АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН ИНСТИТУТ ИОННО-ПЛАЗМЕННЫХ И ЛАЗЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ имени У.А. АРИФОВА

На правах рукописи УДК 538.951

КУРБАНОВ ЖАХОНГИР ОЧИЛОВИЧ

МЕХАНИЗМЫ ЗАТУХАНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН И АНИЗОТРОПИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК В КРИСТАЛЛАХ КУБИЧЕСКОЙ И ТРИГОНАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ

01.04.07-физика конденсированного состояния

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени доктора философии (PhD) по физико-математическим наукам

Научный руководитель: д.ф.м.н., доц. Ахмеджанов Ф.Р.

Ташкент – 2022

ОГЛАВЛЕНИЕ

введени	Е	5
ГЛАВА 1	ТЕОРИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В КРИСТАЛЛАХ И	
	ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ ПО АКУСТИЧЕСКИМ	
	СВОЙСТВАМ LiF, NaF, LiNbO ₃ и LiTaO ₃	15
§1.1.	Теория акустических волн в кристаллах	15
§1.2.	Основные механизмы затухания акустических волн в	
	кристаллах	18
§1.3	Обзор экспериментальных работ по акустическим	
	свойствам кристаллов кубической и тригональной	
	симметрии	23
	Выводы по первой главе и постановка задачи исследования	33
ГЛАВА 2	МЕТОДЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ	35
§2.1.	Характеристика исследованных образцов и особенности	
	температурных измерений	35
§2.2.	Импульсные и импульсно-интерференционные методы	
	измерения скорости и затухания акустических волн	39
§2.3.	Акустооптический метод определения акустических	
	характеристик	47
	Выводы по второй главе	53
ГЛАВА З	АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КУБИЧЕСКИХ	
	КРИСТАЛЛОВ ФТОРИДОВ ЛИТИЯ И НАТРИЯ	55
§3.1.	Анизотропия скорости и эффективных упругих констант в	
	кубических кристаллах фторидов лития и натрия	56
§3.2.	Анизотропия акустического затухания и параметры	
	анизотропии в кристаллах фторидов лития и натрия	66
§3.3.	Анизотропия акустического затухания и тензор Грюнайзена	
	в кристаллах фторидов лития и натрия	74

	Выводы по третьей главе						
ГЛАВА 4	АКУСТИЧЕСКИЕ СВ	ОЙСТВА	ТРИГОНАЛЬНЫХ				
	КРИСТАЛЛОВ ТАНТАЛА	АТА И НИОБА	АТА ЛИТИЯ	79			
§4.1.	Затухание акустических во	олн за счет пье	езоэлектрической				
	связи деформации с диэлен	ктрической по	ляризацией	79			
§4.2.	Механизмы затухания а	акустических	волн в области				
	фазового перехода в крист	аллах тантала	та лития	82			
	Выводы по четвертой глав	e		92			
ЗАКЛЮЧЕ	ЕНИЕ			94			
ЛИТЕРАТ	УРА			95			
ОСНОВНЬ	ІЕ УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧ	ЕНИЯ И СОК	РАЩЕНИЯ	104			

ВВЕДЕНИЕ (аннотация диссертации доктора философии (PhD))

Актуальность и востребованность темы диссертации. В настоящее время в мире большая группа кристаллов кубической и тригональной симметрии по совокупности физических характеристик и технологических параметров широко используется в промышленности и технике в качестве рабочих сред в акустооптических и акустоэлектронных устройствах. В частности, одними из наиболее востребованных для создания приборов и устройств акустоэлектроники являются кристаллы ниобата и танталата лития, фторидов лития и натрия и алюмоиттриевого граната. Так, монокристаллы ниобата и танталата лития имеют широкий диапазон прозрачности (0,35-6,0 мкм) и обладают достаточно большим двулучепреломлением, что позволяет использовать их в качестве активной рабочей среды в акустооптических электронно-перестраиваемых фильтрах, акустооптических дисперсионных линиях задержки и акустооптических преобразователях для управления оптическим излучением. Одним из наиболее существенных факторов, частотный ограничивающих диапазон применения кристаллов В акустоэлектронных и акустооптических приборах, является затухание акустических волн. Поэтому одной из принципиальных задач является определение направления с минимальным затуханием, то есть поиск таких ориентаций кристаллических звукопроводов, при которых достигаются наименьшие акустические потери.

В настоящее время в мире исследование анизотропии упругих свойств кристаллов представляется также важным в интересах многих задач нелинейной акустики. Такие исследования помимо фундаментального интереса важны для определения наиболее эффективных срезов этих кристаллов, широко применяемых в качестве рабочих сред в различных устройствах обработки информации. Получение фундаментальных знаний о механизмах затухания акустических волн и закономерностях анизотропии упругих свойств, а также прогнозирование изменения этих свойств с

изменением направления распространения акустических волн, несомненно, является актуальной задачей физики конденсированного состояния.

В последние годы в Республике Узбекистан уделяется большое внимание фундаментальным исследованиям в области материаловедения – поиску новых материалов и изучению свойств уже известных материалов, включая свойства диэлектрических, пьезоэлектрических и сегнетоэлектрических кристаллов, используемых в различных отраслях экономики страны. Направления этих фундаментальных и прикладных исследований имеют большое значение для развития науки и наукоемкого производства в Узбекистане и отражены в Стратегии¹ развития нового Узбекистана на 2022–2026 гг.

Исследования, проведенные в данной диссертационной работе, в определенной мере соответствуют задачам, обозначенным в Указах и Постановлениях Президента Республики Узбекистан № УП-60 «О Стратегии развития нового Узбекистана на 2022–2026 гг.» от 28 января 2022 года, № УП-3012 «О программе мер по дальнейшему развитию возобновляемой энергетики, повышению энергоэффективности в отраслях экономики и социальной сфере на 2017-2021 годы» от 26 мая 2017 года, № ПП-2789 «О мерах по дальнейшему совершенствованию деятельности Академии наук, организации, управления и финансирования научно-исследовательской деятельности» от 17 февраля 2017 года, а также в других нормативноправовых документах, принятых в данном направлении.

Соответствие исследования основным приоритетным направлениям развития науки и технологий республики. Диссертационное исследование выполнено в соответствии с приоритетным направлением развития науки и технологий в республике II. «Энергетика, энергосбережение и альтернативные источники энергии».

¹ Указ Президента Республики Узбекистан № УП-60 «О Стратегии развития нового Узбекистана на 2022-2026 гг.» от 28 января 2022 г.

Степень изученности проблемы. Исследованию упругих свойств кристаллов тригональной и кубической симметрии посвящен ряд экспериментальных и теоретических работ ведущих ученых мира, в том числе российских (Ю.В. Гуляев, Б.Д. Зайцев, И.Е. Кузнецова, В.В. Проклов, В.В. Леманов, Н.К. Юшин и др.), американских (Самуэл Ки, Р.Труэлла Б. Чик, Ч. Эльбаум и др.), французских (Э. Дьелесан и Д. Руайе), узбекистанских (П.К. Хабибуллаев, С.З. Мирзаев, З.Т. Азаматов, В.Ф. Криворотов, Л.М. Сабиров, Ф.Р. Ахмеджанов, Д.И. Семенов и др.) и других.

Российскими учеными были исследованы характеристики акустических волн в пьезоэлектрических материалах, включая танталат и ниобат лития, а также анизотропия акустических потерь и ангармонические процессы во многих кубических кристаллах, включая Ge, Si, InSb, MgO, KCl и др. Американские ученые исследовали механизмы затухания и акустические свойства диэлектрических и полупроводниковых кристаллов различной симметрии. В частности, впервые был рассмотрен тензор Грюнайзена для анизотропных материалов на примере кристаллов кварца. Следует отметить исследования французских ученых, которые изучали распространение акустических волн в различных анизотропных структурах и кристаллах, включая кристаллы танталата и ниобата лития. Ученые из Узбекистана внесли крупный вклад в развитие исследований в области физической акустики, акустоэлектроники и акустооптики. Ими исследованы акустические свойства ряда диэлектрических и жидких кристаллов и наножидкостей методами Брэгговской дифракции света и рассеяния Мандельштама – Бриллюэна.

Несмотря на то, что многие упругие свойства этих кристаллов были исследованы, детальные исследования анизотропии упругих свойств и, особенно, механизмов затухания акустических волн и констант ангармонизма, определяющих величину затухания и их анизотропию в исследованных кристаллах, практически отсутствуют, а имеющиеся данные по этим свойствам являются противоречивыми. Между тем, знание механизмов затухания акустических волн и анизотропии акустических характеристик в

кристаллах необходимо для расширения технологических возможностей их применения в акустоэлектронных и акустооптических устройствах для исследовательских и информационных систем.

Связь темы диссертационного исследования с планами научноисследовательских работ организаций, где выполнялась диссертация. Диссертационное исследование выполнено В рамках научноисследовательских проектов Института ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз по теме ОТ-Ф2-56 «Внутреннее движение и волновая форма теплопереноса в суперионных трифторидах редких земель LnF₃» (2017-2020), а также в рамках утвержденной Указом Президента Республики Узбекистан № УП-6260 от 13 июля 2021 года программы научноисследовательских работ Института ионно-плазменных И лазерных технологий по теме: «Нелинейные явления, фазовые переходы и анизотропия упругих, фотоупругих и суперионных свойств в диэлектрических и сегнетоэлектрических кристаллах» (2021-2024).

Целью исследования является выявление механизмов затухания акустических волн и закономерностей анизотропии акустических характеристик в некоторых кристаллах кубической и тригональной симметрии.

Задачи исследования:

акустическими и акустооптическими методами определить значения скорости и затухания высокочастотных акустических волн вдоль осей симметрии в кристаллах ниобата и танталата лития и фторидов лития и натрия;

установить с помощью компонент тензора Грюнайзена в кубических кристаллах фторида лития и натрия пространственную дисперсию эффективных констант ангармонизма;

определить параметры анизотропии по мнимым упругим постоянным в кубических кристаллах фторидов лития и натрия

определить механизм влияния диэлектрических потерь на величину затухания пьезоактивных акустических волн в тригональных кристаллах ниобата и танталата лития;

выявить закономерности изменения скорости и затухания акустических волн в кристаллах ниобата и танталата лития в области сегнетоэлектрического фазового перехода;

Объектом исследования являются механизмы затухания акустических волн, эффективные константы ангармонизма и закономерности анизотропии акустических характеристик в кристаллах ниобата и танталата лития и фторидов лития и натрия

Предметом исследования являются скорость распространения и коэффициент затухания высокочастотных акустических волн в кристаллах ниобата и танталата лития, фторидов лития и натрия.

Методы исследования: акустооптический и импульсноинтерференционный методы измерения скорости и коэффициента затухания акустических волн в материалах

Научная новизна исследования заключается в следующем:

впервые введен фактор анизотропии мнимых упругих модулей для кубических кристаллов всех точечных групп симметрии и установлено, что он хорошо описывает анизотропию коэффициента затухания акустических волн в кристаллах фторидов лития и натрия;

предложен новый подход к определению тензора Грюнайзена и его компонент в кубических кристаллах, с помощью которых выявлена пространственная дисперсия эффективных констант ангармонизма, объясняющая сильную анизотропию затухания акустических волн в этих кристаллах;

показано, что в нецентросимметричных кристаллах ниобата и танталата лития для пьезоактивных акустических волн необходимо учитывать вклад диэлектрических потерь в затухание, величина которого может достигать 30%;

определены механизмы затухания продольных акустических волн в кристаллах танталата лития в области сегнетоэлектрического фазового перехода, обусловленные флуктуациями параметра порядка в области фазового перехода.

Практические результаты исследования заключаются в следующем:

определены направления с минимальным затуханием акустических волн в кристаллах ниобата и танталата лития и фторидов лития и натрия, при которых достигаются наименьшие акустические потери.

Достоверность результатов исследования обусловлена физической обоснованностью поставленных задач, использованием хорошо апробированных акустических и акустооптических методов измерения скорости и затухания акустических волн в кристаллах, большим объемом экспериментальных результатов и их согласованностью с фундаментальными законами и основными положениями физики конденсированного состояния, а также согласованностью полученных результатов с некоторыми результатами других авторов.

Научная и практическая значимость результатов исследования. Научная значимость результатов заключается в том, что введение параметров анизотропии по действительным и мнимым упругим постоянным позволяет одновременно описывать анизотропию скорости и коэффициента затухания акустических волн в кубических кристаллах любой симметрии. Кроме того, коэффициента затухания акустических знание волн ВДОЛЬ одного направления, позволяет определить величину ЭТУ ВДОЛЬ других кристаллографических направлений. Впервые изученные механизмы затухания акустических волн в кристаллах танталата лития в области фазового перехода объясняют природу аномальной температурной зависимости затухания акустических волн при фазовом переходе в этих кристаллах.

С практической точки зрения полученные результаты могут быть полезны для предсказания общего характера анизотропии затухания акустических волн как в центросимметричных, так и в нецентросимметричных 10 кубических кристаллах и определения в них наиболее выгодных срезов для применения в реальных устройствах.

Внедрение результатов исследования. На основе полученных результатов по определению механизмов затухания акустических волн и закономерностей анизотропии акустических характеристик в кристаллах:

введенный коэффициент анизотропии мнимых упругих модулей для кубических кристаллов всех точечных групп симметрии использован в Институте материаловедения АН РУз в рамках узбекско-белорусского проекта №МРБ-АН-2019-17 «Исследование широкополосных композиционных просветляющих покрытий для солнечных элементов» (2019-2021) (Письмо АН РУз № 2/1255-1863 от 08.08.2022 г.). Использование научных результатов позволило подобрать просветляющие покрытия для повышения эффективности солнечных элементов

новый подход к определению тензора Грюнайзена и его компонент в кубических кристаллах был использован в Институте ядерной физики АН РУз в рамках фундаментального проекта ОТ-Ф2-26 «Механизмы формирования функциональных наноструктур в пучке электронов» (2017–2019) при изучении среднеквадратичного смещения атомов, теплоемкости, эффективных упругих постоянных и коэффициента термического расширения в кристаллах фторида лития (Письмо Академии наук РУз № 2/1255-1862 от 08.08.2022 г.). Использование научных результатов позволило объяснить механизм сильной анизотропии механических свойств кристаллов фторида лития;

определенные механизмы затухания продольных акустических волн в кристаллах танталата лития в области сегнетоэлектрического фазового перехода, выявленные закономерности в ориентациях кристаллических звукопроводов, при которых достигаются наименьшие акустические потери, были использованы в Институте материаловедения АН РУз в рамках узбекскобелорусского проекта № МРБ-АН-2019-17 «Исследование широкополосных композиционных антиотражающих покрытий для солнечных элементов»

(2019-2021) (Письмо Академии наук РУз № 2/1255-1863 от 08.08.2022 г.). Использование научных результатов позволило определить критерий выбора практических срезов этих кристаллов с целью увеличения коэффициента просветления.

Апробация результатов исследования. Основные результаты исследований по теме диссертации докладывались и обсуждались на 8 международных и республиканских научно-практических конференциях.

Опубликованность результатов исследования. По теме диссертации опубликованы 12 научных работ, из них 3 статьи в научных изданиях, рекомендованных Высшей аттестационной комиссией Республики Узбекистан для публикации основных научных результатов докторских диссертаций, из которых 1 в зарубежном научном журнале.

Структура и объем диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, 4 глав, заключения, списка использованной литературы. Объем диссертации составляет 104 страницы.

Список опубликованных работ:

- Ахмеджанов Ф.Р., Курбанов Ж.О., Махаров Н.М. Затухание акустических волн в кубических кристаллах фторида лития // Доклады Академии наук Республики Узбекистан. – Ташкент: АН РУз, 2021. - № 5. - С. 11-15. (01.00.00. № 7)
- Akhmedzhanov F.R., Kurbanov J.O. Attenuation of acoustic waves and Grüneisen tensor in lithium fluoride crystals // The Journal of the Acoustical Society of America. - Acoustical Society of America (USA), 2022. – Vol.151. -pp. A273-A273. (№3. Scopus; IF=2,365)
- Ахмеджанов Ф.Р., Курбанов Ж.О. Затухание акустических волн и тензор Грюнайзена в кубических кристаллах фторида натрия // Доклады Академии наук Республики Узбекистан. - Ташкент: АН РУз, 2022. - № 2. - С. 12- 16 (01.00.00. № 7)
- 4. Akhmedzhanov F.R., Kurbanov J.O., Boltabaev A.F. Attenuation of Acoustic Waves in Single-domain and Polydomain LiTaO₃ Crystals //

Sensors & Transducers. – Barcelona (Spain), November 2020. - Vol. 246, Issue 7. - pp. 42-47.

- Akhmedzhanov F.R., Kurbanov J.O., Abdirakhmonov U.Sh. Extinction and velocity anisotropy in cubic crystals // International Journal of Engineering and Information Systems (IJEAIS). - September 2020. - Vol. 4 Issue 9. - pp. 146-149
- 6. Курбанов Ж.О., Ахмеджанов Ф.Р., Мустафаев Т.Ш. Затухание акустических волн в кристаллах иттрий–алюминиевого граната // «Наука и инновации»: Сборник статей Международной научной конференции 27 ноября 2020. - Ташкент: Центр передовых технологий при Министерстве инновационного развития Республики Узбекистан, 2020. - С. 220-222
- Akhmedzhanov F.R, Kurbanov J.O, Nazarov J.T Acoustic Studies of Phase Transition in Lithium Tantalate Crystals // Proceedings of the IEEE International Frequency Control Symposium and International Symposium on Applications of Ferroelectrics, 19-23 July 2020. - Keystone CO (USA), 2020.
 - pp. 1-4. <u>https://doi.org/10.1109/IFCS-ISAF41089.2020.9234919</u>
- Akhmedzhanov F.R., Mirzaev S.Z., Nazarov J.T., Kurbanov, J.O. Attenuation of acoustic waves in LiTaO₃ Crystals // 6th International Conference on Sensors and Electronic Instrumentation Advances, 23-25 September 2020. – Porto (Portugal), 2020. -pp. 211-212.
- Курбанов Ж.О., Ахмеджанов Ф.Р., Гафурова М.В. Вклад диэлектрических потерь в затухание акустических волн в кристаллах силиката висмута // Труды республиканской научно-теоретической конференции «XXI век – век интеллектуальной молодёжи». - Ташкент: УзР ФА, 2020. - С. 158-159
- Курбонов Ж.О, Мустафаев Т.Ш, Абдирахмонов У.Ш. Кубик кристалларда акустик тўлқинларнинг тезлиги анизотропияси // І Республика илмий конференция 14–15 апреля 2021. – Ташкент, 2021. -С. 261-263

- 11. Ахмеджанов Ф.Р., Курбанов Ж.О. Анизотропия акустического затухания в кубических кристаллах фторида лития // Восьмая Международная конференция по физической электронике IPEC-8: Сборник тезисов докладов, 23-24 сентября 2021. – Ташкент: Институт ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз, 2021. - С.153-154
- 12. Akhmedzhanov F.R., Kurbanov J.O., Nazarov J.T. Anisotropy of Attenuation of Acoustic Waves in Pure and Doped LiNbO₃ Crystals // Proceedings ISAF-PFM-ECAPD Joint Conference, June 27-July 1, 2022. – Tours (France), 2022. - pp.63(1-3)

ГЛАВА 1. ТЕОРИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В КРИСТАЛЛАХ И ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ ПО АКУСТИЧЕСКИМ СВОЙСТВАМ КРИСТАЛЛОВ LiF, NaF, LiNbO3 и LiTaO3

Теория распространения акустических волн в кристаллах хорошо разработана, и изложена в ряде работ [1-11]. Поскольку некоторые из исследованных кристаллов, обладают пьезоэффектом, то ниже рассмотрены основные закономерности распространения акустических волн в пьезоэлектрических кристаллах. Степень влияния пьезоэффекта на скорость распространения определяется квадратом константы электромеханической связи *K*. За счёт пьезоэффекта фазовая скорость пьезоактивных волн всегда больше величины скорости непьезоактивных волн. В кристаллах, не обладающих пьезоэффектом, все выражения для характеристик акустических волн упрощаются и их можно найти в общирной литературе [1-6].

§1.1. Теория акустических волн в кристаллах

Рассмотрим основные закономерности распространения акустических волн в кристаллах, обладающих пьезоэффектом [4, 7-11], так как они являются наиболее общими и их легко упростить для кристаллов, не обладающих пьезоэффектом. В квазистатическом приближении для исследования распространения акустических волн в пьезоэлектрическом кристалле, необходимо рассмотреть решение системы уравнений эластодинамики и электростатики [4, 5, 7]:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} \tag{1.1}$$

$$\sigma_{ik} = C_{iklm} \frac{\partial u_l}{\partial x_m} \tag{1.2}$$

$$\frac{\partial D_m}{\partial x_m} = 0 \tag{1.3}$$

$$D_m = \mathcal{E}_{mn} E_n \tag{1.4}$$

$$rot \cdot E = 0 \tag{1.5}$$

Где E_n – компоненты вектора напряженности электрического поля, D_m - компоненты вектора электрической индукции, ε_{mn} – компоненты тензора диэлектрической проницаемости, C_{iklm} – компоненты тензора упругости, σ_{ik} – компоненты тензора механических напряжений, u_i – компоненты вектора смещений

Уравнения (1.1 - 1.5) тождественно удовлетворяются, если принять [5]:

$$U_{lm} = \frac{\partial u_l}{\partial x_m} \, \mathbf{H} \, E = -\operatorname{grad} \varphi \, .$$

В пьезоэлектрических кристаллах любое изменение электрического состояния изменяет его механическое состояние, и наоборот, и эти изменения должны подчиняться соответственно уравнениям электростатики и теории упругости. В результате, если в качестве термодинамического потенциала рассматривать электрическую энтальпию, приходим к системе уравнений, которая имеет вид [4, 5]:

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl}^{E,S} \cdot U_{ke} - e_{nij}^S \cdot E_n \tag{1.6}$$

$$D_m = e_{mkl}^S \cdot U_{kl} + \varepsilon_{mn}^{S,U} \cdot E_n, \qquad (1.7)$$

где e_{mkl} – компоненты тензора пьезоэлектрических коэффициентов, U_{kl} – компоненты тензора деформаций

Подставляя (1.6) в (1.1) и (1.7) в (1.3), получаем систему уравнений, которая для плоских однородных волн смещений и потенциала, записываемых в виде [4, 5]:

$$u_{j} = A\gamma_{j} \exp\left[i(\omega t - \vec{qr})\right]$$
$$\varphi = A\varphi_{0} \exp\left[i(\omega t - \vec{qr})\right]$$

дает систему алгебраических уравнений [5, 6]:

$$\rho V^2 u_i = C_{ijkl}{}^E \kappa_j \kappa_e u_k + e_{kij} \kappa_j \kappa_k \varphi$$
(1.8)

$$E_{mn}\kappa_m\kappa_n\varphi = e_{mkl}\kappa_m\kappa_e U_k$$

Исключив из системы (1.8) потенциал [5, 7]: 16

$$\varphi = \frac{e_{mkl}\kappa_m\kappa_e}{E_{mn}\kappa_m\kappa_n}U_k \tag{1.9}$$

получаем перенормированные уравнения Грина-Кристоффеля [4, 6]:

$$\Pi_{ik}^E = \Gamma_{ik}^E + K_{ik}^E \tag{1.10}$$

где вместо тензора Кристоффеля Γ_{ik} стоит симметричный тензор Π_{ik} [6]

$$\Pi_{ik}^{E} = \Gamma_{ik}^{E} + K_{ik}^{E} = \Gamma_{ik}^{E} + \frac{e_{kij}\kappa_{j}\kappa_{k}e_{mkl}\kappa_{m}\kappa_{e}}{\varepsilon_{mn}\kappa_{m}\kappa_{n}}, \qquad (1.11)$$

Этот тензор определяет скорость и поляризацию упругих волн в пьезоэлектрическом кристалле, также, как тензор Γ_{ik} в случае отсутствия пьезоэффекта. Очевидно, что свойства упругих волн не зависят от выбора координат и, следовательно, можно записать [5]:

$$\Pi_{ik} = \Pi_{ik}^{E} = \Pi_{ik}^{D}$$
(1.12)

Из условия $E = -grad \varphi$ для однородных плоских волн получим, что, независимо от поляризации упругой волны, она может сопровождаться (при $e_{mkl} \neq 0$) волной продольного электрического поля [4, 8]:

$$E_n = -\frac{e_{mkl}\kappa_m\kappa_e}{E_{mn}\kappa_m\kappa_n} \cdot \frac{\partial U_k}{\partial x_n}$$
(1.13)

При этом легко показать, что вектор \vec{D} будет всегда перпендикулярен волновой нормали упругой волны [5, 8]. Действительно, подставляя (1.13) в (1.11), находим, что скалярное произведение

$$D_m \kappa_m = q e_{mkl} \kappa_m \kappa_e U_k - q e_{mkl} \kappa_m \kappa_e U_k = 0$$
(1.14)

где q - модуль волнового вектора. Учитывая, что [5]

$$\overline{D} = \overline{E} + \overline{P},$$

где \overline{P} – вектор поляризации, получаем, что эти векторы располагаются относительно волнового вектора q определенным образом. Волны, для которых выполняется условие D = 0, называются продольнопьезоактивными. В случае $\overline{E} = 0$ упругая волна сопровождается волной индукции и такие волны называются поперечно-пьезоактивными [4].

§1.2. Основные механизмы затухания акустических волн в кристаллах

В этом разделе рассмотрены наиболее типичные механизмы затухания возможные в кристаллах, представляющие интерес для проведенных исследований. Анализ этих механизмов затухания показывает, что для них характерным является квадратичная зависимость затухания акустических волн от частоты в широком интервале температур, при соблюдении условия $\Omega \tau << 1$, где Ω - частота акустической волны и τ - время релаксации тепловых фононов.

§1.2.1. Фонон-фононные процессы взаимодействия

Задача о взаимодействии акустических волн с тепловыми фононами при условии Ω·τ<<1 впервые была решена Ахиезером [12] с помощью кинетического уравнения Больцмана. В дальнейшем теория затухания по механизму Ахиезера развивалась в работах [13-22].

Согласно [12 - 15] акустическую волну, распространяющуюся в кристалле, можно рассматривать как внешнее возмущающее поле, которое приводит к изменению частот тепловых фононов:

$$\omega(\vec{k},j) = \omega_0(\vec{k},j) \cdot \left[1 - \gamma_{ik}(\vec{k},j) \cdot U_{ik}\right]$$
(1.15)

где

$$\gamma_{ik}(\vec{k},j) = -(1/\omega_0(\vec{k},j)) \cdot \left[\partial \omega(\vec{k},j)/\partial U_{ik}\right] \cdot U_{ik} = 0$$

Здесь $\gamma(k, j)$ - коэффициенты Грюнайзена (константы ангармонизма) для моды (k, j), k, j -волновой вектор и поляризация тепловых фононов, $\omega_0(k, j)$ - частота фононной моды в отсутствие акустической волны, U_{ik} -компонента тензора деформации, соответствующая рассматриваемой акустической волне.

Изменение частоты вызывает отклонение функций распределения тепловых фононов (k, j) (различное для разных фононных ветвей) от их равновесной величины $n_0[\omega_0(k, j)]$, которая существует в отсутствие волны Это

отклонение описывается обычной функцией распределения Бозе – Эйнштейна для фононов при определенной температуре [13, 16]:

$$n(\vec{\mathbf{k}}, \mathbf{j}) = \mathbf{n}_0 \cdot \left[\omega_0(\vec{k}, \mathbf{j}) \right] + \Delta n(\vec{k}, \mathbf{j}).$$

Фонон-фононные столкновения приводят к релаксации этих отклонений. В результате возрастает энтропия кристалла, и происходят необратимые потери энергии упругой волны, что и является причиной затухания упругих волн. Вудруф и Эренрейх получили выражение для затухания волн, которое может быть записано в виде [13]:

$$\alpha = \beta \cdot (\Omega^2 \cdot T / \rho \cdot V^2) \sum_{\vec{k}, j} c(\vec{k}, j) \cdot \tau(\vec{k}, j) \cdot \gamma^2(\vec{k}, j)$$
(1.16)

где β - численный множитель порядка единицы, величина которого зависит от вида локального равновесного распределения тепловых фононов, Ω и V - частота и скорость акустических волн, C(k, j) -теплоемкость фононной ветви.

Выражение (1.16) не позволяет рассчитывать затухание акустических волн, так как характеристики фононного спектра τ , γ , C(k, j), как правило, неизвестны. Поэтому приходится применять ряд приближений [14], в том числе предполагается, что затухание акустических волн зависит от эффективного времени релаксации.

Это время принимается равным или близким по величине среднему времени релаксации тепловых фононов τ_{Φ} , которое определяется из выражения для теплопроводности к [2, 14, 16]:

$$\kappa = \frac{1}{3} (c_V \cdot V_D^2 \cdot \tau_{\phi}) \tag{1.17}$$

где *C_V*- теплоемкость единицы объема кристалла, *V_D*- средняя скорость тепловых фононов в Дебаевском приближении.

Учитывая (1.17) и пренебрегая численным множителем порядка единицы β , выражение (1.16) можно записать в виде [2, 16]:

$$\alpha = \left\langle \gamma^2 \right\rangle \cdot \frac{\chi \cdot T \cdot \Omega^2}{\rho \cdot V^2 \overline{V^2}} \tag{1.18}$$

где эффективная константа ангармонизма <ү²> равна [16]:

$$\langle \gamma^2 \rangle = \sum_{\vec{k},j} \gamma^2(\vec{k},j) \cdot C(\vec{k},j) / C_{j}$$

и рассматривается в качестве такого параметра, который определяется приравниванием экспериментального и расчетного значений затухания. Рассмотренное допущение о времени релаксации часто используется в приближенных расчетах коэффициента затухания при сравнении теории с экспериментом [2, 14].

В приближенном методе расчета затухания, предложенном Мэзоном, константы Грюнайзена определяются из упругих постоянных кристалла и рассматриваются как не зависящие от температуры [14]. То есть этот метод не позволяет использовать формулу (1.18) для расчета температурной зависимости затухания упругих волн. В работе [15] приводится расчет затухания без учета дисперсии γ_{ik} и показано, что пренебрежение дисперсией приводит к завышению всех коэффициентов затухания в кристаллах.

[16], Следует отметить работу которой В показана неудовлетворительность вычисления констант Грюнайзена уік через упругие константы без учета дисперсии у_{ik}. Показано, что это приводит к неверным результатам при расчетах затухания звука в кристаллах. Из рассмотрения скорости генерации энтропии получено выражение для затухания акустических волн в области частот, удовлетворяющих условию Ω·τ<<1 через мнимые части упругих постоянных:

$$\alpha = \frac{\Omega}{2} \cdot \frac{C_{_{3\phi\phi}}}{C_{_{3\phi\phi}}} \tag{1.19}$$

Наши эксперименты проводились в такой области частот и температур, что условие Ландау-Румера (условие Ωτ>>1) не выполняется и основным фонон-фононным механизмом затухания акустических волн является механизм Ахиезера.

§ 1.2.2. Фонон-дипольное взаимодействие в кристаллах

Как известно, некоторые акустические волны в пьезоэлектрических кристаллах сопровождаются пьезоэлектрической поляризацией и называются пьезоактивными [4, 8]. Для таких волн наблюдается дополнительное затухание, обусловленное диэлектрическими потерями и электропроводностью кристалла. Этот механизм затухания акустических волн впервые был рассмотрен в [23]. Было показано, что диэлектрические потери влияют на затухание пьезоактивных акустических волн при условии больших коэффициентов электромеханической связи. Такой механизм представляет собой воздействие на упругие диполи поляризационной волны, которая сопровождает пьезоактивную акустическую волну.

Используя систему уравнений эластодинамики и электростатики для пьезоэлектрического кристалла, можно получить систему уравнений, описывающую распространение акустических волн в таком кристалле [4, 5]:

$$C_{ijkl} \frac{\partial^2 U_k}{\partial x_j \partial x_e} + e_{nij} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_n \partial x_j} = \rho \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2}$$
(1.20)

$$e_{mkl} \cdot \frac{\partial^2 U_k}{\partial x_m \partial xl} - \varepsilon_{mn} \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_m \partial x_n} = 0$$
(1.21)

где e_{mkl} - компоненты тензора пьезоэлектрических коэффициентов, φ - потенциал переменного электрического поля, возникающего при распространении пьезоактивной волны, u_i - компоненты вектора смещений, C_{ijkl} - компоненты комплексного тензора упругих постоянных, $\varepsilon_{mn} = \varepsilon_{mn} - i\varepsilon_{mn} -$ компоненты комплексного тензора диэлектрических постоянных.

Приняв в качестве решения этой системы уравнений плоскую затухающую волну:

$$\vec{U}(\vec{r},t) = \vec{U}_0 \cdot e^{-\alpha \cdot t} \cdot e^{i(\omega \cdot t - \vec{q} \cdot \vec{r})}, \qquad (1.22)$$

получим уравнение Кристоффеля, в котором учитывается влияние пьезоэффекта. В результате, выражения, определяющие затухание акустических волн в пьезоэлектрических кристаллах, будут иметь вид [23]:

$$\alpha = \frac{1}{2} \cdot \Omega \cdot \frac{C_{_{\phi\phi\phi}}}{C_{_{\phi\phi\phi}}}$$
(1.23)

$$C_{j\phi\phi} = C_{ijkl} \cdot \kappa_j \kappa_l \gamma_i \gamma_k + \frac{(e_{nij} \cdot \kappa_n \kappa_j \gamma_i)^2}{\varepsilon_0 \varepsilon_{rs} \kappa_r \kappa_s}$$
(1.24)

$$C_{j\phi\phi}^{"} = C_{ijkl}^{"} \cdot \kappa_{j}\kappa_{l}\gamma_{i}\gamma_{k} + \frac{(e_{nij} \cdot \kappa_{n}\kappa_{j}\gamma_{i}) \cdot (e_{mkl}\kappa_{m}\kappa_{l}\gamma_{k})}{\varepsilon_{0}\varepsilon_{rs}\kappa_{r}\kappa_{s}} \cdot tg\delta_{mn} \cdot \kappa_{m}\kappa_{n}$$
(1.25)

В выражениях (1.24) и (1.25) ω , V u q — круговая частота, фазовая скорость и волновой вектор акустической волны; κ_j , γ_i , — направляющие косинусы волнового вектора и вектора смещений; ε_o — электрическая постоянная; $tg \delta_{mn}$ - компоненты тангенса диэлектрических потерь.

Таким образом уравнение (1.24) учитывает изменение действительных компонент упругих постоянных за счет пьезоэлектрического эффекта. В уравнении же (1.25) учитывается вклад диэлектрических потерь в мнимые компоненты тензора упругости и, соответственно, будет увеличиваться затухание пьезоактивных акустических волн в пьезокристаллах [23].

В случае рассмотрения распространения акустических волн в непьезоэлектрических кристаллах (в частности, в центросимметричных кристаллах кубической симметрии) уравнения (1.24) и (1.25) легко трансформируются в известные соотношения для действительной и мнимой частей комплексного модуля упругости в таких кристаллах [24]:

$$c'_{eff} = c'_{ijkl} \kappa_j \kappa_l \eta_i \eta_k, \qquad (1.26)$$

$$c_{eff}'' = c_{ijkl}'' \kappa_j \kappa_l \eta_i \eta_k, \qquad (1.27)$$

§ 1.3. Обзор экспериментальных работ по акустическим свойствам кристаллов кубической и тригональной симметрии

Основные теоретические и экспериментальные работы, посвященные теории акустических волн в кристаллах и механизмам их затухания с приведением уравнений, описывающих основные закономерности распространения волн, были рассмотрены в первых разделах данной главы. Поэтому, в данном разделе будет представлен краткий обзор литературных работ, в которых эисследовались акустические свойства кристаллов, выбранных в качестве объектов исследования в настоящей работе. В первом подразделе приводятся основные физические свойства исследованных кристаллов, известные из литературы.

§ 1.3.2 Упругие свойства исследованных кристаллов

На рисунке 1.1 приведена зависимость упругих констант кристаллов NaF от температуры [25]



Рис. 1.1. Зависимость упругих констант кристаллов NaF от температуры [25]

Из рисунка 1.1 видно, что упругие постоянные в кристаллах фторида натрия сильно уменьшаются с увеличением температуры.

Анизотропию упругих свойств кубических кристаллов принято оценивать коэффициентом анизотропии А, определяемого через действительные упругие константы. Этот коэффициент является функцией констант c₁₁, c₁₂ и c₄₄ [4, 6]:

$$A = \frac{2c_{44}}{c_{11} - c_{12}} \tag{1.28}$$

В работе [25] приведена температурная зависимость фактора анизотропии для кристаллов фторида лития (LiF), которая показана на рисунке 1.2. Как видно из рисунка, фактор анизотропии по упругим постоянным в кристаллах LiF увеличивается примерно на 15% при изменении температуры от криогенных температур до комнатной температуры.



Рис. 1.2. Зависимость от температуры фактора анизотропии в кристаллах фторида лития [25]

В литературе имеются данные по скорости и затуханию акустических волн и упругим константам в исследованных нами кристаллах и по их упругим константам. В таблицах 1.1, 1.2, и 1.3 приведены эти данные для исследованных в диссертации кристаллов из работ [25 - 32]. Однако эти данные неполные и анизотропия упругих постоянных и коэффициента затухания в этих работах не изучалась.

Таблица 1.1

q	η	Тип	<i>V</i> , 10 ³ м/с				
		волны	LiF	NaF	$Y_3Al_5O_{12}$	LiNbO ₃	LiTaO ₃
[100]	[100]	L	6.50	5.90	8.52	6,560	5,580
[100]	[010]	S	4.9	3.13	4.97	4,040	3351
[100]	[001]	S	3.51	3.13	4.94	4,758	4,252
[001]	[001]	L			8.52	7,351	6,145
[001]	[010]	S			4.94	3,598	3,602
[010]	[010]	QL			8.52	6,832	5,802
[010]	[001]	QS			4.97	4,463	3,545
[010]	[100]	S			4.94	3,951	
[011]	[100]	S		3.4	4.94	3,998	
[011]	[011]	QS		4.00	4.97	4,003	
[011]	[011]	QL	7,32	5.5	8.56	7,366	6,210
[011]	[100]	S	3,55	3.60	4.94	3,544	3,400
[011]	[011]	QS	4,9	3.13	4.97	4,126	
[011]	[011]	QL	7.60	5.59	8.52	7,086	

Скорость распространения акустических волн в исследованных

кристаллах

Таблица 1.2

Затухание некоторых типов акустических волн в исследованных

кристаллах

a	η	Тип	α, дБ/мкс				
1		волны	LiF	NaF	Y ₃ Al ₅ O ₁₂	LiNbO ₃	LiTaO ₃
[100]	[100]	L	6,2	14	0,30	0,57	0.78
	[001]	S	1,2	1.79	0,16	0,45	0.54
[110]	[110]	L	2,6	7.69	0,3	0,55	0.63
	[110]	S	1,2	1.79	0,16	0,23	0.43
	[001]	S	12,0	20	0,16	0,29	
[111]	[100]	L	1.7	5.3	0,30	0.60	0.84
	[011]	S	4.3	10.9	0,16	0,23	0.43

Таблица 1.3

Кристалл	c ₁₁	C ₁₂	C 44	C ₁₃	C ₁₄	c ₃₃	C ₆₆
LiF	11.2	4.56	6.32				
	11.42	4.79	6.36				
	11.2	4.2	6.28				
NaF	9.71	2.43	2.8				
	9.7	2.4	2.82				
	9.63	2.42	2.76				
LiNbO ₃	19.92	5.47	5.99	7	0.79	24	7.22
	19.95	5.527	5.948	6.767	0.87	23.52	7.21
LiTaO ₃	22.98	4.42	8.85	5.36	0.45	26.48	9.28
	22.8	3.1	9.6	7.4	-1.2	27.1	9.8
	22.98	4.40	9.68	8.123	-1.04	27.98	9.23

Упругие постоянные исследованных кристаллов 10¹⁰ Н/м²

Влияние пьезоэффекта на распространение волн в пьезоэлектрических кристаллах кубической симметрии было исследовано в работе Босякова и Скляра [10]. Ими было показано, что учет пьезоэффекта необходим для акустических волн в плоскостях симметрии кристаллов.

В работе [29] рассмотрен важный вопрос о степени однородности образцов кристаллов LiNbO₃ and LiTaO, которые используются для определения характеристик акустических волн. Приведены критерии однородности и ее влияние на акустические параметры. В [30] изучено формирование самообразующихся нанодоменных структур в кристаллах танталата и ниобата лития. В работе [31] были определены действительные компоненты тензора упругих постоянных кристаллов танталата лития в высокочастотном диапазоне акустических волн, однако в [29-31] затухание акустических волн и мнимые компоненты тензора упругих постоянных для этих кристаллов не определялись.

В работе Кузнецовой И.Е., Зайцева Б.Д. с соавторами исследованы акустические и пьезоэлектрические свойства кристаллов, образцы которых представляли тонкие пластины [32]. В частности, исследовано распространение акустических волн в пластинах ниобата лития и влияние

электрических граничных условий на их свойства. В этой работе анизотропия затухания акустических волн и влияние пространственной дисперсии на изучаемые свойства также не исследовалось.

В работах [33 - 35], рассматривалось преобразование коэффициентов уравнения Кристоффеля при поворотах вокруг акустической оси и показано, что пьезоэлектрический эффект оказывает влияние на скорость распространения продольной волны, но не сказывается на поперечных волнах. Однако, при распространении звука вблизи так называемой случайной акустической оси (направление которой связано с конкретными величинами упругих модулей кристалла и не совпадает с осями симметрии) влияние пьезоэлектрического эффекта и его пространственной дисперсии может оказаться существенным и его тоже надо учитывать.

В работе [36] было показано, что для кубических кристаллов действительные константы c₁₁, c₁₂ и c₄₄ положительны и выполняются условия механической устойчивости кубических кристаллов, известные как критерии устойчивости Борна:

 $c_{11} > c_{12}, c_{44} > 0, c_{11} + 2c_{12} > 0.$

Показано, что кубическая система кристаллов является единственной, для которой условия механической устойчивости линейны. Однако в этой работе

компоненты тензора упругости константы вообще не мнимые рассматривались. В работе [37] исследовано отношение квадратов скоростей продольной и поперечной акустических волн, которая оказывается линейной функцией параметра Грюнайзена у и характеризует ангармонизм материала. Показано, что полученная в данной работе зависимость отношения квадратов скоростей от находится удовлетворительном γ В согласии с экспериментальными данными.

Такая связь с ангармонизмом объясняется через ее зависимость от отношения тангенциальной и нормальной жесткостей межатомной связи **r**, которая является однозначной функцией параметра Грюнайзена **r**(**γ**). Для

кристаллов фторида лития получено значение параметра Грюнайзена, равное 1.34, которое является частным значением в приближении, что кристалл является изотропным, то есть не учитывает достаточно сильную анизотропию этих кристаллов.

В работе [38] в отличие от известного соотношения Грюнайзена, полученного из уравнения состояния, формула Леонтьева для определения параметра Грюнайзена выведена непосредственно путем усреднения частоты нормальных мод колебаний решетки. Такой поход позволяет рассчитывать ү по более доступным экспериментальным данным. Установлено, что для металлов, ионных и молекулярных кристаллов полученная формула Леонтьева находится в удовлетворительном согласии с уравнением Грюнайзена. С помощью этой формулы Леонтьева проведен расчет параметра Грюнайзена для различных стеклообразных твердых. В то же время для кристаллов такие расчеты не проведены.

В работе [39] исследованы условия использования пьезоэлектрических резонаторов на основе кристаллов LiNbO₃ в области высоких температур и, соответственно, высокой проводимости. Для этого в близких по составу к LiNbO₃ стехиометрическим кристаллах выращенных ИЗ расплава конгруэнтного состава (R \approx 0.946), содержащего ~ 5.5 вес% K₂O, в широком (~300-850 интервале температур K) изучены пьезоэлектрические, диэлектрические (действительная и мнимая части: є' и є'') свойства и ионная проводимость на фиксированных частотах 102, 103, 104, 105 Hz и методом спектроскопии комплексного импеданса в диапазоне частот от 20 Гц до 1 МГц. Показано, что явление пьезорезонанса в этих кристаллах наблюдается в определенном диапазоне температур и частот. Однако на высоких частотах диэлектрические акустические свойства кристаллов LiNbO₃ И не исследовались.

В работе [40] в результате проведенных экспериментов было установлено, что примесные ЯТ-ионы Fe₂+ влияют на упругие характеристики монокристаллов ниобата лития, создавая уменьшение в значениях упругих 28 модулей и увеличение затухания акустических волн даже в отсутствие какихлибо внешних воздействий, включая лазерное облучение. Лазерное облучение примесных кристаллов ниобата лития с железом создает фотоиндуцированное пространственное перераспределение концентраций ионов Fe_2 + и Fe_3 +. Вследствие этого процесса в возникающих локальных областях с повышенной концентрацией ионов Fe_2 + возникает дополнительное уменьшение значений упругих модулей, увеличение затухания акустических волн и на границах облучаемых областей возникают упругие деформации. Следует отметить, что полученные в данной работе изменения малы и анизотропия затухания вообще не рассматривается.

В работе [41] исследована температурная зависимость упругих констант в кристаллах δ-плутония с кубической гранецентрированной решеткой. Были рассмотрены трехфононные взаимодействия, когда олин ИЗ взаимодействующих фононов - длинноволновый акустический, и найдено выражение для адиабатических упругих постоянных второго порядка, то есть таких, которые измеряются в ультразвуковых экспериментах. Адиабатические упругие постоянные определяются второй производной внутренней энергии по деформации постоянной энтропии. Показано, что при В квазигармоническом приближении выражения для термодинамических функций формально остаются такими же, как и в гармоническом случае, с той лишь разницей, что частоты фононов зависят от деформации решетки.

Согласно [41] зависимость компонент тензора Грюнайзена от волнового вектора и длины волны звука становится важным. Такая дисперсия приводит к тому, что равновесная заселенность фононов может быть достигнута лишь при условии, что числа заполнения фононов изменяются при деформации, то есть фононы перераспределяются между различными ветвями колебательного спектра, что равносильно механизму фононной вязкости.

Таким образом, показано, что параметр Грюнайзена, определяющий коэффициент теплового расширения, и коэффициенты Грюнайзена, характеризующие изменение упругих постоянных с температурой, являются

разными величинами, поэтому малая (и даже отрицательная) величина коэффициента теплового расширения не исключает сильного уменьшения упругих постоянных при увеличении температуры. В то же время затухание акустических волн в данной работе вообще рассматривается.

В работе [42] проведены измерения внутренней скорости частиц в монокристаллах LiF при давлениях до 2–152 ГПа, с целью исследования уравнения состояния Грюнайзена и ударного плавления. Скорости звука в LiF получены с помощью анализа уравнений Лагранжа. Параметр Грюнайзена определен как функция плотности. С учетом параметров Грюнайзена и высокого давления, определена температура плавления. Расчет показывает, что ударное плавление начинается при 142 ГПа, что согласуется с измеренными значениями скорости звука. В то же время затухание звука и соответствующий параметр Грюнайзена в данной работе не определялся.

В работе [43] исследована причина отрицательного теплового расширения в кристаллах PbTiO₃. Результаты интересны тем, что сделана попытка объяснения аномального расширения взаимодействием между фононами и анизотропией упругости кристалла. Теоретически показано (используя теорию первых принципов), что отрицательное тепловое расширение в кристаллах обусловлено параметрами Грюнайзена, которые в общем случае могут быть положительными, и анизотропией упругих свойств. Этот подход открывают новые пути в фундаментальном понимании термических и упругих свойств материалов и в поиске их новых классов.

Данные по исследованию широко известных кристаллов ниобата и танталата лития в научной литературе настолько обширны, что эти результаты можно найти в том числе в монографиях по их выращиванию, оптическим и нелинейным свойствам [4, 25]. Тем не менее, в большинстве опубликованных работ затухание акустических волн, в частности закономерности анизотропии затухания акустических волн в этих кристаллах, как правило, не исследовалась. Для примера ниже рассмотрен ряд таких работ.

В работе [44] приведены результаты исследования возможности применения кристаллов LiTaO₃ в акустооптике и оптоэлектронике. Показано, что большие значения пьезоэлектрических констант позволяют создавать с помощью этих кристаллов резонаторы на объемных акустических волнах. Также показано, что периодическая доменная структура в кристаллах танталата лития может быть использована в качестве дифракционной решетки и, в то же время для генерации второй гармоники оптического излучения. Упругие свойства кристаллов танталата лития В этой работе не рассматривались.

В работе [45] приведены результаты исследования температурного поведения упругих характеристик кристаллов ниобата и танталата лития путем определения в них скорости и затухания высокочастотных акустических волн на частоте 300 МГц. Показано хорошее соответствие различий в низкотемпературной зависимости модулей упругости, и коэффициента затухания акустических волн вдоль тригональной оси с теоретическими расчетами. Однако анизотропия затухания акустических волн в данной работе не изучалась.

Упругие, сегнетоэлектрические и электрические свойства кристаллов ниобата и танталата лития были исследованы в работе [46] в интервале температур 77–450 К. В результате исследований было показано, что обнаруженные изменения упругих модулей и электропроводности в интервале температур 120 - 300 К, обусловлены смещением нецентральных ионов Nb₅⁺ или Ta₅⁺ вдоль тригональной оси этих кристаллов.

Наблюдаемое уменьшение затухания акустических волн с понижением температуры объясняется возрастанием степени упорядочения кластеров NbO₆ или TaO₆. Однако подробные исследования механизмов затухания акустических волн в данной работе проведены не были.

Таким образом исследования анизотропии как тепловых, так и упругих свойств кристаллов, а также механизмов затухания акустических волн, взаимосвязанных между собою, являются актуальными и востребованными.

Следует отметить, что среди кубических кристаллов особый интерес проявляется к кристаллам со структурой силленита, которые применяются в акустоэлектронных и акустооптических устройствах [47]. В их числе такие кристаллы, как германат висмута и силикат висмута. Эти соединения силленитов, обладая пьезоэлектрическим эффектом, обладают одновременно электрооптическими и магнитооптическими качествами, что в сочетании с фотопроводимостью делает их перспективными материалами для создания электро- магнитооптических модуляторов лазерного света и запоминающих устройств [48, 49].

Заметим, что с силу сложности кристаллической структуры силленитов, теоретический анализ их электронных и решеточных свойств сильно затруднен. Поэтому, несмотря на широкое практическое применение и обширные экспериментальные исследования, природа и закономерности изменения большинства физических свойств силленитов до настоящего времени не выяснены [24].

В работах [26, 27] были определены скорость распространения и затухание акустических волн вдоль некоторых направлений, а также фотоупругие постоянные кристаллов германата висмута. Результаты этих работ по скорости акустических волн и фотоупругим константам этих кристаллов приведены в таблице 1.4. Такие данные понадобятся, в дальнейшем, для сравнения упругих свойств, исследованных нами, непьезоэлектрических кубических кристаллов фторида лития и фторида натрия с упругими свойствами кристаллов германата и силиката висмута, которые обладают пьезоэлектрическим и пьезооптическими эффектами и являются также фоторефрактивными кристаллами.

Таблица 1.4

	Awaruugaya		Оптическая		Фотоупруги		
Акустическая волна			BO.	лна	е константы		
Волновой	Поляриза-	Скорость	Волновой	Волновой Поляриза-		Значен	
вектор	ция, η	<i>V</i> , 10 ³ м/с	вектор ция, E_0			ие	
q			k				
[010]	[010]	3.65	[100]	[010]	P ₁₁	0.12	
[010]	[010]	3.65	[100]	[001]	P ₁₃	0.09	
[001]	[001]	3.65	[100]	[010]	P ₁₂	0.10	
[010]	[001]	1.68	[100] произв		P ₄₄	0.01	

Упругие и фотоупругие свойства кристаллов Bi₁₂GeO₂₀

Выводы по первой главе и постановка задачи исследования

Как видно из приведенного обзора, в настоящее время затухание акустических волн и его анизотропия в исследованных нами кристаллах изучены недостаточно полно. Кроме того, экспериментальные результаты имеют разрозненный характер - зачастую в литературе указывается завышенное значение акустического затухания для того или иного кристалла.

В связи с этим, особое значение приобретает изучение и выявление закономерностей распространения высокочастотных акустических волн в кристаллах. В частности, это необходимо для обоснованного выбора кристаллов в качестве рабочих сред и для внедрения новых материалов с улучшенными характеристиками.

Таким образом целью исследования является выявление механизмов затухания акустических волн и закономерностей анизотропии акустических характеристик в некоторых кристаллах кубической и тригональной симметрии.

В связи с этим можно выделить следующие основные задачи исследования:

• Акустическими и акустооптическими методами определить значения скорости и затухания высокочастотных акустических волн вдоль осей симметрии в кристаллах ниобата и танталата лития и фторидов лития и натрия.

• Установить механизмы затухания высокочастотных акустических волн в кристаллах ниобата и танталата лития и фторидах лития и натрия.

• Определить механизм влияния диэлектрических потерь на величину коэффициента затухания пьезоактивных акустических волн в кристаллах ниобата и танталата лития.

• Выявить закономерности изменения скорости и затухания акустических волн при их распространении в плоскостях симметрии в кристаллах ниобата и танталата лития и фторидах лития и натрия.

• По аналогии с параметром анизотропии по действительным упругим постоянным ввести и определить параметры анизотропии по мнимым упругим постоянным в кубических кристаллах фторидов лития и натрия и алюмоиттриевого граната.

ГЛАВА 2. МЕТОДЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ

В данном разделе кратко описаны ультразвуковые и акустооптические методы исследования акустических: волн в анизотропных средах и приводится оценка применимости рассматриваемых методов и их точность. Рассмотрены импульсные ультразвуковые методы, которые использовались для проведения исследований в частотном диапазоне 10 – 400 МГц и в интервале температур 300 – 650 К. Описывается метод, представляющий собой усовершенствование методов Лэмба и Мак-Скимина, который позволяет с высокой точностью определять скорость распространения и коэффициент затухания акустических волн в твердых и жидких средах.

Рассмотрен также акустооптический метод в режиме Брэгговской дифракции света, который использовался для проведения исследований в кристаллах, прозрачных в видимой области спектра, в частотном диапазоне акустических волн 0.4-1.8 ГГц.

§ 2.1. Характеристика исследованных образцов и особенности температурных измерений

В работе исследовались кристаллы кубической и тригональной симметрии, в том числе кристаллы фторида лития и натрия и кристаллы ниобата и танталата лития. Образцы этих кристаллов для акустических экспериментов изготавливались механической обработкой с помощью шлифовки и и полировки. Образцы ниобата и танталата лития имели форму кубических призм с длиной ребра куба примерно 15 мм и с гранями, ориентированными вдоль кристаллофизических осей [100], [010] и [001]. Такая ориентация позволяла проводить измерения для всех типов волн на одних и тех же образцах, что исключало влияние различных факторов, таких как разориентация осей от образца к образцу, различные несовершенства и т.д. на экспериментальные результаты.

Образцы фторида лития и фторида натрия приготавливались в двух видах:

• имели форму куба с гранями, ориентированными с точностью до 1 градуса вдоль осей [100], [010] и [001]

• имели форму параллелепипеда ориентированные длинной стороной (длина образца 12 – 16 мм) с точностью до 1 градуса вдоль кристаллографических направлений [100], [110] или [111].

Непараллельность граней или торцов готовых для исследования образцов была не больше 10 угловых минут. Типичный вид подготовленных образцов приведен на рисунке 2.1.



Рис 2.1. Общий вид исследованных образцов с присоединенным пьезодатчиком

Для возбуждения акустических волн в кристаллах ниобата лития и танталата лития при комнатной температуре использовался собственный пьезоэффект. Необходимое направление и поляризация упругой волны (тип колебаний) задавались ориентацией исследуемого образца, а также соответствующим направлением возбуждающего СВЧ-поля по отношению к кристаллографическим осям кристалла.
В каждом конкретном случае выбор направления поля определяется матрицей пьезомодулей точечной группы 3*m*, к которой принадлежат кристаллы танталата лития. Характеристики исследованных образцов представлены в таблице 2.1. Значения параметров кристаллов взяты из литературы [25]

Таблица 2.1.

Кристал	Формула	ρ, 10 ³ кг/м ³	λ, Вт/К·м	С, Дж/К кг	α, Κ-1
Ниобат лития	LiNbO ₃	4700	5.6	648	16.7·10 ⁻⁶
Танталат лития	LiTaO ₃	7300	4.6	251.4	16.10-6
Фторид лития	LiF	2640	14	1562	37.10-6
Фторид натрия	NaF	2809	9.218	1088	36.10-6
Алюмоиттриевый гранат	Y ₃ Al ₅ O ₁₂	4550	54.47	590	6.9·10 ⁻⁶

Характеристики исследованных образцов

Следует отметить, что при измерении затухания акустооптическим методом, устраняются многие кажущиеся потери энергии, имеющие место при акустических измерениях, связанные с различными геометрическими факторами. Так, при распространении поперечных упругих волн в кристаллах LiNbO₃ и LiTaO₃ вдоль оси 3-го порядка имеет место явление внутренней конической рефракции [2, 4, 6]. При этом направление лучевого вектора отклоняется от волновой нормали и угол отклонения для кристаллов группы 3 m равен α =arctg(c₁₄/c₄₄), что дает для LiTaO₃ величину угла 6°08'.

Такое большое отклонение лучевого вектора от волновой нормали приводит к потере части энергии акустической волны за счет отражения от боковой поверхности образца и, следовательно, к ошибкам при измерении затухания импульсным радиотехническим методом, даже если потери на дифракцию звукового пучка и непараллельность торцов образца сведены к минимуму.

При измерениях затухания акустических волн акустооптическим

методом отклонение звукового луча от волновой нормали легко учитывается поворотом образца на соответствующий угол в плоскости отклонения (т.е. Брэгговский угол между лучевыми векторами света и звука). Подробно методика определения скорости и затухания упругих волн описана в следующих разделах.

Температурные зависимости как затухания, так и скорости продольных и поперечных акустических волн в монодоменных образцах танталата лития определялись в диапазоне температур от 300 до 1000 К. Измерения проводились в трубчатой печи, на воздухе, при равномерном подъеме температуры со скоростью 0,1-0,3 К/мин. Температура измерялась хромельалюмелевой термопарой с относительной точностью 0,05 К.

Для устранения в образцах температурных градиентов они устанавливались в массивные металлические блоки. Как показали измерения наибольший градиент температуры в образце составлял 0,1 К/мм. При этих условиях все температурные зависимости затухания и скорости хорошо воспроизводились при многократном нагреве и охлаждении.

Отметим, что при температурных измерениях для возбуждения продольных акустических волн в монодоменных кристаллах использовались ниобатовые пьезопластины повернутого Y среза, высокая эффективность преобразования которых позволяла проводить измерения затухания при температурах выше температуры фазового перехода в кристаллах танталата лития ($T_{\kappa} = 940$ K). Для возбуждения поперечных акустических волн вдоль оси X использовался собственный пьезоэлектрический эффект. Таким образом, температурные измерения затухания поперечных волн проводились только до температуры Кюри, так как выше этой температуры кристаллы LiTaO₃ переходят в центросимметричную группу симметрии $\overline{3}m$, и пьезоэффектом в парафазе не обладают.

§ 2.2. Импульсные и импульсно-интерференционные методы измерения скорости и затухания акустических волн

В ультразвуковых методах измерения параметров акустических волн используется пьезодатчик, с помощью которого в образце возбуждается импульс акустической волны. В настоящее время разработан ряд методов, повышающих точность измерения, как амплитуды, так и интервалов времени между наблюдаемыми импульсами [50, 51]. Наиболее точными методами измерения скорости являются фазово-импульсные методы Мак-Скимина и Вильямса и Лэмба [51], в которых используется наложение эхоимпульсов, возбужденных двумя зондирующими импульсами. При этом амплитуда суммарного эхоимпульса сильно зависит от разности фаз между заполняющими колебаниями. Изменяя в небольших пределах частоту этих колебаний, можно фиксировать значения частот, при которых амплитуда суммарного импульса проходит через минимум или максимум.

В настоящей работе использовалась акустическая измерительная система, в которой за счет модификации метода Вильямса-Лэмба, получена высокая точность определения характеристик акустических волн [52]. Блок схема системы представлена на рисунке 2.2. В схеме используются высокочастотный генератор электромагнитных колебаний, строб-усилитель, приемник и система дискретной задержки двух серий импульсов друг относительно друга с минимальным шагом 0.01 мкс, обеспечиваемая двумя генераторами импульсных сигналов и генератором задержки.

формирования зондирующего радиоимпульса Для используется резонансный строб-усилитель. Радиоимпульс, сформированный стробирующим усилителем, поступает на соединенный с образцом пьезопреобразователь, который служит для прямого преобразования радиоимпульса в упругий импульс и обратного пропорционального преобразования отраженных от противоположной грани образца упругих эхоимпульсов в радио-эхоимпульсы.



Рис. 2.2. Блок-схема акустической измерительной системы [52]

Полученная затухающая серия радио-эхоимпульсов усиливается по амплитуде в приемнике, в качестве которого применяется промышленный резонансный усилитель с регулируемым коэффициентом усиления до 100 дБ. Амплитудный детектор В составе усилителя преобразует серию радиоимпульсов в соответствующую серию видеоимпульсов, которая показана на рисунке 2.3. Установка линейного режима обеспечивается аттенюатором на входе усилителя и регулировкой усиления. Амплитудный селектор, на который поступают импульсы с приемника, позволяет выбирать тот или иной импульс в серии и измерить его амплитуду вольтметром. По измеренным значениям амплитуд соседних импульсов А1 и А2 и длины образца L определяется коэффициент затухания акустических волн [51]:

$$\alpha = \frac{20 \lg(\frac{A_1}{A_2})}{2L},$$
(2.1)



Рис. 2.3. Осциллограмма серий эхоимпульсов с интервалом задержки друг относительно друга

В наблюдаемой серии импульсов (рис. 2.3) кроме поглощения звука в исследуемом образце естественно присутствуют потери энергии при отражениях от торцов, потери в преобразователях и склейках. Если требуется определить абсолютное значение коэффициента поглощения, то необходимо проведение измерений на двух образцах разной длины.

Из рис. 2.2 видно, что схема позволяет также формировать две серии зондирующих радиоимпульсов, когда на строб-усилитель подаются стробимпульсы от двух генераторов импульсных сигналов. При этом оба генератора работают синхронно с генератором задержки. Интервал времени задержки между первой и второй сериями радиоимпульсов, следующими друг за другом, можно варьировать (рис. 2.3) и, в конечном итоге, выбрать его таким, чтобы первое отражение из второй серии отраженных акустических импульсов накладывалось на второе отражение первой серии. При таком условии суммарная амплитуда наложенных импульсов зависит от разности фаз между заполняющими эти импульсы колебаниями.

Описанный режим позволяет определять скорость акустических волн в «импульсной образцах, модифицированным методом интерференции» Лэмба 52], Вильямса И [51, В котором используется наложение высокочастотных упругих импульсов, возбуждаемых двумя зондирующими радиоимпульсами.

В процессе плавного изменения частоты генератора непрерывных колебаний, наблюдается ряд интерференционных нулей или максимумов амплитуды наблюдаемого сигнала, положение которых на частотной шкале зависит от длины исследуемого образца и величины скорости акустической волны в нем. Последовательные значения частоты, при которых амплитуда результирующего импульса проходит через минимумы, регистрируются с помощью цифрового частотомера. Затем определяется скорость волны из соотношения [52]:

$$V=2L\cdot\Delta\nu, \tag{2.2}$$

где L – длина образца, Δv – разность двух соседних частот колебаний, генерируемых высокочастотном генератором. Изменяя в небольших пределах частоту этих колебаний, можно фиксировать значения частот, при которых эта амплитуда суммарного импульса проходит через минимум или максимум, и определять с высокой точностью скорость акустической волны.

Указанная разность Δv , соответствующая противофазной интерференции сигналов, определялась по показаниям цифрового частотомера с абсолютной точностью ± 10 Гц. Точность определения скорости акустической волны ограничивалась точностью измерения длины образца и составляла ~0,01%.

Ниже, следуя работам [51, 52], рассмотрим детально акустическую измерительную систему, в которой метод Вильямса-Лэмба усовершенствован таким образом, что за счет применения специальных схем, уменьшена погрешность измерения скорости.

Особенности импульсно-фазового метода и принцип определения скорости и затухания акустических волн показаны на рисунке 2.4., который приводится в работах [52, 53].



Рис. 2.4. Принцип прецизионного определения скорости акустических волн импульсно-интерференционным методом [52]

Согласно [52], сущность использованного метода заключается в сравнении фаз ультразвуковых волн, прошедших различный путь в исследуемой среде, и состоит в следующем: высокочастотные импульсы, возбуждающие излучатель, формируются модулятором из непрерывного синусоидального сигнала (рис. 2.4а). Два импульсных генератора вырабатывают импульс (рис. 2.4б) с регулируемой амплитудой длительностью τ_{μ} и регулируемым временем задержки между ними.

Вводимые в образец акустические импульсы I и II (рис. 2.4в и 2.4г) получаются путем «вырезания» участков непрерывного гармонического сигнала этими прямоугольными импульсами. Пьезопреобразователь излучает в образец первый акустический импульс I (рис. 2.4в), который отражается от противоположной грани образца и снова приходит на излучатель. В этот момент в образец излучается второй импульс II (рис. 2.4г). В дальнейшем в образце распространяется суммарный сигнал, образованный в результате интерференции импульсов I и II.

Работа всей системы синхронизируется генератором задержки, который запускает не только импульсные генераторы и развертку осциллографа, но и «организует» окно пропускания для селектора(рис. 2.4д). Особенность метода заключается в том, что после приемника эхоимпульсы поступают на амплитудный селектор, который открывается только в определенный промежуток времени – временное окно пропускания. Продолжительность этого окна и его положение на временной оси задаются с помощью генератора задержки. Далее выбирается тот или иной импульс в серии, и его амплитуда измеряется цифровым импульсным вольтметром.

Такая процедура позволяет: во-первых, по измеренным значениям амплитуд соседних импульсов A₁ и A₂ определить (погрешность измерения амплитуды ~5%) коэффициент затухания акустических волн α из соотношения (2.1). При этом точность определения коэффициента затухания

за счет автоматического многократного измерения амплитуд импульсов и последующего усреднения составляет ~5%.

Во-вторых, как видно из рисунка 2.2, измерительная система позволяет формировать две серии зондирующих радиоимпульсов, когда на стробусилитель подаются строб-импульсы от двух генераторов импульсных сигналов. При этом оба генератора работают синхронно с генератором задержки. Интервал времени задержки между первой и второй сериями радиоимпульсов, следующими друг за другом, выбирается так, что первое отражение ИЗ второй серии отраженных акустических импульсов накладывается на второе отражение первой серии отраженных акустических импульсов (рис. 2.3 и 2.5). При таком условии суммарная амплитуда наложенных импульсов зависит от разности фаз между заполняющими эти импульсы колебаниями. Указанную разность фаз можно изменять в небольших пределах регулируя частоту высокочастотного генератора [52, 53].



Рис 2.5. Интерференционная осциллограмма двух серий радиоэхоимпульсов, наложенных друг на друга

Описанный режим позволяет, как и в методе «импульсной интерференции» Вильямса и Лэмба [51], определять скорость акустических волн в образцах. Однако в отличие от него повышена точность измерения за

счет амплитудной и временной селекции полезного сигнала, что позволяет сильно уменьшить уровень помех и увеличить отношение сигнал/шум. В процессе изменения частоты генератора непрерывных колебаний, наблюдается ряд интерференционных нулей или максимумов амплитуды сигнала, положение которых на частотной шкале зависит от длины исследуемого образца и величины скорости акустической волны в нем [52]. Регистрируя с помощью цифрового частотомера значения частоты, при которых амплитуда результирующего импульса проходит через минимумы, можно определить скорость акустической волны из соотношения (2.2).

Следует отметить, что в отличие от известных методов Мак-Скимина и Вильямса-Лэмба определение интерференционных нулей или максимумов амплитуды двух наложенных импульсов акустической волны осуществляется не визуально на экране осциллографа, а с помощью показаний цифрового вольтметра. Кроме того, применение селектора импульсов практически сводит уровень шумов к нулю. В результате точность определения скорости ультразвука увеличивается от 5 до 10 раз в зависимости от эффективности пьезопреобразователя.

При этом реализована возможность наблюдения принимаемых эхоимпульсов на экране осциллографа в виде видеоимпульсов (рис. 2.3) или радиоимпульсов (рис. 2.5), для контрольного наблюдения процесса изменения амплитуды сигнала и при непрерывном изменении частоты акустической волны.

Акустические волны возбуждались и принимались кварцевыми пьезодатчиками, представляющими собой плоские пластины из кварца соответственно X– и Y среза, толщиной от 70 мкм до 560 мкм. Резонансная частота пьезодатчика определяется его толщиной из соотношения [51]:

$$V_{pe3} = \frac{V_{a\kappa}}{2d} \tag{2.3}$$

Здесь $V_{a\kappa}$ – скорость акустической волны в кварце данного среза, d – толщина пластины. Видно, что резонансная частота пьезодатчика зависит от вида материала датчика и его толщины. Так, в кристаллическом кварце, при скорости продольных акустических волн вдоль оси X 5.72 км·с⁻¹, резонансная частота кварцевых пластин X – среза, толщиной 286 мкм равна 10 МГц.

Контакт пьезоэлектрического преобразователя с образцами алюминиевых сплавов осуществлялся с помощью тонкого слоя эпоксидной смолы. Такая склейка позволяет проводить исследования в диапазоне от комнатной температуры до 600 К. Оценку точности измерения коэффициента затухания импульсным методом можно провести, воспользовавшись формулой (2.1) и дифференциальным соотношением для нахождения относительной точности измерений:

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = \frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta U_i}{U_i} \cdot \frac{1 + \frac{U_{MAKC}}{U_i}}{\lg \frac{U_{MAKC}}{U_1}}$$

$$\Pi p_{II} \quad \frac{\Delta L}{L} = 0,001; \quad \frac{\Delta U_i}{U_i} = 0.01 \text{ M} \quad \frac{U_{MAKC}}{U_i} = 5\% \text{ MMeem}$$

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = 6\% \qquad (2.4)$$

§ 2.3. Акустооптический метод определения акустических характеристик

Акустооптические методы исследования характеристик распространения акустических волн, использующие Брэгговскую дифракцию света на звуке, основаны на том, что, во-первых, угол Брэгговской дифракции света θ_{5} связан со скоростью распространения акустической волны V и с ее частотой v соотношением [4, 6]:

$$\sin\theta_{\rm F} = \frac{\lambda_0 \cdot v}{2 \cdot V} \tag{2.5}$$

Во-вторых, вследствие того, что интенсивность дифрагированного света пропорциональна мощности звука, можно определять затухание акустической

волны, измеряя интенсивность дифрагированного света в разных точках образца вдоль направления распространения волн.

Коэффициент затухания по мощности α определяется из соотношения [4, 53].

$$I = I_0 \cdot exp(-\alpha \cdot x) \tag{2.6}$$

где *I* - интенсивность дифрагированного света, пропорциональная мощности акустической волны *P*.; *I*₀ - интенсивность падающего света. Формула для определения коэффициента затухания записывается в виде [54]:

$$\alpha, \partial \delta / c_{\mathcal{M}} = \frac{1}{x_2 - x_1} \quad 10 \lg \frac{I(x_1)}{I(x_2)}$$
 (2.7)

Методом Брэгговской дифракции можно определять большие величины коэффициента затухания звука по мощности (до 100 *дБ/см*.). Обусловлено это тем, что интенсивность дифрагированного света можно измерять в самом начале кристалла, на расстояниях от его торца порядка ширины пучка, которая, может быть очень малой (до 10 мкм).

Для измерения небольших величин коэффициента затухания используется серия «световых» импульсов, которая наблюдается в результате многократной дифракции света на импульсах звука «бегающих» между параллельными торцами кристалла. Тем самым увеличивается длина пробега звукового импульса, а, следовательно, и чувствительность к небольшой величине затухания. В этом случае положение лазерного луча остается постоянным, а небольшую параллельность торцов исследуемого образца можно скомпенсировать поворотом кристалла, чтобы угол падения светового луча был равен углу Брэгга. Коэффициент затухания по мощности определятся по формуле [53, 54]:

$$\alpha = \frac{10 \log(\mathrm{Im}/\mathrm{Im} \mp n)}{\Delta t}, \partial E \cdot \mathsf{MKC}^{-1}$$
(2.8)

где Δ t – интервал времени между выбранными импульсами; I_m и I_{m+n} - интенсивность света, дифрагированного на акустических импульсах, с номерами *m* и (*m*+*n*), соответственно. При средних величинах коэффициента 48

затухания (0.5 – 5 дБ/см) точность определения коэффициента затухания составляет ~5%.

Блок-схема акустооптической измерительной системы показана на рис. 2.6. Функционально в системе можно выделить две основные части: подсистему возбуждения и приема акустических волн в диапазоне частот 0.4-1.8 ГГц (акустическая часть) и подсистему регистрации лазерного света, дифрагированного на акустических волнах (оптическая часть, рис. 2.6).



Рис 2.6. Блок – схема акустооптической измерительной системы

В акустической части системы сигнал в виде радиоимпульса от генератора сигналов (15) поступает на четвертьволновый коаксиальный резонатор. При настроенном резонаторе в зазоре между центральным стержнем и крышкой резонатора образуется максимум электрического поля. В этот зазор через специальное окошечко в крышке помещается торец исследуемого образца (8), с предварительно наклеенным пьезодатчиком.

В качестве пьезоэлектрического преобразователя использовались пластинки различной толщины из кварца или ниобата лития различных срезов (Х или повернутый Ү- срезы), с помощью которых возбуждались продольные, или поперечные акустические волны. Под действием электрического поля в пьезоэлектрическом датчике, а, следовательно, и в исследуемом образце возникают упругие колебания, которые распространяются по образцу и доходят до противоположного торца. Отразившись от него, колебания распространяются в обратном направлении. При достижении этими колебаниями генерирующей пьезоэлектрической пластины за счет прямого пьезоэлектрического эффекта в резонаторе возбуждается высокочастотный электромагнитный сигнал, соответствующий первому отраженному акустическому импульсу.

Этот электромагнитный импульс после усиления и детектирования в измерительном приемнике (16) подается через интерфейс на осциллограф (13). Из-за многократного отражения упругого импульса от торцевых плоскостей образца на экране осциллографа наблюдается серия спадающих по амплитуде электрических импульсов, каждый из которых представляет собой огибающую продетектированного пакета упругих колебаний, совершившего одно двойное прохождение по образцу. При этом число импульсов, наблюдаемых на экране, зависит от акустической добротности исследуемого образца.

В качестве источников электромагнитных колебаний применялись генераторы СВЧ (Г4-19, Г4-21), схемы которых были переделаны для работы анодной импульсной модуляции. Время задержки между режиме В импульсами дифрагированного света определялось по калиброванной измерителя временных интервалов, импульсы которого задержке С определенной величиной задержки (устанавливаемой с точностью до 10 нс.) запускают горизонтальную развертку осциллографа и сдвигают импульсы на его экране друг относительно друга.

Оптическая подсистема служит для генерации оптического луча и регистрации дифрагированного света (рис. 2.7). Сфокусированный луч света от гелий-неонового лазера, с длиной волны 0.63 мкм. (1), пройдя сквозь систему призм (2, 6) и линз (3, 7), направляется под Брэгговским углом на боковую грань кристалла, вдоль которого распространяется акустическая волна и дифрагирует в направлении Брэгговской дифракции.

Для приема и регистрации этого дифрагированного света акустооптическая система имеет два канала:

- канал сбора данных измерительный канал;
- канал управления измерительным процессом с помощью ЭВМ.

Канал сбора данных состоит из блока фотоприемника (11), собранного в одном модуле с импульсным широкополосным усилителем и импульсного цифрового вольтметра (12), имеющего в своем составе аналого-цифровой преобразователь. Канал управления измерительным процессом состоит из контрольного фотоприемника (4), аттенюатора (10), осциллографа (13), который соединен с ЭВМ.



 1 – образец, 2 – пьезодатчик 3 – фронт акустической волны, k₁, k₂ - волновые вектора падающего и дифрагированного света, q - волновой вектор акустической волны

Рис. 2.7. Схема Брэгговской дифракции света на акустической волне

Брэгговскую дифракцию света на звуке давно применяют для исследования фотоупругих свойств естественных и синтезированных монокристаллов. Однако для исследования слабо прозрачных или со слабой акустооптической добротностью материалов метод не находит применения изза высокого уровня шумов, который характерен для таких материалов.

Для устранения наложения шумов на полезный сигнал, можно использовать генератор импульсных сигналов, вырабатывающий синхроимпульсы для управления работой акустооптической установки. Такая синхронизация позволяет получать сигналы с фотоприемника, амплитуда которых превышает амплитуду шумов в несколько раз. В результате устраняется эффект накопления шумов в фотоэлектронном умножителе.

В случае наблюдения дифракции света в образцах, имеющих большую длину, временной интервал между сигналами достаточно велик и фотоэлектронный умножитель успевает восстанавливаться для приема очередного дифрагированного оптического сигнала, обусловленного Брэгговской дифракцией.

В случае же образцов, имеющих длину меньше 1 см, интервалы времени между импульсами становятся малыми. При исследовании таких образцов применялась специальная схема для селекции одного импульса из наблюдаемой серии импульсов с дальнейшим измерением его амплитуды цифровым вольтметром. Как известно, в акустооптических исследованиях определяются относительные значения интенсивностей, что равносильно измерению амплитуд регистрируемых сигналов дифрагированного света.

В рассмотренном варианте фотоэлектронный умножитель интегрирует весь импульсный световой сигнал мощностью на уровне 1 мВт. Когда импульс дифрагированного сигнала имеет симметричную форму, т.е. длительности переднего и заднего фронта сравнимы и малы по сравнению с длительностью вершины импульса, тогда величина выходного сигнала акустооптической установки соответствует пиковому значению напряжения.

Симметрия импульса проверялась визуально, с помощью осциллографа. Исследуемые образцы помещались в акустооптическую ячейку, совмещенную с коаксиальным резонатором, который устанавливался на столике гониометра ГС-5. С помощью гониометра измерялись углы падения и дифракции света. Точность определения углов составляла 30".

Сигнал с выхода фотоприемника поступал на функциональный модуль, в котором выделялся и преобразовывался в дискретный код и передавался в компьютер. Так как регистрация исследуемого сигнала происходит на фоне естественного освещения, то возникающие шумы, суммируясь с полезным сигналом, увеличивают флуктуации амплитуды наследуемого сигнала и приводят к дополнительной погрешности определения интенсивности дифрагированного света. Чтобы уменьшить влияние шумового фона, измерения проводились в затемненном помещении.

Выводы по второй главе

Рассмотрены экспериментальные установки и методы исследования акустических волн в кристаллах, включая использованные в работе импульсные интерференционные и акустооптические измерительные системы, в том числе:

- 1. Дана общая характеристика акустических и акустооптических методов определения характеристик акустических волн в анизотропных средах.
- Детально описана использованная в работе ультразвуковая экспериментальная установка для исследования характеристик распространения высокочастотных акустических волн в кристаллах.
- При измерениях импульсно-интерференционным методом, фиксирование интерференционных нулей или максимумов амплитуды двух наложенных импульсов акустической волны осуществлялось не на экране осциллографа, а с помощью показаний цифрового вольтметра с применением селектора импульсов.

Это приводило к тому, что точность определения скорости ультразвука по сравнению с известными методами Мак-Скимина и Вильямса-Лэмба, увеличивалась от 5 до 10 раз в зависимости от эффективности пьезодатчика.

- 4. Приведены основные положения теории дифракции света на акустических волнах и преимущества акустооптического метода по сравнению с другими.
- 5. Проведена калибровка оптической части акустооптической установки и определена ее максимальная чувствительность на длине волны света 0,63 мкм, которая оказалась равной 10⁻⁵ относительно интенсивности падающего оптического излучения.
- 6. Показано, что применение селектора сигналов при приеме импульсов дифрагированного света позволяет увеличить отношение сигнал/шум, в результате точность определения коэффициента затухания акустических волн заметно улучшается по сравнению с другими акустооптическими методами.

ГЛАВА З. АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КУБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ ФТОРИДА ЛИТИЯ И ФТОРИДА НАТРИЯ

Ионные кристаллы фторидов лития и натрия имеют кубическую кристаллическую структуру и в течение многих лет являются предметом многочисленных исследований. Они используются не только как модельные кристаллы, исследование которых способствует решению многих фундаментальных проблем физики твердого тела, но и находят все более широкое практическое применение в качестве оптических материалов для ультрафиолетового вакуумного диапазона, термолюминесцентных ионизирующих излучений, сцинтилляционных дозиметров детекторов заряженных частиц, активных сред для перестраиваемых лазеров на центрах окраски в инфракрасной области [55]. В частности, кристаллы фторида лития являются химически стабильными, оптически прозрачными в широком диапазоне длин волн и имеют относительно высокую температуру плавления. Они широко используется в качестве подложек в микроэлектронике и в качестве материала для окон в устройствах для исследования зависимостей от температуры или давления, поскольку могут сохранять прозрачность при очень высоких давлениях и высоких температурах [55].

В последние годы проявляется интерес и к их нелинейным свойствам, включая и акустические свойства. Как известно, эффективность акустических и акустооптических устройств ограничивается в основном упругими и фотоупругими характеристиками используемого материала. В том числе важную роль играет ориентационная зависимость скорости акустических волн, которая для каждого направления в кристалле определяется величиной эффективной упругой постоянной. В силу этого изучение анизотропии скорости звука в кристаллах приобретает особенное значение. Такие исследования важны для определения наиболее эффективных срезов этих кристаллов, применяемых в качестве рабочих сред в различных акустических и голографических устройствах [4, 6, 17]. В настоящем разделе рассматриваются результаты исследования анизотропии акустических свойств кубических кристаллов фторида лития и фторида натрия, для которых характерна сильная анизотропия упругих свойств и в том числе анизотропия затухания акустических волн [56]. На основе анализа полученных результатов предлагается новый подход к определению компонент тензора Грюнайзена и установлению однозначных связей между эффективной константой Грюнайзена, характеризующей нелинейность сил межатомного взаимодействия, и анизотропией упругих свойств кристаллов с кубической симметрией. Показано, что исследования скорости и коэффициента затухания высокочастотных акустических волн позволяют одновременно определить, как действительные, так и мнимые компоненты тензора упругости и компоненты тензора Грюнайзена.

§ 3.1. Анизотропия скорости и эффективных упругих констант в кубических кристаллах фторидов лития и натрия

Исследованные образцы фторида лития и фторида натрия представляли собой прямоугольные параллелепипеды со средними размерами 10×6×4 мм., ориентированные длинной стороной кристаллографических вдоль направлений [100], [110] и [111] с точностью до 1 градуса. Продольные и поперечные акустические волны в образцах возбуждались на нечетных преобразователями гармониках пьезоэлектрическими ИЗ кварца соответственно Х - и Ү-срезов, толщиной 30 - 70 мкм с собственными резонансными частотами 40 и 50 МГц.

Для проведения измерений скорости распространения акустических волн при комнатной температуре использовались усовершенствованный импульсно-интерференционный метод, в котором за счет модификации метода Вильямса-Лэмба, получена высокая точность определения характеристик акустических волн, а также метод Брэгговской дифракции света. Оба метода детально рассмотренные во втором разделе.

При измерениях первым методом скорость акустической волны определялась по формуле (2.2). При измерениях с помощью метода Брэгговской дифракции света (длина волны λ_0 =632.8 нм) на акустических волнах скорость акустических волн *V* определялась, по углу Брэгговской дифракции [4], вычисляемой по формуле (2.5). Точность измерения значения скорости зависит в основном от точности определения Брэгговского угла и составляла примерно 0.2%. Характеристики распространения акустических волн можно рассчитывать с использованием действительных и мнимых компонент комплексного тензора упругости [58 - 60]:

$$c_{ijkl} = c'_{ijkl} + i c''_{ijkl}, (3.1)$$

входящих в расчетное выражение для эффективной упругой постоянной:

$$c_{eff} = c'_{eff} + ic''_{eff} = c'_{ijkl}\kappa_{j}\kappa_{l}\eta_{i}\eta_{k} + ic''_{ijkl}\kappa_{j}\kappa_{l}\eta_{i}\eta_{k} , \qquad (3.2)$$

где κ_j и η_i – соответственно, направляющие косинусы волнового вектора и вектора смещений.

Действительные компоненты тензора упругих постоянных c'_{ijkl} для этих кристаллов определялись в ряде работ [4, 51, 56], что позволяет проводить сравнение полученных результатов с литературными. Что касается мнимых компонент c''_{ijkl} , описывающих затухание акустических волн в кристаллах, то они будут рассмотрены в следующем разделе диссертации.

Результаты измерений скорости распространения и коэффициента затухания акустических волн вдоль основных кристаллографических направлений [100], [110] и [111] приведены в таблицах 3.1 и 3.2. [57, 58] Значения коэффициента затухания акустических волн в этих таблицах приведены для частоты 1 ГГц. Полученные значения действительных и мнимых эффективных констант, соответственно, в единицах 10¹⁰ и 10⁶ H·м⁻² также приведены в этих таблицах. При расчетах использовались следующие данные для кристаллов фторида лития и фторида натрия из работ [4, 25]: LiF - Кубический кристалл, точечная симметрия m3m,

постоянная решетки 4,02620 Å,

плотность 2,640 г/см³, диэлектрическая проницаемость 9,01 (T=290 K), tg δ = 0,0002 (10¹⁰ Гц), Теплопроводность 14 Вт/см·К **NaF** Кубический кристалл, точечная симметрия m3m, постоянная решетки 4,62344 Å, плотность 2,809 г/см³, диэлектрическая проницаемость 6.00 (T = 292 K),

теплопроводность 9.218 Вт/см·К.

Следует заметить, что некоторые из эффективных значений упругих констант равны одной из компонент соответствующей части тензора упругости, что облегчает их определение. В наших исследованиях независимые компоненты тензора упругости: c_{11} , c_{12} , c_{44} , $c_{11}^{"}$, $c_{12}^{"}$ и $c_{44}^{"}$ определялись из данных по скорости и затуханию акустических волн вдоль направлений <100> и <110>.

Таблица 3.1

Скорость и затухание акустических волн, эффективные действительные и мнимые упругие константы в кристаллах LiF [57]

a	η	Выражение	ν,	${\cal C'}_{ m o \phi \phi}$,	α,	$c''_{ m o \phi \phi}$
Ч		${\cal C}_{ m b} _{ m b} \phi$	$10^3 \text{ M} \cdot \text{c}^{-1}$	$10^{10} \text{ H} \cdot \text{m}^{-2}$	дБ•мкс ⁻¹	10 ⁷ Н·м ⁻²
[100]	[100]	<i>c</i> ₁₁	6.51	11.2	6.16	2.53
	[001]	C ₄₄	4.89	6.32	1.21	0.28
		<i>C</i> ₁₂		4.56		-0.42
[110]	[110]	$\frac{c_{11} + c_{12} + 2c_{44}}{2}$	7.33	14.2	2.59	1.35
	[110]	$\frac{c_{11}-c_{12}}{2}$	3.55	3.32	12.0	1.46
	[001]	C ₄₄	4.89	6.32	1.21	0.28
[111]	[111]	$\frac{c_{11} + 2c_{12} + 4c_{44}}{3}$	7.59	15.2	1.72	0.96
	[110]	$\frac{\overline{c_{11} - c_{12} + c_{44}}}{3}$	4.05	4.32	6.75	1.07

Скорость и затухание акустических волн, эффективные действительные

q	γ	Выражение С _{эфф}	<i>V</i> , 10 ³ м·с ⁻¹	с′ _{эфф} , 10 ¹⁰ Н∙м ⁻²	α, дБ∙мкс⁻ 1	<i>с"</i> _{эфф} 10 ⁷ Н∙м⁻ 2
[100]	[100]	<i>C</i> ₁₁	5.86	9,63	14.0	4,95
[100]	[001]	C ₄₄	3.14	2.76	1.80	0.18
		<i>C</i> ₁₂		2.42		-0.35
[110]	[110]	$\frac{c_{11} + c_{12} + 2c_{44}}{2}$	5,60	8.79	7.70	2.48
	[110]	$\frac{c_{11} - c_{12}}{2}$	3.59	3.61	20.0	2.65
	[001]	C ₄₄	3.14	2.76	1.80	0.18
[111]	[111]	$\frac{c_{11} + 2c_{12} + 4c_{44}}{3}$	5.51	8.50	5.32	1.66
	[110]	$\frac{c_{11} - c_{12} + c_{44}}{3}$	3.44	3.32	15,0	1.83

и мнимые упругие константы в кристаллах NaF [58]

В общем виде уравнения, позволяющие определить действительные и мнимые компоненты тензора упругости и построить акустические характеристические поверхности в кристаллах, можно записать в виде [59, 60]:

2

$$\rho \ddot{u}_i = (c'_{ijkl} + i c''_{ijkl}) \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_l \partial x_j}, \qquad (3.3)$$

где *u*_i – компонента вектора смещения, *р* – плотность.

В качестве решения уравнения (3.5) обычно используется приближение плоской гармонической волны [2]:

$$\vec{u}(\vec{r},t) = A\vec{\gamma} \exp\left[i\left(\vec{q}\vec{r} - \omega t\right)\right],\tag{3.4}$$

где *A* - амплитуда волны, $\vec{\eta}$ - единичный вектор поляризации, $\vec{q}=2\pi\vec{\kappa}/\lambda$ - волновой вектор волны, $\vec{\kappa}$ - единичный вектор волновой нормали, ω – круговая частота акустических волн.

Подставляя (3) в (1) и проводя дифференцирование, получаем систему алгебраических уравнений Грина - Кристоффеля, которая, как известно, для действительной части в компактной форме записывается в виде [3, 4]:

$$\left(\Gamma_{ik} - \rho V^2 \delta_{ik}\right) \eta_k = 0 \tag{3.5}$$

где V – скорость акустической волны, δ_{ik} – единичный тензор Кронекера, η_k – компоненты вектора поляризации, удовлетворяющие условию $\eta_i \eta_i = 1$. Компоненты комплексного тензора Грина-Кристоффеля Γ_{ik} можно представить общим выражением:[61]:

$$\Gamma_{ik} = c_{ijkl} \kappa_j \kappa_l, \qquad (3.6)$$

где κ_i – представляют собой направляющие косинусы волнового вектора акустических волн в рассматриваемой плоскости. При этом, для нахождения действительных компонент тензора Грина-Кристоффеля Г'_{ik} в выражение (3.6) надо подставлять действительные компоненты упругих констант с'_{ijkl} и, соответственно, для нахождения мнимых компонент тензора Грина-Кристоффеля Г''_{ik} необходимо использовать мнимые компоненты упругих констант с'_{ijkl} (59, 60).

Как известно, система уравнений (3.5) имеет нетривиальные решения только в том случае, когда определитель системы равен нулю. Для нахождения действительной с'_{eff} или мнимой с"_{eff} эффективной упругой постоянной в этот определитель также надо подставлять либо действительные Γ'_{ik} либо мнимые Γ''_{ik} компоненты тензора Грина-Кристоффеля [60]. Знание эффективных упругих постоянных для определенных кристаллографических направлений позволяет решить и обратную задачу, то есть определить скорость или коэффициент затухания акустической волны вдоль заданного направления через выражение (3.5). Скорость и затухание акустических волн определяется, соответственно, действительной или мнимой частью тензора упругих коэффициентов *c*_{ijkl}.

Для кристаллов кубической симметрии, к которым относятся кристаллы фторида лития и натрия необходимо знание трех независимых компонент, соответственно, действительной или мнимой части тензора упругости.

Что касается эффективных значений действительных упругих постоянных с'_{эфф} для акустических волн вдоль направлений [100], [110] и [111], их можно определить из экспериментально полученных значений скорости *V* продольных и поперечных волн вдоль этих направлений по формуле [4]:

$$c'_{eff} = \rho V^2 \tag{3.7}$$

где ρ — плотность кристалла. На основе полученных данных можно проанализировать анизотропию как скорости, так и затухания акустических волн при их распространении в различных кристаллографических плоскостях симметрии.

Так, например, для плоскости (001) направляющие косинусы волнового вектора волн, распространяющихся в этой плоскости, равны: $\kappa_1 = \cos \varphi$, $\kappa_2 = \sin \varphi$, $\kappa_3 = 0$, где φ - величина угла между осью <100> и направлением распространения волны.

Тогда компоненты (соответственно действительные и мнимые) тензора Грина-Кристоффеля записываются в виде:

 $\Gamma_{11} = c_{11} (\cos \varphi)^2 + c_{66} (\sin \varphi)^2$ $\Gamma_{22} = c_{66} (\cos \varphi)^2 + c_{11} (\sin \varphi)^2$ $\Gamma_{33} = c_{44}$ $\Gamma_{12} = \Gamma_{21} = (c_{12} + c_{66}) \cos \varphi \cdot \sin \varphi$

 $\Gamma_{13} = \Gamma_{31} = \Gamma_{23} = \Gamma_{32} = 0$

В общем случае направления векторов волновой нормали к и поляризации η не совпадают. В частности, для квазипродольных волн в плоскости (110) при изменении направления волнового вектора относительно

оси [110] на угол φ тангенс угла отклонения вектора поляризации ψ от этой же оси, определяется из соотношения [58]:

$$\psi = \arctan \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \left(\frac{\Gamma'_{12}\Gamma'_{13} - \Gamma'_{23}(\Gamma'_{11} - \rho V^2)}{\Gamma'_{23}\Gamma'_{13} - \Gamma'_{12}(\Gamma'_{33} - \rho V^2)} \right)$$
(3.8)

где Г'_{ik} – действительные компоненты тензора Грина-Кристоффеля определяются выражением (3.6)

Результаты расчета углов поляризации у для квазипродольных волн в плоскости (110) в кристаллах фторида натрия приведены на рисунке 3.1 в виде зависимости отклонения направления поляризации от направления волнового вектора в рассмотренной плоскости. Из рисунка видно, что, во-первых, максимальное отклонение вектора поляризации от волнового вектора составляет 4.5 угловых градуса. Во-вторых, в рассмотренной плоскости [110], [001] [111], направления И имеются три вдоль которых распространяются чистые продольные и поперечные акустические волны.



Рис. 3.1. Отклонение направления поляризации от направления волнового вектора в квазипродольной волне в плоскости (110) кристалла NaF [58]

Наибольший интерес представляет рассмотрение ориентационной зависимости фазовой скорости продольных и поперечных акустических волн в определенных плоскостях симметрии, которые можно представить в виде соответствующих характеристических поверхностей.

На основании данных, приведенных в таблицах 3.1 и 3.2 и, используя уравнения (3.5) и (3.7), можно рассчитать и построить поперечное сечение поверхностей скорости в исследованных кристаллах фторидов лития и натрия одной из кристаллографических плоскостей симметрии. Такие сечения поверхности скоростей распространения акустических волн кристаллографическими плоскостями (001) и (110) приведены на рисунках 3.1 и 3.2.

Видно, что в кристаллах фторида лития достаточно заметная анизотропия скорости наблюдается в плоскости (110) для всех акустических волн, однако наиболее сильная анизотропия имеет место для чистых поперечных волн, у которых поляризация всегда перпендикулярна рассматриваемой плоскости (110). Для этих волн отношение максимальной и минимальной скоростей V_{max}/V_{min}=1.43.

В то же время в кристаллах фторида натрия анизотропия скорости намного слабее. Наиболее сильное различие между двумя кристаллами заключается и в параметре анизотропии по действительным упругим константам, который для них отличается по знаку. Это различие будет детально рассмотрено в следующем разделе.

LiF	+5.83	-2.45	0.54
NaF	-1.69	-4.94	1.31





```
чистые поперечные акустические волны; точки - результаты
```

эксперимента



Рис 3.3. Сечение поверхностей фазовой скорости в кристаллах фторида натрия плоскостью (100): 1 - квазипродольные, 2 - квазипоперечные, 3 чистые поперечные акустические волны; точки - результаты

эксперимента



Рис 3.4. Сечение поверхностей фазовой скорости в кристаллах фторида лития плоскостью (110): 1 - квазипродольные, 2 - квазипоперечные, 3 чистые поперечные акустические волны; точки - результаты

эксперимента



Рис 3.5. Сечение поверхностей фазовой скорости в кристаллах фторида натрия плоскостью (110): 1 - квазипродольные, 2 - квазипоперечные, 3 чистые поперечные акустические волны; точки - результаты

эксперимента

§ 3.2. Анизотропия акустического затухания и параметры анизотропии в кристаллах фторида лития и натрия

Одним из важных параметров материалов, используемых в качестве рабочей среды в акустоэлектронных и в акустооптичских устройствах является коэффициент затухания акустической волны, который, как уже отмечалось можно рассчитывать с использованием действительных и мнимых компонент комплексного тензора упругости [59, 60]:

$$c_{ijkl} = c_{ijkl} + i c_{ijkl}, (3.9)$$

входящих в расчетное выражение эффективной упругой постоянной:

Результаты измерений скорости и коэффициента затухания акустических волн, а также рассчитанные значения эффективных упругих констант для кристаллографических направлений [100], [110] и [111] были приведены в разделе 3.1 отдельно для кристаллов фторида лития и натрия, соответственно в таблицах 3.1 и 3.2. Для сравнения эти же величины приведены ниже в сводной таблице 3.3.

Таблица 3.3

Эффективные действительные и мнимые упругие константы, и затухание акустических волн в кристаллах LiF и NaF

a	n	α, дБ·мкс ⁻¹		$c'_{ m $9 \phi \phi$} \ , \ 10^{10} \ { m H} \cdot { m m}^{-2}$		<i>с</i> ″ _{эфф} 10 ⁷ Н∙м ⁻²		γэφφ	
1	-1	LiF	NaF	LiF	NaF	LiF	NaF	LiF	NaF
[100]	[100]	6.16	14	11.2	9,71	2.53	4.95	2.53	3.42
	[001]	1.21	1.8	6.32	2.80	0.25	0.18	1.03	0.80
	[110]	2.59	10	14.2	8.87	1.35	2.48	1.85	2.55
[110]	[110]	12.0	20	3.32	3.64	1.46	2.65	2.35	3.22
	[001]	1.21	1.8	6.32	2.80	0.28	0.18	1.03	0.84
[111]	[111]	1.72	6.5	15.2	8,59	0.96	1.66	1.56	2.14
	[110]	6.75		4.32	3.36	1.07	1.83	2.02	2.75

Феноменологически затухание акустических волн в кристаллах по механизму Ахиезера (в области ωτ<<1, где ω - частота акустических волн, τ - время релаксации тепловых фононов) вдоль любого произвольного направления можно рассчитывать с помощью выражения [59]:

$$\alpha = \frac{1}{2} \omega \frac{c_{eff}''}{c_{eff}'}, \qquad (3.10)$$

где ω- круговая частота акустической волны, а действительные и мнимые эффективные упругие константы определяются, соответственно, через действительную и мнимую части комплексного модуля упругости [59, 60]:

$$c'_{eff} = c'_{ijkl}\kappa_{j}\kappa_{l}\eta_{i}\eta_{k}, \qquad (3.11)$$

$$c_{eff}'' = c_{ijkl}'' \kappa_j \kappa_l \eta_l \eta_k, \qquad (3.12)$$

где κ_j и η_i –компоненты единичной волновой нормали к и вектора поляризации η.

В формулах (3.11) и (3.12) компоненты единичной волновой нормали к и вектора поляризации η выражаются через косинус или синус угла отклонения этих векторов от выбранной оси отсчета, например относительно оси [100]. В частности, рассмотрим случай, когда акустические волны, распространяются в плоскости (001), которая в кубических кристаллах является плоскостью симметрии. Для этой плоскости (001) направляющие косинусы волнового вектора волн, распространяющихся в этой плоскости, равны: $\kappa_1 = \cos\varphi$, $\kappa_2 = \sin\varphi$, $\kappa_3 = 0$, где φ - величина угла между осью <100> и направлением распространения волны. С учетом направляющих косинусов мнимые компоненты тензора Грина-Кристоффеля запишутся в виде:

$$\Gamma''_{11} = c''_{11} (\cos \varphi)^2 + c''_{66} (\sin \varphi)^2$$

$$\Gamma''_{22} = c''_{66} (\cos \varphi)^2 + c''_{11} (\sin \varphi)^2$$

$$\Gamma''_{33} = c''_{44}$$

$$\Gamma''_{12} = \Gamma''_{21} = (''c_{12} + c''_{66}) \cos \varphi \cdot \sin \varphi$$

$$\Gamma''_{13} = \Gamma''_{31} = \Gamma''_{23} = \Gamma''_{32} = 0$$

Для квазипродольных и квазипоперечных волн, вектор поляризации которых находится в этой же плоскости их распространения, мнимая часть эффективной упругой постоянной запишется в виде:

$$c_{_{9}\phi\phi}^{"} = \frac{\Gamma_{11}^{"} + \Gamma_{22}^{"}}{2} \pm \frac{1}{2}\sqrt{(\Gamma_{11}^{"} - \Gamma_{22}^{"})^{2} + 4\Gamma_{12}^{"2}}$$
(3.13)

В результате, мнимая часть эффективной упругой постоянной для квазипродольных и одной из поперечных волн, распространяющихся в этой плоскости и вектор поляризации которых также расположен в плоскости (001), определяются формулой:

$$c_{_{9\phi\phi1,2}}^{"} = \frac{c_{11}^{"} + c_{44}^{"} \pm \sqrt{(c_{11}^{"} - c_{44}^{"})^{2} \cos^{2} 2\psi + (c_{12}^{"} + c_{44}^{"})^{2} \sin^{2} 2\psi}}{2}.$$
 (3.14)

Для кристаллов кубической симметрии, к которым относятся кристаллы LiF и NaF, для нахождения эффективных упругих констант необходимо знание трех независимых компонент действительной и мнимой части тензора упругости, которые определялись нами из значений скорости и коэффициента затухания продольных и поперечных волн, распространяющихся вдоль направлений [100] и [110].

Отметим, что, строго говоря, все эти выражения справедливы, если основным механизмом затухания акустических волн является фононфононный механизм Ахиезера [12]. Определенные с помощью выражений (3.11), (3.12), (3.13), (3.14) и (3.15) компоненты действительной и мнимой частей тензора упругих коэффициентов кристаллов фторида лития представлены в таблице 3.3. На рисунках 3.4 – 3.7 приведены сечения поверхностей затухания акустических волн плоскостями (001) и (110). Отметим, что полученные результаты по затуханию акустических волн хорошо согласуются с данными работы [56], за исключением затухания продольных волн в кристаллах фторида натрия вдоль направления [111], для которых в [56], видимо допущена ошибка, связанная с большой величиной затухания акустических волн в этом направлении. На основании данных таблицы 3.3 и выражения (3.10) можно рассчитать и построить поперечное сечение поверхностей акустического затухания всех волн одной из 9 кристаллографических плоскостей симметрии в кубических кристаллах. Такие сечения с плоскостями (001) и (110) в кубических кристаллах фторида лития и натрия приведены на рисунках 3.4. – 3.7. На основе полученных зависимостей можно сделать следующие выводы [45,46]:

- Сильная анизотропия акустического затухания наблюдается для всех акустических волн, за исключением чистых поперечных волн в плоскости (001), для которых анизотропия вообще отсутствует.
- Особенно сильная анизотропия акустического затухания наблюдается для чистых поперечных волн, направление вектора поляризации которых перпендикулярно плоскости сечения (110), и для квазипоперечных волн, вектор поляризации в которых находится в плоскостях сечения (001) и (110)



Рис 3.6. Сечение поверхностей затухания квазипродольных (1), квазипоперечных (2) и чистых поперечных (3)акустических волн в кристаллах фторида лития плоскостью (001). Точки, результаты эксперимента [51]



Рис 3.7. Сечение поверхностей затухания квазипродольных (1), квазипоперечных (2) и чистых поперечных (3)акустических волн в кристаллах фторида натрия плоскостью (100). Точки, результаты

эксперимента



Рис 3.8. Сечение поверхностей затухания квазипродольных (1), квазипоперечных (2) и чистых поперечных (3)акустических волн

в кристаллах фторида натрия плоскостью (110)



Рис 3.9. Сечение поверхностей затухания квазипродольных (1), квазипоперечных (2) и чистых поперечных (3)акустических волн в кристаллах фторида лития плоскостью (110). Точки, результаты эксперимента

Чтобы разобраться в закономерностях анизотропии акустического таких кристаллах рассмотрим параметры затухания В анизотропии, определяемые через упругие постоянные. Как показано в [4, 24], анизотропию скорости акустических волн и анизотропию упругих свойств хорошо анизотропии действительным характеризует параметр по упругим постоянным $\Delta c'$:

$$\Delta c' = 2c'_{44} - (c'_{11} - c'_{12}), \qquad (3.15)$$

По аналогии с этим параметром для характеристики анизотропии затухания мы ввели параметр анизотропии по мнимым упругим постоянным $\Delta c''$ [24]:

$$\Delta c'' = 2c''_{44} - \left(c''_{11} - c''_{12}\right) \tag{3.16}$$

Для характеристики анизотропии линейных акустических свойств кристаллов вместо параметра анизотропии по действительным упругим постоянным можно использовать также так называемый фактор акустической анизотропии А', который назовем действительным и который для кубических кристаллов определяется следующим образом [4]:

$$A' = \frac{c_{11}' - c_{12}'}{2c_{44}'} = \left(\frac{V_{110}^s}{V_{001}^s}\right)^2$$
(3.17)

Аналогично, вместо параметра анизотропии по мнимым упругим постоянным, соответственно, можно использовать мнимый фактор акустической анизотропии А", введенный нами впервые:

$$A'' = \frac{c_{11}'' - c_{12}''}{2c_{44}''} = \frac{\alpha_{110}^{s}}{\alpha_{001}^{s}} \left(\frac{V_{110}^{s}}{V_{001}^{s}}\right)^{2} = \frac{\alpha_{110}^{s}}{\alpha_{001}^{s}} A'$$
(3.18)

Рассмотренные параметры анизотропии (3.17) и (3.18) позволяют анализировать степень и характер анизотропии скорости и затухания акустических волн в кубических кристаллах. Так, например, зная параметры анизотропии по мнимым упругим постоянным $\Delta c''$ или A'' можно предсказать направления, вдоль которых будет наименьшее затухание акустических волн. При этом для определения этих параметров достаточно измерить коэффициент затухания и скорость двух поперечных волн вдоль направления [110], и рассчитать эти параметры из соотношений (3.17) и (3.18):

Определенные с помощью выражений (3.15) - (3.18) компоненты действительной и мнимой частей параметров анизотропии и факторов акустической анизотропии по упругим постоянным кристаллов LiF, NaF и GaAs (по литературным данным) представлены в таблице 3.4.

Видно, что среди рассмотренных кубических кристаллов имеются кристаллы как с положительным, так и отрицательным параметрами анизотропии.
Таблица 3.4

Параметры упругой анизотропии по действительным и мнимым

Кристалл	$\Delta c'$	Δc″	A'	A″
LiF	+5.83	-2.45	0.54	5.36
NaF	-1.69	-4.94	1.31	14.5
GaAs	+5.38	+0.66	0.55	0.65

упругим постоянным в кристаллах кубической симметрии

Анализ наших и литературных данных по затуханию акустических волн в кубических кристаллах [24, 25, 56 - 61] показывает, что знание параметров анизотропии позволяет ввести критерий, согласно которому для затухания продольных и поперечных акустических волн в кубических кристаллах при отрицательном параметре акустической анизотропии по мнимым константам должны выполняться неравенства:

$$\alpha_{[100]}^{L} > \alpha_{[110]}^{L} > \alpha_{[111]}^{L} \tag{3.19}$$

$$\alpha_{[110]}^{QS} > \alpha_{[111]}^{S} > \alpha_{[100]}^{S} = \alpha_{[110]}^{S}$$
(3.20)

где нижние индексы указывают направление распространения волны. Эти соотношения справедливы, например, для кристаллов LiF и NaF, у которых параметр анизотропии отрицателен, а фактор акустической анизотропии намного больше единицы.

В то же время при наличии в кубическом кристалле положительного параметра акустической анизотропии по мнимым константам Δс" или факторе акустической анизотропии меньше единицы для затухания продольных и поперечных акустических волн в кубических кристаллах должны выполняться неравенства:

$$\alpha_{[100]}^{L} < \alpha_{[110]}^{L} < \alpha_{[111]}^{L} \tag{3.21}$$

$$\alpha_{[110]}^{QS} < \alpha_{[111]}^{S} < \alpha_{[100]}^{S} = \alpha_{[110]}^{S}$$
(3.22)

Таким образом, на основании анализа параметров анизотропии по мнимым упругим постоянным из соотношений (3.17) или (3.19) можно

предсказать направления, вдоль которых будет наблюдаться наименьшее затухание продольных и/или поперечных акустических волн. При этом для определения величин $\Delta c''$ и A'' достаточно измерить коэффициент затухания и скорость двух поперечных волн вдоль направления [110], затем рассчитать искомые величины $\Delta c''$ и A'' (см. значения в таблице 3.3), которые и позволяют определить параметры анизотропии из соотношений (3.16) или (3.18) а затем с'₁₂ и с''₄₄.

§ 3.3. Анизотропия акустического затухания и тензор Грюнайзена в кристаллах фторида лития и натрия

Теория затухания акустических волн по механизму Ахиезера развивалась в ряде работ [12 - 16], согласно которым выражение для затухания может быть записано в следующем виде:

$$\alpha = \gamma^2 \frac{\beta \cdot 8.68 \cdot \lambda T \omega^2}{2\rho V^2 V_D^2}$$
(3.23)

где β – численный множитель порядка единицы, T – температура, λ – коэффициент теплопроводности, γ – эффективная константа Грюнайзена, зависящая от направления волнового вектора и типа акустической волны, V_D – средняя Дебаевская скорость, которая определяется через скорости продольных и поперечных волн вдоль выбранного направления [4]:

$$V_D = \left[\frac{1}{3} \left(\frac{2}{V_S^3} + \frac{1}{V_L^3}\right)\right]^{-1/3}$$
(3.24)

Вопросы, связанные с тензором Грюнайзена, включая эффективный параметр Грюнайзена были впервые рассмотрены в работах [62-64], в которых была показана связь упругих и тепловых свойств в твердых телах.

В выражении (3.24) присутствует квадрат эффективной константы Грюнайзена, величина которой определяется направлением волнового вектора и типом акустической волны в кристалле. С помощью экспериментально полученных величин акустического затухания и выражения (3.23) были 74 определены значения этих эффективных констант для продольного и поперечного типа волн вдоль направлений [100], [110] и [111] в кристаллах фторида лития и фторида натрия, которые также приведены в таблице 3.3. Видно, что анизотропия акустического затухания в основном определяется анизотропией эффективной константы Грюнайзена. Используя выражения (3.10) и (3.23), можно выразить эффективную константу Грюнайзена через соотношение:

$$\gamma_{\nu\phi\phi} = \left(\frac{c_{\nu\phi\phi}' \cdot V_D^2}{2 \cdot \lambda \cdot T \cdot \omega}\right)^{1/2}$$
(3.25)

Соотношение (3.26) впервые введено нами и позволяет определить не только эффективные константы Грюнайзена для продольных и поперечных волн, но и независимые компоненты этого тензора γ_{ik} через свертку:

$$\gamma_{_{}_{}_{\phi\phi\phi}} = \gamma_{ik}\eta_i\kappa_k, \qquad (3.26)$$

Такой подход возможен, поскольку в кубических кристаллах для всех направлений, совпадающих с осями симметрии четвертого порядка, в частности для [100], значение эффективной константы Грюнайзена будет совпадать для продольных волн с компонентой тензора γ_{11} , а для поперечных волн – с компонентой γ_{12} . В результате установлено, что в кристаллах фторида натрия компоненты акустического тензора Грюнайзена γ_{11} и γ_{12} равны, соответственно 3.42 и -0.81. В кристаллах фторида лития эти компоненты γ_{11} и γ_{12} равны, соответственно 2.53 и -0.95

Используя полученные нами значения компонент акустического тензора Грюнайзена γ_{11} и γ_{12} и выражение (3.27) можно определить ориентационную зависимость эффективной константы Грюнайзена для квазипродольных волн или квазипоперечных волн в какой-нибудь кристаллографической плоскости исследованных кристаллов.

Такая зависимость для кристаллов фторида натрия при распространении квазипродольных акустических волн в плоскости (001) представлена на рисунке 3.8 [58]. Сплошной линией показан результат расчета по формуле

(3.25), точками – результат расчета через компоненты тензора Грюнайзена с помощью выражения (3.26). Видно, что эффективные константы, определенные двумя способами, хорошо совпадают между собой (95% совпадений).

На рисунках 3.10 и 3.11 представлена ориентационная зависимость эффективной константы Грюнайзена для всех акустических волн, распространяющихся в кристаллографических плоскостях (001) и (110) в кристаллах фторида натрия [58].



Рис. 3.10. Сечение поверхностей эффективной константы Грюнайзена для квазипродольных волн в плоскости (001) в кристаллах фторида натрия. Сплошной линией показан результат расчета по формуле (3.25), точками – результат расчета по формуле (3.26) [58]



Рис 3.11. Сечение поверхностей эффективной константы Грюнайзена в кристаллах фторида натрия плоскостью (110) для квазипродольных (1), квазипоперечных (2) и чистых поперечных акустических волн (3) [58]

Выводы по третьей главе

- Впервые определены одновременно эффективные константы ангармонизма и все независимые действительные и мнимые компоненты комплексного тензора упругости кристаллов фторида лития и фторида натрия.
- Предложен новый подход к определению тензора Грюнайзена и установлению однозначных связей между эффективной константой Грюнайзена и анизотропией акустического затухания.
- 3. Впервые определены компоненты тензора Грюнайзена для кубических кристаллов фторида натрия и фторида лития, с помощью которых выявлена пространственная дисперсия эффективных констант ангармонизма, объясняющая сильную анизотропию затухания акустических волн в этих кристаллах.

- Рассчитаны характеристические поверхности затухания для продольных и поперечных акустических волн, распространяющихся в плоскостях симметрии (001) и (110).
- 5. Показано, что наиболее сильная анизотропия затухания в кристаллах фторида лития и фторида натрия наблюдается для поперечных акустических волн, распространяющихся в плоскости (001), с поляризацией в этой же плоскости, для которых значение коэффициента затухания с изменением направления распространения изменяется на порядок. Для этих волн наиболее сильно изменяется и эффективная константа ангармонизма.

ГЛАВА 4. АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТРИГОНАЛЬНЫХ КРИСТАЛЛОВ ТАНТАЛАТА И НИОБАТА ЛИТИЯ

Изучение особенностей структуры и свойств кристаллических фаз переменного состава является одним ИЗ актуальных направлений материаловедения и физики твердого тела. Морфологические особенности макро-, микро - и наноструктуры, а также ее размерность определяют физические характеристики материалов, используемых в качестве рабочих активных сред в устройствах преобразования и управления лазерным излучением [65-71]. Наиболее практически значимыми из них являются кристаллы ниобата и танталата лития, которые представляют наибольший развивающейся интерес ДЛЯ быстро прикладной отрасли сегнетоэлектрической науки – «доменной инженерии». На взаимодействии акустических волн с регулярной доменной структурой сегнетоэлектриков основаны разнообразные устройства акустоэлектроники такие, как фильтры, акустические аттенюаторы и дефлекторы [68 - 71]. Поэтому изучение физических процессов, происходящих при распространении акустических волн в этих кристаллах является важным для развития фундаментальных основ физики твердого тела.

§4.1. Затухание акустических волн за счет пьезоэлектрической связи деформации с диэлектрической поляризацией

В кристаллах ниобата и танталата лития продольные волны вдоль [001] и медленные поперечные волны вдоль [100] являются пьезоактивными и для них необходимо учитывать вклад диэлектрических потерь в затухание [23]. Вследствие этого затухание пьезоактивных акустических волн в плоскости (010) в кристаллах LiNbO₃, в отличие от работы [72], необходимо определять с учетом вклада диэлектрических потерь. Как известно, диэлектрические потери обусловлены релаксацией полярных диполей в высокочастотном электрическом поле. Если эти диполи являются упругими диполями, то пьезоактивная акустическая волна, сопровождаемая волной поляризации, при определенном направлении распространения может их переориентировать.

В взаимодействия результате такого увеличивается затухание акустической волны. В общем случае это относительно слабый эффект, так как коэффициент электромеханической связи, как правило, мал. Однако в сегнетоэлектрических кристаллах, обладающих сильным пьезоэффектом, вклад такого механизма необходимо учитывать. В кристаллах ниобата лития продольные и поперечные волны в плоскости (100) пьезоактивны и коэффициент электромеханической связи достаточно большой [25]. Следовательно, можно ожидать, что в этих кристаллах диэлектрические потери будут давать вклад в затухание акустических волн.

Такие расчеты на основе экспериментально определенных действительных и мнимых компонент тензора упругости были произведены для этих волн, при их распространении в плоскости (100). Результаты представлены на рисунке 4.1. в виде ориентационной зависимости коэффициента затухания акустических волн, которая точно также и анизотропия скорости акустических волн, может быть наглядно представлена в виде характеристической поверхности затухания [73].

В отличие от работы [72] нами при расчетах использовались уравнения, (2.3), (2.4) и (2.5), учитывающие вклад диэлектрических потерь в мнимые компоненты тензора упругих констант, а, следовательно, и в величину коэффициента затухания.

Из приведенных зависимостей следует, что в кристаллах LiNbO₃ наблюдается сильная анизотропия затухания акустических волн всех типов, особенно для квазипродольных волн, для которых с учетом вклада диэлектрических потерь α_{макс}/α_{мин}>2.5. Таким образом исследования показали, что диэлектрические потери вносят существенный вклад в величину и анизотропию затухания пьезоактивных акустических волн в кристаллах 80

ниобата лития. В частности, для квазипродольных акустических волн, распространяющихся в кристаллах ниобата лития в плоскости (100), максимальный вклад в затухание этих волн может составлять до 25% от общего затухания [73].



Рисунок 4.1. Сечение поверхностей акустического затухания продольных (1, 2) и поперечных (3, 4) волн кристаллах LiNbO₃ плоскостью (100): 1 и 3 с учетом влияния диэлектрических потерь, 2 и 4 без их учета; точки - результаты эксперимента [73]

Поскольку в области tgδ <<1 диэлектрические потери, как правило, растут прямо пропорционально частоте, то рассмотренный механизм затухания упругих волн дает, как и фонон-фононный механизм Ахиезера, квадратичную зависимость поглощения от частоты [23].

§4.2. Механизмы затухания акустических волн в области фазового перехода в кристаллах танталата лития

В сегнетоэлектрических вблизи кристаллах танталата лития фазового направлений температуры перехода для определенных вектора поляризации распространения И акустических волн могут наблюдаться минимум скорости распространения и максимум затухания [74]. Отмеченные изменения скорости и затухания, называемые аномальными, обусловлены взаимодействием упругих волн с поляризационными волнами [75 - 78]. При этом механизм взаимодействия зависит, как правило, от характера связи упругих волн с параметром порядка.

В настоящей работе мы рассмотрим результаты экспериментального исследования механизмов затухания продольных и поперечных упругих волн в кристаллах танталата лития вблизи сегнетоэлектрического фазового перехода [79]. Отметим, что упругие свойства кристаллов LiTaO₃ в области фазового перехода исследовались также в [74 - 78]. В [74] с помощью рассеяния Мандельштама–Бриллюэна на частотах ~10 ГГц измерялись скорости продольных упругих волн вдоль осей X и Z. При этом аномалий в температурной зависимости скоростей в области фазового перехода обнаружено не было. Затухание упругих волн в области перехода исследовалось в [75] эхо-импульсным методом на частотах 10-25 МГц. Как известно, затухание акустических волн на таких низких частотах обусловлено в основном дифракционными потерями. Этим, по-видимому, объясняется, что в [75] не было обнаружено заметного увеличения затухания продольных волн вдоль оси X вблизи температуры перехода.

В наших исследованиях одновременно определялись скорость распространения и коэффициент затухания продольных и поперечных акустических волн с частотами от 50 до 150 МГц, распространяющихся в кристаллах танталата лития вдоль осей X и Z [79]. Результаты показаны на рисунке 4.2. Следует отметить, что результаты наших измерений при 82

комнатной температуре хорошо согласуются с результатами работ [76-78], в которых затухание акустических волн измерялось в диапазоне температур от 4 до 300 К при распространении акустических волн вдоль кристаллографической оси Z.

Одновременно с акустическими измерениями, проводились измерения диэлектрической проницаемости для определения температуры Кюри, так как свойства сегнетоэлектриков зависят от стехиометричности состава, из которого выращиваются кристаллы [66, 80]. В исследованных нами кристаллах LiTaO₃ температура Кюри менялась от 941 до 947 К, т.е. незначительно.



Рис. 4.2. Температурная зависимость затухания (a1) и скорости (b1, b2) продольных волн вдоль оси X (1) и вдоль оси Z (a2) на частоте 150 MHz [79]

Из рисунка 4.2 видно, что затухание всех исследованных типов акустических волн с приближением к температуре перехода быстро возрастает в довольно широком интервале температур (Tc – T) ~ 80–150 К. Следует

отметить, что затухание продольных акустических волн, распространяющихся вдоль оси X в сегнето - и параэлектрической фазах несимметрично относительно температуры Кюри. В то же время температурная зависимость затухания продольных акустических волн вдоль оси Z близко к симметричному виду.

Результаты измерений скорости акустических волн в области фазового перехода показаны на рис.4.3. Видно, что различие наблюдается и для скорости распространения этих волн. Измерения показали, что скорость продольных акустических волн вдоль оси Z не имеет аномалий в области температуры Кюри, в то время как скорость продольных и поперечных акустических волн вдоль оси X испытывает скачок при переходе из сегнетоэлектрической фазы в параэлектрическую фазу (рис.4.3).



Рис. 4.3. Температурная зависимость скорости продольных акустических волн вдоль оси X на частотах 150 MHz (1) и 50 MHz (2) [79]

Проведем анализ результатов по затуханию продольных акустических волн, распространяющихся соответственно вдоль осей Z и X, в области фазового перехода (рис.4.2 и 4.3). Продольные акустические волны вдоль оси Z в соответствии с матрицей пьезоэлектрических модулей кристаллов

танталата лития сопровождаются продольными электрическим полями, т.е. являются пьезоактивными акустическими волнами. Именно эта связь с продольным электрическим полем в волнах такого типа может использоваться для их возбуждения в кристаллах за счет собственного пьезоэффекта [50, 51]. Однако из-за слабого коэффициента электромеханической связи для таких продольных акустических волн, такой способ возбуждения, как правило, не используется

В то же время в кристаллах танталата лития для поперечных акустических волн вдоль оси X, в сегнетофазе коэффициент электромеханической связи достаточно большой и эти волны за счет сопровождающих переменных электрических полей могут взаимодействовать со свободными носителями заряда. Такое взаимодействие может приводить к затуханию упругой волны, и может оказаться одним из механизмов затухания при достаточной концентрации носителей тока [75, 76].

Как показано в работе [76], электропроводность кристаллов танталата лития с приближением к температуре фазового перехода расчет по экспоненциальному закону. В этом случае величина электропроводности становится сравнимой с электропроводностью типичных полупроводников. Очевидно, что в этом случае одним из механизмов увеличения затухания пьезоактивных волн распространяющихся вдоль оси X по мере увеличения температуры может оказаться электрон-фононный механизм затухания, роль которого возрастает с приближением к температуре фазового перехода. Однако в нашей работе исследования затухания пьезоактивных поперечных акустических волн вдоль оси X не проводились из-за сложности возбуждения этих волн и поэтому этот механизм затухания не рассматривается.

Исследованные нами кристаллы танталата лития являются одноосными сегнетоэлектриками, которые не обладают пьезоэффектом в пароэлектрической фазе. В этой фазе кристаллы танталата лития принадлежит к центросимметричной точечной группе 3m. Однако связь акустических волн с флуктуациями параметра порядка (поляризации) может определяться

85

электрострикционным взаимодействием [82, 83]. Как известно, в анизотропных кристаллах электрострикцию можно описать зависимостью между двумя тензорами второго ранга — тензором квадрата напряжённости электрического поля и тензором деформации *u*_{kl} [81, 83]:

$$u_{kl} = r_{ijkl} E_i E_j \tag{4.1}$$

 u_{kl} — компоненты тензора деформации, Ei, Ej — составляющие электрического поля. Коэффициенты r_{ijkl} называются коэффициентами электрострикции и составляют тензор четвертого ранга, который вследствие его симметрии можно представлять в матричном виде из 36 коэффициентов. Число таких независимых коэффициентов электрострикции в кристаллах высокой симметрии может уменьшится в зависимости от их симметрии.

Так как матрицы коэффициентов электрострикции совпадают по форме с матрицами упругооптических коэффициентов [25], то легко определить, что число независимых компонент тензора электрострикции для кристаллов танталата лития равно семи. Используя независимые коэффициенты электрострикции, можно показать, что в кристаллах танталата лития связь поляризации с деформацией, создаваемой акустической волной, должна наблюдаться для продольных акустических волн вдоль кристаллофизических осей X, Y, и Z.

В случае аномальный коэффициента ЭТОМ рост затухания продольных акустических вблизи исследованных нами волн точки сегнетоэлектрического перехода может быть описан с помошью релаксационной теории Ландау-Халатникова [81], согласно которой рост затухания акустических волн вблизи температуры фазового перехода Т_с обусловлен резким возрастанием времени релаксации термодинамических флуктуаций спонтанной поляризации.

Эти флуктуации индуцируются акустической волной за счет электрострикционного взаимодействия. Этот механизм аномального затухания упругих волн вблизи точки фазового перехода второго рода хорошо выполняется в случае кристаллов танталата лития [78, 79]. 86

В [74-76] было показано, что электрострикционное взаимодействие акустических и поляризационных волн можно разделить на две части – релаксационное взаимодействие И флуктуационное взаимодействие. Релаксационный вклад, обусловленный взаимодействием акустических волн $(g_{relax} \sim P_0 \delta P)$ спонтанной поляризацией резко co возрастает при приближении к точке фазового перехода (T → T_c (T < T_C)) и падает до нуля выше Tc, где $P_0 = 0$. Он также сильно зависит от направления распространения акустической волны [75, 76]. С другой стороны, флуктуационный вклад, обусловленный взаимодействием акустических волн с тепловыми флуктуациями поляризации g_{fluct}=δP² должен иметь симметричный максимум в точке Тс [84]

Как было отмечено выше, механизм аномального затухания упругих волн вблизи точки фазового перехода второго рода хорошо выполняется в случае кристаллов типа триглицинсульфата [84]. В работах [81, 84]. было показано, что в основе релаксационной теории Ландау-Халатникова лежит так называемое кинетическое уравнение (уравнение движения поляризации), которое определяет скорость приближения величины поляризации к равновесному значению при взаимодействии с тепловыми флуктуациями поляризации [84]:

$$\frac{dP_i}{dt} = -L\frac{d\Phi}{dP_i} \tag{4.2}$$

где *L* – кинетический коэффициент, не имеющий особенности в окрестности точки Кюри, Ф – термодинамический потенциал единицы объема сегнетоэлектрика вблизи температуры перехода.

В отсутствие внешнего электрического поля и при условии, что вдоль осей X и Z распространяются продольные акустические волны, выражение для термодинамического потенциала кристаллов танталата лития вблизи температуры фазового перехода можно записать в виде [81, 84]:

$$\Phi = \frac{1}{2\chi}P_Z^2 + \frac{1}{4}\beta P_Z^4 + g_{31}U_{XX}P_Z^2 + g_{33}U_{ZZ}P_Z^2$$
(4.3)

где U_{ii} - компоненты тензора деформаций, связанные с вектором смещения u_i соотношением:

$$U_{ii} = \frac{\partial u_i}{\partial x_i},\tag{4.4}$$

где g_{31} и g_{33} коэффициенты электрострикции, $\chi = 1/a \cdot (T - T_c)^{-1}$ - диэлектрическая восприимчивость свободного неполяризованного кристалла в направлении полярной оси, а и β - постоянные коэффициенты [84].

Величины P_z и u_{ii} в уравнении (4.3) представляют собой сумму равновесных ненулевых значений (спонтанных величин) и значений, индуцированных акустической волной за счет упругой или электромеханической связи:

$$P_z = P_{z_0} + \Delta P_z \tag{4.5}$$

$$U_{ii} = U_{ii_0} + \Delta U_{ii} \tag{4.6}$$

Полагая, как обычно, что

 ΔP_z и $\Delta U_{ii} \sim exp[i(\omega \cdot t - q \cdot r)]$

можно привести кинетическое уравнение (4.3) к виду [84]:

$$\Delta P_{z} = -\frac{2LP_{z_{0}}\tau(g_{31}u_{xx}+g_{33}u_{zz})}{1+\omega^{2}\tau^{2}}(1-i\omega\tau)$$
(4.7)

где т имеет смысл времени релаксации и выражается следующим образом [81]

$$\tau = \frac{1}{2aL} (T_c - T)^{-1} \tag{4.8}$$

Используя стандартную методику расчета затухания акустических волн по механизму Ландау-Халатникова, получим конечные выражения для коэффициента затухания продольных акустических волн, распространяющихся вдоль осей X и Z, соответственно.

$$\alpha_{L_{\chi}} = \frac{g_{31}^2 \omega^2}{c_{11} a \beta L} (T_c - T)^{-1}$$
(4.9)

$$\alpha_{L_z} = \frac{g_{33}^2 \omega^2}{c_{33} a \beta L} (T_c - T)^{-1}$$
(4.10)

Выражения (4.9) и (4.10) справедливы при выполнении условии ωτ<<1, которое выполняется для частот, использованных в данной работе.

Таким образом, согласно рассмотренному механизму Ландау-Халатникова в кристаллах танталата лития для продольных акустических волн вдоль осей X и Z должен наблюдаться рост затухания по мере приближения к точке перехода. Однако в работе [84] было показано, что в анизотропных кристаллах, благодаря диполь-дипольному взаимодействию упругая волна с волновым вектором, параллельным сегнетоэлектрической оси, сопровождается продольным электрическим полем, которое подавляет релаксацию поляризации. Время релаксации в этом случае равно

$$\tau = \frac{1}{2L} [2a(T_c - T) + 4\pi]^{-1}$$
(4.11)

и практически не зависит от температуры.

Согласно эксперименту затухание продольных акустических волн вдоль оси Х вблизи фазового перехода изменяется с частотой по квадратичному закону, в то время как затухание продольных волн вдоль оси Z зависит от линейно. Таким образом, несмотря линейную частоты на связь (линеаризованная электрострикция) деформации в продольной акустической волне с параметром порядка в сегнетоэлектрической фазе, наблюдаемое вблизи фазового перехода аномальное поведение коэффициента затухания продольных акустических волн вдоль оси Z не может быть описано релаксационным механизмом Ландау-Халатникова.

Чтобы разобраться в механизмах фазового перехода в кристаллах танталата лития была построена зависимость затухания продольных акустических волн вдоль осей Z и X от (Tc-T) в двойном логарифмическом масштабе. Эта зависимость вблизи фазового перехода представлена на рисунке 4.4., где сплошными линиями показаны апроксимации вида α~(T_c-T)⁻¹

для продольных волн вдоль оси X и вида α ~ (T_c-T)^{-1/2} для продольных волн вдоль оси Z.



Рис.4.4. Зависимость затухания продольных акустических волн вдоль осей Z (1) и X (2) от степени приближения к фазовому переходу (Tc-T) [79]

Согласно экспериментальным затухание продольных данным, акустических волн вдоль оси Х вблизи фазового перехода изменяется с частотой по квадратичному закону, в то время как затухание продольных волн вдоль оси Z зависит от частоты линейно. В то же время, несмотря на линейную связь (линеаризованная электрострикция) деформации в продольной волне с (поляризация) параметром порядка В сегнетоэлектрической фазе, наблюдаемое вблизи фазового перехода аномальное затухание продольных акустических волн вдоль оси Z не может быть описано релаксационным механизмом Ландау-Халатникова.

Что касается температурных зависимостей, то, как видно из рисунка 4.4, приведенные экспериментальные зависимости могут быть апроксимированы приблизительно в виде следующих закономерностей: $\alpha = b_1 \cdot (T_c - T)^{-1}$ для

продольных акустических волн вдоль оси X и в виде $\alpha = b_2 \cdot (T_c - T)^{-1/2}$ для продольных акустических волн вдоль оси Z. Следовательно, температурная зависимость затухания продольных акустических волн вдоль оси X также хорошо согласуется с механизмом Ландау-Халатникова.

Используя экспериментальные результаты по затуханию продольных акустических волн, распространяющихся вдоль оси X и данные работы [25], мы оценили время релаксации поляризации для кристаллов танталата лития, это время оказалось равным в нашем случае 2.3·10⁻¹²с., т.е. примерно на порядок меньше, чем у кристаллов типа триглицинсульфата. По-видимому, этим можно объяснить относительно малое увеличение затухания продольных акустических волн, распространяющихся вдоль оси X, в области фазового перехода (рис. 4.4).

Что касается скорости распространения продольных акустических волн,

то, как показывает расчет, скорость этих волн вдоль оси Z определяется упругой постоянной c_{33} и не должна иметь аномалий при фазовом переходе. В то же время скорость продольных акустических волн вдоль оси Х определяется упругой постоянной c_{11} и должна скачком измениться при фазовом переходе. При этом величина этого скачка скорости незначительна и, видимо поэтому не была замечена в работе [74]. Температурные зависимости скорости продольных и поперечных упругих волн (рис.4.3) были измерены нами с более высокой точностью (примерно 0,2%). Как видно из рис.4.3 экспериментальные зависимости скорости продольных волн от температуры в области перехода качественно совпадают с вышеприведенным рассмотрением, при этом скачок скорости для продольных волн вдоль оси Х составляет величину примерно 2%.

Таким образом, результаты исследования показали, что в кристаллах танталата лития аномалии скорости и затухания продольных акустических волн вдоль оси X в области сегнетоэлектрического фазового перехода. хорошо объясняются механизмом Ландау-Халатникова. В то же время обнаруженные аномалии затухания продольных акустических волн вдоль оси Z, не

91

обусловлены взаимодействием этих волн с параметром порядка. Эти изменения, называемые аномальными, обусловлены взаимодействием упругих волн с поляризационными волнами, то есть с флуктуациями вблизи фазового перехода [84]. При поляризации ЭТОМ механизм взаимодействия зависит, как правило, от характера связи акустических волн с параметром порядка.

Выводы по четвертой главе

- Механизм Ландау-Халатникова хорошо объясняет наблюдаемые в кристаллах танталата лития изменения затухания продольных акустических волн вдоль оси X в области сегнетоэлектрического фазового перехода, обусловленные взаимодействием акустических волн с поляризационными волнами.
- 2. Рост затухания пьезоактивных волн с увеличением температуры может результатом возрастающей роли электрон-фононного оказаться механизма, так как электропроводность кристаллов танталата лития с перехода приближением температуре фазового К растет ПО экспоненциальному закону И становится сравнимой с электропроводностью типичных полупроводников.
- 3. Установлено, что затухание продольных акустических волн вдоль оси Х вблизи фазового перехода изменяется с частотой по квадратичному закону, в то время как затухание продольных волн вдоль оси Z зависит от частоты линейно.
- 4. Несмотря на линейную связь деформации в продольной волне вдоль оси Z с параметром порядка, наблюдаемое вблизи фазового перехода аномальное затухание продольных акустических волн не может быть описано релаксационным механизмом Ландау-Халатникова.
- 5. . Экспериментальные зависимости скорости продольных волн вдоль оси X от температуры показали скачкообразное изменение скорости

этих волн величиной примерно 2%. Такое поведение скорости хорошо объясняется механизмом Ландау-Халатникова.

6. Обнаруженные аномалии затухания продольных волн вдоль оси Z, не обусловлены взаимодействием этих волн с параметром порядка. И могут быть связаны с взаимодействием со связанными зарядами. Частотная зависимость затухания этих волн вблизи перехода должна быть линейной, что действительно наблюдается на эксперименте.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе проведенных исследований по диссертации на соискание ученой степени доктора философии (PhD) по физико-математическим наукам на тему «Механизмы затухания акустических волн и анизотропия акустических характеристик в кристаллах кубической и тригональной симметрии» можно сделать следующие выводы.

- Впервые определены все независимые действительные и мнимые компоненты комплексного тензора упругости и построены характеристические поверхности затухания в кубических кристаллах фторида лития и фторида натрия.
- Предложен новый подход к определению компонент тензора Грюнайзена и эффективных констант ангармонизма и установлена связь между эффективной константой Грюнайзена и анизотропией акустического затухания.
- 3. Для кубических кристаллов фторида натрия и фторида лития впервые определены компоненты тензора Грюнайзена, с помощью которых показано, что пространственная дисперсия эффективных констант ангармонизма объясняет сильную анизотропию акустического затухания в этих кристаллах.
- Показано, что в нецентросимметричных кристаллах ниобата и танталата лития для пьезоактивных акустических волн необходимо учитывать вклад диэлектрических потерь в затухание, величина которого может достигать 25%;
- 5. Установлено, что в кристаллах танталата лития аномальные изменения скорости и затухания продольных акустических волн вдоль оси Х вблизи фазового перехода зависят от частоты по квадратичному закону и хорошо объясняются механизмом Ландау-Халатникова.
- 6. Показано, что, несмотря на линейную связь продольных волн вдоль оси Z с параметром порядка, аномальное затухание этих волн при фазовом переходе не подчиняется релаксационному механизму Ландау-Халатникова и может быть обусловлено максимумом диэлектрических потерь в точке фазового перехода в этом случае частотная зависимость затухания продольных волн 94

вблизи перехода должна быть линейной, что действительно наблюдается на эксперименте.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Федоров Ф.И. Теория упругих волн в кристаллах. М.: Наука, 1965. 386 с.
- Леманов В.В., Смоленский Г.А. Гиперзвуковые волны в кристаллах // УФН. Москва, 1972. - Т. 108. - № 3. - С. 465-501.
- Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Издание 5. М.: Наука, 2007. - Т. VII. Теория упругости. – 264 с.
- 4. Дьелесан Э.Д., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов. М.: Наука, 1982. 424 с.
- 5. Сиротин Ю.Г., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979. 680 с.
- 6. Лямов В.Е. Поляризационные эффекты и анизотропия взаимодействия акустических волн в кристаллах. -М.: МГУ, 1983. 224 с.
- Говорова Е.З., Киселев Д.Ф., Фирсова М.М. Распространение гиперзвука в некоторых пьезоэлектрических кристаллах // ФТТ. - 1975. - Т.17. - Вып. 5. - С. 1280-1283.
- Балакирев М.К., Гилинский И.А, Волны в пьезоэлектриках. Новосибирск: Наука СО, 1982. – 240 с.
- Zaitsev B.D., Teplykh A.A., Kuznetsova I.E. The peculiarities of energy characteristics of acoustic waves in piezoelectric materials and structures // IEEE Trans. UFFC. - 2006. - V. 53. - No. 5. - pp. 966-970.
- 10.Босяков С.М. Скляр О.Н. Влияние пьезоэлектрического эффекта на распространение упругих волн в кубически анизотропных пьезоэлектриках. // Инженерно-физический журнал. - 2005. - Т. 78. - № 3. – С. 167-170.
- 11.Андреев И.А. Анизотропия электромеханических свойств пьезоэлектрических кристаллов со структурой вольфрамовой бронзы и лангасита // Известия высших учебных заведений России. Серия радиоэлектроника. - 2007. - №1. -С. 45-52.

- Akhiezer A. About Sound Absorption in Solids, J. of Experimental and Theoretical Physics (SU). - Moscow, 1938. - No 8, - pp. 1318-1329.
- 13.Woodruff T.O., Ehrenreich H. Absorption of Sound in Insulators. Phys. Rev. 1961, Vol. 123, No 5, pp. 1553-1559
- 14. Мэзон У. Влияние примесей и фононных процессов на затухание ультразвука в германии, кварце и кремнии. // Сб. Физическая акустика. Под редакцией У. Мэзона. М.: Мир, 1968. - Т. 3, Часть Б. – Гл. 6. - С. 285-341.
- 15. Nava R, Vecchi M. P, Romero. J and Fernandez B. Akhiezer damping and the thermal conductivity of pure and impure dielectrics. Phys. Rev. B. 1975. V. 14.
 No 2. C. 800-807.
- 16. Логачев Ю. А., Мойжес Б. Я. К теории поглощения звука по Ахиезеру. ФТТ.
 Санкт-Петербург, 1974, Т. 16. № 8, С. 2219-2223.
- 17.Кулеев, И.Г., Кулеев И.И., Арапова И.Ю. Ангармонические процессы рассеяния и релаксация медленных квазипоперечных фононов в кубических кристаллах. // ФТТ. Санкт-Петербург, 2009. Т. 51. Вып 5. С. 846-852.
- 18.Кулеев, И.Г., Кулеев И.И. Релаксация квазипоперечных фононов в механизме Херринга и поглощение ультразвука в кубических кристаллах с положительной и отрицательной анизотропией упругих модулей второго порядка. // ФТТ. - Санкт-Петербург, 2009. – Т. 51. – Вып 11. - С. 2211-2219.
- 19.Кулеев, И.Г., Кулеев И.И. Анизотропия поглощения продольного ультразвука в ангармонических процессах рассеяния в кубических кристаллах Ge, Si, InSb, MgO и KCl: роль затухания фононных состояний. // ФТТ. - Санкт-Петербург, 2010. - Т. 52. - Вып 7. - С. 1377-1391.
- 20.Кулеев, И.Г., Кулеев И.И. Упругие волны в кубических кристаллах с положительной и отрицательной анизотропией упругих модулей второго порядка. // ФТТ. Санкт-Петербург, 2007. Т. 49. № 3. С. 422-429.
- 21.Кулеев, И.Г., Кулеев И.И., Арапова И.Ю. Ангармонические процессы рассеяния и релаксация квазипоперечных мод в кубических кристаллах с положительной и отрицательной анизотропией модулей упругости второго порядка. // ФТТ. Санкт-Петербург, 2007. Т. 49. Вып 7. С. 1272-1281. 96

- Кулеев И.Г., Кулеев И.И. Анизотропия поглощения поперечного ультразвука в кубических кристаллах Ge, Si и алмаза с различным составом. // ФТТ. -Санкт-Петербург, 2007. - Т. 49. - Вып 9. - С. 1568-1575.
- 23.Шапошников И. Г. О поглощении звука в диэлектриках. ЖЭТФ. Москва, 1941. - Т. 11. - № 2-3. - С. 332—339.
- 24.Akhmedzhanov F.R., Mirzaev S.Z., Saidvaliev U.A. Parameters of elastic anisotropy in bismuth silicate crystals. Ferroelectrics 2020. Vol. 556, N1, pp 23–28.
- 25. Акустические кристаллы. Справочник. Под ред. М.П. Шаскольской. М.: Наука, 1982. 632 с.
- 26.Андреев И.А. Монокристаллы с умеренной и сильной электромеханической связью для акустоэлектроники и акустооптики.: Автореф. дисс. док. физ.-мат. наук. Санкт Петербург. 2007. 34 с.
- 27.Андреев И.А., Ивлева Л.И. Кристаллы для преобразования и управления лазерным излучением // Оптический журнал. 2007. Т. 74. №9. С.40-44.
- 28.Андреев И.А. Влияние электроиндуцированной эллиптической поляризации звука на акустооптическое взаимодействие в LiTaO₃ // Оптический журнал. -2005. - Т. 72. - №10. - С. 79-81.
- 29.Takanaga Izumi, Hirohashi Junji, Kushibiki Jun-ichi. Homogeneity evaluation of LiNbO₃ and LiTaO₃ single crystals for determining acoustical physical constants. Jap. J. Appl. Phys. Pt 1. - 1999. - V: 38. - No. 5B. – P. 3201-3203.
- 30.Shur V.Ya., Shikhova V.A., Zelenovskiy P.S et al. Formation of self-assembled nanodomain structures in single crystals of uniaxial ferroelectrics lithium niobate, lithium tantalate and strontium–barium niobate. – Journal of Advanced Dielectrics, 2014. V. 4, No. 1, 1450006 (8 pages).
- 31.Blachowicz Tomasz, Kleszczewski Zygmunt. Elastic constants of the lithium tantalate crystal in the hypersonic range. J. Acoust. Soc. Amer. - 1998. – V. 104. -No. 6. – pp. 3356-3357.
- 32.Kuznetsova I.E., Zaitsev B.D., Borodina L.A., Teplykh A.A., Shuiygin V.V., Joshi S.G. Investigation of acoustic waves of higher order propagating in plates of lithium niobate. Ultrasonics. 2004. V. 42. No 9. P. 179-182.

- 33.Воротников Д. А., Даринский Б. М., Звягин В. Г. Топологический подход к исследованию акустических осей в кристаллах. // Кристаллография. - Москва, 2006. – Т. 51, - № 1. - С. 112 -117.
- 34.Дуда А. Особые направления распространения акустических волн в пьезоэлектрических и непьезоэлектрических средах Акустический журнал. Москва, 2006. – Т. 52. - № 1. – С. 43-50.
- 35.Альшиц В.И., Шувалов А.Л. Влияние электрического поля на характеристики упругих волн, распространяющихся вблизи акустических осей. // В кн. Физическая кристаллография. - М.: Наука, 1992. – 62 с.
- 36.Гусев А.И., Садовников С.И. Условия механической стабильности и упругие свойства кристаллических структур с разной симметрией. Физика твердого тела, 2022, том 64, вып. 6. С 671-675.
- 37.Сандитов Д.С. Упругие свойства и ангармонизм твердых тел. Физика твердого тела, 2022, том 64, вып. 2. С 241-254.
- 38.Сандитов Д.С. Машанов А.А. О формуле Леонтьева для параметра Грюнайзена твердых тел. Физика твердого тела, 2021, том 63, вып. 2.С. 292-298.
- 39.Палатников М.Н, Сандлер В.А, Сидоров Н.В., Макарова О.В. Исследование пьезоэлектрического резонанса в стехиометрических кристаллах LiNbO3 в области высоких температур и проводимости. Физика твердого тела, 2019, том 61, вып. 7. С.1277-1281.
- 40.Голенищев-Кутузов А.В., Голенищев-Кутузов В.А, Калимуллин Р.И, Семенников А.В. Динамика фотоиндуцированных изменений упругих характеристик кристаллов ниобата лития, допированных ян-теллеровскими ионами Fe2+. Физика твердого тела, 2017, том 59, вып. 2. С. 296-301.
- 41.Векилов Ю. Х, Красильников О. М. Температурная зависимость упругих постоянных в δ-Ри, Письма в ЖЭТФ. 2008. том 87, выпуск 6, С. 335–337.
- 42.Qiancheng Liu, Xianming Zhou, Xiaolong Zeng, and S. N. Luo. Sound velocity, equation of state, temperature and melting of LiF single crystals under shock compression. Journal of Appl Phys 117. 2015, pp. 045901-045906. 98

- 43.Ethan T. Ritz1, Nicole A. Benedek. Interplay between Phonons and Anisotropic Elasticity Drives Negative Thermal Expansion in PbTiO3. Physical Review Letters 121. 2018, 255901-255906.
- 44.Бузанов О.А., Сахаров С.А., Рощупкин Д.В., Емелин Е.В., Лавров С.Д. LiTaO3—Многофункциональный материал опто– и акустоэлектроники. Материалы электронной техники. № 3. 2013. с.24-27
- 45.А. В. Голенищев-Кутузов, В. А. Голенищев-Кутузов, Р. И. Калимуллин, А. В. Семенников. Вклад структурных ян-теллеровских ионов в упругие и сегнетоэлектрические свойства ниобата и танталата лития. Известия РАН. Серия физическая, 2017, том 81, № 3, с. 309–311.
- 46.А.В. Голенищев-Кутузов, В.А. Голенищев-Кутузов, Р.И. Калимуллин, А.В. Семенников. Влияние наноразмерных дефектов на физические свойства кристаллов ниобата и танталата лития. Известия РАН. Серия физическая, 2018, том 82, № 5, с. 630–632
- 47. Гринев Б.В., Дубовик М.Ф., Толмачев А.В. Оптические монокристаллы сложных оксидных соединений. – Харьков: Институт монокристаллов, 2002. -250 с.
- 48.Ganeev R.A., Ryasnyansky A.I., Tugushev R.I., Kodirov M.K., Usmanov T. Akhmedzhanov F.R. Study of nonlinear-optical characteristics of photorefractive BSO and BGO crystals. // Journal Quantum Electronics. – 2004. - Vol. 34. - No 2. -P. 156-160.
- 49.Ganeev R.A., Ryasnyansky A.I., Kodirov M.K., Usmanov T., Akhmedzhanov F.R. Использование трехфотонного поглощения для оптического ограничения лазерного излучения // Optics and Spectroscopy. 2007. Vol. 103, N6, P 1028-1031.
- 50. Такер Дж., Рэмптон В. Гиперзвук в-физике твердого тела. М.: Мир, 1975. -453 с.
- 51. Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела.- М.: Мир, 1972. 307 с.

- 52.Ахмеджанов Ф.Р., Азаматов З.Т., Болтабаев А.Ф., Саидвалиев У.А., Хусаинов И. Устройство для прецизионного определения скорости акустических волн в материалах. Патент, № FAP 01545 (28.09.2020)
- 53. Akhmedzhanov F.R., Kurbanov J.O., Boltabaev A.F. Attenuation of Acoustic Waves in Single-domain and Polydomain LiTaO₃ Crystals. J. Sensors & Transducers. 2020, Vol. 246. Issue 7., P 43-47.
- 54. Молчанов В.Я., Китаев Ю.И., Колесников А.И., Нарвер В.Н., Розенштейн А.З., Солодовников Н.П., Шаповаленко К.Г. Теория и практика современной акустооптики. Москва: МИСиС, 2015, 459 с.
- 55. Qiancheng Liu, Xianming Zhou, Xiaolong Zeng, and S. N. Luo. Sound velocity, equation of state, temperature and melting of LiF single crystals under shock compression. Journal of Applied Physics, 2015. Vol. 117, 045901-6.
- 56. Авдонин В.Я., Леманов В.В., Смирнов И.А., Тихонов В.В. Затухание упругих волн по механизму Ахиезера в кубических кристаллах. ФТТ, 1972, Т. 14, Вып.3, С. 877-883.
- 57. Ахмеджанов Ф.Р, Курбанов Ж.О., Махаров Н.М. Затухание акустических волн в кубических кристаллах фторида лития. Журнал «Доклады Академии наук Республики Узбекистан» № 5.2021 г. С. 11-15.
- 58. Ахмеджанов Ф.Р, Курбанов Ж.О. Затухание акустических волн и тензор Грюнайзена в кубических кристаллах фторида натрия. Журнал «Доклады Академии наук Республики Узбекистан» № 2.2022 г. С. 12-16
- 59. Ахмеджанов Ф.Р., Леманов В.В., Насыров А.Н. Поверхности акустического затухания в кристаллах // Письма в ЖТФ. – Санкт-Петербург, 1980. – Т. 6. -Вып. 10. - С. 589-592.
- 60. Akhmedzhanov. F.R; Mirzaev. S.Z; Saidvaliev. U. Attenuation mechanisms of highfrequency acoustic waves in piezoelectric cubic crystals. Proceedings of the 23rd International Congress on Acoustics. Aachen, Germany 2019. pp 8211-8217.
- 61. Юшин Н.К., Насыров А., Ким В.С. Анизотропия акустических потерь в кристаллических звукопроводах УЛЗ. // Журнал технической физики. - Санкт-Петербург, 1986. – Т. 56. - № 8. – С. 1643-1649. 100

- Леонтьев К.Л. Связь упругостных и тепловых свойств веществ. Акустический журнал. 1981. Т. 17, Вып 4, С. 554-561.
- 63. Key Samuel. Gruneisen Tensor for Anisotropic Materials. Journal of Applied Physics, 1967. Vol. 38, No 7, P. 2923-2928.
- 64. Беломестных В.Н. Акустический параметр Грюнайзена твердых тел. Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30, Вып. 3. С. 14–19.
- 65. Shur V.Ya., Akhmatkhanov A.R., Chezganov D.S., et al. Shape of isolated domains in lithium tantalate single crystals at elevated temperatures. Appl. Phys. Lett. 2013. Vol. 103. pp. 242903 (1-4).
- 66. Chezganov D.S., Shur V.Ya., Baturin I.S., Akhmatkhanov A.R., et al. Polarization reversal in crystals of congruent lithium tantalate at elevated temperatures. Ferroelectrics. 2012. Vol. 439. pp. 40–46.
- 67. Vilkov. E. A. Reflection of electroacoustic waves from a system of moving domain walls in a ferroelectric. Physics of the Solid State, Vol. 51, No. 2, pp. 343–350, 2009.
- 68. Мирзаев С.З., Ахмеджанов Ф.Р., Мустафаев Т.Ш., Назаров Ж.Т., Пайзиллаев А.Н. Влияние доменной структуры на распространение акустических волн в кристаллах танталата лития. ДАН РУз, 2020, № 6., С 40-44.
- 69. Shur V.Ya., Rumyantsev E.L., Nikolaeva E.V., Shishkin E.I., etc. Recent Achievements in Domain Engineering in Lithium Niobate and Lithium Tantalate, Ferroelectrics, Vol. 257, 2001, pp. 191-202.
- 70. Shur V.Ya. Domain Engineering in Lithium Niobate and Lithium Tantalate: Domain Wall Motion, Ferroelectrics, Vol. 340, Issue 1, 2006, pp. 3-16.
- 71.И.В. Кубасов, А.М. Кислюк, А.В. Турутин, М.Д. Малинкович, Ю.Н. Пархоменко. Бидоменные сегнетоэлектрические кристаллы: свойства и перспективы применения. Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники. 2020. Т. 23, № 1 С. 5—56.
- 72.Bajac I.L., McNab A., Richter J., Wilkinson C.D.W. Attenuation of acoustic waves in lithium niobate. J. Acoust. Soc. Am. - 1981. - V. 69. - No. 3. – P. 689-695.

- 73.Akhmedzhanov F.R., Kurbanov J.O., Nazarov J.T. Anisotropy of Attenuation of Acoustic Waves in Pure and Doped LiNbO₃ Crystals. Proceedings of ISAF-PFM-ECAPD Joint Conference. Tours, France, June 27-July 1, 2022. P.63(3).
- 74.Пугачев А.М., Кожима С., Анвар Х. Исследование фазового перехода в танталате лития методом Бриллюэновской спектроскопии. // ФТТ. - Санкт-Петербург, 2007. - Т. 48. - № 6. – С. 988-989.
- 75.Sawamoto K., Ashida T., Omachi V., Uno T., "Behavior of LiTaO3 single crystal near its Curie point", J. Phys. Soc, Jap., 1970.Vol. 28 Suppl., pp. 306-311.
- 76. Yamada T., Iwasaki H., Niizeki N. Piezoelectric and Elastic Properties of LiTaO₃, Temperature Characteristics. Jap. J. Appl. Phys., 1969, 8, pp. 1127-1132.
- 77.Telichko. A. V. Sorokin B P, Kvashnin G M. Experimental Investigation of BAW propagation in lithium tantalate oxide under the influence of uniaxial pressure and DC electric field. Joint UFFC, EFTF and PFM Symposium. 2013. pp.1638-1644.
- 78.Friedrich M, Schindlmayr A, Schmidt W. G, Sanna. S. LiTaO₃ phonon dispersion and ferroelectric transition calculated from first principles. Phys. Status Solidi B 253, 2016. No. 4, pp. 683–689.
- 79.Akhmedzhanov. F.R, Kurbanov J.O, Nazarov J.T Acoustic Studies of Phase Transition in Lithium Tantalate Crystals. Proceedings of Joint Conference of the IEEE International Frequency Control Symposium and International Symposium on Applications of Ferroelectrics, Keystone, CO, USA, 2020.

https://doi.org/10.1109/IFCS-ISAF41089.2020.9234919.

- 80.Maaider. K, Jennane A, Masaif. N, Khalil A. Curie Temperature of Non-Stoichiometric Ni-Doped Lithium Tantalate. Journal of Modern Physics, 2, 2011. pp. 1093-1097.
- 81.Landau L.D., Khalatnikov I.M., "Anomalous sound absorption near points of phase transition of the second order", Reports of the USSR Academy of Sciences, 1954. Vol. 96, pp. 469-473.
- 82.Алексеев С.Г., Гуляев Ю.В., Котелянский И.М., Мансфельд Г.Д. Некоторые тенденции развития акустоэлектроники сверхвысоких частот // Успехи физических наук, 2005, № 8, С. 895—899.

- 83.Головнин В. А., Каплунов И. А., Малышкина О. В., Педько Б. Б., Мовчикова А. А. Физические основы, методы исследования и практическое применение пьезоматериалов. — М.: Техносфера, 2016. 272 с.
- 84. Струков Б.А., Леванюк А.П. Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. М.: Наука, 1995.

СПИСОК УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ, ЕДИНИЦ, СИМВОЛОВ И ТЕРМИНОВ

q – волновой вектор акустической волны	\mathbf{M}^{-1}
$\lambda-$ длина волны звука	М
ω - круговая частота акустической волны	c ⁻¹
V – скорость распространения акустической волны	м/с
Т – температура	Κ
ho-плотность	кг/м ³
k – постоянная Больцмана	Дж/К
<i>c</i> _{ijkl} – компоненты тензора упругости	H/M^2
$c_{ m op \varphi}$ – эффективная упругая константа	H/M^2
σ_{ij} – компоненты тензора механического напряжения	H/M^2
<i>u</i> _{kl} – компоненты тензора деформаций	
к - волновая нормаль или единичный волновой вектор	
η - вектор поляризации или единичный вектор смещения частиц	
α - коэффициент затухания акустической волны	дБ/мкс
e _{ijk} – компоненты тензора пьезоэлектрических модулей	Кл/м ²
δ _{ік} – единичный тензор Кронекера;	
Γ_{ik} – компоненты тензора Кристоффеля-Грина	H/M^2
γ _{ік} – компоненты тензора Грюнайзена	
Δc – параметр упругой анизотропии	H/M^2
А – фактор акустической анизотропии	
λ- коэффициент теплопроводности	Вт/м К