

# Спионная теплопроводность в $-(\text{CuO}_2)-$ спиновых цепочках $\text{LiCuVO}_4$

© Л.С. Парфеньева, И.А. Смирнов, Х. Мисиорек\*, Я. Муха\*, А. Ежовский\*, А.В. Прокофьев\*\*, В. Ассмус\*\*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\* Институт низких температур и структурных исследований Польской академии наук,  
50-950 Вроцлав, Польша

\*\* Физический институт Университета им. И.-В. Гёте Франкфурта-на-Майне,  
Франкфурт-на-Майне, Германия

E-mail: igor.smirnov@pop.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 16 июня 2003 г.)

В интервале температур 10–300 К измерена теплопроводность квазиодномерного  $S = 1/2$  гейзенберговского антиферромагнетика  $\text{LiCuVO}_4$  с однородными (uniform) спиновыми цепочками  $-(\text{CuO}_6)-$ , направленными вдоль кристаллографического направления  $b$  ( $\chi_{\text{tot}}^b$ ), в кристалле с орторомбически искаженной обратной структурой шинели. Выделена „спионная“ составляющая теплопроводности ( $\chi_m^{\text{chain}}$ ).

Работа выполнена в рамках двусторонних соглашений между Российской академией наук, Польской академией наук и Немецким научным обществом при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 02-02-17657).

Начиная с 2000 г. экспериментаторы и теоретики ведущих лабораторий Швейцарии, Германии, США, Франции, Японии, России стали проявлять интерес к исследованию теплопроводности  $\chi$  низкоразмерных магнитных материалов и особенно одномерных (1D) спиновых систем — 1D  $S = 1/2$  гейзенберговских антиферромагнетиков [1–9]. Такой интерес связан с тем, что элементарными возбуждениями в этих объектах выступали не магноны, а квантовые солитоны с  $S = 1/2$ , которые в литературе принято называть спинонами [4–10].

Перенос тепла спинонами и их вклад в теплопроводность  $\chi_m$  наблюдался в 1D-материалах со спиновыми лестницами ( $\chi_m^{\text{ladd}}$ , системы  $(\text{Sr}, \text{Ca}, \text{La})_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ ) [1,2,5–7] и спиновыми цепочками ( $\chi_m^{\text{chain}}$ ,  $\text{Sr}_2\text{CuO}_3$  и  $\text{SrCuO}_2$ ) [3,4].

Наиболее ярко этот эффект проявился при исследовании материалов со спиновыми лестницами при направлении теплового потока в кристалле вдоль лестниц. При  $T > 50$  К в них наблюдался резкий рост теплопроводности с образованием в районе 100–150 К второго максимума, который по величине значительно превышал низкотемпературный фонный максимум теплопроводности, характерный для кристаллических твердых тел.

Рассмотренные выше материалы относятся к соединениям с орторомбической симметрией. Спиновые цепочки и спиновые лестницы в них „конструируются“ на основе ионов  $\text{Cu}^{2+}$  и  $\text{O}^{2-}$  (связи  $-\text{Cu}-\text{O}-\text{Cu}-$ ) и характеризуются значениями констант обменного взаимодействия  $J$  между соседними ионами  $\text{Cu}^{2+}$  в цепочках ( $J^{\text{chain}}$ ) и лестницах ( $J_{\text{leg}}^{\text{ladd}}$  (coupling along ladders),  $J_{\text{rung}}^{\text{ladd}}$  (rung coupling)).

В  $\text{Sr}_2\text{CuO}_3$  однородные цепочки образуются из квадратных  $\text{CuO}_4$ -элементов, соединенных углами и направленных вдоль кристаллографического направления  $b$ , и имеют значения  $J^{\text{chain}} \sim 2150\text{--}3000$  К [11–14].

В  $\text{SrCuO}_2$  цепочки устроены так же, как и в  $\text{Sr}_2\text{CuO}_3$ . Хотя в  $\text{SrCuO}_2$  они соединены попарно общими сторонами квадратов, магнитное взаимодействие между

спинами соседних цепочек невелико. Цепочки направлены вдоль кристаллографического направления  $c$ , а величина  $J^{\text{chain}}$ , как и в случае  $\text{Sr}_2\text{CuO}_3$ , составляет  $\sim 2150\text{--}3000$  К [11–14].

Более сложная картина наблюдается в системах  $(\text{Sr}, \text{Ca}, \text{La})_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ . В них одновременно сосуществуют спиновые лестницы (two-leg ladders)  $\text{Cu}_2\text{O}_3$  с  $J_{\text{leg}}^{\text{ladd}} \sim 1500$  К,  $J_{\text{rung}}^{\text{ladd}} \sim 835$  К [15] и димеризованные спиновые цепочки  $\text{CuO}_2$  с  $J_1^{\text{chain}}$  (intradimer)  $\sim 116\text{--}130$  К и  $J_2^{\text{chain}}$  (interdimer)  $\sim 9\text{--}13$  К [15–17],<sup>1</sup> располагающиеся в кристалле вдоль одного кристаллографического направления  $c$ . Это затрудняет анализ полученных экспериментальных данных для  $\chi$ . Однако авторы [2,7] утверждают, что для соединений, входящих в эту систему,  $\chi_m^{\text{ladd}} \gg \chi_m^{\text{chain}}$ . Такой вывод они делают на основе анализа имеющихся экспериментальных данных для одного из представителей системы  $(\text{Sr}, \text{Ca}, \text{La})_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$  —  $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ , исходя из следующих фактов.

1) Для этого материала магнитное взаимодействие в спиновых цепочках намного слабее магнитного взаимодействия в спиновых лестницах ( $J^{\text{ladd}} \gg J^{\text{chain}}$ ) [15–17].

2) Из данных по рассеянию нейтронов [17] следует, что в спектрах магнитных возбуждений в цепочках  $\text{CuO}_2$  в кристаллографическом направлении  $c$  наблюдается очень слабая дисперсия их ветвей, и поэтому величина  $\chi_m^{\text{chain}}$  для спиновых цепочек будет незначительной.

Однако прямых измерений, на основании которых можно было бы получить информацию о величине  $\chi_m^{\text{chain}}$  для соединений с небольшими величинами  $J^{\text{chain}}$ , не проводилось.

Цель настоящей работы состоит в измерении  $\chi_m^{\text{chain}}$  квазиодномерного соединения, относящегося к 1D  $S = 1/2$  гейзенберговским антиферромагнетикам, имеющего спиновые цепочки со значениями  $J^{\text{chain}}$ , близкими к значениям  $J^{\text{chain}}$  спиновых цепочек в  $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ .

<sup>1</sup> Эти данные [15–17] относятся к соединению  $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ .

Интересно также измерить  $\kappa_m^{\text{chain}}$  для соединения из другого класса материалов и сравнить полученные данные с найденными ранее для  $(\text{Sr}, \text{Ca}, \text{La})_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ ,  $\text{Sr}_2\text{CuO}_3$  и  $\text{SrCuO}_2$ . В этом заключается еще одна цель нашей работы.

В качестве такого объекта нами было выбрано соединение  $\text{LiCuVO}_4$ , которое, как показано далее, полностью отвечает перечисленным выше требованиям.  $\text{LiCuVO}_4$  кристаллизуется в орторомбически искаженной обратной структуре шпинели, в которой немагнитные ионы  $\text{V}^{5+}$  занимают тетраэдрические пустоты, а немагнитные  $\text{Li}^+$  и магнитные ионы  $\text{Cu}^{2+}$  ( $S = 1/2$ ) располагаются упорядоченным образом в октаэдрических пустотах анионной подрешетки [18,19].  $\text{CuO}_6$ -октаэдры образуют „магнитные“ цепочки (см. вставку на рис. 1), а  $\text{LiO}_6$ -октаэдры — „немагнитные“ цепочки, которые располагаются в  $\text{LiCuVO}_4$  соответственно вдоль кристаллографических направлений  $b$  и  $a$ .

У спиновых цепочек в  $\text{LiCuVO}_4$  величина  $J^{\text{chain}} \sim 22 \text{ K}$  [20], а константа обменного взаимодействия между ионами  $\text{Cu}^{2+}$ , находящимися в соседних цепочках,  $J^{\text{interchain}} \sim 1 \text{ K}$  [20].

Основные физические свойства  $\text{LiCuVO}_4$  (кристаллическая структура, магнитная восприимчивость, теплоемкость, ЭПР, ЯМР, оптические инфракрасные спектры) достаточно хорошо исследованы.<sup>2</sup> Теплопроводность  $\text{LiCuVO}_4$  измерялась лишь для случая, когда тепловой поток был направлен вдоль „немагнитных“  $\text{LiO}_6$ -цепочек (вдоль кристаллографического направления  $a$ ) —  $\kappa_{\text{tot}}^a$  [21].

## 1. Подготовка образцов, методика эксперимента

Монокристаллы  $\text{LiCuVO}_4$  для измерения теплопроводности выращивались по методике [22] путем медленного охлаждения раствора  $\text{LiCuVO}_4$  в расплаве  $\text{LiVO}_3$  в температурном интервале  $650\text{--}580^\circ\text{C}$ . Такие монокристаллы по терминологии [21] относятся к „высокотемпературным“ кристаллам (в отличие от „низкотемпературных“ кристаллов  $\text{LiCuVO}_4$ , выращенных при медленном охлаждении раствора  $\text{LiCuVO}_4$  в расплаве  $53 \text{ wt.}\% \text{ LiVO}_3\text{--}47 \text{ wt.}\% \text{ LiCl}$  в температурном интервале  $580\text{--}520^\circ\text{C}$ ).

Согласно данным химического анализа, „высокотемпературные“ монокристаллы имеют статистически усредненный состав  $\text{Li}_{0.92}\text{Cu}_{1.03}\text{VO}_{4-x}$ , а „низкотемпературные“ — состав  $\text{Li}_{0.97}\text{Cu}_{1.00}\text{VO}_{4-x}$ . Как отмечалось в [21], получить строго стехиометрический состав  $\text{LiCuVO}_4$  как в виде монокристаллов, так и в виде порошка не удается.

В настоящей работе для измерения теплопроводности использовался „высокотемпературный“ монокристалл, имеющий размер  $3.5 \times 2 \times 0.6 \text{ mm}$ . Тепловой поток направлялся вдоль длинной стороны образца, которая соответствовала кристаллографическому направлению  $b$ .

<sup>2</sup> В [21] приводятся ссылки на основные работы, в которых проводились исследования указанных выше свойств.

Измерение теплопроводности  $\kappa_{\text{tot}}^b$  проводилось в интервале температур  $10\text{--}300 \text{ K}$  на установке, аналогичной использованной в [23].

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Результаты измерения общей теплопроводности  $\kappa_{\text{tot}}^b(T)$   $\text{LiCuVO}_4$  представлены на рис. 1. Так же для сравнения (а в дальнейшем для анализа полученных

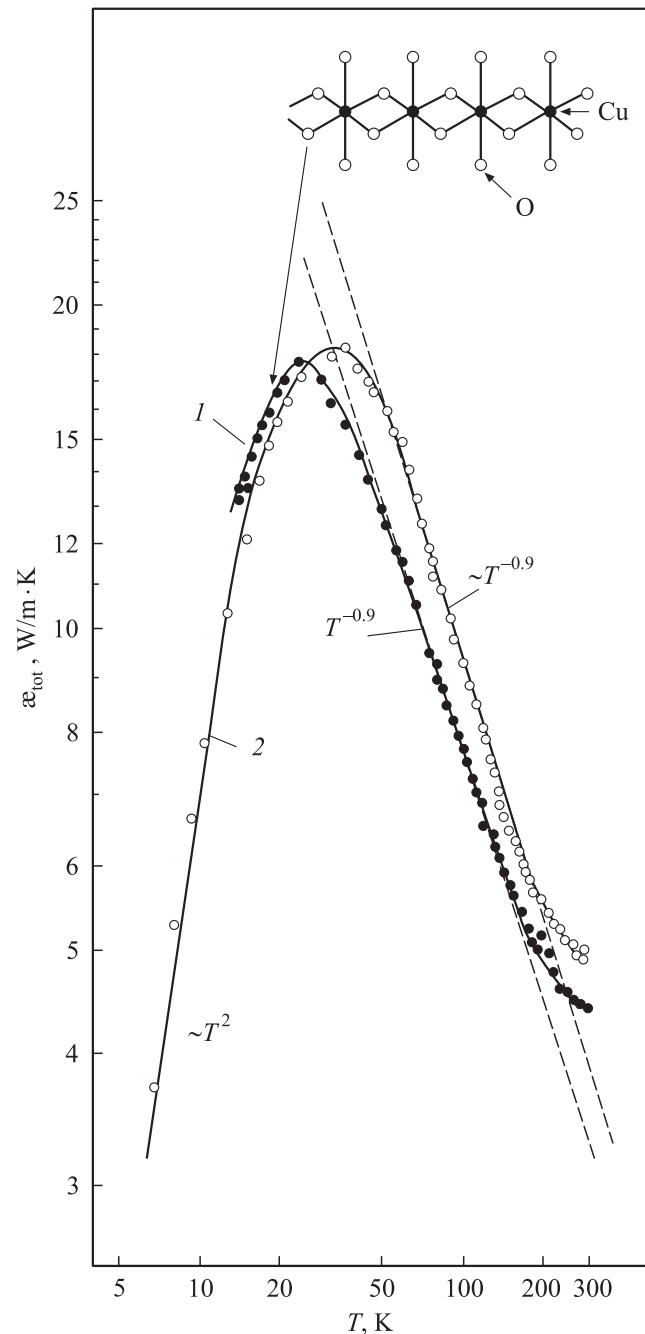
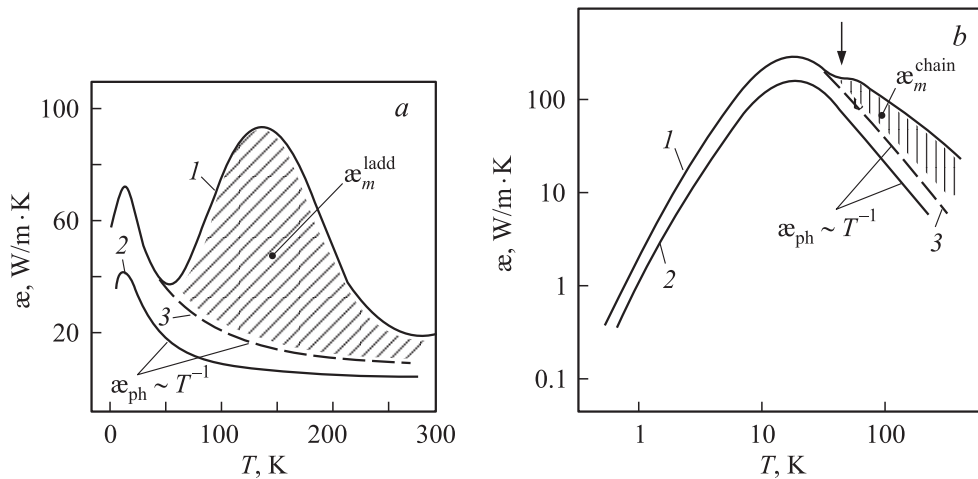


Рис. 1. Температурные зависимости  $\kappa_{\text{tot}}^b$  (1) и  $\kappa_{\text{tot}}^a$  [21] (2) монокристаллов  $\text{LiCuVO}_4$ . На вставке — структура „медной“ спиновой цепочки  $\text{LiCuVO}_4$ .



**Рис. 2.** Схематическое изображение способов выделения  $\kappa_m^{\text{ladd}}$  (a) и  $\kappa_m^{\text{chain}}$  (b) из экспериментальных значений  $\kappa_{\text{tot}}$  (1) [1,2,5,6]; теплопроводность, измеренная в тех кристаллографических направлениях, где не располагаются спиновые лестницы и цепочки ( $\kappa_{\text{ph}} \sim T^{-1}$ ) (2), и экстраполированные по закону  $\kappa_{\text{ph}} \sim T^{-1}$  значения теплопроводности (3).

результатов) приведены значения  $\kappa_{\text{tot}}^b(T)$  для монокристалла  $\text{LiCuVO}_4$ , выращенного по „низкотемпературной“ методике, из нашей работы [21].

В  $\kappa_{\text{tot}}^b(T)$  (так же как и в  $\kappa_{\text{tot}}^a(T)$  [21]) отсутствует вклад от электронной составляющей теплопроводности  $\kappa_e$ , поскольку измеренная нами электропроводность  $\text{LiCuVO}_4$  вдоль кристаллографических направлений *a* и *b* составляет  $\sim 10^{-5} - 10^{-7} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ , так что величина  $\kappa_e$  оказывается пренебрежимо малой.

Как видно из рис. 1, при  $T > 150 - 200$  К наблюдается небольшой рост  $\kappa_{\text{tot}}^a(T)$  и  $\kappa_{\text{tot}}^b(T)$ , который, согласно [21], возникает из-за суперионного состояния  $\text{LiCuVO}_4$  и в настоящей работе нас не интересует.

Согласно [21], в  $\text{LiCuVO}_4$  в интервале температур 5–200 К  $\kappa_{\text{tot}}^a = \kappa_{\text{ph}}^a$  (где  $\kappa_{\text{ph}}^a$  — теплопроводность кристаллической решетки).

Для  $\kappa_{\text{tot}}^b(T)$  при 10–150 К в отличие от  $\kappa_{\text{tot}}^a(T)$  можно ожидать выполнения зависимости вида

$$\kappa_{\text{tot}}^b(T) = \kappa_{\text{ph}}^b(T) + \kappa_m^{\text{chain}}(T). \quad (1)$$

Однако исходя из формы кривой  $\kappa_{\text{tot}}^b(T)$ , приведенной на рис. 1, трудно представить, какой вклад и в какой температурной области может вносить в  $\kappa_{\text{tot}}^b(T)$  „спиновая“ составляющая теплопроводности  $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$ . Такой проблемы не возникало при выделении  $\kappa_m^{\text{ladd}}(T)$  и  $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$  из  $\kappa_{\text{tot}}(T)$  при измерении теплопроводности вдоль спиновых лестниц [1,2,5,6] и спиновых цепочек [3,4] в системах  $(\text{Sr}, \text{Ca}, \text{La})_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$  и соединениях  $\text{Sr}_2\text{CuO}_3$  и  $\text{SrCuO}_2$ . В качестве „реперов“ в этих материалах использовались данные для теплопроводности, измеренной в тех кристаллографических направлениях, где не располагались спиновые лестницы и спиновые цепочки. В этих направлениях теплопроводность кристаллической решетки изменялась по закону  $\kappa_{\text{ph}} \sim T^{-1}$ , как этого и требовала теория для фоновой составляющей теплопроводности при  $T \geq \Theta/3$  ( $\Theta$  — температура Дебая).

Определить  $\kappa_m^{\text{ladd}}$  в соединениях со спиновыми лестницами можно было путем вычитания из величины  $\kappa_{\text{tot}}$ , соответствующей второму максимуму, значений  $\kappa_{\text{ph}}(T)$ , полученных при экстраполяции теплопроводности от границы первого максимума в область высоких температур по закону  $\kappa_{\text{ph}} \sim T^{-1}$  (см. схему на рис. 2, a).

При исследовании теплопроводности соединений со спиновыми цепочками на зависимостях  $\kappa_{\text{tot}}(T)$  вторых максимумов не было обнаружено, но наблюдалось характерное „плечо“, отмеченное стрелкой на рис. 2, b. Величина  $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$  в этом случае снова определялась как разность между  $\kappa_{\text{tot}}(T)$  и значениями  $\kappa_{\text{ph}}(T)$ , полученными путем экстраполяции от точки появления „плеча“ в сторону высоких температур по закону  $\kappa_{\text{ph}} \sim T^{-1}$  (рис. 2, b). Ничего подобного в нашем случае при измерении  $\kappa_{\text{tot}}^b(T)$   $\text{LiCuVO}_4$  не наблюдалось (кривая I на рис. 1).

Возникло предположение, что  $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$  из-за малых значений  $J^{\text{chain}}$  с  $\text{LiCuVO}_4$  может вносить вклад в  $\kappa_{\text{tot}}^b(T)$  при более низких температурах по сравнению с  $\text{Sr}_2\text{CuO}_3$  и  $\text{SrCuO}_2$ , у которых  $J^{\text{chain}} \sim 2150 - 3000$  К, а  $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$  имеет максимум при 80 и 50 К соответственно [3,4]. Если это предположение окажется правильным, то максимум  $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$  для  $\text{LiCuVO}_4$  может находиться в районе максимума, соответствующего фоновой теплопроводности.

Для проверки этого предположения мы провели сравнение (по шкале температур)  $\kappa_{\text{tot}}^b(T)$  с магнитной составляющей теплоемкости  $C_m(T)$   $\text{LiCuVO}_4$  [24] (рис. 3).

Для систем со спиновыми лестницами и спиновыми цепочками максимумы  $\kappa_m^{\text{ladd}}(T)$  и  $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$  примерно совпадают по температуре с максимумами  $C_m(T)$  соответствующих соединений.

Согласно [24], максимум  $C_m(T)$  в  $\text{LiCuVO}_4$  находится в районе  $\sim 30$  К (рис. 3), поэтому с учетом изложенного выше в районе этой температуры должен располагаться и максимум  $\kappa_m^{\text{chain}}$  для этого соединения.

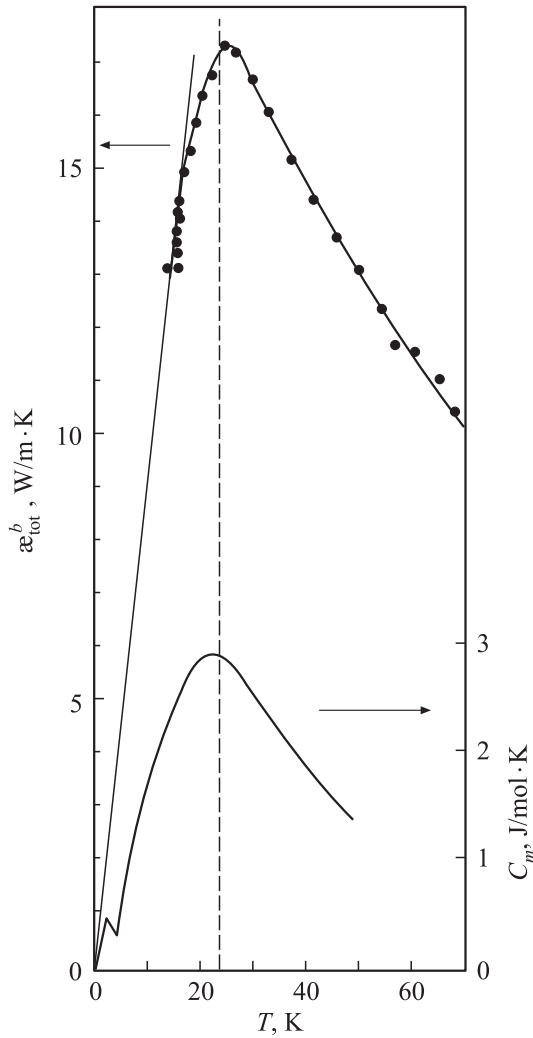


Рис. 3. Температурные зависимости  $\kappa_{tot}^b$  и магнитной теплоемкости  $C_m$  [24]  $\text{LiCuVO}_4$ .

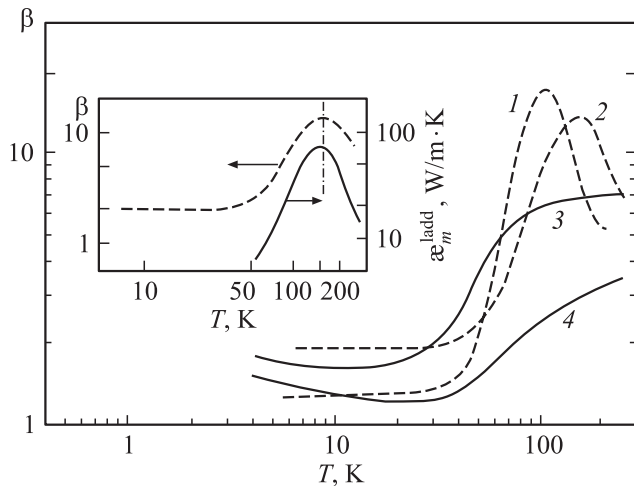


Рис. 4. Температурные зависимости коэффициента анизотропии теплопроводности  $\beta$  [4] для  $\text{Sr}_{12}\text{Ca}_2\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$  (1),  $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$  (2),  $\text{SrCuO}_2$  (3) и  $\text{Sr}_2\text{CuO}_3$  (4). Пояснение для параметра  $\beta$  см. в тексте (сноска 3). На вставке — температурные зависимости параметра  $\beta$  [4] и  $\kappa_m^{\text{add}}$  [5] для  $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ .

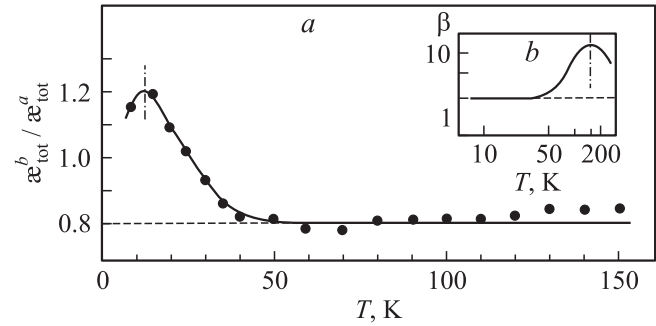


Рис. 5. Температурные зависимости  $\beta$  для  $\text{LiCuVO}_4$  (a) и  $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$  [4] (b).

Это подтверждает выдвинутое нами предположение, но существенно осложняет процесс выделения  $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$  из полученных в эксперименте значений  $\kappa_{tot}^b(T)$ , поскольку температуре  $\sim 30$  К соответствует максимум  $\kappa_{tot}^b(T)$  (рис. 3), где кроме  $\kappa_m^{\text{chain}}$  и  $\kappa_{\text{ph}}$  большое влияние на измеряемую теплопроводность могут оказать примеси и дефекты [25], что приводит к дополнительной ошибке при определении  $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$ .

Попытаемся (хотя и не слишком точно) оценить величину  $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$  в  $\text{LiCuVO}_4$ .

Как уже отмечалось, для выделения  $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$  в  $\text{LiCuVO}_4$  мы не можем воспользоваться стандартной методикой, которая применялась для этих целей ранее в системах  $(\text{Sr}, \text{Ca}, \text{La})_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$  и соединениях  $\text{Sr}_2\text{CuO}_3$  и  $\text{SrCuO}_2$ .

Мы попытались использовать иную методику выделения  $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$ , основанную на особенностях поведения температурной зависимости коэффициента анизотропии  $\beta = \kappa_{\text{ph}}^b(T)/\kappa_{\text{ph}}^a(T)$ .

В [4] было показано, что для систем со спиновыми лестницами  $(\text{Sr}, \text{Ca}, \text{La})_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$  и соединений со спиновыми цепочками ( $\text{Sr}_2\text{CuO}_3$  и  $\text{SrCuO}_2$ ) параметр  $\beta$  ведет себя нестандартным образом. Он слабо зависит от температуры (или остается постоянным) в области температуры, где не наблюдается вклада (или этот вклад незначителен) в измеряемую теплопроводность от  $\kappa_m^{\text{chain}}$  или  $\kappa_m^{\text{add}}$ , и возрастает (и даже проходит через максимум), когда вклад от этих дополнительных составляющих теплопроводности становится существенным (рис. 4).<sup>3</sup> Этот вывод подтверждается также при сравнении поведения  $\beta(T)$  [4] и  $\kappa_m^{\text{add}}(T)$  [5] для  $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$  (см. вставку на рис. 4).

На рис. 5, a приведены полученные с помощью данных рис. 1 значения  $\beta = \kappa_{tot}^b/\kappa_{tot}^a$  для  $\text{LiCuVO}_4$ , а на рис. 5, b для сравнения показана зависимость  $\beta(T)$  для  $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$  [4].

Высокотемпературный максимум на зависимости  $\beta(T)$  для  $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$  появляется из-за вклада в измеряемую

<sup>3</sup> Для системы  $(\text{Sr}, \text{Ca}, \text{La})_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$   $\beta = \kappa^c/\kappa^a$  (спиновые лестницы располагаются в кристаллографическом направлении  $c$ ). Для соединений  $\text{SrCuO}_2$   $\beta = \kappa^c/\kappa^a$ , для  $\text{Sr}_2\text{CuO}_3$   $\beta = \kappa^b/\kappa^c$  (спиновые цепочки в кристаллографических направлениях  $c$  и  $b$ ).

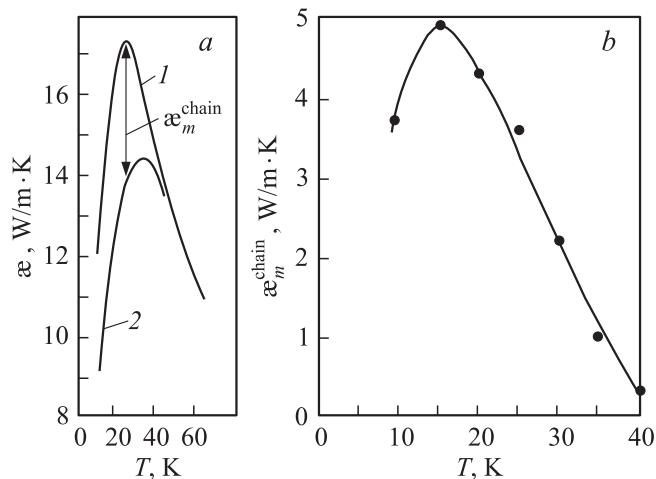


Рис. 6. Температурные зависимости  $\kappa_{\text{tot}}^b$  (1) и  $\kappa_{\text{ph}}^b$  (2) (a) и  $\kappa_m^{\text{chain}}$  (b) для  $\text{LiCuVO}_4$ .

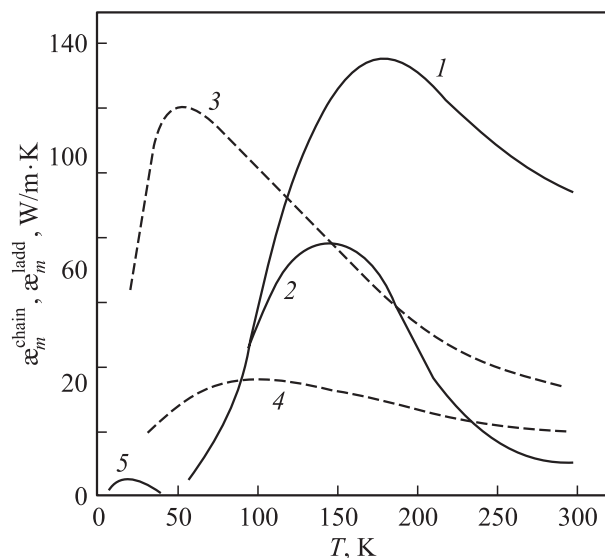


Рис. 7. Температурные зависимости  $\kappa_m^{\text{ladd}}$  и  $\kappa_m^{\text{chain}}$  для материалов со спиновыми лестницами  $\text{Ca}_9\text{La}_5\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$  [5] (1),  $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$  [5] (2) и спиновыми цепочками  $\text{SrCuO}_2$  [3,4] (3),  $\text{Sr}_2\text{CuO}_3$  [3,4] (4) и  $\text{LiCuVO}_4$  (5).

теплопроводность от  $\kappa_m^{\text{ladd}}(T)$ . Возможно, что температурный максимум на  $\beta(T)$  в  $\text{LiCuVO}_4$  по аналогии с  $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$  обусловлен вкладом в  $\kappa_{\text{tot}}^b(T)$  от  $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$ .

В интервале  $50\text{--}150\text{ K}$   $\beta(T)$  для  $\text{LiCuVO}_4$  слабо зависит от температуры (рис. 5, a). Как было показано в [21], в области температур  $5\text{--}150\text{ K}$  (рис. 1)  $\kappa_{\text{tot}}^a = \kappa_{\text{ph}}^a$ . Вероятно, такое условие выполняется в интервале  $50\text{--}150\text{ K}$  и для  $\kappa_{\text{tot}}^b$ , т.е.  $\kappa_{\text{tot}}^b = \kappa_{\text{ph}}^b$ . Данный вывод подтверждается наличием одинаковой температурной зависимости в этой области для  $\kappa_{\text{tot}}^a(T)$  и  $\kappa_{\text{tot}}^b(T) \sim T^{-0.9}$  (рис. 1), что близко к теоретической зависимости  $\kappa_{\text{ph}} \sim T^{-1}$  при  $T \geq \Theta/3$  для идеальных бездефектных кристаллов. Поскольку в эксперименте было получено, что теплопроводность для обоих образцов  $\sim T^{-0.9}$ , а не  $T^{-1}$ , в

них все же имеется небольшое количество дефектов, которые тем не менее одинаково влияют на  $\kappa_{\text{ph}}^b(T)$  и  $\kappa_{\text{ph}}^a(T)$ , хотя природа дефектов в каждом из образцов может быть различной. Таким образом, можно считать, что в интервале температур  $50\text{--}150\text{ K}$  для  $\beta(T)$   $\text{LiCuVO}_4$  выполняется условие  $\beta(T) = \kappa_{\text{ph}}^b(T)/\kappa_{\text{ph}}^a(T)$ .

Рассмотрим область низких температур  $10\text{--}50\text{ K}$  (рис. 5, a). Для этой области температур  $\beta(T) = \kappa_{\text{tot}}^b(T)/\kappa_{\text{ph}}^a(T) = \kappa_{\text{ph}}^b(T) + \kappa_m^{\text{chain}}(T)/\kappa_{\text{ph}}^a(T)$ . Если предположить, что параметр  $\beta(T) = \text{const} \approx 0.8$  во всем исследованном интервале температур  $10\text{--}150\text{ K}$ , то можно оценить величину  $\kappa_{\text{ph}}^b$  для интервала  $10\text{--}150\text{ K}$  из соотношения  $\kappa_{\text{ph}}^b(T) = 0.8\kappa_{\text{ph}}^a(T)$ . Результаты такого расчета представлены на рис. 6, a (кривая 2). Теперь можно определить  $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$  для  $\text{LiCuVO}_4$  из соотношения  $\kappa_m^{\text{chain}}(T) = \kappa_{\text{tot}}^b(T) - \kappa_{\text{ph}}^b(T)$  (рис. 6, b).

Однако следует еще раз отметить, что процедура выделения  $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$  из  $\kappa_{\text{tot}}^b(T)$  для  $\text{LiCuVO}_4$  носит достаточно приближенный характер ввиду большого числа сделанных предположений и упрощений.

На рис. 7, который иллюстрирует основной вывод работы, проведено сравнение полученного нами результата для  $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$   $\text{LiCuVO}_4$  с литературными данными для  $\kappa_m^{\text{ladd}}(T)$   $\text{Ca}_9\text{La}_5\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$  [5],  $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$  [5] и для  $\kappa_m^{\text{chain}}(T)$   $\text{SrCuO}_2$  и  $\text{Sr}_2\text{CuO}_3$  [4].

Из рис. 7 следует, что в материалах с большими значениями  $J^{\text{ladd}}$  и  $J^{\text{chain}}$  для спиновых лестниц и цепочек (соответственно  $1500\text{ K}$  и  $2150\text{--}3000\text{ K}$  [11–15])  $\kappa_m^{\text{ladd}}$  и  $\kappa_m^{\text{chain}}$  вносят существенный вклад в теплопроводность, когда тепловой поток в кристаллах направлен вдоль этих лестниц и цепочек. Вклад в измеряемую теплопроводность от  $\kappa_m^{\text{chain}}$  существенно меньше у материалов с небольшой величиной  $J^{\text{chain}}$  ( $J^{\text{chain}}$  для спиновой цепочки в  $\text{LiCuVO}_4 \sim 22\text{ K}$  [20]).

## Список литературы

- [1] A.V. Sologubenko, K. Gianno, H.R. Ott, U. Ammerahl, A. Revcolevschi. *Physica B* **284–288**, 1595 (2000).
- [2] A.V. Sologubenko, K. Gianno, H.R. Ott, U. Ammerahl, A. Revcolevschi. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 12, 2714 (2000).
- [3] A.V. Sologubenko, E. Felder, K. Gianno, H.R. Ott, A. Vietkine, A. Revcolevschi. *Phys. Rev. B* **62**, 10, R6108 (2000).
- [4] A.V. Sologubenko, K. Gianno, H.R. Ott, A. Vietkine, A. Revcolevschi. *Phys. Rev. B* **64**, 054412 (2001).
- [5] C. Hess, C. Baumann, U. Ammerahl, B. Büchner, F. Heidrich-Meisner, W. Brenig, A. Revcolevschi. *Phys. Rev. B* **64**, 184305 (2001).
- [6] C. Hess, U. Ammerahl, C. Baumann, B. Büchner, A. Revcolevschi. *Physica B* **312–313**, 612 (2002).
- [7] K. Kudo, S. Ishikawa, T. Noji, T. Adachi, Y. Koike, K. Maki, S. Tsuji, K. Kumagai. *J. Phys. Soc. Jap.* **70**, 2, 437 (2001).
- [8] J.V. Alvarez, G. Cros. ar Xiv: cond-mat/021300 (2002).
- [9] F. Heidrich-Meisner, A. Honecker, D.C. Cabra, W. Brenig. ar Xiv: cond-mat/0208282 (2002).
- [10] L.D. Faddeev, L.A. Takhtajan. *Phys. Lett. A* **85**, 375 (1981).
- [11] T. Ami, M.K. Crawford, R.L. Harlow, Z.R. Wang, D.C. Johnston, Q. Huang, R.W. Erwin. *Phys. Rev. B* **51**, 5994 (1995).

- [12] H. Suzuura, H. Yasuhara, A. Furusaki, N. Nagaosa, Y. Tokura. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2579 (1996).
- [13] N. Motoyama, H. Eisaki, S. Uchida. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3212 (1996).
- [14] D.C. Johnston. *Acta. Phys. Pol. A* **91**, 181 (1997).
- [15] R.S. Eccleston, M. Uehara, J. Akimitsu, H. Eisaki, N. Motoyama, S. Uchida. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1702 (1998).
- [16] L.P. Regnault, J.P. Boucher, H. Moudden, J.E. Lorenzo, A. Hiess, U. Ammerahl, G. Dhalenne, A. Revcolevschi. *Phys. Rev. B* **59**, 2, 1055 (1999).
- [17] M. Matsuda, T. Yosihava, K. Kokurai, G. Shirane. *Phys. Rev. B* **59**, 2, 1060 (1999).
- [18] M.A. Lafontaine, M. Lablanc, G. Ferey. *Acta Cryst. C* **45**, 1205 (1989).
- [19] M.O. Keeffe, S. Andersson. *Acta Cryst. A* **33**, 914 (1977).
- [20] A.N. Vasil'ev, L.A. Ponomarenko, H. Manaka, I. Yamada, M. Isobe, Y. Ueda. *Phys. Rev. B* **64**, 024419 (2001).
- [21] Л.С. Парфеньева, А.И. Шелых, И.А. Смирнов, А.В. Прокофьев, В. Ассмус, Х. Мисиорек, Я. Муха, А. Ежовский, И.Г. Васильева. *ФТТ* **45**, 11, 1991 (2003).
- [22] A.V. Prokofiev, D. Wichert, W. Assmus. *J. Cryst. Growth* **220**, 345 (2000).
- [23] A. Jezowski, J. Mucha, G. Pompe. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **7**, 1247 (1974).
- [24] M. Yamaguchi, T. Furuta, M. Ishikawa. *J. Phys. Soc. Jap.* **65**, 9, 2998 (1996).
- [25] В.С. Оскотский, И.А. Смирнов. *Дефекты в кристаллах и теплопроводность*. Наука, Л. (1972). 159 с.