

ТЕПЛОЕМКОСТЬ И ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ СИЛИКОГАЛЛАТА ЛАНТАНА

© П.А.Попов, Г.В.Егоров, Ю.В.Писаревский,
С.Н.Иванов, П.А.Сенюченков, Б.В.Милль

Брянский государственный педагогический университет,
241036 Брянск, Россия
(Поступило в Редакцию 16 июня 1995 г.)

Кристалл $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ (силикогаллат лантана — СГЛ) относится к соединениям со структурой, принадлежащей к пространственной группе $R\bar{3}21$, и аналогичен с точки зрения макроскопической симметрии кварцу. Среди большого числа соединений этого класса кристалл СГЛ наиболее изучен в связи с перспективностью его применения в акустоэлектронике и пьезотехнике. В кристалле обнаружены термостабильные срезы, высокая пьезоактивность и низкое поглощение гиперзвука. Однако, несмотря на то что поглощение упругих волн на частотах ~ 1 GHz у СГЛ ниже, чем у кварца, добротность резонаторов из СГЛ на частотах 1–10 GHz существенно меньше, чем у кварцевых.

Для выяснения механизма поглощения в СГЛ важно знание температурных зависимостей теплофизических параметров. В настоящей работе проведены измерения теплоемкости и теплопроводности СГЛ в широком интервале температур. Образцы для измерений изготавливались из кристаллов, выращенных по методу Чохральского на затравку, ориентированную вдоль оси третьего порядка $[001]$, при температуре около 1480°C по технологии, близкой к $[1,2]$.

В кристаллах СГЛ оптическим методом наблюдались периодические неоднородности, параллельные слоям роста (001) . Методом оптической дифрактометрии установлено, что период слоев лежит в пределах $40\text{--}70\ \mu\text{m}$.

Измерения теплоемкости проводились в адиабатическом калориметре с периодическим вводом тепла на низкотемпературной теплофизической установке УНТО по описанной ранее методике $[3]$. Погрешность измерения не превышала 2% при 60 К и 1% при 300 К. На рис. 1 приведены экспериментальные значения молярной теплоемкости в интервале температур 56–300 К. Каких-либо аномалий, свидетельствующих о наличии фазовых переходов в исследованной области температур, не обнаружено. Значения теплоемкости при 77 и 300 К составили 145 и 430 $\text{J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$ соответственно. Характеристическая температура Дебая Θ , определенная из калориметрических данных с использованием функции $C_V = f(T/\Theta)$, протабулированной в $[4]$, монотонно увеличивается с 424 К при $T = 56$ К до 742 К при $T = 300$ К.

Температурная зависимость теплопроводности $\kappa(T)$ в интервале температур 50–300 К исследовалась стационарным методом продольного теплового потока с точностью 7% по методике $[5,6]$. Исследуемые монокристаллические образцы имели размеры $5 \times 5 \times 20$ mm, расстояние между датчиками температур составляло 10 mm. Образцы были ориентированы таким образом, что направление длинной оси образца совпадало с кристаллографическими осями Z или Y кристалла.

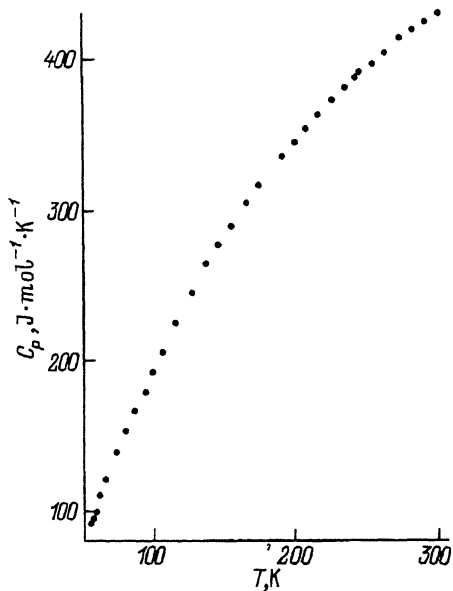


Рис. 1. Зависимость теплоемкости СГЛ от температуры.

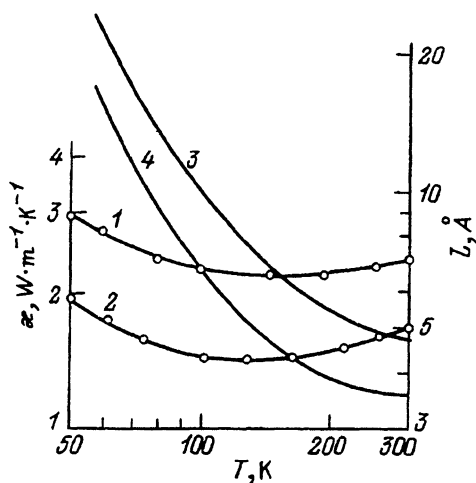


Рис. 2. Зависимость теплопроводности κ_y и κ_z (1,2) и средней длины свободного пробега фононов l_y и l_z (1,3,4,2) от температуры в кристалле СГЛ.

Результаты измерений зависимости теплопроводности СГЛ от температуры представлены на рис. 2. В таблице приведены значения теплопроводности при 100 и 300 К вместе с данными по теплопроводности ряда материалов [7]. Отметим сравнительно низкую величину теплопроводности СГЛ, которая меньше, чем у кристаллического кварца, при 300 К в 5.5 раза по оси Z и в 2.5 раза по оси Y, а при 100 К соответственно в 24 и в 9 раз. Такое резкое при низких температурах отличие обусловлено необычайно слабой температурной зависимостью обеих компонент тензора теплопроводности СГЛ, в то время как у кристаллического кварца с понижением температуры теплопроводность резко возрастает. Здесь можно заметить, что слабая температурная зависимость теплопроводности более характерна не для совершенных по

Теплопроводность (W/m·K) СГЛ и ряда материалов [7] при температурах 100 и 300 К

	100 К		300 К		
	Z	⊥ Z	Z	⊥ Z	
Кварц кристаллический	35.3	19.4	9.5	6.1	
Кварц кристаллический, облученный нейтронами	-	3	-	-	
Кварц плавленный			0.68		1.36
ГОСТ 15130-69					
Al ₂ O ₃			350		40
СГЛ	1.45	2.2	1.7	2.4	

структуре кристаллов, а для разупорядоченных структур, таких, например, как стекла или кристаллы с нарушенной структурой и наличием большого числа центров фоновонного рассеяния. Примером может служить кристаллический кварц, подвергшийся нейтронному облучению большой дозы (см. таблицу). В результате облучения в структуре кристалла появилось большое количество различного рода дефектов, а теплопроводность как по величине, так и по характеру приблизилась к теплопроводности СГЛ.

Одной из возможных причин наблюдаемой анизотропии теплопроводности κ_Z/κ_Y , которая не превышает 1.5 во всем исследованном температурном интервале, является упругая анизотропия кристалла СГЛ. Чтобы проанализировать это предположение, по значениям упругих постоянных [8] были рассчитаны¹ коэффициенты диффузии тепловых фононов в предположении их изотропного времени рассеяния для разных кристаллографических направлений. Расчеты показали, что анизотропия коэффициента диффузии D_Z/D_Y составляет 1.2. Такой величины недостаточно для полного количественного объяснения анизотропии теплопроводности, в то же время ее характер описывается правильно. При этом следует учесть, что полученные значения коэффициентов диффузии относятся к низкотемпературным фононам, в то время как в области температур $T > 60$ К, в которой исследовалась теплопроводность, из-за дисперсии кривых $\omega(k)$ анизотропия коэффициента диффузии может быть и больше.

Рассчитанные нами температурные зависимости средней длины свободного пробега фононов $l_Y(T)$ и $l_Z(T)$ кристалла СГЛ представлены на рис. 2. Расчеты проводились по известному кинетическому соотношению $\kappa = 1/3Cv_l$, где C — теплоемкость единицы объема, v — средняя дебаевская скорость распространения фононов. Величины средних значений скоростей рассчитывались по упоминавшейся выше методике и оказались равными $v_Y = 5.8 \cdot 10^3$ м/с и $v_Z = 6.3 \cdot 10^3$ м/с. Как видно из рис. 2, средняя длина свободного пробега фононов анизотропна: значение l_Z примерно на четверть превышает l_Y . Различия этих результатов с экспериментальными данными по теплопроводности, возможно, обусловлены заменой средней дебаевской скорости тепловых фононов средней скоростью акустических волн.

Достаточно необычное поведение температурной зависимости теплопроводности может быть вызвано, на наш взгляд, двумя факторами. Согласно исследованиям [2], ионы Si^{4+} в структуре кристалла СГЛ статистически распределены, замещая в одной из трех возможных позиций ионы Ga^{3+} . Это может быть одной из причин «стеклообразного» характера теплопроводности. Другой причиной могут быть дефекты, связанные с монотонным периодическим изменением состава кристалла вдоль направления роста. Определить степень влияния этих факторов на теплопроводность мы надеемся путем изучения теплофизических свойств кристаллов СГЛ с различной степенью дефектности, а также путем исследования других кристаллов этого семейства.

¹ Расчет выполнен по программе, разработанной Т.Пашкевичем и М.Вильчинским в Университете г.Вроцлав, Польша. Авторы выражают им признательность за помощь в расчетах.

- [1] Милль Б.В., Буташин А.В., Ходжабагян Г.Г. Белоконева Е.Л., Белов Н.В. ДАН СССР **264**, 6, 1385 (1982).
- [2] Kaminskii A.A., Mill B.V., Khodzhabagyan G.G., Konstantinova A.F., Okorochkov A.I., Silvestrova I.M. Phys. Stat. Sol. (a) **80**, 1, 387 (1983).
- [3] Сирота Н.Н., Антюхов А.М., Новиков В.В., Федоров В.А. ДАН СССР **259**, 2, 362 (1981).
- [4] Сирота Н.Н. Термодинамика и статистическая физика. Минск. (1969). 470 с.
- [5] Попов П.А., Антонов А.В., Иванов И.А., Сидоров А.А. ФТТ **31**, 10, 287 (1989).
- [6] Попов П.А. Канд. дис. Брянск (1993). 214 с.
- [7] Охотин А.С., Боровикова Р.П., Нечаева Т.В., Пушкарский А.С. Теплопроводность твердых тел. Справочник / Под ред. А.С.Охотина М. (1984). 320 с.
- [8] Сильвестрова И.М., Писаревский Ю.В., Сеньющенков П.А., Крупный А.И. ФТТ **28**, 9, 2875 (1986).

Физика твердого тела, том 38, № 1, 1996
Solid State Physics, vol. 38, N 1, 1996

ВЛИЯНИЕ СПОНТАННОЙ МАГНИТОСТРИКЦИИ НА СИГНАЛЫ ЯДЕРНОГО СПИНОВОГО ЭХА В FeVO_3

© *Х.Г.Богданова, В.А.Голенищев-Кутузов, М.И.Куржин,
М.М.Шакирзянов*

Казанский физико-технический институт Российской академии наук,
420029 Казань, Россия
(Поступило в Редакцию 21 июня 1995 г.)

При изучении сигналов ЯМР в легкоплоскостном аниферромагнетике FeVO_3 обнаружен ряд особенностей ^[1-3], которые не укладывались в существующие представления о поведении сигналов ЯМР в магнитоупорядоченных веществах. В частности, в ^[3] была обнаружена необычная зависимость интенсивности сигнала ядерной магнитной индукции I_n от величины постоянного магнитного поля H : вместо ожидаемой осциллирующей зависимости кривая $I_n(H)$ имела вид сигнала дисперсии. Положение максимума и минимума на этой кривой и их зависимость от мощности возбуждающего импульса удалось объяснить, предположив сильную неоднородность полей спонтанной магнитострикции H_{ms} (СМС) в базисной плоскости FeVO_3 , величины которых распределены в интервале $0 \leq H_{ms} \leq 1$ Ое. При этом с учетом обменного усиления для эффективного поля H_{ms}^{eff} ($H_{ms}^{\text{eff}} = H_m/H_E$, где $H_E \simeq 10^6$ Ое — обменное поле в FeVO_3 ^[4]) соответствующий интервал значений оказывается порядка $0 \leq H_{ms}^{\text{eff}} \leq 1$ кОе. Заметим, что поля СМС проявляются на фоне очень малой кристаллографической анизотропии, характерной для кристаллов FeVO_3 . Таким образом, при не очень больших значениях постоянного магнитного поля $H \leq 2000$ Ое, на наш взгляд, при расчетах сигналов ЯМР в этих веществах необходимо учитывать наличие в образце достаточно сильных полей СМС. В этом случае коэффициент усиления запишется в виде

$$\eta = H_n / (H + \Delta H), \quad (1)$$