3}$ играют такую же роль, как квазидвумерные состояния кислорода в плоскостях CuO_2 купратных ВТСП, то возможно, что высокотемпературная сверхпроводимость MgB_2 при температуре $T \approx 40 \text{ K}$ обусловлена лишь одной из этих двух групп носителей. Имеющиеся теоретические расчеты [5, 6] и экспериментальные данные по теплоемкости [7–12] и теплопроводности [12–16] указывают на возможность двух сверхпроводящих переходов при $T \approx 40 \text{ K}$ и $T \approx 10 \text{ K}$. 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 α [17]. Кроме того, найдено сильное влияние магнитного поля на температурную зависимость $\alpha(T)$ в области этой аномалии [18]. Эти аномалии не наблюдаются в обычных сверхпроводниках. Однако такие же аномалии при низких температурах недавно были найдены в MgB_2 [19]. Таким образом, пока нельзя однозначно утверждать, что MgB_2 подобен обычным сверхпроводникам.

Эксперимент. В настоящей работе проведены измерения температурных зависимостей теплоемкости $C(T)$ и теплопроводности $K(T)$ MgB_2 в области T_c и более низких температур. Обнаружено, что при низких температурах наблюдается аномальное поведение, как теплоемкости, так и теплопроводности. При этом аномальное поведение

$C(T)$ и $K(T)$ наблюдается в той же области температур, где обнаружено отрицательное тепловое расширение MgB_2 .

Образцы MgB_2 были получены методом горячего прессования порошка MgB_2 . Исходный порошок диборида магния синтезировался с помощью реакции металлического магния с элементарным бором. Использовались стандартные условия: температура $950\text{--}1000^\circ\text{C}$ в течение 4 часов при атмосферном давлении. При этом получался однофазный материал. Таблетки MgB_2 синтезировались при высоком давлении 50 кбар и температурах $950\text{--}1000^\circ\text{C}$. Плотность синтезированных образцов MgB_2 составляла 97% от идеальной рентгеновской плотности. Рентгеновские дифрактограммы синтезированных образцов MgB_2 были получены на дифрактометре ДРОН-4. Они точно совпадали со стандартами ASTM. Тестирование качества однофазных образцов проводилось с помощью измерения их электрических и магнитных свойств, которые соответствовали стандартным данным [2]. Эффект Мейснера составлял 44%.

Образец, вырезанный из таблетки, полученной методом горячего прессования, представлял собой шлифованный диск диаметром 2.9 мм и толщиной 0.9 мм. Температурные зависимости теплоемкости и теплопроводности образца измерялись методом модуляционной калориметрии [20, 21] (частота температурной модуляции 20 Гц) при непрерывной развертке температуры со скоростью около 1 К/мин, а также в квази-изометрических условиях при разных частотах в диапазоне 0.2–80 Гц для контроля процесса измерений. Амплитуда модулирующего теплового потока составляла 0.1, 0.45 и 0.7 мВт при температурах 5–10, 10–20 и 20–45 К, соответственно. При этом амплитуда осцилляций температуры образца изменялась в диапазоне 0.002–0.07 К. Переменный тепловой поток $P(T) = P_0 \cdot \cos \omega t$ подводился к одной стороне диска. В образце возбуждались затухающие температурные волны $T(t) = \text{Re}[T_0 \cdot \exp(i\omega t \pm kz)]$. Величины теплоемкости и теплопроводности образца определялись из измерений амплитуд T_{01} и T_{02} , а также фаз φ_1 и φ_2 температурных осцилляций $T_{01} \cdot \sin(\omega t + \varphi_1)$ и $T_{02} \cdot \sin(\omega t + \varphi_2)$ на обеих сторонах диска. Зависимость теплоемкости и теплопроводности образца от температуры можно получать с разрешающей способностью 0.01 К. Относительная погрешность измерений теплоемкости – 0.3%, теплопроводности – 1%. Подробнее использованный метод двухканальной модуляционной калориметрии описан в работах [20, 21].

На рис. 1 приведена температурная зависимость теплоемкости в координатах $C(T)/T$ от T в области $T = 5 - 45$ К для соединения MgB_2 , полученная в настоящей работе. На кривой четко наблюдаются две особенности: при $T \approx 38 - 40$ К и

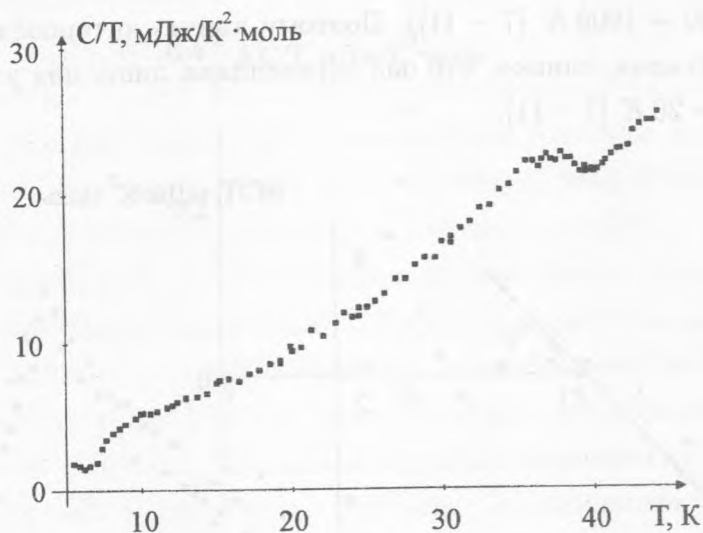


Рис. 1. Температурная зависимость теплоемкости MgB_2 в координатах C/T от T .

$T \approx 10$ K. Особенность при $T \approx 38 - 40$ K связана с переходом образца в сверхпроводящее состояние. Оценку скачка теплоемкости ΔC принято делать с применением сильного магнитного поля, разрушающего сверхпроводящее состояние. При этом можно оценивать помимо ΔC величину энтропии, свободной энергии и параметры сверхпроводящего перехода в рамках, например, теории БКШ [7]. Однако, для оценки лишь величины ΔC можно воспользоваться разностью между экспериментальной кривой $C(T)$ и экстраполяционной зависимостью $C(T)$ выше T_c при условии, что максимум скачка теплоемкости ΔC 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 модели Дебая $C/T = \gamma + \beta_2 T^2 + \beta_4 T^4$ с экспериментальными данными для MgB_2 при 40 K $< T < 45$ K. Однако в области скачка теплоемкости при $T \approx 35 - 36$ K 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 пренебрежимо мало. На рис. 2а показано согласие интерполяционной зависимости $C/T = 4.394 + 1.065 \cdot 10^{-2} \cdot T^2$, полученной методом наименьших квадратов, с экспериментальными данными для MgB_2 при 40 K $< T < 45$ K. Применимость таких простых формул для интерполяции обусловлена тем, что температура области интерполяции ($T \approx 40$ K) гораздо меньше температуры

Дебая MgB_2 ($\Theta \approx 900 - 1000 \text{ K}$ [7 - 11]). Поэтому такую интерполяцию можно надежно применять, учитывая, однако, что она справедлива лишь для узкого интервала температур $\Delta T \approx 15 - 20 \text{ K}$ [7 - 11].

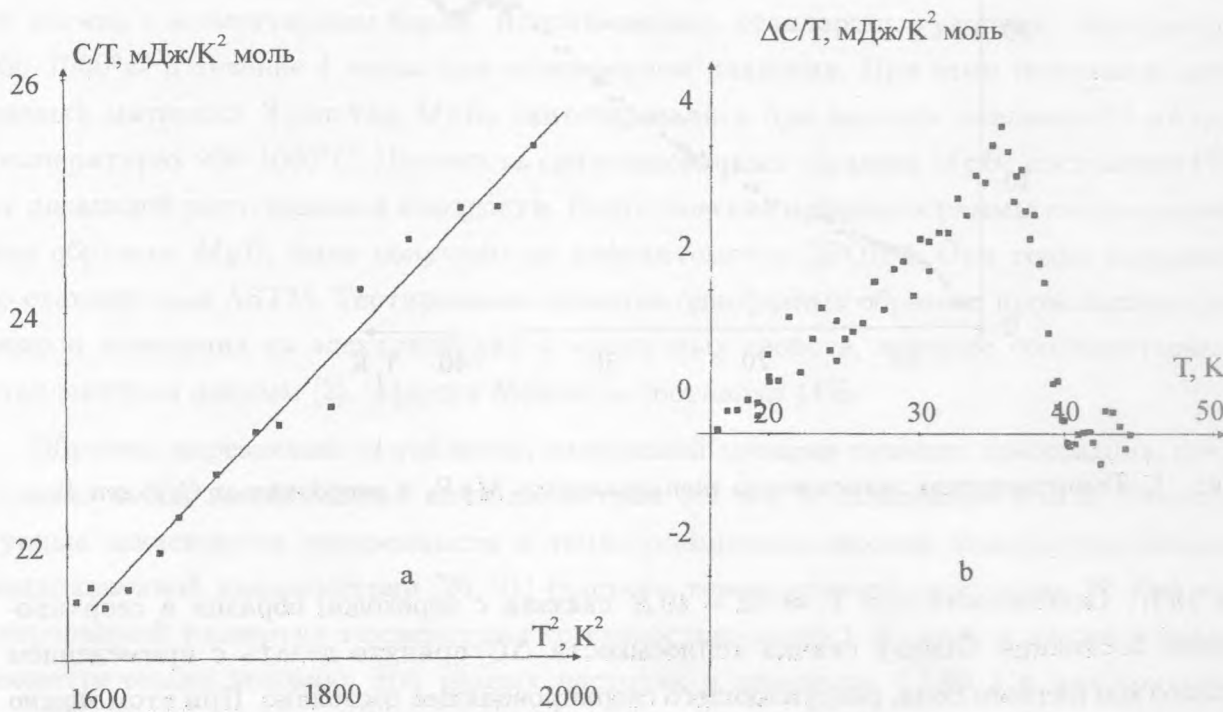


Рис. 2. а) Соответствие интерполяционной зависимости $C/T = 4.394 + 1.065 \cdot 10^{-2} \cdot T^2$ для теплоемкости MgB_2 (сплошная линия) экспериментальным данным (\square) при $40 \text{ K} < T < 45 \text{ K}$. б) Разность теплоемкостей MgB_2 , полученная вычитанием из экспериментальной кривой интерполяционной зависимости.

На рис. 2б показан скачок теплоемкости $\Delta C/T$ для MgB_2 , полученный вычитанием из экспериментальной кривой интерполяционной зависимости. Видно, что переход в сверхпроводящее состояние начинается при $T_c \approx 40 \text{ K}$. Максимум скачка теплоемкости находится при $T \approx 36 \text{ K}$, то есть всего лишь на 4 K ниже границы области интерполяции $40-45 \text{ K}$, что обосновывает применимость простой интерполяционной формулы Дебая для оценки скачка теплоемкости ΔC вблизи T_c . Из рис. 2б следует, что $\Delta C \approx 152 \text{ мДж/К} \cdot \text{моль}$. Эта величина согласуется с литературными данными [7 - 12], хотя несколько превосходит их.

Вторая особенность на зависимости $C(T)/T$ начинается при $T \approx 11 \text{ K}$. При этом

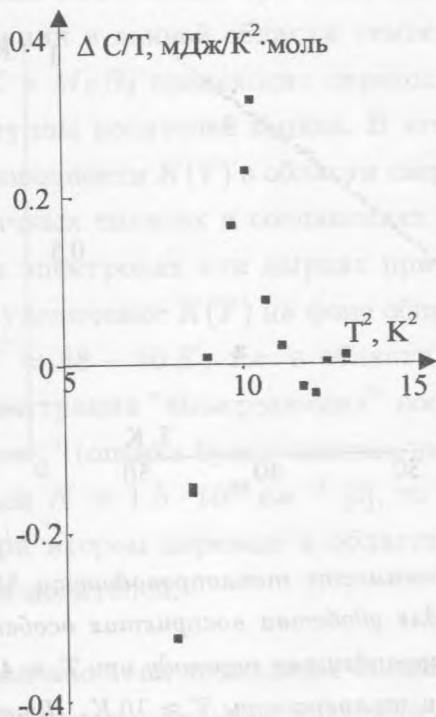


Рис. 3. Разность теплоемкостей MgB_2 при $T < 15 K$, полученная вычитанием из экспериментальной кривой интерполяционной зависимости в области низких температур.

зависимость $C(T)/T$ вблизи особенности при $T > 11 K$ хорошо аппроксимируется формулой $C(T)/T = 2.906 + 1.982 \cdot 10^{-2} \cdot T^2$. Разность теплоемкостей MgB_2 при $T < 15 K$, полученная вычитанием из экспериментальной кривой интерполяционной зависимости, показана на рис. 3. Наблюдается резкий дополнительный скачок теплоемкости ΔC_2 при $T \approx 10 K$. Такое поведение теплоемкости указывает на фазовый переход в MgB_2 при $T = T_{c2} \approx 10 K$. Имеются теоретические основания полагать [4 – 6], что при этой температуре становится сверхпроводящей вторая группа носителей заряда. На рис. 3 видно, что максимум скачка теплоемкости ΔC_2 находится при $T \approx 10 K$, то есть всего лишь на 1 K ниже границы области интерполяции, что обосновывает применимость простой интерполяционной формулы для оценки скачка ΔC_2 . Ниже температуры 10 K на рис. 3 наблюдается резкое уменьшение измеренной теплоемкости, как это и имеет место в обычных сверхпроводниках при их переходе в сверхпроводящее состояние. Оценка дает $\Delta C_2 \approx 3.24 \text{ мДж/К} \cdot \text{моль}$.

Измеренная для MgB_2 температурная зависимость теплопроводности $K(T)$ в обла-

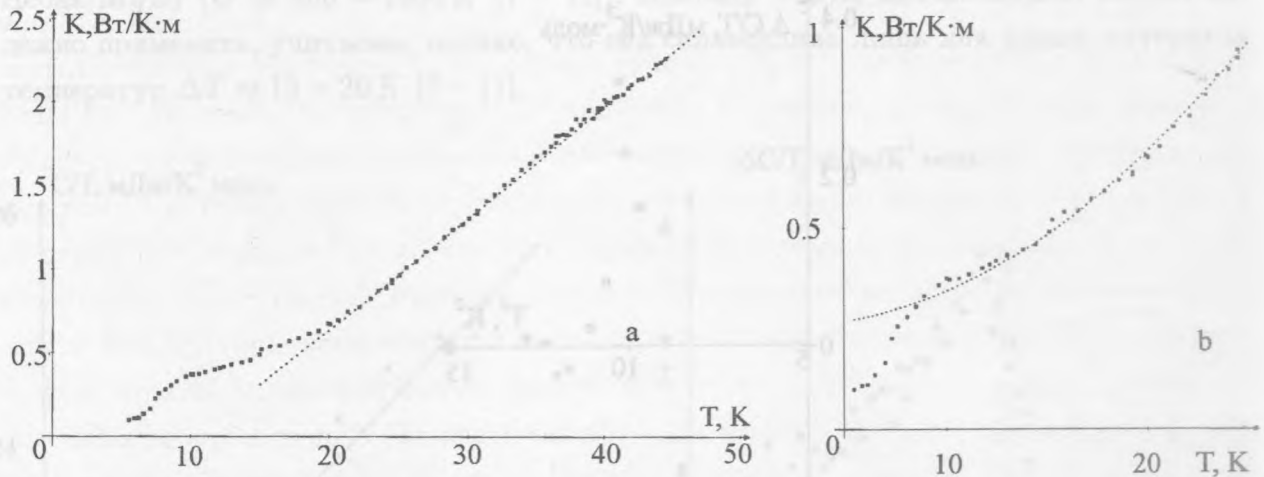


Рис. 4. а) Температурная зависимость теплопроводности MgB_2 в интервале 5 – 45 К. Пунктирная линия проведена для удобства восприятия особенности в области температур, соответствующих сверхпроводящему переходу при $T_c \approx 40$ К. б) Аномалия теплопроводности MgB_2 в окрестности температуры $T \approx 10$ К. Пунктиром показана интерполяционная зависимость теплопроводности, полученная в интервале температур 15 – 30 К.

сти $T = 5 - 45$ К приведена на рис. 4а. Теплопроводность MgB_2 при низких температурах довольно низка и совпадает, например, с теплопроводностью Nb_3Sn . Видно, что на кривой $K(T)$ для MgB_2 проявляются обе аномалии, наблюдавшиеся для $C(T)$. Аномалия $K(T)$ в области критической температуры при $T \approx 38 - 40$ К выражена слабее, в виде горба над штриховой линией, которая приведена лишь для удобства. Аномалия в области $T \approx 10$ К выражена яснее. На рис. 4б эта аномалия показана в увеличенном масштабе. Пунктиром показана интерполяционная зависимость, полученная в интервале температур 15–30 К. В обоих случаях падение $K(T)$ с понижением температуры замедляется при появлении фазового перехода. Очевидно совпадение трех аномалий, наблюдавшихся в MgB_2 при $T \approx 10 - 11$ К: аномалии теплового расширения $\alpha(T)$ [19], а также аномалий теплоемкости $C(T)$ и теплопроводности $K(T)$, обнаруженных в настоящей работе.

Обсуждение. 1. В данной работе для MgB_2 наблюдались аномалии теплоемкости $C(T)$ и теплопроводности $K(T)$ в области температур $T \approx 10 - 11$ К. Температуры, при которых наблюдаются эти аномалии, совпадают с положением аномалии теплового расширения $\alpha(T)$, наблюдавшейся нами ранее [19]. Трудно считать такое совпадение

случайным. Но тогда должна быть общая причина, приводящая к аномальному поведению трех различных величин в данной области температур. Мы полагаем, что при температуре $T \approx 10 - 11 \text{ K}$ в 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 также часто наблюдалось в различных сплавах и соединениях [22] и связывается с уменьшением рассеяния фононов на электронах или дырках при их спаривании. Как видно из рис. 4а в MgB_2 небольшое увеличение $K(T)$ на фоне общего падения теплопроводности существует и в области $T \approx 38 - 40 \text{ K}$, т.е. в области основной критической температуры T_c . Поскольку концентрация "вымерзающих" носителей заряда, ответственных за этот переход, $N \leq 10^{22} \text{ см}^{-3}$ (оценка будет сделана ниже) существенно меньше полной концентрации носителей $N \approx 1.5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$ [3], то следует ожидать значительно более сильного эффекта при втором переходе в области $T \approx 10 \text{ K}$, когда происходит спаривание основной массы носителей.

2. Труднее понять совпадение этих аномалий с аномалией $\alpha(T)$. Существующая модель [18] связывает появление отрицательных значений $\alpha(T)$ при низких температурах в 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 [23]. Без учета дополнительного кулоновского взаимодействия ВЗП с ионной решеткой кристаллическая структура этих систем неустойчива, т.е. частота поперечных акустических фононов ω_{TA} на границе зоны Бриллюэна стремится к нулю. Взаимодействие между ВЗП и ионами решетки в этих системах приводит к тому, что частота ω_{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 ω_{TA} вблизи границы зоны Бриллюэна реализуется большая плотность фононных состояний (низкочастотный пик). Основной вклад в частоту ω_{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 [23, 24]. 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 $\epsilon(\omega, Q)$ для волновых векторов Q , связывающих эти участки. Поэтому при возбуждении фононов с такими Q и ω кристалл должен сжиматься, т.к. $\epsilon(\omega, Q) < 0$. Этой области частот ω соответствует температура $T \approx \hbar\omega/k$, в окрестности которой и должно наблюдаться отрицательное значение α . При дальнейшем нагреве возбуждаются фононы других ветвей спектра с более высокими частотами. Для них $\epsilon(\omega, Q) > 0$, что приводит к нормальному поведению $\alpha(T)$ (т.е. $\alpha > 0$). Таким образом, аномалия $\alpha < 0$ может возникать без наличия фазового перехода. Известным примером подобной аномальной зависимости $\alpha(T)$ из-за "электронного" вклада в тепловое расширение при низких температурах являются тетраэдрические полупроводники (*Ge*, *Si*, *GaAs*, *ZnS* и т.д.), где роль ВЗП обсуждаемой задачи играют так называемые электронные заряды на ковалентных тетраэдрических связях [25, 26].

Мы полагаем, что в случае MgB_2 "вымерзание" высокочастотных фононов при охлаждении образца и появление $\epsilon(\omega, Q) < 0$ дает дополнительную возможность для спаривания носителей заряда и перехода второй группы носителей заряда в сверхпроводящее состояние. Аномалии свойств образцов MgB_2 в области температур $T \approx 10$ К наблюдались также 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 сделать оценки величин γ для каждой группы носителей. Величина γ , найденная по температурной зависимости теплоемкости при $T > T_c$, является фактически суммой соответствующих величин для каждой группы носителей заряда. Таким образом, $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 = 4.39$ мДж/К² · моль. При этом коэффициент γ_1 относится к первой группе носителей, которая определяет $T_c \approx 40$ К в MgB_2 , а коэффициент γ_2 определяется второй группой носителей, с которой связаны аномалии при $T_{c2} \approx 10$ К. 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 области $T = 11 - 15$ К), можно определить независимо величины γ_1 и γ_2 . Отсюда $\gamma_1 = 1.48$ мДж/К² · моль и $\gamma_2 = 2.91$ мДж/К² · моль. Поскольку величина γ пропорциональна плотности электронных состояний на уровне Ферми, то 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 этих групп носителей нужно учесть разницу их эффективных масс. К сожалению, нам не известны надежные экспериментальные данные

о таких величинах для MgB_2 .

4. Можно оценить отношение скачка теплоемкости при T_c к величине γ . По теории БКШ $\Delta C/\gamma T_c = 1.43$. Беря в качестве $\Delta C/T_c$ эту величину в максимуме (рис. 2b), найдем, что $\Delta C/\gamma_1 T_c = 2.64$. Такое значение отношения указывает на сильную связь в MgB_2 для первой группы носителей с меньшей концентрацией. Для второго (низкотемпературного) перехода отношение $\Delta C_2/\gamma_2 T_{c2}$, прямо определенное по кривой рис. 3, не превышает значения 0.11. Столь малая величина может указывать на то, 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 все этих аномалий связывается с наличием в MgB_2 второй группы носителей заряда и переходом ее в сверхпроводящее состояние при $T \approx 10 - 11$ К. Исследования других свойств MgB_2 [2] подтверждают этот вывод.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект N 01-02-16395) и Научного совета ГНТП "Актуальные направления в физике конденсированных сред" (подпрограмма "Сверхпроводимость").

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Nagamatsu J., Nakagawa N., Nurnaka T., et al. Nature, **410**, 63 (2001).
- [2] Buzea C., Yamashita T. Superconductor Science and Technology, **14**, R115 (2001).
- [3] Bud'ko S.L., Petrovic C., Lapertot G., et al. Cond-mat/0102413 (2001).
- [4] Kortus J., Mazin I.I., Belashchenko K. D., et al. Phys. Rev. Lett., **86**, 4656 (2001).
- [5] Liu A. Y., Mazin I.I., Kortus J. Phys. Rev. Lett., **87**, 087005 (2001).
- [6] Golubov A. A., Kortus J., Dolgov O. V., et al. J. Phys.: Cond. Matter, **14**, 1353 (2002).

- [7] Wang Y., Plackowski T., Junod A. *Physica C*, **355**, 179 (2001).
- [8] Bouquet F., Fisher R. A., Phillips N. E., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 047001 (2001).
- [9] Bud'ko S. L., Lapertot G., Petrovic C., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 1877 (2001).
- [10] Yang H. D., Lin J.-Y., Li H. H., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 167003 (2001).
- [11] Wälti Ch., Felder E., Degen C., et al. *Phys. Rev.*, **64**, 172515 (2001).
- [12] Bauer E., Paul Ch., Berger St., et al. *J. Phys.: Cond. Matter*, **13**, L487 (2001).
- [13] Sologubenko A. V., Jun J., Kazakov S. M., et al. *Cond-mat/0111273* (2001).
- [14] Sologubenko A. V., Jun J., Kazakov S. M., et al. *Cond-mat/0112191* (2001).
- [15] Sologubenko A. V., Jun J., Kazakov S. M., et al. *Cond-mat/0201517* (2002).
- [16] Schneider M., Lipp D., Gladun A., et al. *Physica C*, **363**, 6 (2001).
- [17] Аншукова Н. В., Головашкин А. И., Иванова Л. И., Русаков А. П. *УФН*, **167**, 887 (1997).
- [18] Аншукова Н. В., Головашкин А. И., Иванова Л. И. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **71**, 550 (2000).
- [19] Аншукова Н. В., Булычев Б. М., Головашкин А. И. и др. *Краткие сообщения по физике ФИАН*, N 7, 16 (2001); *ФТТ* (2002, в печати).
- [20] Minakov A. A., Bugoslavsky Yu. V., Schick C. *Thermochim. Acta*, **317**, 117 (1998).
- [21] Minakov A. A., Adamovsky S. A., Schick C. *Thermochim. Acta*, **377**, 173 (2001).
- [22] Bergman R. *Thermal conduction in solids*. Clarendon Press, Oxford, 1976.
- [23] Булаевский Л. Н., Гинзбург В. Л., Жарков Г. Ф., и др. "Проблема высокотемпературной сверхпроводимости", под ред. В. Л. Гинзбурга и Д. А. Киржница. М., Наука, 1977.
- [24] Головашкин А. И., Русаков А. П. *УФН*, **170**, 192 (2000).
- [25] Wendel H., Martin R. M. *Phys. Rev.*, **19**, 5251 (1979).
- [26] Квятковский О. Е., Максимов Е. Г. *УФН*, **154**, 3 (1988).

Поступила в редакцию 18 марта 2002 г.