

чаемого кварца [9]. В диапазон частот 2700—2800 см<sup>-1</sup> попадают валентные колебания C—H связей в ионе —C<sup>+</sup>H— [12]. Вероятно, слабозрешенные максимумы в спектре МЛ ПММА объясняются проявлением этих колебаний.

В рамках предлагаемого объяснения открывается возможность определения частоты «чисто» электронного перехода между нулевыми уровнями основного и возбужденного электронных состояний. Она определяется по частоте наиболее высокочастотного из максимумов и составила 2.6 эВ для КС и 3.3 эВ для ПММА.

Наблюдение колебательной структуры в спектрах МЛ интересно по двум причинам. Во-первых, оно позволяет использовать данные спектроскопии комбинационного рассеяния и инфракрасного поглощения для идентификации люминесцирующих центров. Во-вторых, открывается возможность исследования взаимодействия излучающих центров с остальной решеткой атомов твердого тела.

Авторы признательны С. А. Пермогорову и Т. И. Максимовой за обсуждение результатов и интерес к работе.

#### Список литературы

- [1] Закревский В. А., Шульдинер А. В. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 10. С. 3042—3046.
- [2] Пакович А. Б., Стрелецкий А. Н., Скуя Л. Н., Бутягин П. Ю. // Хим. физика. 1986. Т. 5. № 6. С. 812—821.
- [3] Абрамова А. Б., Пахомов А. Б., Перегуд Б. П., Щербаков И. П. // ЖТФ, 1986. Т. 56. № 5. С. 978—981.
- [4] Meyer K., Obrikat D., Rossberg M. // Kristall u. Tech. 1970. Bd 5. N 1. S. 181—188.
- [5] Chapman G. N., Walton A. J. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 10. P. 5961—5968.
- [6] Бутягин П. Ю., Берестецкий И. В., Колбанев И. В. // Кинетика и катализ. 1983. Т. 24. № 3. С. 441—445.
- [7] Молоцкий М. И. // Изв. АН СССР, сер. хим. 1983. № 12 (372э). В. 5. С. 30—40.
- [8] Силин А. Р., Трухин А. Н. Точечные дефекты и электронные возбуждения в кристаллическом и стеклообразном SiO<sub>2</sub>. Рига: Зинатне, 1985. 244 с.
- [9] Стрелецкий А. Н., Пакович А. Б., Гачковский В. Ф., Аристов Ю. И., Руфов Ю. Н., Бутягин П. Ю. // Хим. физика. 1982. № 7. С. 938—946.
- [10] Ребане К. К. Элементарная теория колебательной структуры спектров примесных центров кристаллов. М.: Наука, 1968. 225 с.
- [11] Simon I. L. // J. Amer. Ceram. Soc. 1957. V. 40. N 1. P. 150—157.
- [12] Ола Г. А., Питтман Ч. М. // Новые проблемы физической органической химии. М.: Мир, 1969. С. 349—351.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
12 января 1989 г.  
В окончательной редакции  
19 июня 1989 г.

УДК 534.22.222.1

Физика твердого тела, том 31, в. 12, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, № 12, 1989

## НИЗКОЧАСТОТНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИОДАТА ЛИТИЯ ( $\alpha$ -LiIO<sub>3</sub>)

А. Э. Алиев, А. Ш. Акрамов, Р. Р. Валетов

В настоящей работе приводятся результаты исследования распространения низкочастотных (63—1655 кГц) ультразвуковых волн (УЗВ) в монокристаллах  $\alpha$ -LiIO<sub>3</sub>, выращенных без преднамеренного легирования из раствора с кислотностью pH=2, 2.5, 7.5. Перед измерениями все образцы предварительно отжигались при 420 К. Одновременно измерялись ширина линии собственного механического резонанса на уровне 0.707 по методу акустического интерферометра и логарифмический декремент за-

тухания методом свободных спадающих акустических колебаний [1]. При этом погрешности измерения составляли: температуры — 0.1 К, поглощения —  $10^{-3}$ , упругих модулей —  $10^{-4}$ , относительного изменения упругих модулей с температурой —  $10^{-5}$ .

Максимумы в температурной зависимости поглощения  $\alpha(T)$  (рис. 1) продольных УЗВ, распространяющихся вдоль пьезоактивной гексагональной оси  $C_6$ , вдоль которой имеет место высокая квазиодномерная  $\sigma_{33}$  ионная ( $Li^+$ ) проводимость [2, 3], смещаются с ростом частоты в область положительных температур и характерны для релаксационного механизма поглощения. Учитывая пьезоактивность материала и наличие в структуре слабосвязанных носителей заряда, такое поведение  $\alpha(T)$ , по-видимому,

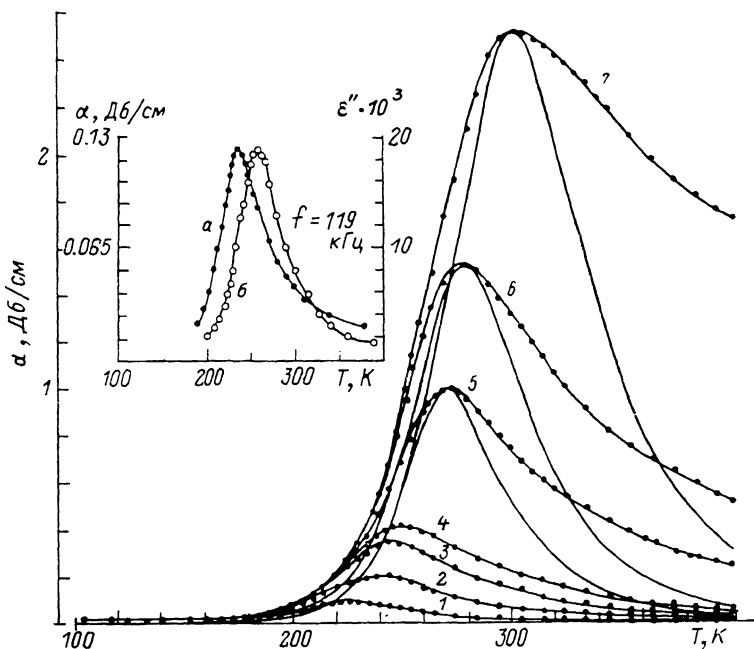


Рис. 1. Температурная зависимость поглощения ультразвука  $\alpha(T)$  (а) и диэлектрической проницаемости  $\epsilon''(T)$  (б) в монокристаллах  $\alpha\text{-LiIO}_3$  (рН=2).

$\nu$ , кГц: 1 — 63, 2 — 119, 3 — 165, 4 — 223, 5 — 564, 6 — 843, 7 — 1655. Пластина ( $7 \times 7 \times 0.5$  мм) для измерения  $\epsilon''$  выпилена из середины образца ( $7 \times 7 \times 14.34$  мм), использованного для измерения  $\alpha(T)$ .

можно описать в рамках модели Хатсона и Уайта [4]. Расчет коэффициента электромеханической связи  $K_{33}$  для всех представленных кривых в рамках принятой модели приводит к существенно заниженным значениям (см. таблицу).

Однако значение, полученное из выражения  $K^2 = d^2 C / \epsilon_0 \epsilon$  с использованием уточненных значений пьезомодулей  $d_{33} = 97 \cdot 10^{-8}$  ед. СГСЭ/дин [6], упругих модулей  $C_{33} = 5.5 \cdot 10^{10}$  Н/м<sup>2</sup> и диэлектрической проницаемости  $\epsilon = 62$  [3], приводит к  $K_{33} = 0.32$ , что уже лучше согласуется с результатами нашей работы.

Отклонение экспериментальных кривых от расчетных (сплошные линии), построенных с учетом  $C_{33}(T)$  и  $K_{33}(T)$ , по-видимому, обусловлено термоактивационным процессом разупорядочения подрешетки  $Li^+$ , который при  $T = 240$  К значительно активизируется в связи с переходом  $\alpha\text{-LiIO}_3$  в суперионное состояние [7]. Рост энтальпии активации проводимости [3] и энтальпии времени диэлектрической релаксации (рис. 2) в этой области температур от 0.29 до 0.35 эВ приводит к росту поглощения УЗВ при  $\omega \tau \ll 1$  (правое крыло).

Следует заметить, что с ростом рН исследуемых материалов происходят уменьшение электропроводности и аномалий в температурной зависимости

$\sigma(T)$ , и, как следствие, малое отклонение  $\alpha(T)$  от дебаевского поведения ( $\alpha \sim \omega\tau/(1+\omega^2\tau^2)$ ).

Электрическая и механическая релаксации в этих кристаллах обусловлены наличием большой концентрации высокоподвижных слабосвязанных ионов лития. Однако механизм их проявления может быть разным. Положения максимумов  $\alpha(T)$  и  $\varepsilon''(T)$  при заданной частоте в  $\alpha\text{-LiIO}_3$  ( $\text{pH}=2$ ) смещены на  $\Delta T=22\text{ K}$ , и, наоборот, при фиксированной температуре частоты максимумов отличаются в 3.2 раз (рис. 1). Различаются и энthalпии активации этих процессов (рис. 2), что, по-видимому,

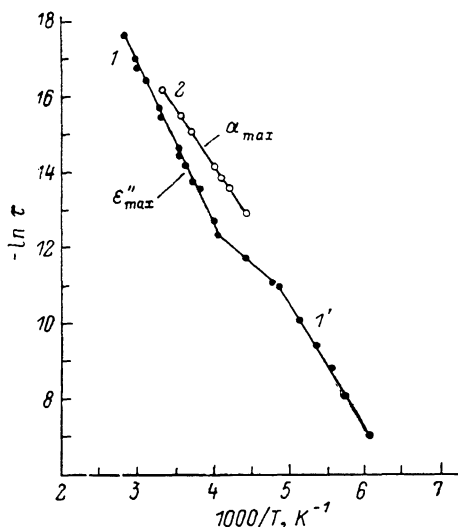


Рис. 2. Температурная зависимость времени диэлектрической (1) и упругой (2) релаксации.

$\Delta H$ , эВ: 1 — 0.35, 1' — 0.29, 2 — 0.26.

превышающие размеры элементарной ячейки, в то время как в процессах упругой [релаксации могут участвовать ионы, прыгающие лишь в пределах элементарной ячейки. Нецентросимметричное положение иона  $\text{Li}^+$  в октаэдрической полости, обуславливающее пьезоактивность материала, предполагает наличие симметрично расположенной относительно плоскости ионов  $\text{I}^{+5}$  на расстоянии  $\delta_z=0.75\text{ \AA}$  вакантной позиции [8, 9]. Прыжки через плоскость ионов  $\text{I}^{+5}$  (радиус «узкого горла»  $0.57\text{ \AA}$ ) дают малый вклад в диэлектрическую поляризацию, в то время как значительно ослабляют пьезоактивность материала. Прыжки через плоскость  $\text{O}^{2-}$  (радиус «узкого горла»  $0.36\text{ \AA}$ ) одновременно участвуют как в диэлектрической, так и упругой релаксации. Расчет транспортных свойств ионов  $\text{Li}^+$  с привлечением деформационного потенциала приводит к разности энthalпии активации этих прыжков  $\Delta H \sim 0.1\text{ эВ}$ , что хорошо согласуется с экспериментальными результатами (рис. 2). Эта разница и определяет смещение максимумов  $\varepsilon''(T)$  относительно максимумов  $\alpha(T)$ .

$f$ , кГц	$\alpha$ , $10^{-3}\text{ см}^{-1}$	$K_{33}$
63	6.2	0.15
119	14.2	0.16
167	19.5	0.16
223	23	0.16
546	115	0.22
843	178	0.22
1655	292	0.21
2500 [5]	2870	0.56
3600 [5]	4140	0.56

обусловлено следующим: максимумы  $\varepsilon''_{33}(T)$  вызваны процессом релаксации проводимости [3], для которой характерен перенос ионов на расстояния, значительно

#### Список литературы

- [1] Новик А., Берри Б. Релаксационные явления в кристаллах: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1975. 472 с.
- [2] Щепетильников Б. В., Баранов А. И., Шувалов Л. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 3. С. 790—797.
- [3] Абрамович А. А., Акрамов А. Ш., Алиев А. Э., Ферштат Л. Н. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 8. С. 2479—2482.
- [4] White D. L. // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. N 8. P. 2547.
- [5] Абрамович А. А., Шугилов В. А., Левицкая Т. Д., Кидяров Б. И., Митницкий П. Л. // ФТТ. 1972. Т. 14. № 9. С. 2585—2589.
- [6] Захаров Н. А., Егоров А. В., Козлова Н. С., Портнов О. Г. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 10. С. 3166—3168.
- [7] Aliev A. E., Akramov A. Sh., Fershtat L. N., Khabibullaev P. K. // Phys. St. Sol. (a). 1988. V. 108. N 189. P. 189—196.

- [8] Эмиралиев А., Кочаров А. Г., Ямзин И. И., Любимцев В. А. // Кристаллография. 1973. Т. 18. № 6. С. 1177—1180.  
 [9] Эмиралиев А., Кочаров А. Г., Ямзин И. И., Любимцев В. А. // Кристаллография. 1976. Т. 21. № 2. С. 343.

Отдел теплофизики АН УзССР  
Ташкент

Поступило в Редакцию  
14 марта 1989 г.  
В окончательной редакции  
20 июня 1989 г.

УДК 534.221

Физика твердого тела, том 31, в. 12, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, № 12, 1989

## ФОТОУПРУГОСТЬ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ ТЕЛЛУРИДОВ ЦИНКА И КАДМИЯ

Ю. В. Илизавский, М. А. Рувинский, В. П. Щетинин

Как было показано в [1], в твердых растворах  $Zn_xCd_{1-x}Te$  с  $x=0.7-0.8$  значительно снижается поглощение поперечных акустических волн. Это вызвало естественный интерес к исследованию фотоупругости в системе названных твердых растворов, тем более, что зависимость фотоупругих свойств от состава твердого раствора, насколько нам известно, ранее вообще не изучалась. Для этой цели нами использовались те же образцы, что и в [1]. Они вырезаны из монокристаллов, выращенных методом газовой

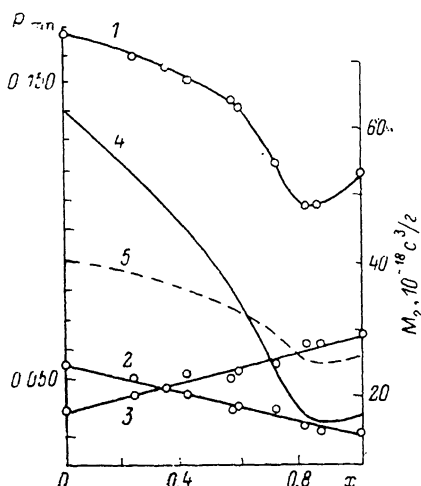


Рис. 1. Зависимость от состава  $x$  коэффициентов  $P_{11}$  (1),  $P_{12}$  (2),  $P_{41}$  (3),  $M_2$  (4).  $\lambda_0=1.15$  мкм.

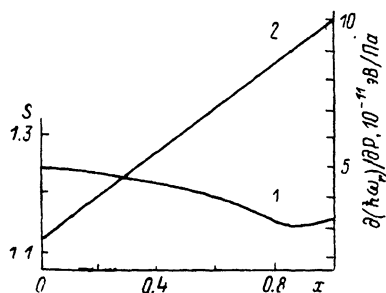


Рис. 2. Зависимость от состава  $x$  параметров  $S$  (1) и  $d(h\omega_r)/dP$  (2).

фазы. Средние размеры образцов  $8 \times 5 \times 5$  мм ориентированы в основных кристаллографических направлениях с точностью не хуже  $0.5^\circ$ . Грани образцов обрабатывались методами оптической технологии. Рентгеноструктурным анализом проверялась однородность состава исследуемых материалов. В наиболее неблагоприятном случае, при длине монокристалла 30 мм, различие по составу не отклонялось более 1.2%. Проверка структурного совершенства образцов осуществлялась в процессе исследований, поскольку она лежит в основе самой методики акустооптических измерений.

Определение фотоупругих коэффициентов выполнялось по методу Диксона. Измерения производились на продольных волнах с частотой 300—400 МГц. В качестве источника света использовался гелий-неоновый лазер ЛГ-126 с энергией кванта 1.05 эВ, далекой от ширины запрещенной зоны исследуемых материалов (1.49—2.25 эВ). Эталонные образцы изготовлялись из плавленного кварца и кристаллов фосфида галлия, близкого по акустическому импедансу к исследуемым материалам. Ошибка определения