АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

На правах рукописи
УДК 538.951

БОЛТАБАЕВ АЗИЗБЕК ФАРХОДОВИЧ

ВЗАИМОСВЯЗЬ ЛИНЕЙНЫХ И НЕЛИНЕЙНЫХ УПРУГИХ И ТЕПЛОВЫХ СВОЙСТВ В АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВАХ

01.04.07–физика конденсированного состояния

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

Научный руководитель: Ахмеджанов Фархад Рашидович,
доктор физико-математических наук, доцент

Ташкент – 2021

ОГЛАВЛЕНИЕ

ОГЛАВЛЕНИЕ 3
СПИСОК УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ, ЕДИНИЦ,
СИМВОЛОВ И ТЕРМИНОВ .....**Error! Bookmark not defined.**
ВВЕДЕНИЕ..... 6
ГЛАВА I. КРАТКАЯ ТЕОРИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ И ОБЗОР РАБОТ ПО ДЕФЕКТАМ И УПРУГИМ СВОЙСТВАМ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ……...16
§ 1.1. Понятие об акустических колебаниях и волнах……...16
§ 1.2. Краткие сведения из теории распространения акустических волн в анизотропной среде……...21
§ 1.3. Дефекты кристаллической структуры и радиационная повреждаемость конструкционных материалов ……24
§ 1.3.1. Каскады атомных столкновений и их влияние на структурную эволюцию кристаллической решетки……..30
§ 1.4. Обзор работ по упругим свойствам алюминиевых сплавов……...32
Выводы по главе I……..……38
ГЛАВА II. ОБРАЗЦЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ…….40
§ 2.1. Образцы алюминиевых сплавов, и методы определения их состава и структуры……...40
§ 2.2. Общая характеристика ультразвуковых импульсных методов измерения……...41
§ 2.3. Импульсно–интерференционный метод определения скорости и затухания акустических волн ……..44
§ 2.3.1. Температурный блок измерительной системы……..54
§ 2.4. Методика определения теплопроводности……...55
§ 2.5. Методика облучения образцов алюминиевых сплавов……...56
Выводы по главе II……57
ГЛАВА III. УПРУГИЕ ЛИНЕЙНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ СВОЙСТВА АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ……...58

§ 3.1. Результаты измерения скорости и затухания в сплавах САВ-1 и АМГ-2…….58
§ 3.2. Температурная зависимость затухания ультразвуковых волн в алюминиевых сплавах……...63
§ 3.3. Упругие модули и структурные изменения в сплавах САВ-1 и АМГ-2…….68
§ 3.4. Взаимосвязь упругих и тепловых свойств сплавов САВ-1 и АМГ-2 через параметр анизотропии и температуру Дебая……75
§ 3.5. Связь ангармонизма со скоростями акустических волн и объемной упругостью в алюминиевых сплавах……...78
Выводы по главе III……...……...82
ГЛАВА 4. ВЛИЯНИЕ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА УПРУГИЕ СВОЙСТВА И ПАРАМЕТР РЕШЕТКИ СПЛАВОВ АМГ-2 И САВ-1……...83
§ 4.1. Основные характеристики исследованных образцов……..83
§ 4.2. Радиационное распухание алюминиевых сплавов……...84
§ 4.3. Влияние нейтронного облучения на параметр решетки в алюминиевых сплавах……...91
Выводы по главе IV……...……...96
ЗАКЛЮЧЕНИЕ……..……...97
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ……..……99

СПИСОК УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ, ЕДИНИЦ, СИМВОЛОВ И ТЕРМИНОВ

q – волновой вектор…….$м^{-1}$

λ – длина волны звука……..……....м

ω - круговая частота звука……...Гц

ϑ – скорость распространения акустической волны……..м/с2

ρ – плотность…….……кг/$м^3$

k – постоянная Больцмана…….. Дж/К

c_p - теплоемкость при постоянном давлении……..Дж/К

c_{ijkl} – компоненты тензора упругости……..Н/$м^2$

$c_{эфф}$ – эффективный упругий модуль…….…….Н/$м^2$

σ_{ij} – тензор механического напряжения…….. Н/$м^2$

u_{kl} – тензор деформаций…… Н/$м^2$

κ - волновая нормаль или единичный волновой вектор……$м^{-1}$

γ - вектор поляризации или единичный вектор смещения частиц;

α - коэффициент затухания акустической волны……..……дБ/м

ε_{ik} – тензор диэлектрической проницаемости;

e_{ijk} – компоненты тензора пьезоэлектрических модулей

δ_{ik} – единичный тензор Кронекера;

Γ_{ij} – тензор Кристоффеля-Грина;

γ - параметр Грюнайзена

СМА – собственный межузельный атом

ПВА – первично-выбитый атом

сна – смещение на атом

КУТП – константы упругости третьего порядка

ТВС – Тепловыделяющая сборка

ВВЕДЕНИЕ (аннотация диссертации доктора философии (PhD))

Актуальность и востребованность темы диссертации. В мире в последние годы интерес к исследованию взаимосвязи между линейными и нелинейными упругими и тепловыми свойствами твердых тел обусловлен тем, что нелинейные свойства являются не только более чувствительными к структурным изменениям в материале, происходящим из-за внешних воздействий, но часто определяют изменение и линейных упругих свойств. Одним из основных параметров, характеризующих упругую нелинейность, является параметр Грюнайзена (константа ангармонизма). Поэтому поиск новых методов определения параметра Грюнайзена и установление взаимосвязи между этим параметром, характеризующим нелинейность сил межатомного взаимодействия, и параметрами линейной теории упругости, несомненно, представляет научный и практический интерес и является актуальной задачей.

Сегодня во многих странах мира проводятся исследования нелинейных физических свойств различных материалов, в том числе нелинейных упругих и тепловых свойств металлических сплавов. Принципиально упругая нелинейность конденсированных сред и нелинейные тепловые свойства связаны через ангармонизм межатомного взаимодействия. При этом параметр Грюнайзена, который входит в уравнение состояния, отражает особенности фононного спектра кристалла и определяет целый ряд важных упругих и тепловых физических характеристик. В их числе, как нелинейные (тепловое расширение, теплопроводность, поглощение звуковых волн, температурная зависимость упругих свойств), так и линейные характеристики, такие как удельная теплоемкость, модуль всестороннего сжатия, сжимаемость.

В последние годы в Республике Узбекистан также уделяется большое внимание фундаментальным исследованиям в области материаловедения – поиску новых материалов и изучению свойств уже известных материалов,

включая свойства металлов и металлических сплавов, используемых в качестве конструкционных материалов в различных отраслях экономики страны. Направления этих фундаментальных исследований, имеющих большое значение для развития науки и практического применения в атомной энергетики нашей страны, отражены в Стратегии [1] действий по дальнейшему развитию Республики Узбекистан на 2017-2021 гг., а также в Концепции развития атомной энергетики в Республике Узбекистан на период 2019-2029 годов.

Исследования, проведенные в данной диссертационной работе, в определенной степени соответствуют задачам, предусмотренным в Указах Президента Республики Узбекистан № УП-4947 от 2 февраля 2017 года «О Стратегии действий по дальнейшему развитию Республики Узбекистан на 2017–2021 гг.», № УП-4958 от 16 февраля 2017 года «О дальнейшем совершенствовании системы послевузовского образования, № ПП-2789 от 17 февраля 2017 года «О мерах по дальнейшему совершенствованию деятельности Академии наук, организации, управления и финансирования научно-исследовательской деятельности», а также в других нормативно-правовых документах.

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».

Степень изученности проблемы. К настоящему времени учеными во многих странах мира, в том числе американскими (Y.S. Kim, A. Yacout), российскими (К.А. Коноплев, С.Р. Фридман, С.П. Орлов, В.М. Лебедов, С.Н. Вотинов), казахстанскими (О.П. Максимкин, А.В. Яровчук, Л.Г. Турубарова), польскими (В. Штеке, Т. Вагнер, Е. Хаевска), израильскими (A. Minitz,

[1] Указ Президента Республики Узбекистан № УП-4947 «О Стратегии действий по дальнейшему развитию Республики Узбекистан» от 07 февраля 2017 г.

A. Shtechman), украинскими (В.Н.Воеводин и др.), узбекистанскими (Салихбаев У.С., Хидиров И., Байтелесов С.А., Аликулов Ш.А., Ахмеджанов Ф.Р. и др.) и другими специалистами выполнен большой объем работ по экспериментальным и теоретическим исследованиям свойств алюминиевых сплавов САВ-1 и АМГ-2.

В результате проведения исследований этими учеными выявлено влияние нейтронного облучения на коррозийную стойкость САВ-1 после эксплуатации в активной зоне реактора ВВР-К, а также на микроструктуру и свойства сплавов системы Al–Mg–Si; определена радиационная стойкость сплава САВ-1; изучена наноразмерная структура сплава САВ-1, облученного быстрыми нейтронами до высоких значений флюенсов; выявлено влияние реакторного облучения на микроструктуру и микротвердость алюминиевых сплавов САВ-1 и АМГ-2, определены электропроводность и теплопроводность этих сплавов.

Однако упругие свойства алюминиевых сплавов изучены слабо, а имеющиеся данные являются противоречивыми. Между тем, скорость распространения и затухания акустической волны напрямую функционально связана с упругими константами, величина которых, в свою очередь, сильно зависит от состава и структуры сплавов. Установление соотношений между линейными и нелинейными упругими и тепловыми свойствами сплавов позволит более достоверно оценивать структурные изменения, происходящие из-за внешних воздействий. И одной из актуальных задач является определение основной характеристики нелинейности - параметра Грюнайзена (константы ангармонизма) из минимального количества экспериментально измеряемых величин.

Связь темы диссертационного исследования с планами научно-исследовательских работ научно-исследовательского учреждения, где выполнена диссертация. Диссертационная работа выполнялась в рамках научно-исследовательского проекта Института ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан по теме: ФА-А3-Ф004 «Разработка методов

обеспечения ядерной и радиационной безопасности при выводе из эксплуатации ядерного реактора ВВР-СМ ИЯФ АН РУ» (2015-2017).

Целью исследования является определение взаимосвязанности линейных и нелинейных упругих и тепловых свойств алюминиевых сплавов, в зависимости от содержания примесей.

Задачи исследования:

определить скорость и затухание акустических волн в алюминиевых сплавах САВ-1 и АМГ-2 в зависимости от концентрации примесей и от температуры;

определить энергию активации движения атомов примесей в алюминиевых сплавах АМГ-2;

на основе экспериментальных результатов определить значения параметра Грюнайзена и всех упругих констант алюминиевых сплавов САВ-1 и АМГ-2;

установить влияние нейтронного излучения на динамику изменения параметра решетки сплавов САВ-1 и АМГ-2.

Объектом исследования являются линейные и нелинейные упругие и тепловые свойства алюминиевых сплавов САВ-1 и АМГ-2.

Предметом исследования являются скорость распространения и коэффициент затухания акустических волн, коэффициент теплопроводности и параметр решетки алюминиевых сплавов САВ-1 и АМГ-2.

Методы исследования. Импульсный и импульсно-интерференционный методы измерения скорости и коэффициента затухания акустических волн в материалах.

Научная новизна исследования заключается в следующем:

впервые экспериментально определены скорости и коэффициенты затухания как продольных, так и поперечных акустических волн в алюминиевых сплавах САВ-1 и АМГ-2 на ультразвуковых частотах в диапазоне частот от 10 до 50 МГц;

определены энергия активации движения атомов магния в решетке сплава АМГ-2, равная 0,38 эВ и усредненная частота колебаний атомов магния в позиции внедрения, равная ~ $3 \cdot 10^{12}$ Гц;

впервые определен параметр Грюнайзена в алюминиевых сплавах САВ-1 и АМГ-2, равный, соответственно, 2.04 и 2.06, а также его зависимость от температуры;

определена зависимость упругих постоянных, в том числе модуля сдвига G, модуля Юнга E, адиабатического модуля объемной упругости B, от эффективной концентрации примесей магния (0,45 – 2,10 %) в составе алюминиевых сплавов САВ-1 и АМГ-2;

разработано устройство по определению скорости и затухания акустических волн в материалах и модернизирован импульсный интерференционный метод, что позволило повысить точность определения этих параметров.

Практические результаты исследования заключаются в следующем:

показана эффективность акустических методов контроля изменения структуры и упругих свойств алюминиевых сплавов, применяемых в качестве конструкционных материалов в ядерных реакторах;

показано, что обнаруженное радиационное изменение параметра решетки в сплавах САВ-1 и АМГ-2 обусловлено двумя конкурирующими механизмами и соответствующей зависимостью концентрации междоузельных атомов и вакансионных пор в их объёме от дозы нейтронного облучения.

Достоверность результатов исследования обуславливается физической обоснованностью поставленных задач, использованием хорошо апробированных современных методов исследования упругих и тепловых свойств металлических сплавов, большим объемом экспериментальных результатов и их согласованностью с фундаментальными законами и основными положениями физики конденсированного состояния,

непротиворечивостью полученных результатов и выводов с некоторыми результатами других авторов.

Научная и практическая значимость результатов исследования.

Научная значимость результатов заключается в установлении зависимости упругих модулей от эффективной концентрации примесей магния и кремния в составе сплавов САВ-1 АМГ-2, которая изменяется под действием нейтронного излучения.

Практическое значение результатов заключается в возможности прогнозирования упругих свойств исследованных сплавов и целенаправленного управления свойствами конструкционных материалов, разрабатываемых на основе алюминиевых сплавов.

Внедрение результатов исследования. На основе полученных результатов по определению взаимосвязанности линейных и нелинейных упругих и тепловых свойств алюминиевых сплавов:

определенные скорости и коэффициенты затухания как продольных, так и поперечных акустических волн в алюминиевых сплавах САВ-1 и АМГ-2, а также энергия активации движения атомов магния в решетке сплава АМГ-2 использованы на уникальном научном объекте «Исследовательский ядерный реактор ВВР-СМ» (Письмо АН РУз № 2/1255-2320 от 20.08.2021 г.). Использование научных результатов позволило провести расчеты температурного режима работы реактора ВВР-СМ;

определенный параметр Грюнайзена и его зависимость от температуры в алюминиевых сплавах САВ-1 и АМГ-2 использованы на уникальном научном объекте «Исследовательский ядерный реактор ВВР-СМ» (Письмо АН РУз № 2/1255-2320 от 20.08.2021 г.). Использование научных результатов позволило прогнозировать зависимость коэффициентов теплопроводности и теплового сопротивления в этих сплавах от температуры;

зависимость упругих модулей от эффективной концентрации примесей магния в составе алюминиевых сплавов использована в рамках фундаментального проекта БФ2-006 «Минимизация активности продуктов

деления и трансурановых изотопов и исследование их воздействия на конструкционные материалы ядерного реактора ВВР-СМ ИЯФ АН РУ». (Письмо АН РУз № 2/1255-2320 от 20.08.2021 г.). Использование научных результатов позволило оценить степень распухания сплава САВ-1, применяемого в качестве конструкционного материала в ТВЭЛ ядерного реактора ВВР-СМ ИЯФ АН РУ в зависимости от дозы облучения;

разработанный импульсный интерференционный метод измерения скорости и затухания акустических волн, как устройство для прецизионного определения скорости акустических волн в материалах, зарегистрирован в Агентстве по интеллектуальной собственности Республики Узбекистан (патент РУз на полезную модель № FAP 01545, от 28.09.2020 г.). Использование данной разработки позволило определить механические напряжения, возникающие в модулях, изготовленных из сплава САВ-1, и работающих в активной зоне ядерного реактора ВВР-СМ АН РУ.

Апробация результатов исследования. Результаты исследований докладывались на 11 Международных и республиканских научно-практических конференциях.

Опубликованность результатов исследования. По теме диссертации опубликовано 20 научных работ, в том числе 1 патент на полезную модель, 8 научных статей в изданиях, рекомендованных Высшей аттестационной комиссией Республики Узбекистан для публикации основных научных результатов диссертаций, 1 из них в зарубежном научном журнале.

Структура и объем диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения и списка использованной литературы. Объем диссертации составляет 106 страниц.

Список опубликованных работ:

1. Abdukadirova I., Alikulov Sh.A., Akhmedzhanov F.R., Baytelesov S.A., Boltabaev A.F., Salikhbaev U.S. High-Temperature Thermal Conductivity of SAV-1 Aluminum Alloy // Atomic Energy. – Moscow, 2014. – Vol. 116, No 2. – pp. 100-104. (№ 3. Scopus; IF=0.384)

2. Ахмеджанов Ф.Р., Курталиев Э.Н., Эшниязов О.И., Болтабаев А.Ф. Затухание акустических волн в алюминиевом сплаве САВ-1 // СамДУ илмий тадқиқотлар ахборотномаси. – Самарканд, 2015. - № 5. – С. 49-52. (01.00.00. №2)

3. Ахмеджанов Ф.Р., Болтабаев А.Ф., Курталиев Э.Н., Эшниязов О.И. Акустический метод контроля структурных изменений в конструкционных материалах ядерных реакторов // Горный вестник Узбекистана. – Навои, 2016. – Т. 4, № 67. - С. 81-84. (05.00.00 №7)

4. Ахмеджанов Ф.Р., Аликулов Ш.А., Болтабаев А.Ф., Курталиев Э.Н., Эшниязов О.И. Акустический прецизионный метод определения упругих свойств конструкционных материалов ядерных реакторов // СамДУ Илмий ахборотномаси. – Самарканд, 2016. - № 5. - С. 27-32. (01.00.00. №2)

5. Салихбаев У.С., Ахмеджанов Ф.Р., Аликулов Ш.А., Байтелесов С.А., Болтабаев А.Ф., Кунгуров Ф.Р., Кудиратов С.Н., Таджибаев Д.П. Упругие модули и коэффициент Пуассона поликристаллического сплава алюминия САВ-1 // Узбекский физический журнал. – Ташкент, 2017. – (№1(19). - С. 33-38. (01.00.00. №5)

6. Ахмеджанов Ф.Р., Болтабаев А.Ф. Деформация сплава АМГ-2 под воздействием нейтронного излучения // Горный вестник Узбекистана. – Навои, 2018. - Т. 1, №72. - С. 57-59. (05.00.00 №7)

7. Ахмеджанов Ф.Р., Болтабаев А.Ф., Курталиев Э.Н., Назаров Ж.Т. Затухание ультразвуковых волн и акустический параметр Грюнайзена в алюминиевых сплавах // СамДУ Илмий ахборотномаси – Самарканд, 2019. - № 5. - С. 150-153. (01.00.00. №2)

8. Муминов Т.М., Ахмеджанов Ф.Р., Болтабаев А.Ф., Абдирахмонов У.Ш. Влияние нейтронного облучения на параметр решетки в алюминиевых сплавах // Доклады Академии Наук РУз. – Ташкент, 2021. - № 2. - С. 65-70. (01.00.00. №7)

9. Фойдали моделга Патент. № FAP 01545. Материалларда акустик тўлқинлар тезлигини ўта аниқ аниқловчи қурилма / Ахмеджанов Ф.Р., Хусаиноа И.А., Азаматов З.Т., Болтабаев А.Ф., Саидвалиев У.А. // Ташкент, 28.09.2020.

10. Ахмеджанов Ф.Р., Болтабаев А.Ф., Курталиев Э.Н., Эшниязов О.И. Определение упругих констант конструкционных материалов ядерных реакторов // Вестник НЯЦ РК. - Алматы (Казахстан), 2016. - Вып. 1(65). - С. 39-41.

11. Ахмеджанов Ф.Р., Азаматов З.Т., Болтабаев А.Ф., Эшниязов О.И. Упругие свойства алюминиевого сплава САВ-1 // Международная конференция: «Фундаментальные и прикладные вопросы физики», 5-6 ноября 2015. – Ташкент: ФТИ АН РУз, 2015. – С. 34-37

12. Ахмеджанов Ф.Р., Болтабаев А.Ф. Курталиев Э.Н. Эшниязов О.И. Ультразвуковые исследования упругих свойств алюминиевых сплавов // Тезисы докладов 10 Международной конференции «Ядерная и радиационная физика» 8-11 сентября 2015. – Курчатов (Казахстан), 2015. - С. 41

13. Аликулов Ш.А., Ахмеджанов Ф.Р., Байтелесов С.А., Болтабаев А.Ф., Кунгуров Ф.Р., Салихбаев У.С Характеристики упругости алюминиевого сплава САВ-1 // II Всероссийская акустическая конференция, 6-9 июня 2017. - Нижний Новгород (Россия), 2017. - С. 72

14. Аликулов Ш.А., Ахмеджанов Ф.Р., Байтелесов С.А., Болтабаев А.Ф., Кунгуров Ф.Р., Таджибаев Д.П. Радиационное распухание алюминиевых сплавов АМГ-2 и САВ-1 // XI Международная конференция «Ядерная и радиационная физика»: Тез. докл. 12-15 сентября, 2017. – Алматы (Ка захстан), 2017. – С. 275.

15. Ахмеджанов Ф.Р., Болтабаев А.Ф., Байтелесов С.А., Кунгуров Ф.Р. Влияние нейтронного излучения на деформацию алюминиевых сплавов // Тез. докл. Международной конференции по Физической электронике IPEC-7, 18-19 мая 2018. - Ташкент, 2018. - С. 88

16. Ахмеджанов Ф.Р., Болтабаев А.Ф., Назаров Ж.Т. Ультразвуковой метод контроля структурных изменений в твердых растворах // Международная научно-техническая конференция, 22-23 ноября 2018. - Навои, 2018. - С. 160.

17. Ахмеджанов Ф.Р., Болтабаев А.Ф. Механизмы затухания акустических волн в алюминиевых сплавах // Сборник докладов VI Международной конференции «Современные проблемы физики», 28-30 июня 2018.– Душанбе, 2018. - С. 254-256

18. Ахмеджанов Ф.Р., Болтабаев А.Ф., Назаров Ж.Т. Акустический коэффициент Грюнайзена алюминиевых сплавов // «Қаттиқ жисмлар физикасининг долзарб муаммолари»: II Республика илмий-амалий анжумани, 4 май 2019.– Бухара, 2019. - С. 54.

19. Ахмеджанов Ф.Р., Болтабаев А.Ф., Назаров Ж.Т. Упругие свойства и параметр Грюнайзена алюминиевых сплавов АМГ-2 и САВ-1 // Труды XXXII сессии Российского акустического общества, 14-18 октября, 2019. – Москва, 2019. - С. 1351-1358.

20. Akhmedzhanov F.R., Boltabaev A.F. Elastic nonlinear swelling of aluminum alloys under influence of neutron radiation // 24 International Conference on Nonlinear Elasticity in Materials, June 24-28, 2019. – Krakow, 2019. - p. 12.

ГЛАВА I. КРАТКАЯ ТЕОРИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ И ОБЗОР РАБОТ ПО ДЕФЕКТАМ И УПРУГИМ СВОЙСТВАМ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ

Исследование физических свойств конструкционных материалов, используемых в циклических ускорителях и ядерных реакторах, различными методами, представляет интерес для дальнейшего прогресса в области материаловедения и ядерных технологий и повышения эффективности использования, безопасности и надежности работы циклических ускорителей и ядерных реакторов. В их числе различные акустические методы измерения и контроля, которые могут быть эффективно применены для изучения упругих свойств большого класса конструкционных материалов и влияния на эти свойства радиационных излучений. В их числе и алюминиевые сплавы САВ-1 и АМГ-2.

§ 1.1. Понятие об акустических колебаниях и волнах

Акустическими волнами называют распространяющиеся в упругой среде механические колебания частиц среды. Рассмотрим основные понятия и положения об акустических волнах в твердой среде, следуя классическим работам [1; с. 58-73, 2; с. 48-61, 3; с. 465-501, 4; с. 28-41, 5; с. 33-37].

Длиной волны λ, связана со скоростью распространения ϑ и частотой ν или периодом T соотношением

$$\lambda = \frac{\vartheta}{\nu} = \vartheta \cdot T \tag{1.1}$$

В твердых материалах могут распространяться продольные, поперечные и поверхностные волны. Скорость распространения поперечной, продольной и поверхностной волн определяется упругими свойствами материала и его плотностью.

Акустические волны различают также по форме фронта волны или волновой поверхности. Фронт волны - это геометрическое место точек

среды, в которых в рассматриваемый момент времени фаза волны имеет одно и то же значение. Если в среде распространяется кратковременное возмущение (импульс), то фронтом волны называется граница между возмущенной и невозмущенной областями среды [7].

В неограниченной изотропной среде распространение упругих волн имеет пространственный характер, и, в зависимости от формы фронта, волны могут быть плоскими, сферическими и цилиндрическими (рис 1.1). В исследованиях, как правило, используются плоские монохроматические волны, возбуждаемые в образцах пьезопреобразователями, в виде пластинок, поперечные размеры которых намного превосходят длину волны.

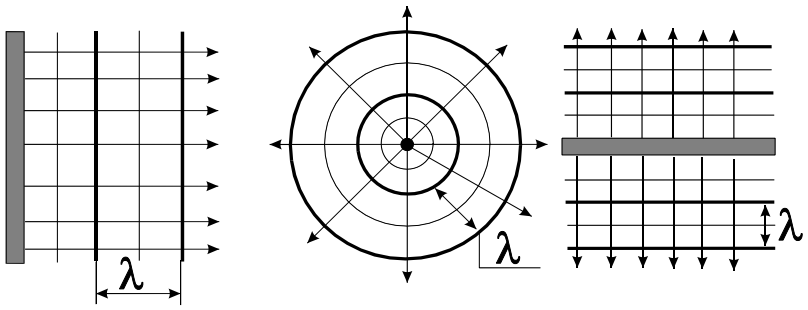

Рис. 1.1. Плоские, сферические и цилиндрические акустические волны [7; с. 57-69]

Акустические волны, как и оптические волны, могут отражаться, преломляться, интерферировать, испытывать дифракцию и затухать по мере распространения.

Согласно [4; с. 63-76], акустические волны ультразвукового диапазона обладают свойствами очень сильно отражаться от границы твердое тело – воздух. При этом слои воздуха толщиной 10^{-5} мм и более при частотах акустических волн ~ 5 МГц отражают почти 100% посланной энергии, при толщине слоя < 10^{-5} мм отражение составляет 90%, а слой толщиной 10^{-6} мм отражает ~ 80% посланной энергии.

Рассмотрим основные энергетические характеристики акустических волн. Полная энергия акустической волны складывается из кинетической

энергии движения частиц среды и внутренней энергии. Плотность кинетической энергии равна E_k [6; с. 45-69, 7; с. 132-141].

$$E_k = \frac{1}{2}\rho \cdot \vartheta^2 \tag{1.2}$$

где ρ - плотность среды, ϑ – скорость волны. В бегущей волне плотность внутренней энергии равна плотности кинетической энергии, поэтому полная плотность энергии равна

$$E = E_k + E_b = \rho \cdot \vartheta^2 \tag{1.3}$$

Коэффициент затухания. Одной из основных характеристик акустических волн является коэффициент затухания, который характеризует ослабление амплитуды плоской гармонической волны в результате взаимодействия ее со средой. Это ослабление происходит по закону $e^{-\alpha x}$, где x - путь в среде, а α - коэффициент затухания [4; с. 168-175].

$$\alpha = \frac{\ln\left(\frac{U_n}{U_k}\right)}{2(k-n)\cdot L}, Hn \cdot см^{-1} \tag{1.4}$$

$$\alpha = \frac{20\lg\left(\frac{U_n}{U_k}\right)}{2(k-n)\cdot L}, дБ \cdot см^{-1} \tag{1.5}$$

где U_n и U_k амплитуда импульсов с номерами n и k, которые были выбраны для измерения в наблюдаемой серии импульсов, L – длина образца.

В дальнейшем термин «затухание» будем относить только к ослаблению, учитываемому экспоненциальным множителем, в отличие от уменьшения амплитуды, обусловленного дифракционными потерями. Эти

потери из-за расширения фронта волны принято называть геометрическими или дифракционными потерями. Способ учета дифракционных потерь при измерении затухания акустических волн детально рассмотрен в работе [4; с. 178-186]. «Истинный» коэффициент затухания, таким образом, складывается в основном из коэффициентов поглощения $\alpha_п$ и рассеяния $\alpha_р$. При поглощении звуковая энергия переходит в тепловую энергию, а при рассеянии энергия остается звуковой, но уходит из распространяющейся волны по разным направлениям в среде распространения [6; с. 38-46, 8; с. 45-56].

Поглощение обусловлено вязкостью, т. е. различной упругой деформацией тела при расширении и сжатии, а также теплопроводностью. Последний механизм поглощения связан с тем, что процесс распространения акустической волны считают адиабатическим. Расширение или сжатие элементарного объема сопровождается изменением температуры, но они настолько кратковременны, что процесс выравнивания температуры за счет теплопроводности обычно не учитывают. Однако на низких частотах звука такой учет необходим и потери энергии упругих колебаний (термоупругие потери) могут вносить заметный вклад в общее поглощение [4; с. 111-132, 7; с. 89-105]. Существуют также другие механизмы поглощения, проявляющиеся при более высоких частотах, чем те, которые применяют при акустическом контроле конструкционных материалов [9; с. 78-92, 10; с. 56-73, 11; с. 89-97].

Малые размеры и большое число неоднородностей обусловливают статистический характер процесса рассеяния [7; с. 79-93, 9; с. 143-166]. В газах и жидкостях, в отсутствие инородных частиц, рассеяние отсутствует, и затухание акустических волн определяется поглощением. Рассеяние отсутствует в однородных аморфных твердых материалах типа стекла, пластмассы. Слабое рассеяние в них может возникать под влиянием внутренних напряжений, вызывающих изменение скорости звука и

преломление упругих волн. Рассеяние весьма велико в гетерогенных материалах таких, как, например, гранит, бетон [10; с. 96-121, 11; с. 156-173].

Большое рассеяние наблюдают также в большинстве металлов даже при высокой степени их однородности [11; с. 72-83, 12; с. 189-203]. Металлы, применяемые на практике, имеют поликристаллическую структуру, они состоят из большого количества кристаллитов (зерен), не имеющих явно выраженной огранки. Чаще всего кристаллиты ориентированы случайным образом; при переходе ультразвуковой волны из одного кристаллита в другой скорость звука из-за анизотропии может измениться в большей или меньшей степени. В результате возникает частичное отражение, преломление ультразвука и трансформация типов волн, что определяет механизм рассеяния. Чем больше упругая анизотропия кристаллов, тем больше рассеяние [12; с. 156-183].

Большое влияние на величину коэффициента рассеяния в средах оказывает соотношение среднего размера неоднородностей и среднего расстояния между неоднородностями с длиной волны ультразвука. В металлах параметр, влияющий на рассеяние - средний размер кристаллитов R. При $R \geq \lambda$ коэффициент α_p пропорционален ν^4 (Релеевское рассеяние). В области $4 \leq \lambda/R \leq 10$ коэффициент α_p пропорционален произведению $R\nu^2$. В разнозернистых металлах показатель степени при частоте меняется от 2 до 4, а максимальное затухание наблюдается при длине волны $\lambda \approx R$ [12; с. 78-96]. При рассеянии энергия акустической волны не трансформируется, а уходит из распространяющейся волны в результате многократных отражений.

Таким образом, при распространении акустических волн в поликристаллических материалах происходит не только поглощение акустической энергии, но и отражение, преломление и трансформация на границах зерен и неоднородностях структуры. В результате коэффициент затухания акустических волн α в таких материалах можно представить как сумму коэффициентов поглощения и рассеяния:

$$\alpha = \alpha_п + \alpha_р, \tag{1.6}$$

где $\alpha_п$ – коэффициент поглощения, $\alpha_р$. – коэффициент рассеяния.

§ 1.2. Краткие сведения из теории распространения акустических волн в анизотропной среде

Исследованные алюминиевые сплавы САВ-1 и АМГ-2 имеют поликристаллическую структуру, то есть состоят из большого количества кристаллитов и, следовательно, являются квазиизотропными материалами. И поэтому ниже кратко рассмотрена теория распространения акустических волн в однородной анизотропной среде. Эта теория хорошо известна, и ее изложение можно найти в ряде монографий и учебных пособий [1; с. 57-93, 8; с. 87-96]. Согласно этим работам малая деформация сплошной среды в общем случае описывается тензором дисторсии γ_{ik} с компонентами

$$\gamma_{ik} = \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \tag{1.7}$$

где u_i – компоненты вектора смещения частиц, $x_к$ – координаты ортогональной системы координат. Тензор дисторсии γ_{ik} можно разложить на симметричную часть U_{ik}, называемую тензором малых деформаций:

$$U_{ik} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i}\right), \tag{1.8}$$

и на антисимметричную часть ω_{ik}, называемую тензором малых вращений.

$$\omega_{ik} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} - \frac{\partial U_k}{\partial x_i}\right), \tag{1.9}$$

Здесь и далее нижние индексы при обозначениях тензорных величин принимают значения 1, 2 или 3 в соответствие с обозначениями координатных осей.

Внутреннюю энергию деформированного твердого тела (при постоянной энтропии S) можно записать в следующем виде [13; с. 104-122].

$$E(U_{ij}, S) = E(0, S) + \frac{1}{2} c_{ijkl} U_{ij} U_{kl} + \frac{1}{6} c_{ijklmn} U_{ij} U_{kl} U_{mn} \tag{1.10}$$

где E(0, S) – внутренняя энергия недеформированного твердого тела.

При таком рассмотрении коэффициенты упругости второго порядка c_{ijkl} определяются выражением:

$$c_{ijkl} = \frac{\partial E^2}{\partial U_{ij} \partial U_{kl}} \tag{1.11}$$

Соответственно, коэффициенты упругости третьего порядка c_{ijklmn} определяются выражением:

$$c_{ijklmn} = \frac{\partial E^2}{\partial U_{ij} \partial U_{kl} \partial U_{mn}} \tag{1.12}$$

Тензор деформации записывается в виде:

$$U_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \tag{1.13}$$

где u_i – компоненты вектора смещений акустической волны. Из уравнения (1.10) можно получить уравнение состояния твердого тела в квадратичном приближении, то есть нелинейный закон Гука для анизотропного твердого тела.

$$\sigma_{ij} = \frac{\partial E}{\partial U_{ij}} = c_{ijkl} U_{kl} + \frac{1}{2} c_{ijklmn} U_{kl} U_{mn} \tag{1.14}$$

Подставляя (1.14) в уравнение движения для элемента объема твердого тела (уравнение Коши):

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \tag{1.15}$$

где ρ - плотность тела, можно получить самое общее волновое уравнение, которое описывает распространение объемных акустических волн в анизотропных твердых телах [1; с. 118-229, 2; с. 248-263, 7; с. 172-189].

В линейной акустике связь тензора деформации с тензором механического напряжения σ_{ij} определяется обобщенным линейным законом Гука, который, без учета температурного расширения, имеет вид [7; с. 260-278].

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl} \cdot U_{kl} \tag{1.16}$$

где c_{ijkl} – компоненты материального тензора четвертого ранга, называемого тензором упругих констант (компоненты этого тензора также часто называют модулями упругости второго порядка).

В этом случае волновое уравнение, то есть уравнение эластодинамики, которое описывает распространение объемных акустических волн в анизотропных твердых телах, принимает вид [7; с. 278-301]:

$$c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_j \partial x_l} = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \tag{1.17}$$

Отметим, что во всех тензорных выражениях индексы i, j, k, l пробегают значения 1, 2, 3 и применяется правило суммирования по повторяющимся индексам.

Во многих задачах акустики в качестве решения уравнения (1.17) используется приближение плоской однородной гармонической волны,

которое в материальной среде описывается полем вектора смещения [3; с. 465-501, 7; с. 218-232].

$$\vec{U}(r, t)=A\cdot\gamma\cdot\exp[i\cdot(q\cdot r - \omega\cdot t)], \qquad (1.18)$$

где A - амплитуда волны, $\vec{\gamma}$ - единичный вектор поляризации, $\vec{q} = \frac{2\pi}{\Lambda}\cdot\vec{\kappa}$ - волновой вектор волны, $\bar{\kappa}$- единичный вектор волновой нормали.

Подставляя (1.18) в (1.17) и проводя дифференцирование, получаем систему алгебраических уравнений:

$$C_{ijkl}\,\kappa_j\cdot\kappa_l\cdot\gamma_k=\rho\,\vartheta^2\gamma_i \qquad (1.19)$$

или в матричном виде уравнения Грина-Кристоффеля

$$(\Gamma_{i\kappa}-\rho\cdot\vartheta^2\cdot\delta_{ik})\cdot\gamma_k = 0, \qquad (1.20)$$

где $\Gamma_{i\kappa} = C_{ijkl}\kappa_j\kappa_e$ - тензор Кристоффеля, ϑ- фазовая скорость волны, δ_{ik} – единичный тензор Кронекера, а γ_k – компоненты единичного вектора поляризации, удовлетворяющие условию $\gamma_i\gamma_i$=1. Дисперсионное уравнение при этом имеет вид [5; с. 246-262, 7; с. 136-153].

$$\left| \Gamma_{i\kappa} - \rho\cdot\vartheta^2\cdot\delta_{ik} \right| = 0 \qquad (1.21)$$

§ 1.3. Дефекты кристаллической структуры и радиационная повреждаемость конструкционных материалов

В этом разделе приведены основные типы дефектов в кристаллической структуре. Разнообразные типы таких дефектов принято классифицировать по характеру их измерения в пространстве [14; с. 166-182. 15; с. 201-231]:

1. Точечные дефекты (0D), для которых искажения во всех трех измерениях незначительны.

2. Линейные дефекты (1D), имеющие макроскопические размеры в одном измерении.

3. Планарные или двумерные дефекты (2D), которые имеют макроскопические размеры в двух направлениях; это дислокационные петли, границы зерен, субзерен, двойников, фаз.

4. Объёмные дефекты (3D)-поры, тетраэдры дефектов упаковки.

Наиболее простейшим точечным дефектом является вакансия - не занятый атомом узел кристаллической решетки. Образование вакансий означает разрыв связей и, следовательно, требует затраты энергии. В первом простом приближении принимается, что атомы связанны парным взаимодействием только с ближними соседями [14; с. 145-164, 15; с. 262-281]. Тогда энергия связи выразится соотношением $E_{св}$= 0.5zW (z–число ближайших соседей, W-энергия парного взаимодействия). Вакансия образуется в результате разрыва z связей и восстановления в среднем z/2 связей при попадании атома на поверхность [15; с. 273-286, 16; с. 203-221]. В большинстве случаев энергия образования моновакансии в металлах и сплавах ε имеет значения ~1 эВ.

Если принять, что в условиях термодинамического равновесия концентрация вакансий определяется формулой:

$$c_V = e^{-\varepsilon / kT} \tag{1.22}$$

то при ε = 1эВ равновесная концентрация вакансий получается примерно равной c_V ~10^{17}.

Обычно: δV~-0,1V_0, где V_0- атомный объем [13; с. 189-201].

$$\delta V = \frac{V - V_0}{V_0} \tag{1.23}$$

Энергия миграции вакансий ε_m , характеризует высоту потенциального барьера, который должна преодолеть вакансия, чтобы переместиться в

соседний узел решетки. Энергия миграции вакансий в кристаллах также как правило, ~ 1 эВ. Упругие деформации пропорциональны $1/R^3$ (R - расстояние от вакансии) [16; с. 155-163]. Поэтому заметное смещение испытывают только ближайшие соседние атомы. Сама энергия упругой деформации невелика и не превосходит нескольких десятых электрон-вольта. При образовании междоузельного атома искажение решетки более значительно: смещение близлежащих ионов может достигать 1/5 периода решетки, а энергия деформации, соответственно, - нескольких электрон-вольт [17; с. 183-197].

Рассмотрим далее радиационную повреждаемость конструкционных материалов и структурно-фазовые изменения, имеющие место в процессе облучения. Следуя работам [19; с. 1949-1955, 20; с. 113-119], можно выделить следующие процессы, которые отвечают за изменение первоначальных физико-механических характеристик материалов:

- непрерывная генерация неравновесной концентрации точечных дефектов;
- образование каскадных и субкаскадных дефектных зон;
- образование и эволюция дислокационных петель, формирование дислокационной сетки;
- атомное перемешивание;
- зарождение пор и эволюция их структуры;

Схема основных стадий радиационной повреждаемости материалов согласно [20; с. 45-96] представлена на рис. 1.2. Указанные процессы, в реальных условиях, протекают практически одновременно, и оказывают взаимное влияние друг на друга. Первичные акты радиационной повреждаемости облучаемых материалов связаны с возбуждением их электронной и атомной подсистем, с протеканием ядерных реакций и со смещением атомов кристаллической решетки из первоначальных равновесных положений [21; с. 1110-1115].

В результате ядерных реакций в облученных твердых телах образуются новые атомы примеси - трансмутанты, изменяющие их структуру и состав. Особое значение в изменении структуры и свойств материалов играют атомы инертных газов, особенно гелия и водорода. [15; с. 98-113]:

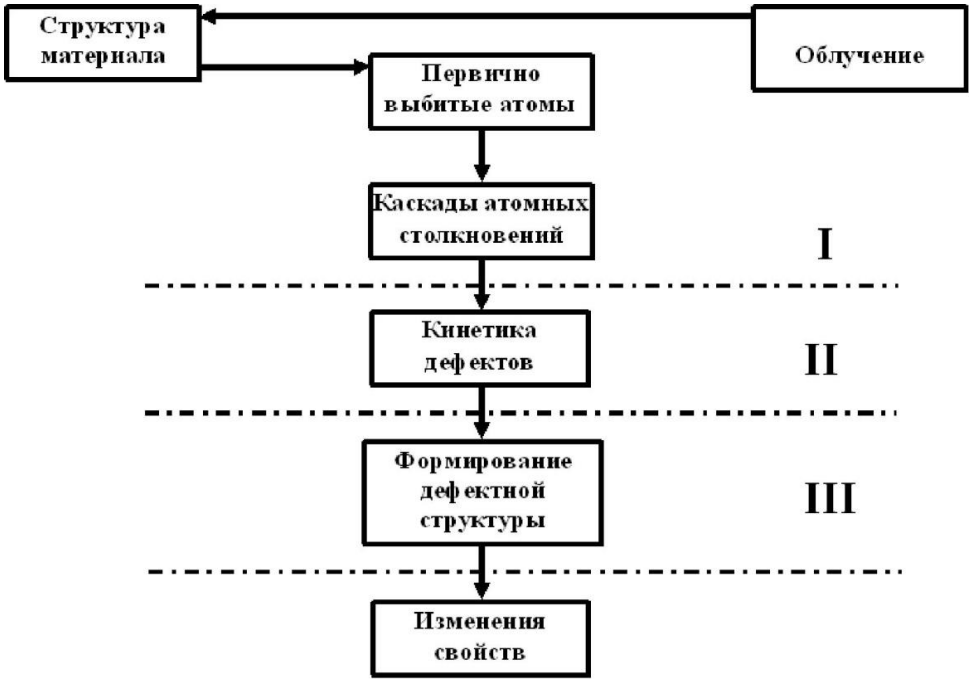

Рис. 1.2. Схема стадий радиационной повреждаемости материалов [13; с. 59-67] I-динамическая стадия, II-диффузионная стадия, III- стадия эволюции стоков

Степень облучения материалов определяются типом радиационного излучения. Принято вводить следующие характеристики облучения, которые определяют степень воздействия радиации на твёрдое тело [18; с. 1949-1955]:

1) Плотность потока частиц φ - количество частиц, в единицах нейтрон/см^{2}сек.

2) Флюенс – Ф = φt, в единицах нейтрон/см^2

3) Сечение взаимодействия – σ в единицах см^2

Сечение взаимодействия учитывает, что в общем случае в процессе взаимодействия участвует множество частиц и определяется вероятностью протекания процесса взаимодействия. За меру плотности вероятности событий при взаимодействии пучков частиц с твёрдым телом принято

сечение реакции σ = m/φ, где m-число взаимодействий в единицу времени, φ – плотность потока частиц [15; с. 108-121].

Основную роль во всех явлениях радиационной повреждаемости играют смещения атомов кристаллической решетки за счет процессов упругого или неупругого взаимодействия налетающих частиц (нейтронов, ионов, электронов) с атомом мишени [19; с. 1949-1955, 20; с. 132-146]. При этом одновременно создается вакансия и собственный межузельный атом, которые получили название пары Френкеля.

В зависимости от величины полученной энергии атом мишени может отклониться от своего первоначального положения и передать избыток энергии решетке, либо сместиться на малое расстояние и образовать неустойчивую пару Френкеля, либо сместиться на расстояние, превышающее радиус зоны спонтанной аннигиляции и образовать устойчивую пару Френкеля (рис 1.3). Главным требованием для формирования стабильной пары Френкеля является передача атому решетки кинетической энергии, превышающей некую пороговую энергию смещения E_d [16; с. 97-118].

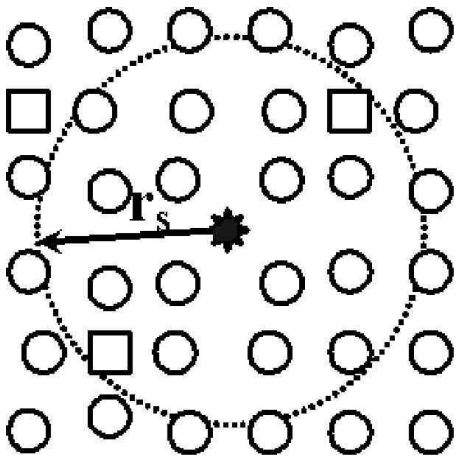

Рис.1.3. Формирование пар Френкеля при облучении [22; с. 155-176].
○ - атомы кристаллической решетки;* - междоузельный атом;
□ - вакансии, r_s - радиус спонтанной рекомбинации

Атомы решетки, смещенные налетающими частицами, определяются как первично-выбитые атомы (ПВА). ПВА имеют энергетический спектр, их

энергия изменяется от нуля до определенного значения E_{max}. Попадая в твердое тело, быстрая частица вовлекается в сложный процесс взаимодействия с электронами и ядрами атомов в кристаллической решетке. В основе статистического подхода лежит определение вероятности протекания процесса взаимодействия [13; с. 65-78].

Важнейшим вопросом является расчет количества радиационных повреждений, которое выражается в количестве атомных смещений, создаваемых на атом решетки. Смещение на атом (сна) рассматривается как единица дозы облучения, являющаяся базисом для сравнения уровня повреждений в реакторах с различным нейтронным спектром и при облучении различными частицами. Из имеющихся моделей подсчета ПВА наиболее известна модель Кичина–Пиза [22; с. 78-93], в которой количество смещенных атомов ($N_d(P)$) определяется следующим образом:

$$N_d(P) = \begin{cases} = 0 \\ = 1 \\ = 0.8E_d(P)/(2E_d) \end{cases} \quad \begin{cases} 0 < P < E_d \\ E_d < P < 2.5E_d \\ 2.5E_d < P < P_{\max} \end{cases} \frac{V - V_0}{V_0} \tag{1.24}$$

где E_d – средняя пороговая энергия смещения и массой m_1 атомам мишени с массой m_2; $E_d(P)$ - энергия повреждения и $P_{\max}$ определяется выражением:

$$P_{\max} = \frac{E(4m_1m_2)}{(m_1 + m_2)} \tag{1.25}$$

При энергиях выше $2{,}5E_d$ потери энергии происходят только за счет эмиссии электронов, а при энергии ниже $2{,}5E_d$ потери энергии происходят из-за рассеяния на ядрах атомов как на твердых шарах. Атом, получивший энергию выше пороговой, смещается за пределы зоны спонтанной рекомбинации, в то время как атомы, получившие энергию меньше пороговой, будут возвращаться на свои места в решетке [22; с. 101-124].

§ 1.3.1. Каскады атомных столкновений и их влияние на структурную эволюцию кристаллической решетки

В том случае, если ПВА способен передать другому атому решетки энергию $E >> E_d$, образуется второй выбитый атом, который при том же условии может создать третий выбитый атом и т.д., т.е. атомы с высокой энергией могут создавать целый каскад атом–атомных столкновений. В результате, в каскаде атомы отдачи, которые могут иметь энергию десятки кэВ, теряют эту энергию в области нескольких десятков нанометров в диаметре, создавая локально высокую концентрацию смещенных атомов, т.н. «обедненную зону» (рис.1.4) [20; с. 124-136].

Эволюция повреждения, вызванного высокоэнергетичными нейтронами или ионами, предполагает несколько стадий, характеризующиеся сильно различающимися временными интервалами (табл. 1.1). В результате передачи атому решетки энергии, значительно превышающей пороговое значение энергии E_d, энергия, освобождающаяся в каскаде столкновений, трансформируется главным образом в тепловую энергию, которая диссипирует в окрестности прилегающего объема материала. В этом временном интервале имеет место интенсивное атомное перемешивание. При этом 70%–80% образовавшихся дефектов - вакансий и междоузлий - рекомбинируют путем взаимной аннигиляции [20; с. 147-156].

На месте прохождения каскада менее чем через 100 пикосекунд формируется обедненная зона – «вакансионное ядро», окруженное междоузельной «шубой» [21; с. 1110-1150].

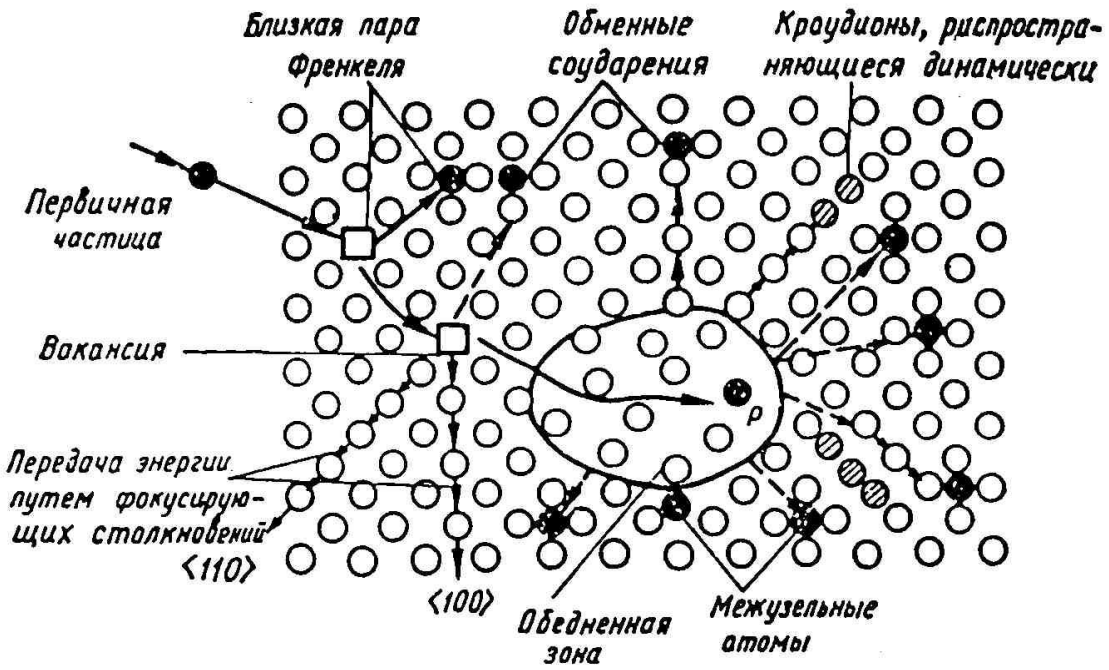

Рис. 1.4. Модель радиационных повреждений, производимых при соударении одного нейтрона с атомами решетки [23; с. 455-462].

Таблица 1.1

Стадии образования дефектной структуры в облученных материалах.

Время, с	Событие	Результат	Характеристический параметр
10^{-18}	Передача энергии налетающей частицей	ПВА	T, dσ/dT (E,T)
10^{-13}	Смещение атома решетки	Каскад смещений	T_d, υ(T)
10^{-11}	Диссипация энергии и спонтанная рекомбинация	Стабильные пары Френкеля	u(T) пространственное распределение
10^{-8}	Реакции дефектов при термической миграции	Рекомбинации вакансий и междоузлий, кластеризация	E_I^m, E_V^m, T^I и т.д.

Дефекты, избежавшие внутрикаскадной рекомбинации, могут вступать в реакцию с дефектами, выжившими в других каскадах. Как типичное значение, можно считать, что ПВА с энергией 50 кэВ формируют каскад диаметром около 7 нм [24; с. 71-76].

Облучение тяжелыми ионами и нейтронами дает значительную часть ПВА с большими энергиями отдачи. Методами высокоразрешающей электронной микроскопии и автоионной микроскопии установлено, что при соответствующих энергиях каскадные области атомных столкновений состоят из отдельных субкаскадов [24; с. 71-76]. Расчет количества смещений в каскадах является сложной математической задачей, так как многие физические аспекты формирования каскадов и точечных дефектов еще не установлены.

Каскады существенно влияют на микроструктурную эволюцию при облучении тяжелыми энергетическими частицами, поскольку [25; с.463-468]:

- Каскадная структура модифицирует эффективность выживания точечных дефектов и изменяет эффективное количество смещений на атом.
- Каскады формируют высокую локальную плотность, что существенно изменяет вероятность кластеризации вакансий либо атермическим захлопыванием вакансионного ядра, либо перестройкой атомов в ядре термически, механически или термодинамически и влияют на изменение кинетики дефектов: междоузлий и вакансий;
- Каскады способствуют атомному перемешиванию, растворению и образованию новых частиц выделений.

Очень важно, что при различных видах облучения и, соответственно, при различных спектрах ПВА наблюдается неодинаковое пространственное распределение дефектов в каскадах. Часть дефектов, образованных в каскадах, исчезает за счет внутрикаскадной спонтанной рекомбинации и аннигиляции на стоках, существующих в облучаемом материале [25; с.463-468].

§ 1.4. Обзор работ по упругим свойствам алюминиевых сплавов

В данном разделе, следуя работам [26; с. 108-115, 27; с. 78-83, 28; с. 1-7], рассмотрены результаты работ по исследованию упругих свойств

алюминиевых сплавов САВ-1 и АМГ-2 и родственных им сплавов АМГ-5 и АМГ-6, проведенных к настоящему времени. Основными легирующими элементами в этих сплавах являются кремний, магний марганец. в первую очередь посмотрим, какое влияние оказывают данные примеси на прочностные свойства алюминиевых сплавов.

Кремний используют вместе с магнием в количестве до 1,5% для образования фазы Mg_2Si в термически обрабатываемых алюминиевых сплавах. Соединение Mg_2Si в этих сплавах является фазой, которая при нагреве под закалку растворяется, а при старении выделяется и вызывает упрочнение сплава [29; с. 74-82, 30; с. 321-341].

При этом кремний в количестве 0,5...4% уменьшает склонность к трещинообразованию в сплавах системы Al–Cu–Mg [30; с. 321-341]. Магний является основным легирующим элементом в сплавах серии АМГ- N, где целочисленная цифра N обозначает примерное содержание магния в составе сплава в массовых процентах. Максимальная растворимость магния в твердом алюминии составляет 17,4%, но содержание его в промышленных деформируемых сплавах не превышает 10% [29; с. 92-106]. Деформируемые сплавы, содержащие до 5% Mg, обычно поставляются в стабильном состоянии. Добавка магния значительно повышает прочность алюминия без существенного снижения пластичности [30; с. 312-326, 31; с. 214-231].

Добавки марганца в количестве до 0,75% в литейные сплавы системы Al–Mg повышают твердость, снижают пластичность и оказывают влияние на коррозионную стойкость. Основными преимуществами добавок марганца являются, во-первых, более однородное распределение по объему магниевой фазы и, во-вторых – необходимо меньшее содержание магния для достижения заданного уровня прочности и стабильности сплава при наличии марганца. Деформируемые сплавы серии АМГ содержат до 1,5% Mg и Si в соотношении, соответствующем формуле Mg_2Si, т.е. 1,73:1. Максимальная растворимость Mg_2Si в алюминии составляет 1,85%, и она уменьшается при понижении температуры [29; с. 96-111, 30; с. 412-423, 31; с. 288-306].

Ряд работ посвящен сплавам группы Al-Mg, с различным содержанием магния [32; с. 631-634, 33; с. 96-102, 34; с. 2384-2392, 35; с. 765-769, 36; с. 685-691], в которых достаточно подробно исследованы, как линейные, так и нелинейные упругие свойства этих сплавов. Так, в работах экспериментально исследовано влияние наноструктурирования на механические и нелинейные упругие характеристики поликристаллического алюминиевого сплава АМГ-6 и нанокомпозита n-АМГ-6/C60. Нелинейные упругие свойства исследовались с помощью спектральной акустической технологии и определялись нелинейные акустические параметры. Независимые упругие коэффициенты второго и третьего порядка измерялись ультразвуковым методом. Коэффициенты упругости третьего порядка оценивались с помощью подхода Терстоуна – Брэггера по экспериментально определенным скоростям сдвиговых и продольных объемных акустических волн как функциям одноосного сжатия в исследованных образцах.

В работах [36; с. 685-691, 37; с. 10-13] исследован алюминиевый сплав АМГ-6, который относится к системе Al-Mg-Mn, содержит до 93.68% алюминия, 5.8−6.8% магния, 0.5−0.8% марганца и прочие примеси. Отмечено, что сплав АМГ-6, благодаря своим хорошим прочностным и пластическим характеристикам широко используется в авиакосмической индустрии, строительстве, автомобилестроении, а также в судостроении.

Для исследования нелинейных упругих свойств в комплексе реализован динамический спектральный метод, заключающийся в исследовании эффективности генерации второй акустической гармоники на частоте $2f = 10$ МГц при распространении объемной акустической волны конечной амплитуды на частоте $f = 5$ МГц. На эксперименте измерялась зависимость амплитуды второй гармоники от амплитуды первой гармоники продольной акустической волны в автоматическом режиме. Продольные акустические волны возбуждались и принимались с помощью посеребренных пластинок из ниобата лития Y-36 среза с резонансными частотами 5 и 10 МГц. Пластинка с резонансной частотой 10 МГц служила

для приема волн на частоте 10 МГц. Для выделения сигналов первой и второй гармоник акустических волн использовался комплект фильтров низких и высоких частот.

Константы упругости третьего порядка определяют отклонение от закона Гука и количественно описывают ангармонические свойства кристаллической решетки, такие как тепловое расширение, взаимодействие фононов и поглощение ультразвуковых волн [36; с. 685-691]. Эти коэффициенты позволяют также рассчитать анизотропию параметра Грюнайзена и используются для анализа взаимодействия акустических волн конечной амплитуды в твердых телах. Повышенный интерес к исследованию нелинейных свойств материалов объясняется возможностью установления взаимосвязи между нелинейностью и прочностью материалов.

Анализ величины коэффициентов упругости второго порядка в различных сплавах алюминия, проведенный в работах [38; с. 661-667, 39; с. 1-7, 40; с. 1562-6016] показывает, что величины этих коэффициентов в пределах ошибки в 10-20 % как правило совпадают. Экспериментально были определены коэффициенты упругости второго порядка (в единицах 10^{10} Н/м^2) сплава В95 (система Al-Zn-Mg-Cu), c_{11}=10.2, c_{44}=2.42 и сплава Д16 (система Al–Cu–Mg), c_{11}=13.5, c_{44}=2.76. Также в этих работах были измерены константы упругости третьего порядка данных сплавов. Анализ величин коэффициентов упругости второго порядка показывает, что их различие в сплавах АМГ-6, В95 и Д16 не превышает 30% для c_{11} и 10% для c_{44}. Однако значения константы упругости третьего порядка в сплавах АМГ-6, В95 и Д16 различаются в разы или даже в десятки раз. Так, например, величина коэффициента c_{111} в сплаве В95 более чем в три раза меньше коэффициента c_{111} в сплаве Д16 и почти в 20 раз меньше значения коэффициента c_{111} в сплаве АМГ-6. Это является прямым доказательством того, что константы упругости третьего порядка более чувствительны к химическому составу, структуре и стехиометрии материала, чем величины коэффициентов упругости второго порядка.

В работе [41; с. 274-278] на основе анализа литературных данных и результатов, полученных авторами, рассмотрены общие закономерности влияния облучения в широком интервале доз и температур на упругие модули металлических материалов. Проанализировано влияние типа кристаллической решетки и роль границ зерен. Изучена связь изменения упругих модулей с температурой испытаний, изменением параметра кристаллической решетки и радиационным охрупчиванием реакторных материалов.

В работах [42; с. 22, 43; с. 342-347, 44; с. 934-936] с помощью реактора ВВР-М Санкт-Петербургского ИЯФ было исследовано влияние нейтронного облучения на радиационную стойкость сплава САВ-1. Облучение проводилось в ячейках активной зоны в течение 380 эфф. суток. Расчетный суммарный флюенс быстрых нейтронов за все время облучения достигал 3.48 10^{22} $см^{-2}$. Обнаружено, что в результате захвата тепловых нейтронов алюминием в сплаве САВ-1 накапливается избыточный кремний. Увеличение концентрации кремния в облученных образцах определялось с помощью эмиссионного спектрометра.

Увеличение концентрации кремния составило 0.243 %. В то же время содержание кремния в исходном необлученном образце составляло 0.95±0.09%. Общее удлинение образца сплава при облучении в реакторе ВВР-СМ с увеличением дозы уменьшилось с 26 до 3% при флюенсе нейтронов 5 10^{21} $см^{-2}$. Таким образом, были получены количественные данные о влиянии нейтронного излучения на концентрацию кремния в сплаве и выявлен нелинейный характер изменения размеров образцов с изменением дозы облучения.

В работах [45; с. 160-164, 46; с. 123-142, 47; с. 3345-3349] методом малоуглового рассеяния нейтронов были проведены сравнительные исследования образцов сплавов Результаты исследования облученных в реакторе образцов сплава алюминия САВ-1 показали следующее:

1). В исходном и облученном сплавах САВ-1 существуют дефекты —

поры с характерным радиусом $R_1 \sim 5 - 10$ нм, наблюдающиеся как изолированные и в виде кластеров радиусами $R_2 \sim$ 20-25 нм и $R_3 \sim$ 40-50 нм.

2). В результате облучения сплава суммарная объемная доля дефектов увеличивается на ~ 10%, а общая площадь поверхности дефектов от значения ≈ 0.6 м^2 возрастает примерно на 40%, достигая значения ≈ 0.9 м^{2}в расчете на 1 см^3 объема образца.

3). При облучении происходит также уменьшение объемной доли крупных рассеивающих областей радиусом ~40 − 50 нм и наряду с этим увеличение доли фракций размером ~5 − 10 и ~20 − 25 нм, что объясняется авторами фрагментацией крупных областей.

Показано, что фазовый состав сплавов данного типа зависит от соотношения концентраций легирующих элементов – магния и кремния, поэтому основными фазами в сплаве САВ-1 являются α(Al) и Mg_2Si. Кроме основных фаз в зависимости от химического состава могут присутствовать интерметаллические соединения, такие как AlSiFe, $Al_{10}Mn_2Si$, AlSiMnFe и др. При облучении сплава САВ-1 в результате ядерных реакций с нейтронами увеличивается содержание кремния [45; с. 160-164].

В работах [25; с. 463-468, 48; с. 246-262] изучено влияние упругих полей, создаваемых порами и пузырьками на рост пор в ГЦК металлах. Проведены расчеты и анализ координатной зависимости компонент матрицы коэффициентов диффузии, обусловленной влиянием упругих полей, создаваемых сферическими порами разного размера. Во второй части решена задача о распределении концентрации вакансий в окрестности поры некоторого размера с учетом влияния пересыщения и упругих полей. Получены выражения для скорости роста пор, учитывающие влияние упругих полей, создаваемых этими порами в окружающей их окрестности, а также влияние давления газа в пузырьках, и внешнего давления, приложенного к материалу.

В результате получены выражения для потоков вакансии в ГЦК металлах в окрестности поры с учетом влияния упругих полей, создаваемых

порой [25; с. 463-468]. Осуществлен анализ зависимости коэффициентов диффузии от координат и характеристик металла. Показано, что влияние упругих полей, создаваемых порами, на величины компонент матрицы коэффициентов диффузии сильно зависит от размеров пор и температуры.

Выводы по главе I

Обзор современного состояния исследований по упругим свойствам алюминиевых сплавов показывает, что наиболее исследованными являются процессы деформации облученных сплавов с различным типом кристаллической решетки в широком интервале доз облучения. В то же время, многие вопросы поведения облученных материалов в упругой области деформаций остаются неизученными. Несмотря на имеющиеся работы и большой объем информации об упругих константах сплавов общие закономерности их изменения в широком интервале температур еще не установлены.

Недостаточно изучено также влияние дефектности структуры обусловленной примесными или радиационно-индуцированными точечными дефектами на упругие модули материалов. В существующих моделях эволюции дефектных структур сплавов упругие константы входят как параметр, но изменение самих этих констант под действием дефектов не принимается в расчет.

Особенно такое взаимовлияние можно ожидать при воздействии нейтронного облучения, которое изменяет механические свойства сплавов, приводит к распуханию и изменению прочностных свойств сплавов, используемых в качестве конструкционного материала. Поэтому исследование влияния облучения на упругие свойства материалов остается актуальной задачей в радиационном материаловедении.

1. Из проведенного обзора видно, что в настоящее время растет интерес к линейным и нелинейным упругим и тепловым свойствам сплавов системы Al-Si-Mg. Следует ожидать сильное влияние состава и

структуры сплава на нелинейные упругие коэффициенты, определяющие прочностные свойства сплавов.

2. Важность намечаемых исследований обусловлена также возможностью управления прочностными свойствами, сплавов путем изменения типа и концентрации примеси в базовом металле.
3. Еще большие возможности по изменению структуры металлических сплавов предоставляет воздействие быстрых нейтронов, обладающих большой проникающей способностью. Под воздействием проникших нейтронов атомам решетки передается энергия, превышающая энергию связи в кристаллической решетке. В результате, образующиеся точечные дефекты могут формировать обедненную зону – «вакансионное ядро», окруженное междоузельной «шубой». Эволюция таких вакансионных пор и межузельных кластеров под действием нейтронного излучения может сильно влиять на линейные и нелинейные упругие и тепловые свойства сплавов.

Таким образом, изучение механизмов и закономерностей структурных изменений под действием примесей или нейтронного излучения чувствительным акустическим методом представляется интересным как с фундаментальной, так и практической точки зрения, особенно учитывая применение таких алюминиевых сплавов в авиа и реактор построении.

ГЛАВА II. ОБРАЗЦЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ

§ 2.1. Образцы алюминиевых сплавов и методы определения их состава и структуры

Как отмечалось в первом разделе, для алюминиевых сплавов тройной системы АМГ-2 и САВ-1 характерна не только прочность, но и высокая пластичность. Вследствие этого приготовление образцов этих сплавов не представляет большой сложности. Для проведения акустических экспериментов образцы САВ-1 и АМГ-2 изготавливались из материалов промышленной поставки, которые представляли собой прутки различного диаметра (рис 2.1).

Рис 2.1. Вид прутков промышленной поставки сплава САВ-1

Приготовленные образцы после шлифовки и полировки имели цилиндрическую форму одинакового диаметра (диаметр d=10 – 15 мм) и различной высоты (от 10 мм до 25 мм). Непараллельность торцов цилиндрических образцов была не больше 10 угловых минут. Типичный вид подготовленных образцов приведен на рисунке 2.2. [49; с. 57-59].

Плотность образцов данных сплавов, определялась по измерениям массы и объема и составила 2,69 г/см^3 для САВ-1 и 2,68 г/см^3 для АМГ-2. Отметим, что полученные значения плотности хорошо совпадают с данными, имеющимися в литературе [31; с 198-215, 50; с. 73-78].

Рис 2.2. Общий вид исследованных образцов с присоединенным пьезодатчиком

Для исследования структуры, параметров кристаллической решетки и теплопроводности образцы сплавов САВ-1 и АМГ-2 приготавливались в виде дисков диаметром d=15 мм, толщиной h=3 мм. Элементный состав, их процентное соотношение и металлографический анализ исследуемых образцов сплавов САВ-1 и АМГ-2 производился с помощью рентгеновского микроанализатора “Jeol” JSM 5910 IV (Япония) [33; с. 631-634].

§ 2.2. Общая характеристика ультразвуковых импульсных методов измерения

Импульсные методы определения скорости распространения и коэффициента затухания акустических волн в материалах в различных вариантах широко используются в ультразвуковых исследованиях [3; с. 465-501, 7; с. 156-172, 9; с. 110-121]. Для пояснения принципа работы, на рисунке 2.3 изображена блок- схема простейшей импульсной установки. В этих методах, как правило, используется импульсный радиогенератор (1) и пьезоэлектрический преобразователь (2), с помощью которого в исследуемом образце материала (3) возбуждается на определенной частоте импульс акустической волны. На противоположном конце образца, другой «приемный» пьезопреобразователь (4) осуществляет обратное преобразование импульса акустической волны в импульс электромагнитной

волны, который усиливается в приемном устройстве (5) и наблюдается с помощью осциллографа, входящего в состав приемника.

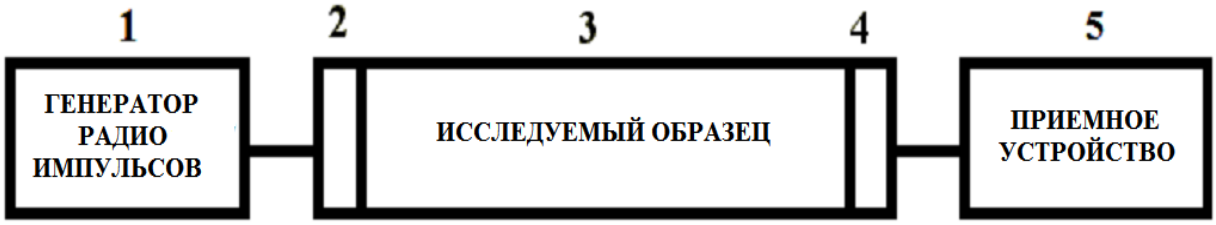

Рис.2.3. Блок-схема простейшей импульсной установки.

При этом должны выполняться следующие требования. Во-первых, генератор радиоимпульсов должен возбуждать в пьезопреобразователе (2) импульс ультразвуковых колебаний, длительность которых достаточна, чтобы колебания в пьезопреобразователе успели установиться. Во-вторых, длительность этого импульса должна быть меньше времени его прохождения через этот образец. Многократное отражение импульса акустической волны, от противоположных и строго параллельных друг другу торцов образца (3) приводит к тому, что после соответствующего усиления на экране осциллографа наблюдается серия эхо-импульсов, амплитуда которых экспоненциально падает. Вид такой практически идеальной серии импульсов приведен на рисунке 2.4.

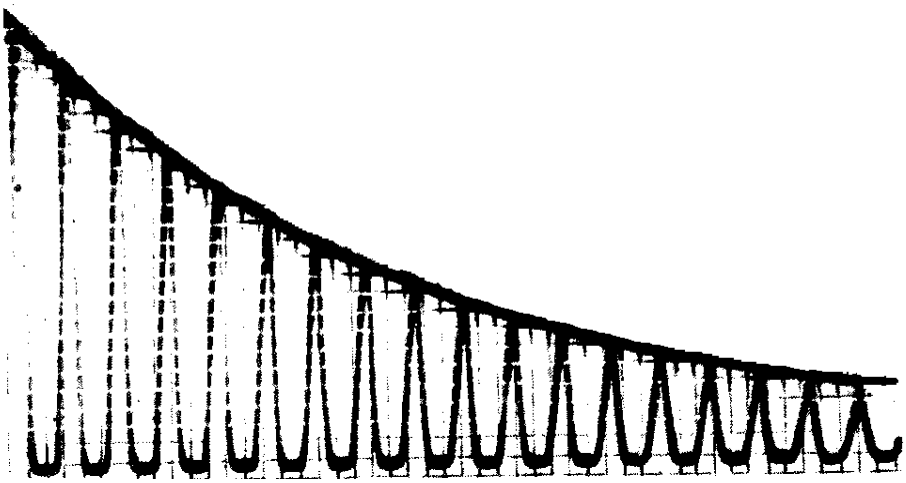

Рис.2.4. Серия эхо-импульсов на экране осциллографа с экспоненциальной огибающей

Интервалы времени t между последовательными эхоимпульсами соответствуют времени двойного пробега по образцу, длиной L и поэтому скорость акустической волны ϑ определяется выражением [4; с. 128-141].

$$\vartheta = \frac{2L}{t} \tag{2.1}$$

Из отношения амплитуд последовательных акустических импульсов U_n и U_k определяется коэффициент акустического затухания в дБ/см:

$$\alpha = \frac{20\lg(\frac{u_n}{u_k})}{2(k-n)L} \tag{2.2}$$

где n и k- номера эхо-импульсов, ограничивающие использованную часть наблюдаемой серии эхо-импульсов.

В наблюдаемой серии импульсов (рис. 2.4) 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.

Условиями правильности таких измерений являются относительно малые потери акустической энергии при отражениях, в склейках и их слабой зависимости от частоты и температуры по сравнению с поглощением в исследуемом образце и его зависимостью от частоты и температуры. В этом случае можно измерять относительные изменения α и их зависимости от частоты и внешних условий. Подобные измерения осуществляются, например, при исследовании аномального поглощения и дисперсии скорости акустических волн при фазовых переходах [3; с 465-501]. Как правило, изменения скорости распространения акустических волн в материалах,

которые приходится измерять при этих и других физических явлениях, обыкновенно бывают незначительными.

Поэтому разработан ряд методов, повышающих точность измерения, как амплитуды, так и интервалов времени между наблюдаемыми импульсами. Эти методы позволяют точнее определить относительные изменения скорости и затухания акустической волны. Точность определения абсолютного значения акустических параметров ограничивается погрешностью определения длины образца и её температурных изменений. Известно, что наиболее точными методами измерения скорости акустической волны являются фазово-импульсные методы Мак-Скимина и Вильямса и Лэмба [4; с. 158-169, 9; с. 45-63], в которых используется наложение эхо-импульсов, возбужденных двумя зондирующими импульсами. В этих методах амплитуда суммарного эхоимпульса сильно зависит от разности фаз между заполняющими колебаниями.

Изменяя в небольших пределах частоту этих колебаний, можно фиксировать значения частоты, при которых эта амплитуда суммарного импульса проходит через минимум или максимум, и определять с высокой точностью скорость акустической волны. В настоящей работе разработана акустическая измерительная система, в которой метод Вильямса-Лэмба модифицирован таким образом, что за счет применения специальных схем, уменьшена погрешность измерения скорости.

В следующем разделе рассматривается разработанный импульсно - интерференционный метод определения скорости и затухания акустических волн.

§ 2.3. Импульсно–интерференционный метод определения скорости и затухания акустических волн

В разработанной системе за основу принят метод «импульсной интерференции» Вильямса–Лэмба [4; с. 45-84], который позволяет достаточно точно определять скорость акустических волн в материалах.

Также как в методе Вильямса–Лэмба в измерительной системе обеспечивается генерация двух серий высокочастотных акустических импульсов, возбуждаемых двумя последовательностями зондирующих радиоимпульсов. Схема такой измерительной системы, позволяющей проводить акустические исследования в диапазоне 10–50 МГц, приведена на рисунке 2.5 .

В рассматриваемой системе две последовательности зондирующих радиоимпульсов формируются с помощью высокочастотного генератора непрерывных электромагнитных колебаний и, разработанного в лаборатории, строб-усилителя, который используется в качестве электронного ключа. Строб-усилитель открывается по очереди импульсными сигналами от двух стандартных одинаковых генераторов импульсных сигналов, работа которых взаимосвязана.

Запуск этих импульсных генераторов осуществляется цифровым генератором задержки, с помощью которого две последовательности радиоимпульсов можно сдвигать по времени друг относительно друга, обеспечивая дискретную задержку с минимальным шагом 0.01 мкс.

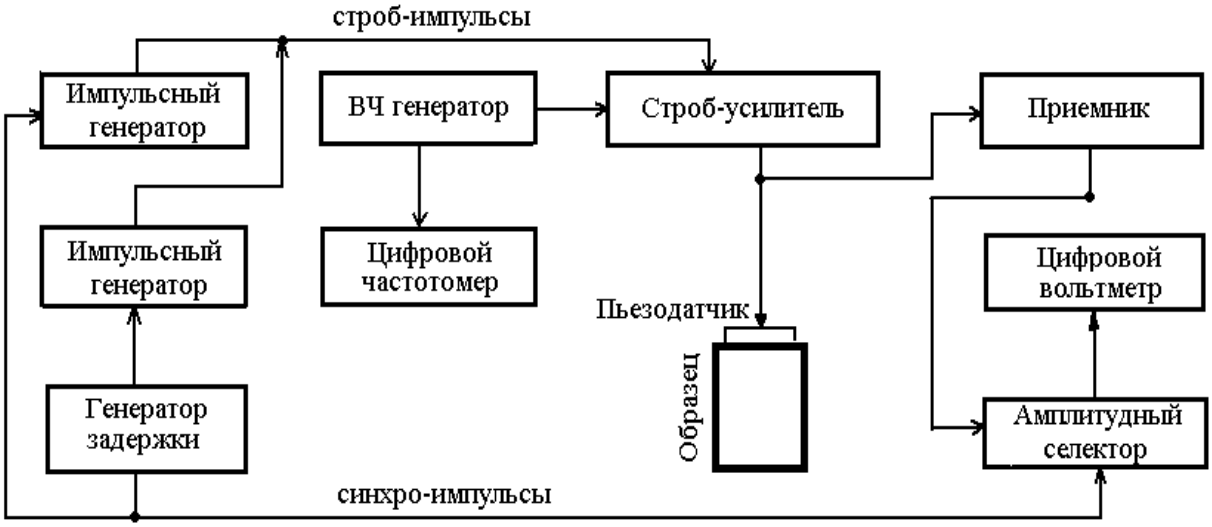

Рис. 2.5. Блок-схема акустической измерительной системы

Формирование зондирующего радиоимпульса с крутым передним фронтом осуществляется трехкаскадным резонансным строб–усилителем, построенным на пентодах. Сформированный им радиоимпульс поступает на соединенный с исследуемым 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 [51; с. 1-7]. Полученная затухающая серия радио-эхоимпульсов усиливается по амплитуде в приемнике. В качестве приемника применяется многокаскадный резонансный усилитель с регулируемым коэффициентом усиления до 80 дБ. Амплитудный детектор в составе усилителя, позволяет также преобразовать усиленные радиоимпульсы в видеоимпульсы.

Ниже, следуя нашим работам [52; с. 42-47, 53; с. 5-38], описывается особенность разработанного импульсно-фазового метода определения скорости и затухания акустических волн в материалах, принцип которого представлен на рисунке 2.6.

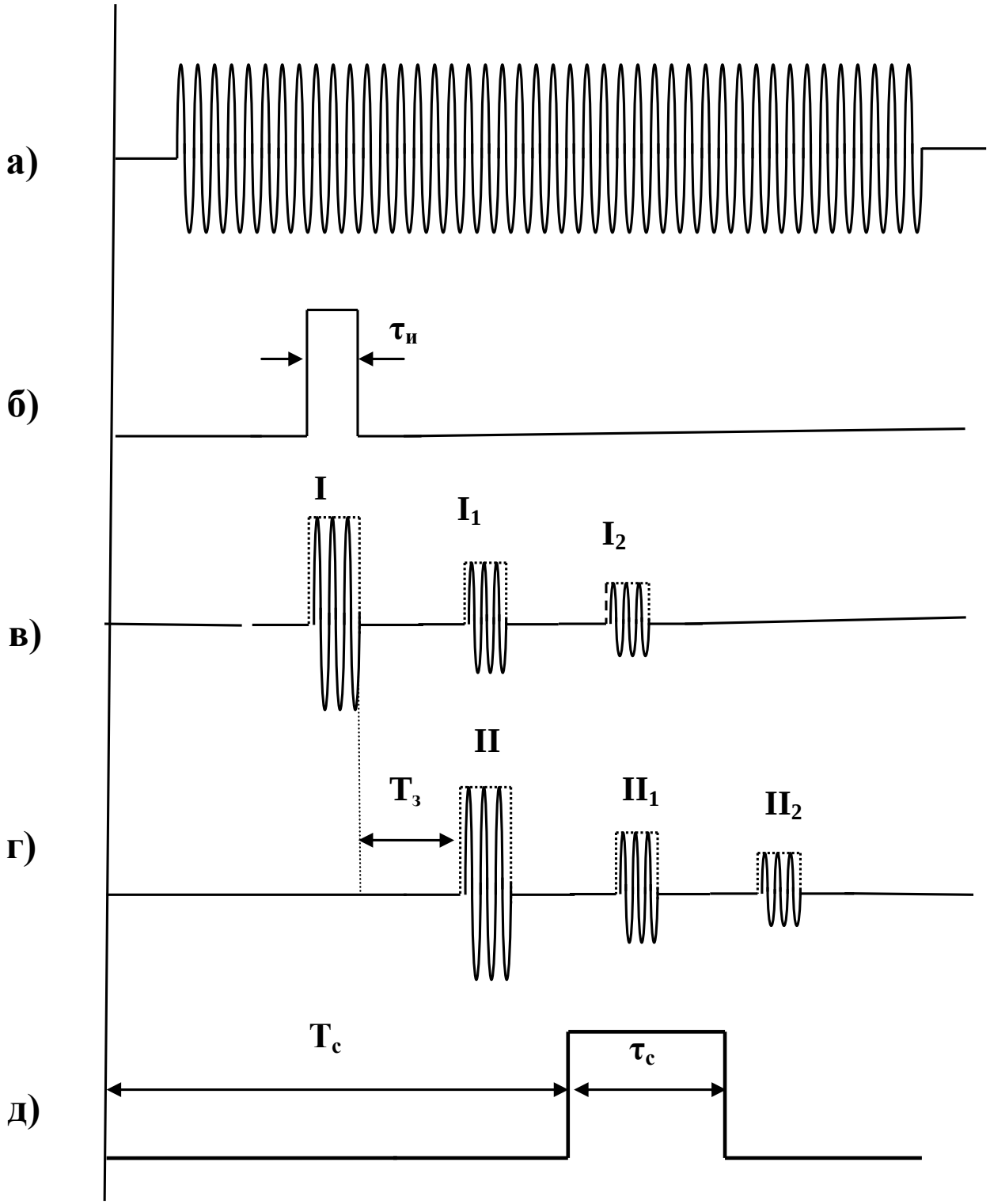

Рис. 2.6. Принцип прецизионного определения скорости акустических волн в материалах

Сущность разработанного 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 гармонического сигнала (рис. 2.6а). Два импульсных генератора запускаются генератором задержки, и каждый из них вырабатывает прямоугольный импульс (рис. 2.6б) с регулируемой амплитудой, длительностью $\tau_и$ и регулируемым временем задержки между ними. Вводимые в образец акустические импульсы **I** (рис. 2.6в) и **II** (рис. 2.6г) получаются путем «вырезания» участков непрерывного гармонического сигнала этими прямоугольными импульсами.

Пьезопреобразователь излучает в образец первый акустический импульс **I** (рис. 2.6в), который отражается от противоположной грани образца и снова приходит на излучатель. В этот момент в образец излучается второй импульс **II** (рис. 2.6г) [51; с. 1-7]. В дальнейшем в образце распространяется суммарный сигнал, образованный в результате интерференции импульсов **I** и **II**. Работа всей измерительной системы синхронизируется генератором задержки, который запускает не только импульсные генераторы и развертку осциллографа, но и «организует» окно пропускания для амплитудного селектора.

Особенность разработанного метода заключается в том, что после приемника эхоимпульсы поступают на впервые введенный нами 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. Таким образом, выбирается тот или иной импульс в серии, и его амплитуда затем измеряется цифровым импульсным вольтметром.

Такая процедура позволяет:

Во-первых, по измеренным значениям амплитуд соседних импульсов A_1 и A_2 определить коэффициент затухания акустических волн α из соотношения:

$$\alpha = \frac{20\lg(\frac{A_1}{A_2})}{2L} \qquad (2.3)$$

где L – длина образца. Точность определения коэффициента затухания за счет автоматического многократного измерения амплитуд импульсов и последующего усреднения составляет ~5%. Указанный разброс обусловлен уровнем шумов в приемном канале системы при исследовании конкретного образца.

Во-вторых, как видно из рисунка 2.5 измерительная система в нашем разработанном устройстве, позволяет также формировать две серии зондирующих радиоимпульсов, когда на строб-усилитель 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 таким, чтобы первое отражение из второй серии отраженных акустических импульсов накладывалось на второе отражение первой серии отраженных акустических импульсов (рис. 2.7 и 2.8). 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 [51; с. 1-7].

Описанный режим позволяет, как и в методе «импульсной интерференции» Вильямса и Лэмба [9; с. 69-83, 51; с. 1-7], определять скорость акустических волн в образцах. В отличие от известного метода в разработанном методе 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 [51; с. 1-7].

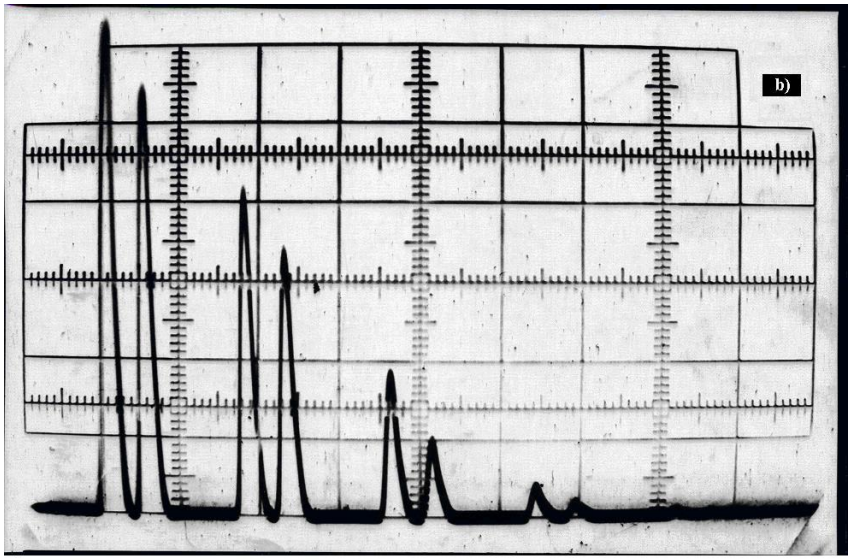

Рис. 2.7. Осциллограмма двух серий видео-эхоимпульсов сдвинутых друг относительно друга на определенный интервал времени

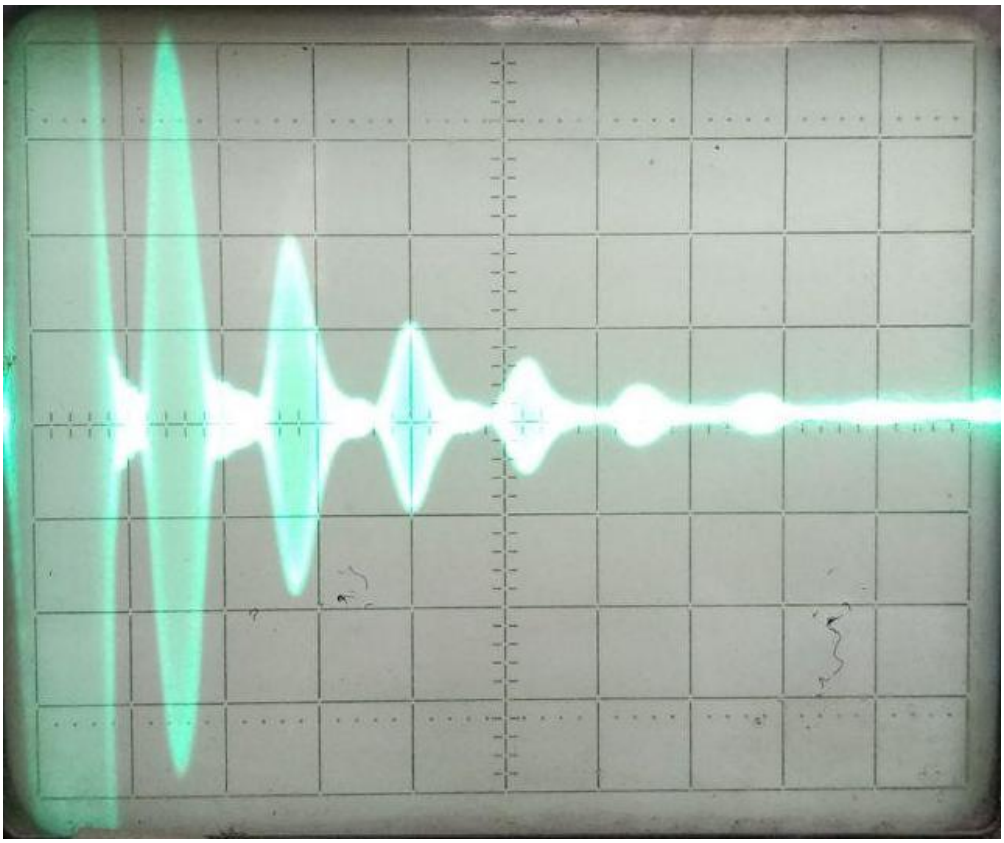

Рис 2.8. Интерференционная осциллограмма двух серий радио-эхоимпульсов, наложенных друг на друга

Регистрируя с помощью цифрового частотомера последовательные значения частоты, при которых амплитуда результирующего импульса проходит через минимумы, можно определить скорость акустической волны из соотношения [52; с. 42-47]

$$\vartheta=2L\cdot\Delta\nu, \qquad (2.4)$$

где L – длина образца, $\Delta\nu$ – разность двух соседних частот высокочастотного генератора, соответствующих противофазной интерференции. Указанная разность определялась по показаниям цифрового частотомера с абсолютной точностью ±10 Гц. Точность определения скорости акустической волны ограничивалась точностью измерения длины образца и составляла ~0,01%.

Следует отметить, что в отличие от известнs[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 пьезодатчика.

При этом реализована возможность наблюдения принимаемых эхоимпульсов на экране осциллографа в виде видеоимпульсов (рис. 2.7) или радиоимпульсов (рис. 2.8). В разработанном нами методе осциллограф используется только для контрольного наблюдения процесса изменения амплитуды сигнала при последовательном и непрерывном изменении частоты акустической волны. Параметры разработанной акустической измерительной системы, установленные при калибровке и юстировке приборов, входящих в состав системы, представлены в таблице 2.1.

Продольные или поперечные акустические волны возбуждались и принимались кварцевыми пьезопреобразователями, представляющими собой

тонкие плоские пластины из кварца соответственно X– и Y среза, толщиной от 70 мкм до 560 мкм.

Таблица 2.1

Параметры акустической измерительной системы

Параметр	**Значение**
Чувствительность приемного блока	10^{-6} Вт
Частота следования импульсов	400 – 2000 Гц
Длительность импульса	1 – 4 мкс.
Диапазон изменения амплитуды импульса передающего блока	0.1– 10 В.
Интервал между импульсами	2 – 5 мкс.
Погрешность измерения амплитуды импульсов	Не более 2%.

Резонансная частота такого пьезодатчика определяется его толщиной из соотношения [54; с.5- 35]:

$$\nu_{рез} = \frac{\vartheta_{ак}}{2d} \qquad (2.5)$$

Здесь $\vartheta_{ак}$ – скорость акустической волны в кварце данного среза, d – толщина пьезоэлектрической пластины. Видно, что резонансная частота такого пьезодатчика зависит от вида материала пьезопреобразователя и его толщины. Так, например, в кристаллическом кварце, при скорости продольных акустических волн вдоль оси X равной 5.72 км·с$^{-1}$, резонансная частота кварцевых пластин X – среза, толщиной 286 мкм, будет равна 10 МГц.

Такие пластины могут быть использованы для возбуждения продольных акустических волн на этой частоте и всех последующих нечетных гармониках. Контакт пьезоэлектрического преобразователя с образцами алюминиевых сплавов осуществлялся с помощью тонкого слоя

эпоксидной смолы. Такая склейка позволяла проводить температурные исследования в диапазоне от комнатной температуры до 550 К.

Исследуемый образец закреплялся в специальном держателе (рис. 2.9), который позволяет проводить измерения в двух режимах:1- на проход, 2 - на отражение.

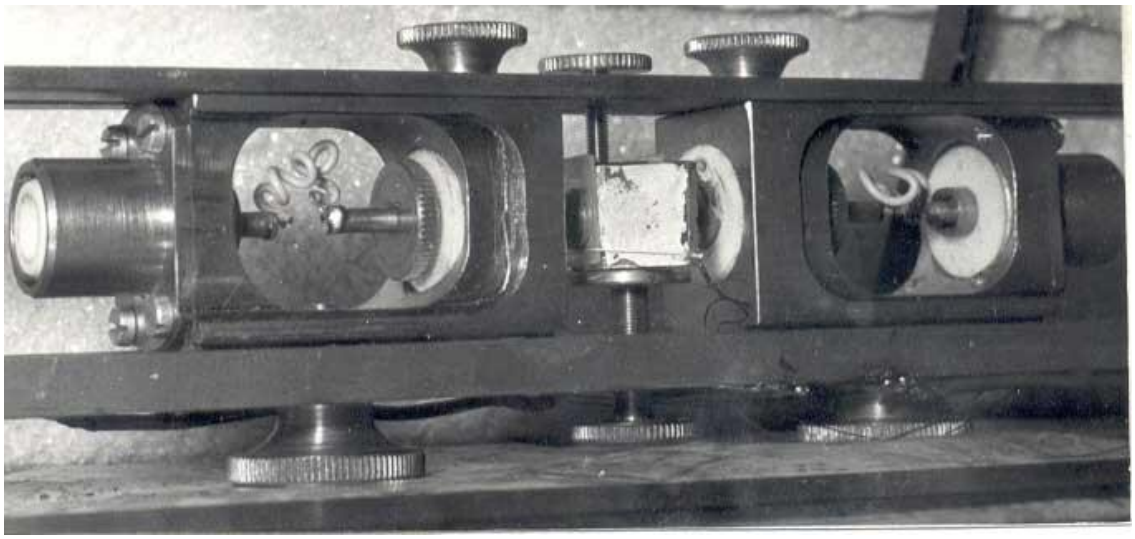

Рис. 2.9. Держатель с образцом, приготовленным для измерений при комнатной температуре

Оценку точности измерения коэффициента затухания импульсным методом можно провести, воспользовавшись формулой (2.2) и дифференциальным соотношением для нахождения относительной точности измерений:

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

При $\frac{\Delta L}{L} = 0{,}001$; $\frac{\Delta U_i}{U_i} = 0.01$ и $\frac{U_{макс}}{U_i} = 5\%$ имеем

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = 6\% \qquad (2.6)$$

Таким образом, в работе разработан метод и построена акустическая измерительная система, в которой за счет применения специальных схем получена высокая точность определения одновременно как скорости, так и коэффициента затухания акустических волн – параметров, чувствительных к структурным изменениям в материалах.

§ 2.3.1. Температурный блок измерительной системы

Схема температурного блока акустической измерительной системы предназначенная для исследования температурной зависимости скорости распространения и коэффициента затухания акустических волн показана на рисунке 2.10. В состав температурного блока входит специальная измерительная ячейка (2), к которой подводится высокочастотный импульсный сигнал (радиоимпульс) помощью коаксиального кабеля (3). Конструкция ячейки позволяет помещать в нее исследуемый образец сплава в виде параллелепипеда или цилиндра. На ячейку сверху опускается нагревательное устройство - цилиндрическая печь сопротивления (1), в которой нагревательным элементом служит нихромовая спираль. Печь крепится при помощи держателей, фиксирующих ее вертикальное положение.

Система термостатирования состоит из двух нагревателей, один из которых развивает мощность ~1 кВт, а другой - около 80 Вт. Каждый нагреватель изготовлен из нихромовой проволоки, навитой на медный цилиндр, служащий термостатирующей камерой. Цилиндры нагревателей вставлены соосно один в другой и снаружи надежно теплоизолированы толстым асбестоцементным слоем. Автоматическая система для регулировки температуры в печи (4) включает в себя: термопару, микровольтметр В2-11, потенциометр ПП-63, выпрямитель напряжения переменного тока ВСА-5, и терморегулятор.

Во входную цепь терморегулятора включена обмотка внутреннего управляемого нагревателя, мощностью 80 Вт. Величина электрического тока, протекающего через основной нагреватель, регулируется с помощью автотрансформатора (5) и контролируется амперметром. ЭДС термопары (6), один спай которой находится в термостатируемом объеме печи, а другой в термостате с тающим льдом, измеряется вольтметром (7) и, одновременно, компенсируется напряжением с отдельного потенциометра, соответствующим требуемой температуре.

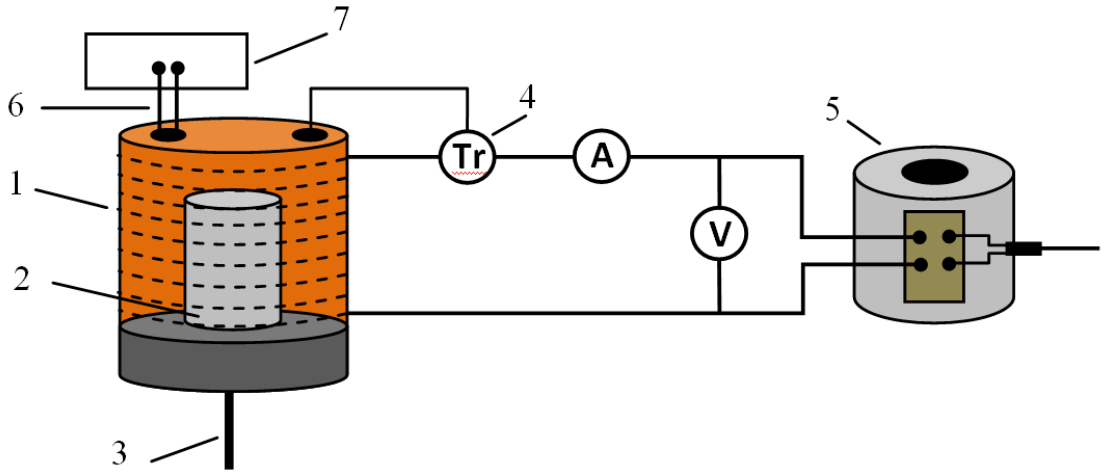

Рис. 2.10. Схема температурного бока акустической измерительной системы
На рисунке обозначены: 1 – электрическая печь, 2 – измерительная ячейка с образцом, 3 – коаксиальный кабель, 4 – автоматическая система регулировки температуры, 5 – автотрансформатор, 6 – термопара, 7 – цифровой вольтметр

§ 2.4. Методика определения теплопроводности

Коэффициент теплопроводности исследованных сплавов измеряли методом динамического калориметра на установке ИТ-λ-400 (Россия). Устройство прибора ИТ-λ-400 является типичным для такого рода приборов, а конструкция измерительной ячейки детально описана в [55; с. 32, 56; с. 100-104].

Образцы сплавов САВ-1 и АМГ-2 приготавливались в виде дисков диаметром 10 – 20 мм и толщиной 3 – 4 мм. Торцы образцов делались

плоскопараллельными, которые механическим способом обрабатывались до получения ровной плоской поверхности. Измерения коэффициента теплопроводности проводились в режиме непрерывного подъема температуры в диапазоне от 290 до 490 *K*. Скорость подъема температуры не превышала 0.5 град/мин.

Коэффициент теплопроводности рассчитывали по результатам измерения высоты и сечения образца и перепада температур в образце и стержне-теплоприемнике, по формуле [57; с. 155-163]:

$$\lambda = \frac{n_t h K_T}{n_0 S(1+\sigma_c)} \tag{2.7}$$

где n_t и n_0, – перепад температуры в теплоприемнике и образце, соответственно, h - высота образца, K_T – тепловая проводимость теплоприемника, S – площадь поперечного сечения образца, σ_c – поправка на теплоемкость образца.

§ 2.5. Методика облучения образцов алюминиевых сплавов

Облучение образцов сплавов САВ-1 и АМГ-2 производилось в вертикальном канале ядерного реактора ВВР-СМ на расстоянии 40см от верхнего края тепловыделяющей сборки (ТВС). Температура образцов в канале во время облучения не превышала 60 °С.

Градуировка флюенса нейтронов в вертикальном канале производилась при мощности 300 кВт и 2 МВт с помощью облучения монитора Co-60 (сплав Al-Co 1%) [61; с. 155-163]. Как правило, спектр нейтронов в канале реактора находится в диапазоне энергий от 0,025 эВ до 12 МэВ [58; с. 465-471].

Для облучения нейтронами в диапазоне флюенсов примерно от 10^{17}, до 10^{20} н/см^2 были подготовлены и отожжены образцы конструкционных

материалов САВ-1 и АМГ-2. Отжиг образцов проводился в муфельной печи. Максимальная температура отжига составляла примерно от 750 до 800 К.

Время выдержки образцов сплавов в вертикальном канале реактора для получения необходимых доз флюенса быстрых нейтронов, рассчитывалось исходя из величины удельного потока нейтронов 10^{13} н/см^{2}с в ядерном реакторе ВВР-СМ. В результате облучения были получены образцы сплавов с различными дозами флюенса быстрых нейтронов начиная от 3,8 10^{16} н/см^2 до 0,9 10^{20} н/см^2. Образцы перед измерениями промывались этиловым спиртом и дистиллированной водой. Объёмные размеры (длина и диаметр) измерялись микрометром, с ценой наименьшего деления 1 мкм.

Выводы по главе II

1. Дана характеристика образцов алюминиевых сплавов САВ-1 и АМГ-2 с точки зрения состава, структуры и методов их анализа.
2. Рассмотрен принцип действия и описан импульсный ультразвуковой метод, который может применяться для проведения исследований в диапазоне частот акустических волн – от 10 до 400 МГц.
3. Детально рассмотрен импульсно–интерференционный метод Лэмба-Вильямса, усовершенствованный в работе и те преимущества, которые получены в результате разработки.
4. В качестве калибровочных испытаний был измерен температурный коэффициент скорости (ТКС) продольных акустических волн в кристаллах кварца Х-среза. Получено хорошее совпадение со справочной величиной ТКС для этих кристаллов.
5. Рассмотрена подготовка и облучение образцов в вертикальных каналах ядерного реактора ВВР-СМ ИЯФ АН РУз при различных флюенсах нейтронов, а также приведена методика оценки дозы облучения.
6. Описан метод определения теплопроводности образцов алюминиевых сплавов в области высоких температур.

ГЛАВА III. УПРУГИЕ ЛИНЕЙНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ СВОЙСТВА АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ

§ 3.1. Результаты измерения скорости и затухания в сплавах САВ-1 и АМГ-2

Измерения скорости распространения и коэффициента затухания акустических волн затухания в сплавах САВ-1 и АМГ-2 производились с помощью, описанной в главе 2, ультразвуковой установки импульсным методом в диапазоне частот 10 – 50 МГц. Продольные и поперечные акустические волны на этих частотах возбуждались кварцевыми преобразователями, соответственно X или Y–среза, имеющих резонансную частоту ~5 или 10 МГц. Акустический контакт пьезоэлектрического преобразователя с образцом сплава осуществлялся через тонкий слой эпоксидной смолы. На частоте 30 МГц для усиления эхо-сигналов в качестве приемника применялся дополнительно промышленный широкополосный усилитель с регулируемым коэффициентом усиления до 80 дБ. Точность определения скорости и коэффициента затухания акустических волн составляла, соответственно, 0,01% и ~10%.

Температурная зависимость скорости и коэффициента затухания волн исследовалась в диапазоне 290 – 600 K с помощью печи электросопротивления, в которой размещалась измерительная ячейка с образцом. Температура в печи поднималась со скоростью примерно 0.2 K/min и контролировалась хромель-алюмелевой термопарой. Измерения проводили в режиме нагревания и охлаждения с выдержкой 10 мин. в каждой температурной точке измерения. В течение измерения температура в ячейке поддерживалась с помощью регулятора температуры в пределах ±0.5 K.

Измеренные значения скорости ϑ и коэффициента затухания α, продольных (L) и поперечных (S) акустических волн приведены в таблице

3.1, где показаны одновременно значения для чистого алюминия из [12; с. 78-93].

Значение коэффициента затухания поперечных акустических волн в чистом алюминии на частоте 6 МГц из [12; с. 82-93] экстраполировано к частоте 10 МГц. Отметим, что на таких, относительно низких частотах, дисперсия скорости акустических волн не наблюдается, а значения затухания в алюминии имеют разброс и зависят от размера кристаллических зерен.

Таблица 3.1

Скорость и коэффициент затухания акустических волн в Al и в сплавах САВ-1, АМГ-2

Сплав	ϑ_L, 10^3 м/с	ϑ_S, 10^3 м/с	$\vartheta_L / \vartheta_S$,	α_L, dБ/см		α_S, dБ/см	Средняя скорость 10^3 м/с
				10 МГц	30 МГц	10 МГц	
Al [12]	6.44	3.103	2.08	0.26-0.4	0.9-1.3	2.2	4.4979
САВ-1	5.98	2.95	2.03	0.65	1.5	2.51	4.2097
АМГ-2	6.16	3.02	2.04	0.52	1.3	2.66	4.3277
АМГ-6 [42]	6.34	3.14	2.02				4.4689

Из таблицы 3.1 видно, что, во-первых, значения скорости продольных и поперечных акустических волн в сплавах, особенно в сплаве САВ-1, заметно меньше соответствующих скоростей в номинально чистом алюминии. Во-вторых, отношение скорости продольных волн к скорости поперечных волн в сплавах остается таким же, как в чистом алюминии.

В то же время значения коэффициента затухания, как продольных, так и поперечных акустических волн в сплавах больше, чем в чистом алюминии. Это, по-видимому, обусловлено не столько влиянием легирующих элементов, сколько большей неоднородностью сплавов. В [58; с. 465-471, 59; с. 155-163] было показано, что на рентгенограммах необлученных образцов сплавов САВ-1, АМГ-2 видны локальные образования в виде белых пятен нерастворимых интерметаллических фаз системы Al-Mg-Si-Fe размером,

примерно, от 1 до 20 мкм. При этом отмечалось, что железо образует значительные по размерам области, формируя интерметаллические скопления, которые меньше по размерам для АМГ-2 по сравнению с САВ-1.

Такое раздробление локальных нерастворимых интерметаллических фаз приводит к существенному изменению элементного состава в локальных точках. Эксперименты показали, что значения коэффициента затухания поперечных волн почти на порядок больше значений затухания продольных волн. Вследствие этого, измерить величину затухания поперечных волн на высоких частотах не удается. Причина этого, видимо, заключается в сильной неоднородности исследованных образцов, к которой более чувствительны поперечные волны, из-за малой длины волны. Отметим, что и для чистого алюминия отсутствуют данные по затуханию поперечного звука для частот выше 6 МГц. Частотные зависимости затухания продольных акустических волн в сплавах САВ-1 и АМГ-2 приведены на рис. 3.1, где для сравнения, показаны и значения затухания продольных волн для чистого алюминия [12; с. 56-73].

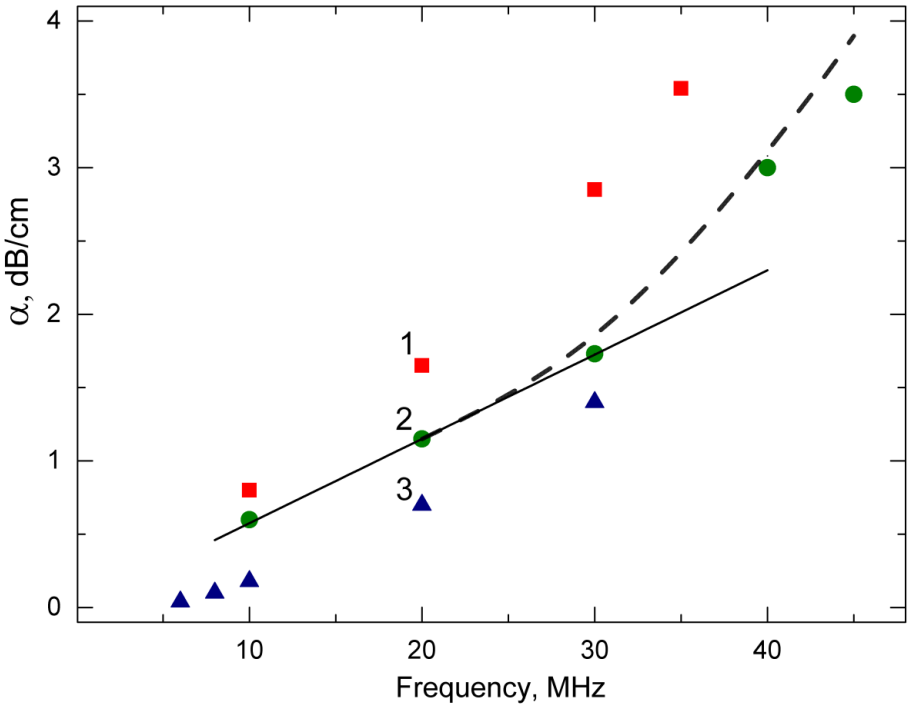

Рис. 3.1. Частотная зависимость затухания продольных акустических волн в сплавах САВ-1 (1), АМГ-2 (2), и Al (3)

Прямая линия и штриховая кривая проведены в предположении линейной и квадратичной зависимости затухания от частоты, соответственно

Видно, что для сплава АМГ-2 на низких частотах (до 30 МГц) наблюдается линейная зависимость коэффициента затухания звука от частоты, и квадратичная зависимость на частотах выше 30 МГц. Для сплава САВ-1 характерна еще более сильная частотная зависимость затухания.

В работе [12; с. 93-101] было показано, что в металлах и сплавах затухание ультразвуковых волн сложным образом зависят от размера кристаллических зерен в них. Линейная зависимость коэффициента затухания звука от частоты ν, наблюдаемая на низких ультразвуковых частотах, нарушается при повышении частоты, примерно начиная с частот:

$$\nu \geq \frac{\vartheta}{20d} \tag{3.1}$$

где ϑ – скорость акустической волны, d – средний размер кристаллитов.

Обусловлено это тем, что основной вклад в общее затухание звука начинают давать потери энергии из-за рассеяния акустических волн на кристаллических зернах, из которых состоят металлы. В работе [60; с. 248-253] затухание продольных и поперечных волн в алюминии с размерами кристаллических зерен 0.23 мм было исследовано в диапазоне частот 2–10 МГц. Согласно их анализу коэффициент затухания ультразвука до диапазона длин волн $\lambda \leq 3d$ определяется выражением.

$$\alpha = A\nu + B\nu^4 \tag{3.2}$$

Показано, что коэффициенты ***A*** и ***B*** различны для продольных и поперечных волн. Так, коэффициент ***A*,** определяющий затухание на низких частотах, для продольной волны в 1,6 раза отличается от того же коэффициента для поперечной волны: $A_L = 0{,}845 \cdot 10^{-9}$ Неп/см Гц**,** $A_S = 0{,}515 \cdot 10^{-9}$ Неп/см Гц

Согласно [12; с. 148-163] коэффициенты $\boldsymbol{B}$, определяющие вклад в общую величину коэффициента затухания потерь энергии за счет рассеяния волн, отличаются намного сильнее: для продольных волн $B_L = 3{,}74 \cdot 10^{-30}$ Неп/см·Гц^4, а для поперечных волн $B_S = 50{,}2\ 10^{-30}$ Неп/см·Гц^4. При этом коэффициент затухания зависит и от размеров кристаллических зерен.

Так в [60; с. 248-253] было показано, что на частотах в несколько мегагерц, затухание больше при более крупных зернах. На более высоких частотах, когда длина волны звука становится равной или меньшей среднего диаметра зерна, выражение (3.1) перестает быть справедливым. На этих частотах основной вклад в затухание ультразвука дает уже не рассеяние на зернах структуры, а диффузное отражение на их границах. В результате происходит замедление роста коэффициента затухания с частотой и зависимость четвертой степени от частоты переходит в квадратичную зависимость. По данным [12; с. 122-136] такой переход типичен и для других металлов, таких как магний, железо, медь, имеющих объемноцентрированную кристаллическую решетку.

Полученные результаты по частотной зависимости затухания продольных волн и соотношение (3.1) позволяют оценить средний размер кристаллитов в исследованных сплавов. Оценка дает следующие значения размеров кристаллитов: для сплава АМГ-2 d=10-15 мкм, а для сплава САВ-1 d = 30-40 мкм, что совпадает с оценками в [58; с. 465-471, 59; с. 155-163]. Таким образом, можно заключить, что в металлах и сплавах механизмы затухания акустических волн существенным образом зависят от частотного диапазона, то есть от соотношения между длиной волны и размерами кристаллических зерен.

§ 3.2. Температурная зависимость затухания ультразвуковых волн в алюминиевых сплавах

На рис. 3.2 и 3.3 представлены результаты исследования температурной зависимости затухания акустических волн в сплавах САВ-1 и АМГ-2 на частотах 10 и 30 МГц. Видно, что в температурной зависимости акустического затухания в сплаве АМГ-2 на обеих частотах наблюдается максимум при температурах 350 и 383 *K*, соответственно (рис. 3.2). В то же время в сплаве САВ-1 максимум акустического затухания наблюдается только на частоте 10 МГц (рис. 3.3) при температуре примерно 335 *K*. Связано это, по-видимому, с большой величиной затухания звука в сплаве САВ-1 на частоте 30 МГц, когда основной вклад в затухание дает уже не рассеяние на зернах структуры, а диффузное отражение на их границах, которое подавляет релаксационный механизм затухания, наблюдаемый на частоте 10 МГц.

Для объяснения полученных температурных зависимостей затухания рассмотрим сначала кристаллическую структуру алюминиевых сплавов САВ-1 и АМГ-2. Эти сплавы имеют кристаллическую решетку кубической симметрии и относятся к твердым растворам внедрения [61; с. 43-47]. В таком твердом растворе при отсутствии механических напряжений распределение растворенных атомов изотропно относительно атомов основной решетки. Это означает, что растворенный атом имеет одинаковую вероятность располагаться вдоль любого возможного кристаллографического направления.

В гранецентрированной кубической решетке атомы внедрения большей частью находятся не в местах с наибольшим свободным объемом, а в середине ребер или центре ячейки [62; с. 118-120].

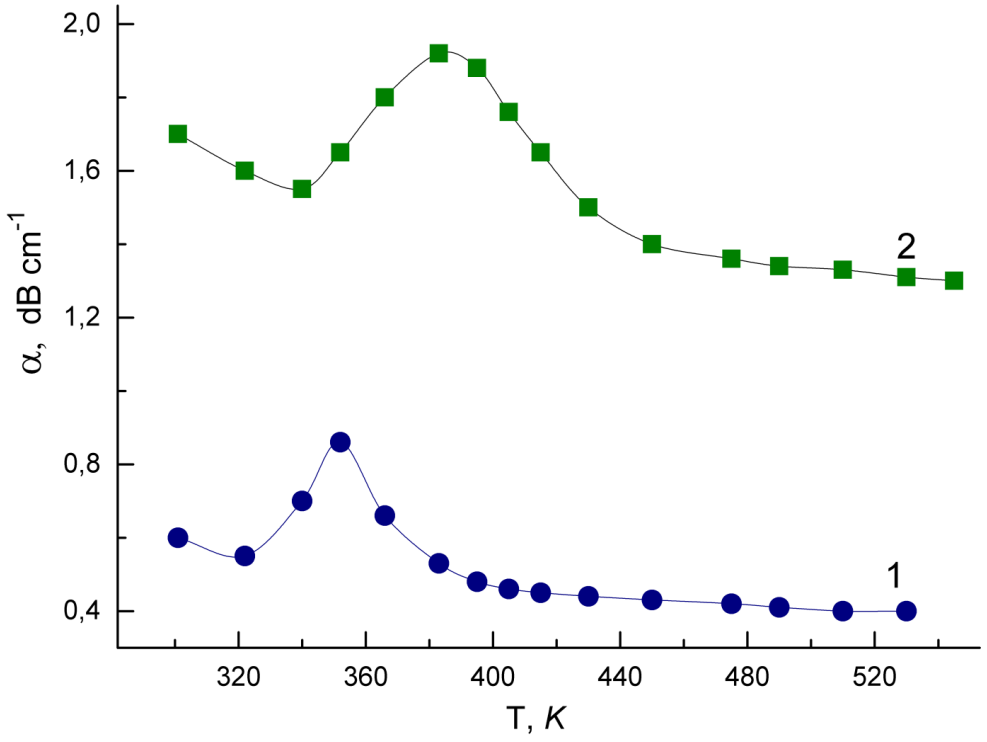

Рис 3.2. Температурная зависимость затухания продольных акустических волн с частотой 10 МГц (1) и 30 МГц (2) в сплаве АМГ-2

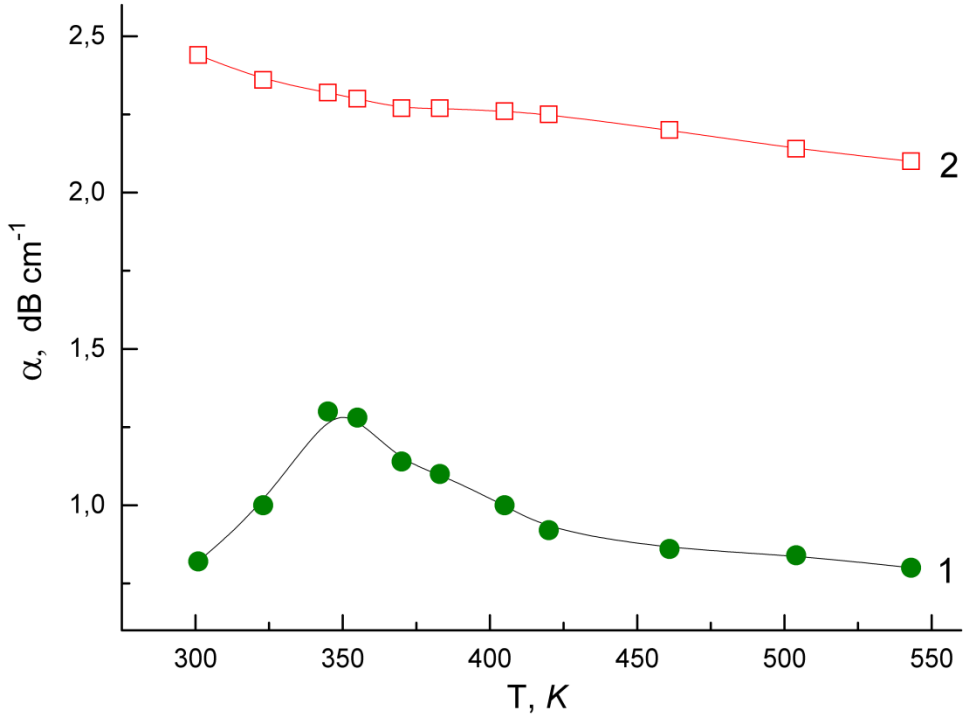

Рис 3.3. Температурная зависимость затухания продольных акустических волн с частотой 10 МГц (1) и 30 МГц (2) в сплаве САВ-1

Максимальные искажения получаются в направлении между двумя ближайшими атомами растворителя, т. е. по одной из главных осей типа <100>. В отсутствие напряжений все три вида позиций внедрения замещены беспорядочно, поэтому на каждый тип позиций внедрений приходится 1/3 общего числа внедренных атомов. При распространении акустической волны в таком твердом растворе изотропное распределение атомов нарушается; равновесным распределением теперь будет такое, в котором большее число растворенных атомов находится в позициях с тетрагональной осью, вдоль которой волной создается упругая деформация [63; с. 49-52].

Наблюдаемые экспериментально максимумы затухания акустических волн могут быть обусловлены тем, что деформация, создаваемая акустической волной, нарушает равновесное распределение растворенных атомов относительно атомов основной решетки. В результате, за счет перемещения и переориентации, внедренных примесных атомов осуществляется переход в новое равновесное состояние, характеризуемый временем релаксации τ, зависящим от температуры, и для ультразвуковых волн будет наблюдаться релаксационный пик затухания с максимумом, который отвечает условию [3; с. 465-501, 61; с. 43-77, 64; с. 1318-1329].

$$\nu = \nu_0 e^{-U/kT} \tag{3.3}$$

где ν_0 – частота колебаний внедренного атома в позиции внедрения, U – энергия активации движения примесных атомов, k – коэффициент Больцмана.

Величина энергии активации, необходимая для такого перехода, определяется типом и позицией внедренных атомов и природой атомов растворителя. В результате внутреннего трения, обусловленного движением атомов под внешним воздействием, наблюдается релаксационный пик затухания акустической волны, который характеризуется временем релаксации τ, зависящим от температуры [64; с. 1318-1329].

Энергия активации, определенная по частотному смещению, релаксационных пиков в сплаве АМГ-2, оказалась равной 0,38 эВ. Эта энергия активации связана, по-видимому, с движением атомов магния в решетке сплава. Подставляя полученное значение энергии активации в соотношение (3.4), находим, что усредненная частота колебаний атомов магния в позиции внедрения равна примерно 3 10^{12} Гц.

Другим возможным механизмом затухания акустических волн, является механизм Ахиезера, который обусловлен взаимодействием акустической волны с тепловыми фононами [65; с. 285-341, 66; с. 14-19]. Акустическая волна нарушает равновесное распределение тепловых фононов, происходит перераспределение энергии между фононами, что приводит к необратимому процессу диссипации энергии. Этот механизм также имеет релаксационный характер, в котором роль времени релаксации играет время свободного пробега фонона, определяемое из выражения [65; с. 285-341].

$$\tau_{\phi} = \frac{3k}{C_V \vartheta_{cp}^2}, \tag{3.4}$$

где к - коэффициент теплопроводности, C_V – теплоемкость единицы объема, $\vartheta_{ср}$ – средняя скорость звука в дебаевском приближении. Для оценки величины затухания по этому механизму при комнатной температуре T мы воспользовались формулой Мэзона [65; с. 14-19].

$$\alpha = \frac{3 \cdot 8.68 \gamma^2 kT\omega^2}{2\rho\vartheta^2\vartheta_{cp}^2} \tag{3.5}$$

где ρ - плотность, ϑ и ω – скорость и круговая частота акустической волны, γ - термодинамический параметра Грюнайзена, вместо которого можно использовать акустический параметр Грюнайзена γ_a [67; с. 140-142].

Этот параметр Грюнайзена γ_a определялся из полученных экспериментально значений скоростей продольных (ϑ_L) и поперечных (ϑ_S) акустических волн в алюминиевых сплавах из соотношения [67; с. 140-142, 68; с. 79-87, 69; с. 33]:

$$\gamma = \frac{9(\vartheta_L^2 - 4\vartheta_S^2/3)}{2(\vartheta_L^2 + 2\vartheta_S^2)} \tag{3.6}$$

Определяемый выражением (3.7) параметр Грюнайзена принято называть акустическим. Средняя квадратичная скорость определялась из соотношения [70; с. 554-561].

$$\overline{\vartheta} = \left(\frac{\vartheta_L^2 + 2\vartheta_S^2)}{3} \right)^{1/2} \tag{3.7}$$

Полученные нами экспериментальные данные по теплопроводности, скорости акустических волн и расчетные значения параметра Грюнайзена, использовались для расчета затухания в исследованных сплавах. Расчет по формулам (3.5) и (3.6) показал, что в исследованных сплавах затухание акустических волн по механизму Ахиезера на порядок меньше наблюдаемых значений затухания.

Кроме того на низких частотах велик вклад кажущегося затухания, обусловленного расходимостью акустического пучка (так называемые дифракционные потери), что и объясняет большую величину затухания на 10 МГц, по сравнению с затуханием на 30 МГц. Следует отметить, что затухание акустических волн по механизму Ахиезера проявляется на достаточно высоких частотах и является преобладающим в номинально чистых, бездефектных кристаллах. При этом коэффициент затухания акустических волн по механизму Ахиезера слабо зависит от температуры [66; с. 14-19]. Отсюда можно сделать определенный вывод, что вкладом этого

механизма в наблюдаемый аномальный пик затухания действительно можно пренебречь. Отметим, что на более высоких частотах (более 100 МГц), вклад механизма Ахиезера в общую величину затухания в сплавах может стать определяющим и влиять и на температурную зависимость затухания акустических волн [66; с. 14-19].

В металлах и полупроводника, кроме рассмотренных механизмов затухания акустических волн, может наблюдаться затухание, связанное с взаимодействием акустической волны с электронами проводимости – акустоэлектронное взаимодействие. Однако в металлах, согласно [4; с. 86-93, 66; с. 14-19], затухание звука, вызванное акустоэлектронным взаимодействием, становится заметным лишь при температурах ниже ~10 *К*, и при высоких температурах им можно пренебречь.

Таким образом, можно сделать вывод, что температурная зависимость коэффициента затухания в сплаве АМГ-2 обусловлена релаксационными процессами при внутреннем трении и наблюдаемые максимумы затухания связаны с отличием времен релаксации, описывающих переход атомов основных легирующих элементов в новое равновесное состояние под действием акустической волны.

§ 3.3. Упругие модули и структурные изменения в сплавах САВ-1 и АМГ-2

Полученные экспериментально значения плотности и скорости акустических волн (продольных ϑ_L и поперечных ϑ_S) были использованы для определения средней Дебаевской скорости $\overline{\vartheta}_D$, и полного набора упругих модулей - модуля Юнга *E*, модуля сдвига *G*, адиабатического модуля объемной упругости *B* и компонент тензора упругости c_{11}, c_{12}, c_{44} из соотношений [4; с. 143-162, 7; с. 26-42, 66; с. 14-19].

$$\overline{\vartheta}_D = \left(\frac{3 \cdot \vartheta_L^3 \cdot \vartheta_S^3)}{2\vartheta_L^3 + \vartheta_S^3} \right)^{1/3} \tag{3.8}$$

$$c_{11} = \rho \vartheta_L^2 \tag{3.9}$$

$$c_{44} = \mu = G = \rho \vartheta_S^2 \tag{3.10}$$

$$c_{12} = \lambda = \rho \vartheta_L^2 - 2\rho \vartheta_S^2 \tag{3.11}$$

$$B = \rho \vartheta_L^2 - \frac{4}{3} \rho \vartheta_S^2 \tag{3.12}$$

$$E = \rho \vartheta_L^2 \frac{(1+\sigma)(1-2\sigma)}{1-\sigma} \tag{3.13}$$

где ρ – плотность материала, λ и μ - константы Ламэ, σ – коэффициент Пуассона.

Выражения с (3.8) по (3.13) позволяют рассчитать в изотропных поликристаллических материалах все упругие модули и коэффициент Пуассона на основе экспериментально определенных величин скоростей объемных акустических волн, которые приведены в таблице 3.1. Результаты расчета приведены в таблице 3.2, в которой для сравнения приведены данные для чистого поликристаллического алюминия и сплава АМГ-6 [37; с. 10-13]. Значения для поликристаллического алюминия получены нами из наиболее надежных данных по упругим константам монокристаллов алюминия из работы [4; с. 265-281]. При этом использовались известные уравнения преобразования упругих констант монокристаллов в соответствующие значения поликристаллов [71; с. 89-92].

Уравнения преобразования основаны на том, что два параметра - частота тепловых колебаний решетки и скорость волн деформации имеют одинаковое значение для монокристаллов и поликристаллических материалов с произвольной ориентацией отдельных монокристаллических зерен. В [71; с.

89-92] были получены следующие соотношения между коэффициентами упругости поликристаллических веществ и монокристаллов с кубическими решетками:

$$c_{11} = \frac{3}{5}c_{11}^{'} + \frac{2}{5}\left(c_{12}^{'} + 2c_{44}^{'}\right) \tag{3.14}$$

$$c_{44} = \frac{3}{5}c_{44}^{'} + \frac{1}{5}\left(c_{11}^{'} - c_{12}^{'}\right) \tag{3.15}$$

где c_{11}', c_{12}', c_{44}' - постоянные упругости монокристаллов алюминия. Проверкой может служить соотношение:

$$c_{11} + 2c_{44} = c'_{11} + 2c'_{44} \tag{3.16}$$

Таблица 3.2

Упругие модули алюминия и сплавов САВ-1, АМГ-2 и АМГ-6 в единицах 10^{10} Н/м^2

Материал	ρ	c_{11}	c_{44}	c_{12}	*B*	E	G	σ
Al	2.7	11.20	2.60	6.01	7.73	7.13	2.60	0.345
САВ-1	2.69	9,62	2,34	4,94	6.50	6.32	2.34	0.337
АМГ-2	2.68	10.17	2.44	5.29	6.91	6.56	2.44	0.342
АМГ-6 [42]	2.64	10.60	2.59	5.42	7.14	6.89	2.59	0.34

Из таблицы 3.2 видно, что в представленных сплавах упругие константы, характеризующие продольные и сдвиговые деформации, заметно зависят от состава. В то же время примеси особенно сильно влияют на упругие модули c_{11} и *B*, которые характеризуют продольную и объемную деформации. Очевидно, за счет легирующих элементов магния и кремния кристаллическая решетка сплавов системы Al–Mg–Si становится менее упакованной, увеличивается концентрация вакансий, появляются поры.

В результате уменьшаются центральные силы взаимодействия между атомами, соответственно уменьшаются модуль Юнга и модуль объемной упругости, которые определяют продольные деформации на сжатие и растяжение. В таблице 3.2 приведены также значения коэффициента Пуассона σ, который определяется отношением поперечной деформации тела к его продольному удлинению при одноосном растяжении. Величина его рассчитывалась нами из соотношения [62; с. 248-253].

$$\sigma = \frac{0.5\vartheta_L^2 - \vartheta_S^2}{\vartheta_L^2 - \vartheta_S^2} \tag{3.17}$$

Полученные значения коэффициента Пуассона для алюминиевых сплавов практически не отличаются от его значения для алюминия, что соответствует теории [23; с. 458-463], согласно которой значение коэффициента Пуассона в металлах и сплавах меняется незначительно.

В то же время ряд физических свойств алюминиевых сплавов системы Al–Mg–Si заметно зависит от концентрации основных легирующих элементов - кремния и магния [30; с. 422-426, 31; с. 241-258], в частности в сплаве САВ-1 сильно увеличивается удельное сопротивление по сравнению с алюминием [59; с. 155-163]. В связи с этим представляет интерес проследить зависимость упругих постоянных в этих алюминиевых сплавах от концентрации основных легирующих элементов кремния и магния в их составе.

Поскольку исследованные сплавы относятся к сплавам тройной системы Al–Mg–Si, то эффективную концентрацию примеси в них можно определить с учетом валентности примесей Mg и Si относительно Al [73; с. 156-174] и их молярной концентрации в составе конкретного сплава. Для определения молярной концентрации можно воспользоваться данными по концентрации примесей в массовых долях, которые приведены в таблицах 3.3 и 3.4.

Переход к молярным долям легко осуществить, если взять для определенности одну и ту же массу вещества, например 1 кг. Далее надо рассчитать массу каждого отдельного элемента входящего в эту массу.

Количество молей каждого i-го элемента в составе сплава ν_i определяется по стандартной формуле с учетом известной массовой доли:

$$\nu_i = \frac{m_i}{\mu_i} \tag{3.18}$$

Затем определяется общее число молей ν

$$\nu = \sum_{i=1}^{n} \nu_i \ , \tag{3.19}$$

и определяется молярная концентрация:

$$C_\mu = \nu_i / \nu \tag{3.20}$$

Результаты расчета для сплавов САВ-1 и АМГ-2 с промежуточными данными представлены в таблицах 3.3 и 3.4. Из таблиц 3.3 и 3.4 видно, что концентрацией неосновных примесей в сплавах САВ-1 и АМГ-2 можно пренебречь.

Принимая во внимание валентность атомов кремния и магния по отношению к атомам алюминия (± электрон на атом), находим эффективную концентрацию магнии и кремния в сплаве САВ-1 равной 0.22моль %. Такой же расчет, для сплава АМГ-2, показал, что эффективная концентрация примесей в сплаве АМГ-2 равна 2.14 моль %.

Таблица 3.3

Молярная концентрация примесей в сплаве САВ-1

Элемент	Масса элемента m_i, г.	Молярная масса, μ_i, г.	Кол-во молей, ν_i	Доля в молях	Молярная Концентрация, %
Al	981,6	26.98	36.356	0.982	98.2
Mg	6,8	24.30	0.2800	0.0076	0.76
Si	10.2	28.08	0.3632	0.0098	0.98
Fe	1.2	55.85	0.0215	0.0006	0.06
Ni	0.4	58.70	0.0068	0.0002	0.02
Cu	0.3	63.55	0.0047	0.0001	~0.01
Zn	0.3	65.38	0.0046	0.0001	~0.01

Таблица 3.4

Молярная концентрация примесей в сплаве АМГ-2

Элемент	Масса элемента m_i, г.	Молярная масса, μ_i, г.	Кол-во молей, ν_i	Доля в молях	Молярная концентрация
Al	971,48	26.98	36.007	0.9725	97.25
Mg	21.0	24.30	0.8642	0.0233	2.33
Si	2.0	28.08	0.0712	0.0019	0.19
Fe	2.3	55.85	0.0412	0.0011	0.03
Mn	1,8	54.94	0.0327	0,0009	0.02
Cu	0.3	63.55	0.0047	0.0001	~0.01
Zn	0.3	65.38	0.0046	0.0001	~0.01

На рис 3.4 приведена зависимость упругих коэффициентов c_{11} и c_{44}, а также модуля Юнга E и объемного модуля B в алюминиевых сплавах САВ-1, АМГ-2 и АМГ-6 от эффективной концентрации примеси Mg в их составе. Для сплава АМГ-6 значения упругих модулей взяты из работ [35; с. 765-769, 36; с. 685-691]. Видно, что в рассмотренном интервале концентраций для всех упругих модулей наблюдается нелинейная зависимость.

Такое влияние примесей объясняется тем, что при малой концентрации примесей магния и кремния за счет их внедрения в междоузлия

увеличивается концентрация вакансий, появляются поры. В результате уменьшаются центральные силы взаимодействия между атомами и уменьшаются упругие модули, характеризующие силы сжатия и растяжения.

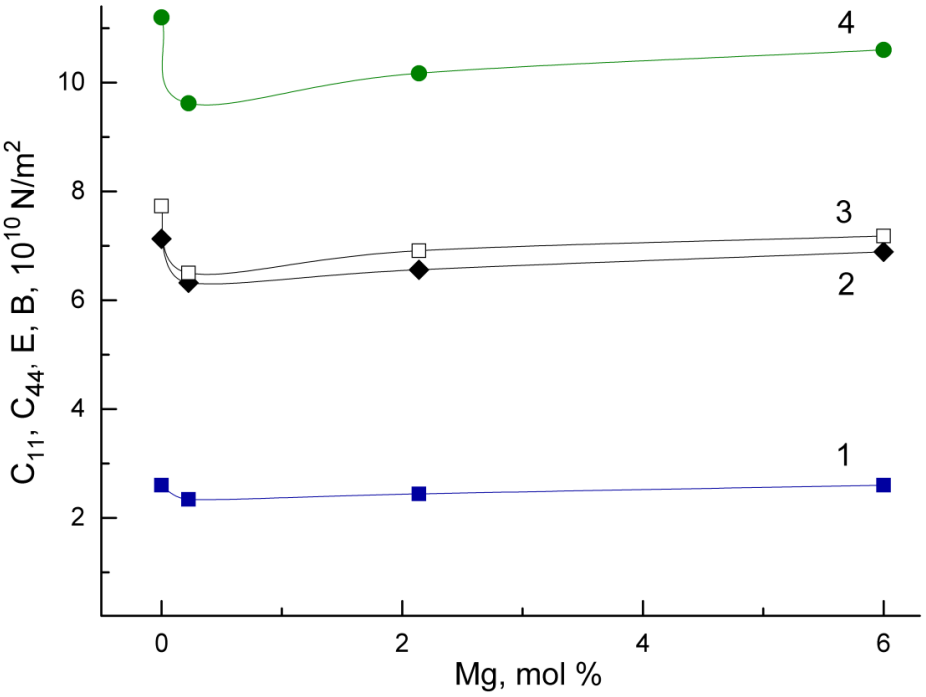

Рис. 3.4. Зависимость упругих коэффициентов c_{44} (1), c_{11} (4), модуля Юнга E (2) и объемного модуля B (3) в алюминиевых сплавах от эффективной концентрации примеси Mg

С увеличением концентрации магния в сплаве, основную роль начинают играть атомы магния, которые довольно хорошо растворяются в твердом алюминии. Как было показано в обзоре (ГЛАВА I), соединение Mg_2Si в этих сплавах является фазой, которая воздействует на прочность сплава [34; с. 78-83], и небольшие добавки магния к алюминиевому сплаву обеспечивают возможность его упрочнения. В сплавах серии АМГ-N, где цифра N обозначает примерное содержание магния в составе сплава в массовых процентах, магний является основным легирующим элементом.

В результате при большом содержании магния кристаллическая решетка сплава становится снова более однородной, центральные силы связи между атомами снова растут и, соответственно, увеличиваются упругие модули. Отметим, что хотя максимальная растворимость магния в твердом

алюминии составляет примерно 17%, содержание его в промышленных деформируемых сплавах не превышает 10% [34; с. 78-83].

§ 3.4. Взаимосвязь упругих и тепловых свойств сплавов САВ-1 и АМГ-2 через параметр анизотропии и температуру Дебая

Для анализа экспериментальных данных по температурной зависимости упругих и тепловых свойств материалов необходимо знание температуры Дебая θ_D. Она является характерным параметром, разделяющим область высокой температуры ($T > \theta_D$), в которой колебания кристаллической решетки описываются классической теорией, и низкой температуры ($T << \theta_D$), где становятся существенными квантовомеханические эффекты. Температура Дебая определяется соотношением [66; с. 14-19]:

$$\theta_D = \frac{h\omega_D}{2\pi k} \tag{3.21}$$

где k, h – соответственно, постоянные Больцмана и Планка, ω_D – максимальная частота колебаний кристаллической решетки, определяемая из условия равенства числа колебаний, приходящихся на частотный интервал от 0 до ω_D, полному числу колебательных степеней свободы решетки.

Температуру Дебая можно найти, используя скорость акустических волн, по формуле [66; с. 14-19].

$$\theta_D = \frac{h\vartheta_D}{2\pi k}\left(6\pi^2 n\right)^{1/3} \tag{3.22}$$

где n – концентрация атомов в твердом теле; ϑ_D – средняя дебаевская скорость волн, которая для поликристаллических материалов находится по соотношению:

$$\vartheta_D = \left[\frac{1}{3} \left(\frac{2}{\vartheta_S^3} + \frac{1}{\vartheta_L^3} \right) \right]^{-1/3} \tag{3.23}$$

где $\vartheta_S = \sqrt{G/\rho}$, $\vartheta_L = \sqrt{(B + 4G/3)/\rho}$ – средняя скорость продольных и поперечных звуковых волн, соответственно, G и B – модуль сдвига и объемной упругости, соответственно; ρ – плотность.

При расчете температуры Дебая мы использовали экспериментально полученные нами значения скоростей продольных и поперечных акустических волн для исследованных сплавов (табл. 3.1). Концентрация атомов n в исследованных образцах определялась по формуле:

$$n = \sum_i^4 \rho A_i / \mu_i \tag{3.24}$$

где μ_i – молярная масса элемента, входящего в состав сплава с массовой долей A_i, (см. таблицу 3.3). Расчетная температура Дебая для сплавов САВ-1 и АМГ-2 составила соответственно 406 *K* и 409 *K*, то есть выше температуры Дебая для чистого алюминия, равной 399 *K* [66; с. 14-19].

На рис. 3.5 показана экспериментально определенная температурная зависимость коэффициента теплопроводности в образцах АМГ-2 (нормированная относительно значения теплопроводности при комнатной температуре), в диапазоне температур от 300 до 500 К. Видно, что коэффициент теплопроводности в сплаве АМГ-2 достигает минимума в окрестности температуры Дебая. При температурах выше температуры Дебая теплопроводность сплава начинает расти прямо пропорционально температуре. Такое поведение теплопроводности можно попытаться объяснить ангармонизмом колебаний решетки, которая влияет на электронную и фононную составляющие теплопроводности.

Как известно, при малых смещениях атома из положения равновесия (что имеет место при низких температурах) квазиупругая сила линейно

зависит от его смещения, с хорошей точностью выполняется закон Гука, и наблюдаются гармонические колебания атомов (гармоническое приближение). Ангармонически колеблющиеся атомы и группы атомов вносят существенный вклад в тепловое расширение, теплопроводность и другие физико-механические свойства твердых тел [15; с. 283-296].

Для характеристики ангармонизма колебаний атомов служит параметр Грюнайзена γ, который является важной теплофизической характеристикой, входящей в уравнение состояния твердого тела и выражающей нелинейность силы межатомного взаимодействия и ангармонизм колебаний решетки. параметр Грюнайзена был введен в начале XX века для кристаллических твердых тел и выражал изменение частоты нормальных колебаний решетки в зависимости от изменения объема кристалла. Он вычисляется согласно уравнению Грюнайзена из экспериментальных значений коэффициента объемного теплового расширения β, изотермического модуля объемного сжатия B_T, молярного объема V и молярной теплоемкости при постоянном объеме C_V [71; с. 89-92].

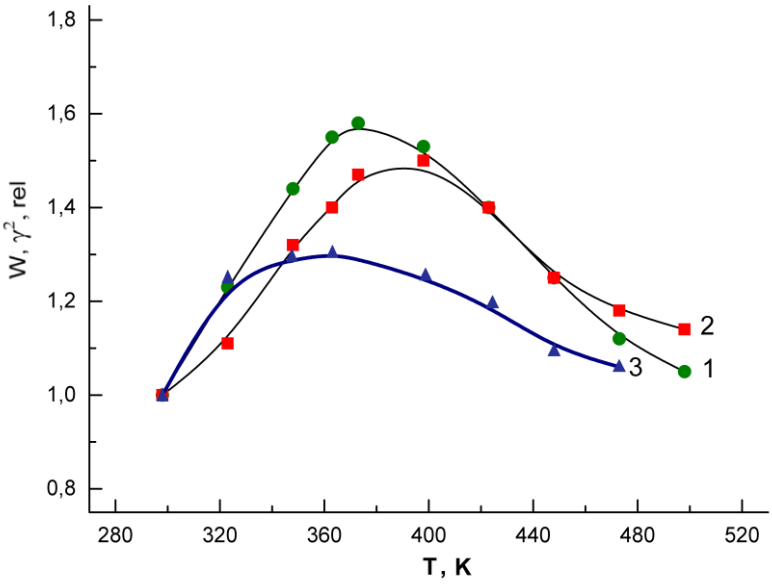

Рис. 3.5. Температурная зависимость квадрата параметра Грюнайзена (3) и теплового сопротивления сплавов АМГ-2 (2) и САВ-1(1)

$$\gamma_D = \frac{\beta B_T V}{C_V}, \tag{3.25}$$

Беломестных В.Н. на основе уравнений теории упругости, молекулярной акустики и термодинамики и работы Леонтьева [70; с. 89-92] получил следующее уравнение для параметра Грюнайзена.

$$\gamma_a = \frac{9}{2}\left(\frac{\vartheta_L^2 - 4\vartheta_S^2/3}{\vartheta_L^2 + 2\vartheta_S^2}\right). \tag{3.26}$$

На рисунке 3.5 одновременно показано относительное изменение параметра Грюнайзена. Значения этого параметра были рассчитаны из соотношения (3.27) и экспериментальных значений скорости продольных и поперечных акустических волн.

Из-за больших величин затухания параметр ангармонизма удалось определить в более узком диапазоне – при температурах от комнатной температуры до 450 К. При этом произведение затухания акустических волн α на тепловое сопротивление материала W связаны с константой Грюнайзена соотношением:

$$\alpha = \gamma^2 \frac{T\omega^2}{c'_{eff} W \vartheta_D^2} \tag{3.27}$$

где ϑ_D - дебаевская скорость тепловых фононов.

Из рисунка 3.5 видно качественное соответствие представленных температурных зависимостей, объясняющее аномальное поведение коэффициента теплового сопротивления в алюминиевых сплавах.

§ 3.5. Связь ангармонизма со скоростями акустических волн и объемной упругостью в алюминиевых сплавах

Как уже отмечалось выше, в твердых телах мерой ангармоничности сил, действующих между атомами, является параметр Грюнайзена. Он

определяет целый ряд важных физических процессов, таких как тепловое расширение, теплопроводность, поглощение звуковых волн, температурная зависимость упругих свойств и входит в уравнение состояния Грюнайзена. Это уравнение связывает термодинамический параметр Грюнайзена γ_D с коэффициентом теплового расширения α, удельной теплоемкостью C_V, объемом V, плотностью ρ и сжимаемостью χ [36; с. 4-22]:

$$\gamma_D = \frac{\alpha}{C_V \rho \chi} \tag{3.28}$$

Для экспериментального определения γ_D, уравнение (1) обычно трансформируют к другому виду, в котором используются величины, поддающиеся непосредственному и надежному измерению, такие как адиабатический модуль всестороннего сжатия B^S (объемной упругости) и молярная теплоемкость при постоянном давлении C_p [35; с. 342-347].

$$\gamma_D = \frac{\beta \mu B^S}{\rho C_P} \tag{3.29}$$

где β — температурный коэффициент объемного расширения, μ — молярная масса. Однако и в этом соотношении часто неизвестными остаются модуль объемной упругости и величина теплоемкости.

Таким образом, уравнение (3.27) позволяет легко определять параметр Грюнайзена, если известны скорости акустических волн [67; с. 140-142, 68 с. 79-87, 69; с. 5-33]. Особое внимание можно уделить выяснению природы связи параметра Грюнайзена с коэффициентом Пуассона.

Коэффициент Пуассона (коэффициент поперечной деформации), характеризует стремление материала сохранять в процессе упругой деформации свой первоначальный объем и по определению равен [36; с.342-347].

$$\sigma = -\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = -\frac{(\Delta d / d)}{(\Delta l / l)} \qquad (3.30)$$

где $\varepsilon' = (\Delta d/d)$ — относительное поперечное сужение образца толщиной d; $\varepsilon = (\Delta l/l)$—относительное продольное удлинение образца длиной l при нагрузке.

Если воспользоваться формулами, связывающими ϑ_L и ϑ_t с модулем Юнга E, плотностью ρ и коэффициентом Пуассона σ [74; с. 1177-1381],

$$\vartheta_L = \sqrt{\frac{E(1-\sigma)}{\rho(1+\sigma)(1-2\sigma)}}, \qquad \vartheta_t = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\sigma)}} \qquad (3.31)$$

то для параметра Грюнайзена можно получить простую связь с коэффициентом Пуассона (такой параметр Грюнайзена называют упругим)

$$\gamma_{упр} = \frac{3(1+\sigma)}{2(2-3\sigma)} \qquad (3.32)$$

Таблица 3.5

Параметр Грюнайзена в сплавах САВ-1, АМГ-2 и родственных материалах

	Al [12, 69]	САВ-1	АМГ-2	АМГ-6 [42]	Co [12]	Fe [12]	Mg [12]	Al_2O_3[12]
γ_D	2,11	-	-	-	2.10	1,68	1,41	1.34
$\gamma_{ак}$	2,34	2,04	2,06	2,03	2.16	1,72	1,60	1.38

Анализ выражения (3.32) таблицы 3.5 показывает, что при значениях коэффициента Пуассона для поликристаллических тел от 0.05 до 0.46 параметр Грюнайзена находится в интервале 0.85-3.53, что соответствует экспериментальным данным [46; с. 934-936]. При выполнении соотношения Коши, когда $c_{12}=c_{44}$ и σ= 0.25, параметр Грюнайзена γ_2=1.5. В случае, когда σ=0.5, γ = 4.5, эту величину можно принять за предельное значение параметра Грюнайзена.

На рис 3.6 приведена зависимость объемного модуля упругости B и константы ангармонизма, определенного через коэффициент Пуассона для сплавов Al–Mg от концентрации примеси Mg в их составе.

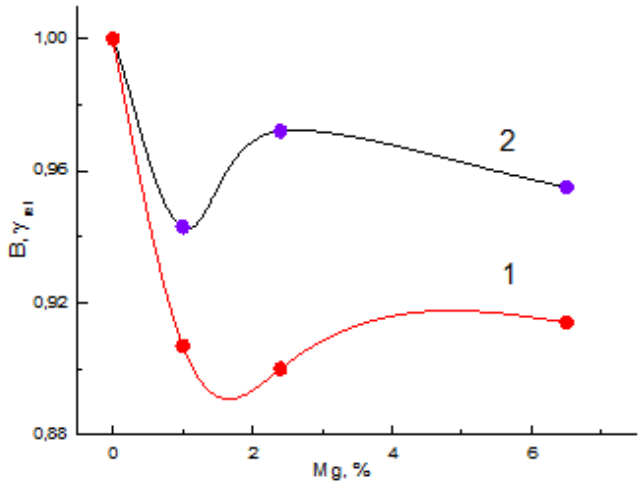

Рис. 3.6. Относительная зависимость объемного модуля упругости B (1) и константы ангармонизма, определенного через коэффициент Пуассона (2) для сплавов Al–Mg–Si от эффективной концентрации примесей Mg и Si

Как видно, в алюминиевых сплавах основные легирующие примеси Mg и Si (в основном примесь магния) одинаково влияют на величину объемного модуля упругости B и константы ангармонизма. Полученный результат подтверждает вывод, сделанный ранее, что атомы магния и кремния в качестве примеси внедрения при малой концентрации делают кристаллическую решетку сплава менее упакованной и ослабляют силы взаимодействия между атомами [33; с. 1-8, 36; с. 115-127]. В результате константа ангармонизма и объемный коэффициент упругости уменьшаются. В дальнейшем, с увеличением концентрации магния в этих сплавах основную роль начинают играть атомы магния. Эти атомы, имеющие относительно малый радиус, заполняют вакансии, «вакансионная пористость» решетки уменьшается, силы связи между атомами снова растут и, соответственно, ангармонизм их колебаний увеличивается.

Выводы по главе III

1. Впервые определены экспериментально скорости и коэффициенты затухания как продольных, так и поперечных акустических волн в алюминиевых сплавах САВ-1 и АМГ-2 на ультразвуковых частотах
2. Рассчитаны все упругие константы, характеризующие продольные, сдвиговые и объемные деформации в сплавах
3. Обнаружены максимумы затухания релаксационного типа в температурной зависимости коэффициента акустического затухания в образцах САВ-1 и АМГ-2 на частотах 10 и 30 МГц.
4. Определена энергия активации движения атомов магния в решетке сплава АМГ-2, частотному смещению релаксационных пиков, в сплаве, равная 0,38 эВ. Найдена также усредненная частота колебаний атомов магния в позиции внедрения равная ~ 3 10^{12} Гц.
5. Установлена нелинейная зависимость упругих модулей от эффективной концентрации примесей магния и кремния в составе алюминиевых сплавов САВ-1, АМГ-2 и АМГ-6.
6. Впервые определены параметр Грюнайзена в сплавах САВ-1, АМГ-2 на основе полученных значений скоростей продольных и поперечных акустических волн в этих сплавах
7. Показано качественное соответствие температурной зависимости теплопроводности в сплаве АМГ-2. температурному изменению константы ангармонизма.
8. Установлено, что основные легирующие примеси Mg и Si (в основном примесь магния) практически одинаково влияют на величину объемного модуля упругости B и константы ангармонизма и характеризуют силы взаимодействия между атомами.

ГЛАВА 4. ВЛИЯНИЕ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА УПРУГИЕ СВОЙСТВА И ПАРАМЕТР РЕШЕТКИ СПЛАВОВ АМГ-2 И САВ-1

§ 4.1. Основные характеристики исследованных образцов

Согласно рентгенографическому анализу, исходные сплавы САВ-1 и АМГ-2 имеют гранецентрированную кубическую структуру с параметром решетки, для САВ-1 a = 4,066±0,003Å и для АМГ-2 a = 4,0726±0,003Å, соответственно [37; с. 631-634]. Увеличение параметров решеток сплавов по сравнение с образцом алюминия (4,0414Å) объясняется присутствием в них примесей. До облучения примеси распределяются неоднородно по всему объему сплава, и образуются локальные неоднродности в виде белых пятен нерастворимых интерметаллических фаз системы Al-Mg-Si-Fe с размерами 1÷10 мкм [61; с. 155-163]. После облучения нейтронами обычно наблюдается перераспределение концентраций основных элементов в выбранных точках, которое практически мало меняется с повышением флюенса. Согласно работе [61; с. 155-163], в которой проведен анализ растровых картин основных элементов, после облучения до флюенсов 10^{18}н/см^2 и 10^{19}н/см^2 локальные нерастворимые интерметаллические фазы системы Al-Mg-Si-Fe раздробляются и рассеиваются по образцу, становясь практически равномерными.

После облучения флюенсом 10^{18} см$^{-2}$ размеры интерметаллических фаз системы Al-Mg-Si-Fe становятся не более 1-4мкм, а после флюенса 10^{19} см$^{-2}$ – 0,5÷1,5 мкм [61; с. 155-163, 62; с. 465-471]. Раздробление и рассеяние локальных нерастворимых интерметаллических фаз под воздействием нейтронного облучения в конечном итоге приводит к существенному изменению элементного состава в измеренных точках. Таким образом под воздействием нейтронного облучения (флюенсы 10^{17} – 10^{21} н/см^2) в сплавах САВ-1 и АМГ-2 происходит более равномерное перераспределение

основных примесей по всему образцу, ранее распределенных в исходных образцах неравномерно.

Согласно [37; с. 631-634, 61; с. 155-163] исследованные образцы САВ-1 и АМГ-2 имели состав, который приведен в таблице 3.1. Плотность сплава САВ-1 оказалась равной 2.69 г/см^3, соответственно сплава АМГ-2 – 2.68 г/см^3

Таблица 4.1

Состав сплавов САВ- 1 и АМГ-2, при Т=298 К

Сплав	Состав, масс %										
	Основные компоненты			Примеси, не более							
	Al	Mg	Si	Fe	Cu	Ni	Ti	B	Cd	Zn	Na
САВ-1	97.6	0.07	2.1	0.05	0.03	0,04	0.02	0.01	0.01	0.03	0.01
АМГ-2	97.3	1.85	0.1	0.24	0.06	0.06	0.06	0.01	0.02	0.04	0.01

§ 4.2. Радиационное распухание алюминиевых сплавов

К важнейшим радиационным эффектам относится деформация конструкционных и функциональных материалов при облучении, сопровождающаяся существенным изменением размеров, короблением, растрескиванием и разрушением изделий [75; с. 1377-1381]. Степень деформации зависит от энергии и длины пробега ионизирующих частиц. Такие частицы как электроны, позитроны, протоны повреждают лишь поверхностный слой материала, поскольку длина их свободного пробега мала. По сравнению с ними, нейтроны, обладающие меньшей энергией, чем α–частицы и протоны, но большей глубиной проникновения, создают несравнимо больше структурных повреждений. При этом число возникающих дефектов в металлических сплавах при облучении зависит от суммарного потока нейтронов, и температуры облучения.

Практический интерес к радиационной деформации конструкционных материалов, особенно, находящихся под воздействием нейтронного излучения, обусловлен опасностью его последствий, связанных с изменением механических свойств этих материалов. Возникновение и развитие в материалах радиационной пористости может служить причиной нестабильности конструкций, и снижать надежность их работы [75; с. 1377-1381]. Так, в было показано, что объем аустенитных сталей, линейно растет с увеличением нейтронного потока и может увеличиться на 20% и более.

С фундаментальной точки зрения деформация в облучаемых материалах представляет собой ярко выраженное проявление конкуренции сил взаимодействия в дефектной структуре кристалла. Его исследование предоставляет информацию о взаимодействии точечных дефектов с дислокациями, вакансионными порами, и позволяет судить о механизмах появления и перераспределения точечных дефектов в конструкционных материалах под воздействием нейтронного излучения.

Одновременно, при облучении большими нейтронными потоками зарождаются и растут вакансионные поры, что приводит к линейной и объемной деформации и, как следствие, к радиационному распуханию сплава, которое было исследовано в настоящей работе.

Нами было детально исследовано воздействие нейтронного облучения на линейную и объемную деформацию сплавов САВ-1 и АМГ-2, в которых основными примесями являются магний, марганец и кремний. Неконтролируемые примеси (Ni, Cu, Fe, Zn и др.) в сумме составляли не более 0.5%. Исследования проводились на образцах, приготовленных из сплавов САВ-1 и АМГ-2 промышленной поставки и имеющих правильную форму цилиндра с примерными размерами: высота 20 мм, диаметр 15 мм.

Плотность образцов определялась гидростатическим взвешиванием на аналитических весах с точностью 0.2%. Линейные размеры измерялись микрометром с абсолютной точностью 1 мкм. Образцы облучались

быстрыми нейтронами в вертикальных каналах реактора ВВР-СМ ИЯФ АН РУз. Температура образцов во время облучения не превышала 330 *K*.

Изменение линейных размеров образцов определялось при воздействии интегрального потока нейтронов (флюенсы: $1{,}55\cdot10^{17}$, $1{,}1\cdot10^{18}$, $5{,}1\cdot10^{18}$ и $1{,}2\cdot10^{19}$ н/см^2). Результаты исследования воздействия нейтронного излучения на линейные размеры образцов сплавов на примере сплава АМГ-2 представлены на рис. 4.1. Видно, что под действием нейтронного излучения происходит изменение линейных размеров. Наблюдаемые изменения практически одинаковы: сначала наблюдается усадка при флюенсе $1.55\cdot10^{17}$ н/см^2, затем с возрастанием дозы облучения от $1{,}55\cdot10^{17}$ до $1{,}1\cdot10^{18}$ н/см^2 имеет место деформация растяжения. При дальнейшем возрастании дозы облучения происходит изменение линейных размеров в обратную сторону (сжатие).

При достижении величины флюенса $1{,}2\cdot10^{19}$ н/см^2 линейные размеры возвращаются почти к исходным значениям. В целом, воздействие нейтронного облучения на линейные размеры сплавов зависит от дозы облучения.

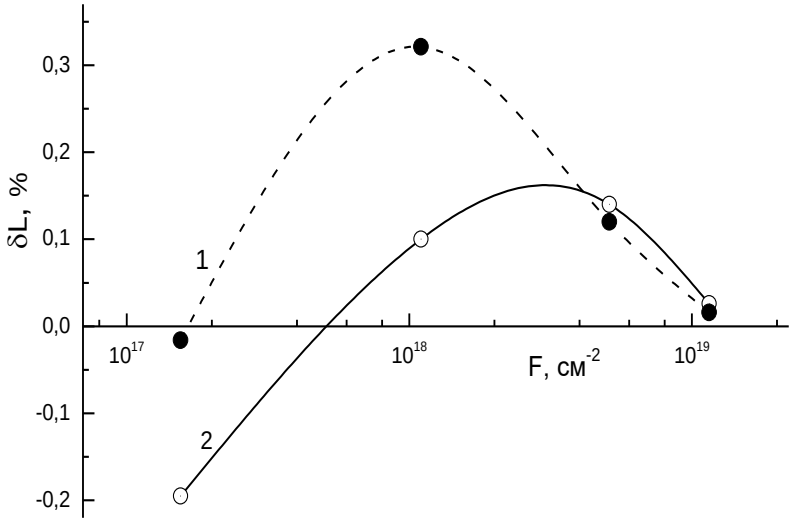

Рис. 4.1. Относительное изменение линейных размеров: диаметра (1) и длины (2) цилиндрического образца сплава АМГ-2 в зависимости от флюенса нейтронов.

Полученные результаты позволяют определить относительное изменение объема образцов $\Delta V/V_0$ под воздействием нейтронного излучения. Расчет проводился с помощью соотношения, которое легко выводится из математических формул для объема цилиндрических тел:

$$\Delta V/V_0 = [(1+A)\cdot(1+B)^2 - 1] \qquad (4.1)$$

где $A=\Delta L/L_0$ – относительное изменение длины L, $B = \Delta d/d_0$ - относительное изменение диаметра образца. Результаты расчета представлены на рис. 4.2.

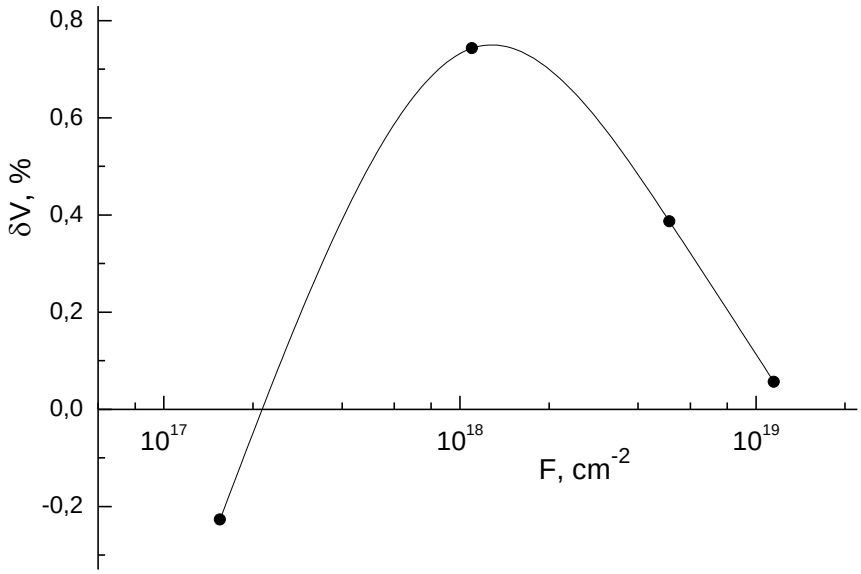

Рис. 4.2. Относительное изменение объема образцов сплава АМГ-2, имеющих форму цилиндра, в зависимости от флюенса нейтронов

Из рисунка 4.2 видно, что для алюминиевого сплава АМГ-2 при относительно малых дозах нейтронного облучения наблюдается распухание (почти до 1% с ростом флюенса быстрых нейтронов). При дальнейшем возрастании дозы облучения происходит обратное уменьшение объема образца и при достижении величины дозы $1{,}2\cdot10^{19}$ н/см^2 значение объема возвращается почти к исходному значению, однако деформированное состояние облученного сплава, хотя и в малой степени, сохраняется.

Обнаруженное радиационное изменение объема сплавАМГ-2, очевидно, обусловлено динамикой изменения концентрации пор в объёме

кристалла при воздействии нейтронного излучения. Теория влияния нейтронного излучения на изменение объема металлических сплавов была рассмотрена в [27; с. 463-468, 30; с. 71-76] и было показано, что распределение пор по размерам подчиняется закону распределения Гаусса, и связано с одновременным зарождением пор вследствие нарушения устойчивости системы избыточных вакансий в облучаемом материале.

Причиной дальнейшего роста поры после образования зародыша размером больше критического является вакансионный поток, вызванный градиентом вакансий под действием нейтронного излучения. Выражение для концентрации вакансий на границе поры, радиуса R, за счет которых и происходит рост пор и соответствующее изменение объема материала, имеет вид[27; с. 463-468]:

$$C_i = C_e \exp\left[\frac{2\gamma\Omega}{kTR_{кр}}\right], \qquad (4.2)$$

где C_i – концентрация избыточных вакансий вдали от поры, γ – коэффициент поверхностного натяжения, Ω – атомный объём, $R_{кр}$ – критический радиус поры.

В процессе увеличения радиуса поры вакансионный поток на пору увеличивается вследствие, во-первых, уменьшения концентрации вакансий вблизи поры и соответствующего повышения градиента вакансий и, во-вторых, увеличения площади поверхности поры. В результате, возрастающий вакансионный поток должен приводить к росту объёма поры от времени облучения и, соответственно, к увеличению объема облучаемого образца [76; с. 65-70].

В работе [50; с. 160-164] методом малоуглового рассеяния нейтронов, была изучена структура алюминиевого сплава САВ-1, близкого по составу к исследованному нами сплаву АМГ-2. Было обнаружено, что в исходном и облученном сплаве существуют дефекты: поры с характерным радиусом

5−10 nm, наблюдающиеся как изолированные и в виде кластеров с радиусами до 30 – 40 −50 нм.

Таким образом, согласно [50; с. 160-164] основными стоками вакансий в алюминиевых сплавах являются наноразмерные поры, с характерными размерами 5–10 и 30–50 нм. При этом, очевидно, вакансионный поток на пору увеличивается по мере увеличения площади поверхности поры.

В результате на первых порах происходит дальнейший рост радиуса пор и соответствующее распухание сплава, что и наблюдается при относительно малых флюенсах нейтронов. Стремясь минимизировать свою свободную энергию, пограничный слой поры создаёт разность давления с разных сторон и обеспечивает динамическое равновесие за счет добавочного давления ΔP, обусловленного поверхностным натяжением и противодействующего давлению, создаваемому узельными и междоузельными атомами. Это добавочное давление задаётся формулой Лапласа и зависит от средней кривизны поверхности в этой точке и коэффициента поверхностного натяжения. Для сферической полости радиуса R формула записывается, как известно, в виде:

$$\Delta P = \frac{2 \cdot \gamma}{R}. \tag{4.3}$$

В соответствии с формулой (4.3), с увеличением размера поры добавочное давление ΔP уменьшается, и при достижении определенного критического радиуса, крупные поры разрываются на ряд менее крупных кластеров. Этот вывод совпадает с данными работы [51; с. 196-212], в которой после облучения нейтронами с флюенсом порядка 10^{22} н/см^2 в алюминиевом сплаве САВ-1, наблюдалось уменьшение объемной доли крупных пор с радиусами 30 – 50 нм. Наряду с этим, происходит увеличение доли фракций с малыми размерами (5−10 и 20−25 нм). В результате, под

воздействием нейтронного излучения происходит фрагментация крупных вакансионных пор на более мелкие поры.

Соответственно такому механизму поведения вакансионных пор, с увеличением дозы облучения должно происходить обратное уменьшение объема образца, что и наблюдается на эксперименте при флюенсах нейтронов $5.1 \cdot 10^{18}$ и $1.2 \cdot 10^{19}$ н/см^2.

Следовательно, для описания интегрального эффекта деформации сплавов под действием нейтронного излучения необходим учет давления, создаваемого узельными и междоузельными атомами, и знание коэффициента поверхностного натяжения в них. Кроме того, на рост пор в облученных кубических кристаллах может влиять их упругая анизотропия, роль которой особенно важна для пор малого радиуса [53; с. 316-328].

Ниже приведена таблица, показывающая согласно формуле (3.1) соотношение между длиной акустической волны со скоростью 6 км/с и размером поры, которую волна может почувствовать. Видно, что для того чтобы «почувствовать» поры с размерами 50-100 нм (характерные для сплава САВ-1 [49; с. 934-936, 50; с. 160-164]) необходимо использовать акустические волны с частотами 3-10 ГГц, но на таких частотах, необходима специальная СВЧ (гиперзвуковая) техника, а главное большое акустическое затухание в сплавах не позволит наблюдать сигналы в объеме образца.

Таблица 4.2

Соотношение между длиной акустической волны со скоростью 6 км/с и характерным размером поры

Параметр	Ультразвук, МГц							Гиперзвук, ГГц				
ν, МГц	10	20	40	50	100	200	400	0.5	1	5	10	20
λ, мкм	600	300	150	120	60	30	15	12	6	1.2	0.6	0.3
размер поры, мкм	30	15	7,5	6	3	1,5	0,75	0,6	0,3	0,06	0.03	0.015

§ 4.3. Влияние нейтронного облучения на параметр решетки в алюминиевых сплавах

Изучение влияния нейтронного излучения на физические свойства материалов занимает одно из ведущих мест в области радиационного материаловедения. Тем не менее, некоторые вопросы воздействия облучения на материалы в области упругой деформации остаются неизученными [1; с. 96-116]. Среди них влияние облучения на параметр решетки, константу ангармонизма и упругие константы материалов [2; с. 263-279, 3; с. 465-501]. В данном разделе приведены результаты исследования влияния облучения на изменения параметра решетки в алюминиевых сплавах САВ-1 АМГ-2 в широком диапазоне флюенса быстрых нейтронов.

Экспериментально было исследовано воздействие нейтронного облучения на деформацию алюминиевых сплавов САВ-1 и АМГ-2, в которых основными примесями являются магний, марганец и кремний. Неконтролируемые примеси (Ni, Cu, Fe, Zn и др.) в сумме составляли не более 0.5 масс. %. Приготовленные образцы САВ-1 и АМГ-2 имели форму цилиндра с плоскопараллельными и полированными торцами и с примерными размерами: высота 20 мм, диаметр 15 мм. Предварительно определялась плотность образцов гидростатическим взвешиванием на аналитических весах с точностью 0.2%. Линейные размеры измерялись микрометром с абсолютной точностью 1 мкм.

Образцы сплавов облучались быстрыми нейтронами в вертикальных каналах реактора ВВР-СМ ИЯФ АН РУз. Температура образцов во время облучения не превышала 330 *K*. Изменение линейных размеров образцов определялось после воздействии интегрального потока нейтронов в диапазоне флюенсов от $3{,}8\cdot10^{16}$ до $9{,}1\cdot10^{19}$ н/см^2.

На рисунке 4.3 представлены результаты исследования воздействия нейтронного излучения на линейные размеры образцов сплава АМГ-2 и сплава САВ-1. Видно, что наблюдаемые изменения для сплавов САВ-1 и

АМГ-2 качественно одинаковы: сначала наблюдается усадка при флюенсе $3{,}8 \cdot 10^{16}$ н/см^2, затем с возрастанием дозы облучения вплоть до $2{,}48 \cdot 10^{18}$ н/см^2 наблюдается деформация растяжения. При дальнейшем возрастании дозы облучения происходит изменение линейных размеров в обратную сторону (сжатие) и при достижении величины $2{,}44 \cdot 10^{19}$ н/см^2 линейные размеры возвращаются почти к исходным значениям.

В работе [60] было показано, что сплавы САВ-1 и АМГ-2 построены по типу твердого раствора внедрения, в которых атомы основных легирующих элементов кремния и магния располагаются в межатомных промежутках кристаллической решетки (междоузлиях) и приводят к локальным искажениям кристаллической структуры основы сплава. Эти искажения, относительно велики из-за малых размеров межатомного пространства, в которых размещаются примесные атомы.

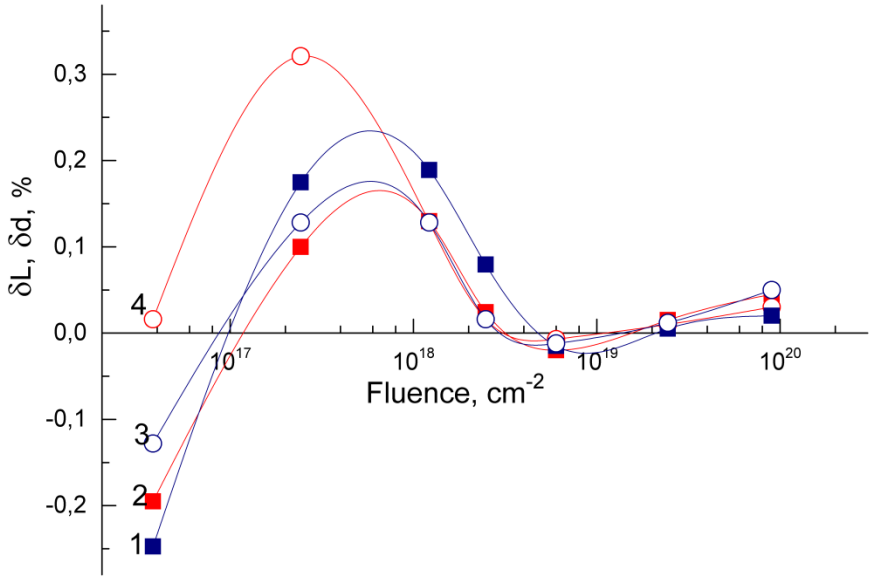

Рис. 4.3. Изменение длины (1, 2) и диаметра (3, 4) цилиндрических образцов САВ-1 (1, 3) и АМГ-2 (2, 4) в зависимости от флюенса нейтронов

В результате, несмотря на относительно малую долю таких ячеек, происходит заметное возрастание элементарного объема и соответствующее увеличение среднего периода решетки сплава внедрения. Как отмечалось выше в необлученных образцах сплавов САВ-1 и АМГ-2 параметры решетки

соответственно равны 0,4066 нм и 0.4071 нм, и больше параметра решетки чистого алюминия, равного 0.4049 нм [4; с. 263-279].

Как следствие, конкретная конфигурация кристаллической решетки сплава характеризуется тем, что одни межатомные промежутки заняты, а другие свободны. Такой твердый раствор можно рассматривать как трехкомпонентную структуру из атомов основного элемента – растворителя (в нашем случае атомов алюминия), внедренных атомов и вакансий [23; с. 416-428]. Под действием глубоко проникающего нейтронного излучения такая структура может претерпевать заметную эволюцию, обусловленную как ростом числа атомов смещенных из узлов в междоузлиях, так и соответствующим увеличением вакансий, которые при объединении могут создавать локальные макроскопические «пустоты» – поры [50; с. 160-164, 51; с. 128-141].

Полученные результаты позволяют сначала определить относительное изменение объема образцов δV под воздействием нейтронного излучения. Расчет проводился с помощью соотношения (4.1) С другой стороны изменение объема исследованных сплавов (объемную деформацию) можно выразить через изменение усредненного параметра решетки. Если учесть, что алюминиевые сплавы имеют гранецентрированную решетку и число ячеек в единице объема N_c однозначно определяется через число Авогадро N_A, то единичный объем можно выразить через объем одной кубической ячейки согласно соотношению:

$$V_0 = N_c a^3 = \frac{1}{4}\frac{\rho}{\mu} N_A a^3 \qquad (4.4)$$

Легко показать, что относительное изменение параметра решетки с достаточно высокой точностью определяется через относительное изменение объема образцов:

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{1}{3}\frac{\Delta V}{V_0} \qquad (4.5)$$

Результаты расчета изменения параметра решетки в сплавах САВ-1 и АМГ-2 под действием нейтронного облучения показаны на рисунке 2. Там же для сравнения приведены данные работы [75; с. 1377-1381] для молибдена. Отметим, в наших исследованиях использовались по два образца сплавов. На рисунке, соответственно, светлые и темные точки. Видно, что результаты измерений для обоих образцов, хорошо совпадают.

Результаты показывают, что по сравнению с молибденом, имеющим объемноцентрированную решетку, в сплавах с гранецентрированной кристаллической решеткой, происходит сдвиг зависимостей в область более низких доз. Такой сдвиг объясняется тем, что плотность упаковки представляет собой отношение суммарного объема, занимаемого атомами в кристаллической решетке, к ее полному объему. Это различие находит свое объяснение в рамках экспериментальных исследований [75; с. 1377-1381], установивших сдвиг порога вакансионной кластеризации в сторону более низких доз у ГЦК - материалов по сравнению с ОЦК почти на два порядка величины.

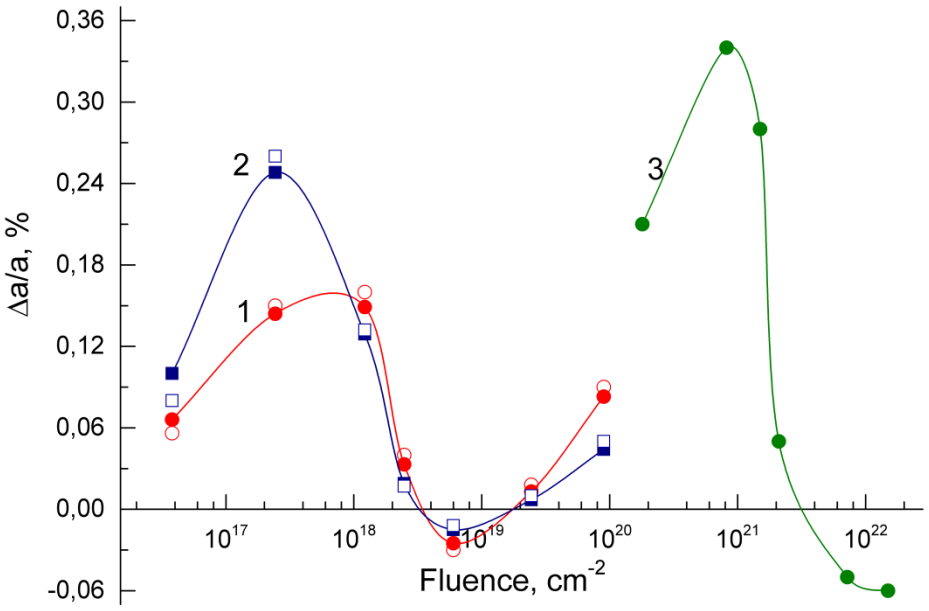

Рис. 4.4. Изменение параметра решетки в сплавах САВ-1 (1), АМГ-2 (2) и молибдена (3 - данные из [23]) под действием облучения нейтронами

Обнаруженное радиационное изменение параметра решетки в сплавах САВ-1 и АМГ-2, очевидно, обусловлено динамикой изменения концентрации междоузельных атомов и пор в объёме кристалла при воздействии нейтронного излучения. Теория влияния нейтронного излучения на изменение объема металлических сплавов была рассмотрена в [30; с. 71-76], и было показано, что распределение пор по размерам подчиняется закону распределения Гаусса, и связано с одновременным зарождением пор вследствие нарушения устойчивости системы избыточных вакансий облучаемого материала.

Различные типы кристаллических решеток имеют разную плотность упаковки атомов. В ГЦК решетке атомы занимают 74 % всего объема кристаллической решетки, а межатомные промежутки («поры») 26 %. В ОЦК решетке атомы занимают 68 % всего объема, а «поры» 32 % [23; с. 456-463]. Компактность решетки зависит также от особенностей электронной структуры металлов и характера связи между их атомами [27; с. 71-76].
Поскольку распухание сопровождается изменением плотности, на рисунке 4.5 показана зависимость плотности сплавов САВ-1(1, 2) и АМГ-2 (3, 4) от флюенса нейтронов в диапазоне от 10^{17} до 10^{20} см$^{-2}$.

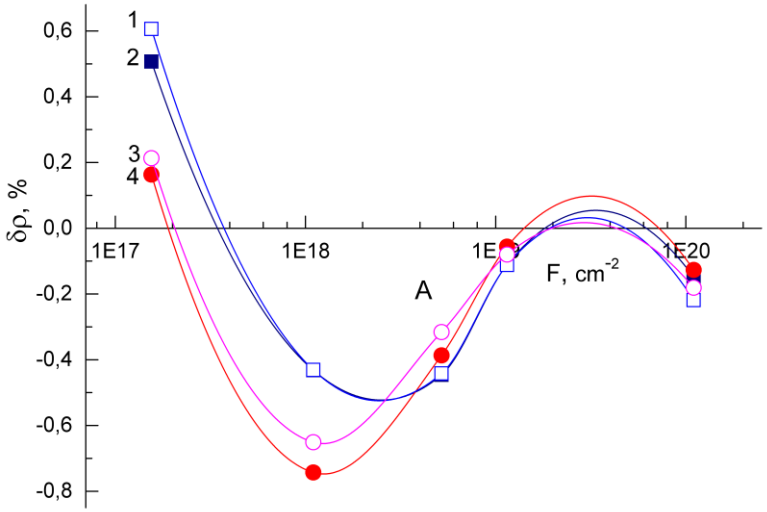

Рис. 4.5. Зависимость плотности сплавов САВ-1(1, 2) и АМГ-2 (3, 4) от флюенса нейтронов в диапазоне от 10^{17} до 10^{20} см$^{-2}$

Выводы по главе IV

1. Выявлены закономерности воздействия нейтронного излучения на деформацию исследованных сплавов САВ-1 и АМГ-2.

2. Показано, что в пограничном слое поры создается разность давления с разных сторон и динамическое равновесие достигается за счет добавочного давления ΔP, обусловленного поверхностным натяжением, которое противодействует давлению, создаваемому узельными и междоузельными атомами.

3. Установлено, что для описания интегрального эффекта деформации сплавов под действием нейтронного излучения необходим учет давления, создаваемого узельными и междоузельными атомами, и знание коэффициента поверхностного натяжения в них

4. Обнаруженное радиационное изменение параметра решетки в сплавах САВ-1 и АМГ-2, объясняется двумя конкурирующими механизмами, влияние которых изменяется с увеличением дозы облучения и соответствующим изменением концентрации междоузельных атомов и вакансионных пор в объёме сплава при воздействии нейтронного излучения.

5. Показано, что изменение параметра решетки в сплавах САВ-1 и АМГ-2 ведет к изменению их плотности с изменением флюенса нейтронного излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе проведенных исследований по диссертации на соискание ученой степени доктора философии (PhD) по физико-математическим наукам на тему: «Взаимосвязь линейных и нелинейных упругих и тепловых свойств в алюминиевых сплавах» сделаны следующие выводы:

1. Разработано устройство, позволяющее импульсным интерференционным методом одновременно определять скорость и коэффициент затухания акустических волн в материалах, и повышающий точность определения этих параметров.
2. Впервые определены экспериментально скорости и коэффициенты затухания как продольных, так и поперечных акустических волн в алюминиевых сплавах САВ-1 и АМГ-2 на ультразвуковых частотах и рассчитаны все упругие константы, характеризующие продольные. сдвиговые и объемные деформации в сплавах.
3. Обнаружены максимумы затухания релаксационного типа в температурной зависимости коэффициента акустического затухания в образцах САВ-1 и АМГ-2 на частотах 10 и 30 МГц. Определена энергия активации движения атомов магния в решетке сплава АМГ-2, частотному смещению релаксационных пиков, в сплаве, равная 0,38 эВ. Найдена также усредненная частота колебаний атомов магния в позиции внедрения равная примерно 3 10^{12} Гц.
4. Установлена нелинейная зависимость упругих модулей от эффективной концентрации примесей магния и кремния в составе алюминиевых сплавов САВ-1, АМГ-2 и АМГ-6.
5. Впервые определены параметр Грюнайзена в сплавах САВ-1, АМГ-2 на основе полученных значений скоростей продольных и поперечных акустических волн в этих сплавах.

6. Показано качественное соответствие температурной зависимости теплопроводности в сплаве АМГ-2. температурному изменению константы ангармонизма.
7. Установлено, что основные легирующие примеси Mg и Si (в основном примесь магния) практически одинаково влияют на величину объемного модуля упругости B и константы ангармонизма и характеризуют силы взаимодействия между атомами.
8. Установлены закономерности воздействия нейтронного излучения на деформацию (распухание) исследованных сплавов.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. - Издание 5-е, - М.: Наука, 2007. - Т. VII. Теория упругости. – 264 с.
2. Федоров Ф.И. Теория упругих волн в кристаллах. - М.: Наука, 1965. - 386 с
3. Леманов В.В., Смоленский Г.А. Гиперзвуковые волны в кристаллах УФН. - Москва, 1972. - Т. 108, № 3. - С. 465-501.
4. Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. - М.: Мир, 1972. - 307 с.
5. Такер Дж., Рэмптон В. Гиперзвук в физике твердого тела. - М.: Мир, 1975. - 453 с.
6. Зайцев Б.Д. Акустические волны в твердых телах. Саратов: Изд. Саратовский университет, 1997. - 150 с.
7. Дьелесан Э.Д., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов. - М.: Наука, 1982. - 342 с.
8. Руденко О.В. Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики. – Успехи физических наук. - Москва, 2006. - Т. 176. - С. 77- 96.
9. Колесников А.Е. Ультразвуковые измерения. - М.: Наука, 1970. - 236 с
10. Капранов Б.И., Коротков М.М. Акустические методы контроля и диагностики. – Томск: ТПУ, 2008. - 186 с.
11. Капранов Б.И., Коротков М.М., Короткова И.А. Акустический контроль. Учебное пособие. – Томск: ТПУ, 2004. - 500 с.
12. Бражников Н.И. Ультразвуковые методы. – Ленинград: Энергия, 1965. - 248 с.
13. Гаршин А.М., Неклюдов И.М., Горынин И.В., Зеленский В.Ф. и др. Структура и радиационная повреждаемость конструкционных материалов. - М.: Металлургия, 1996. – 140 с.

14. Фридман Я.Б. Механические свойства металлов. - М.: «Машиностроение», 1974. - 472 с.
15. Голанд А. Современное изучение точечных дефектов в металлах. Точечные дефекты в твердых телах. - М.: «Мир», 1979. - 371 с.
16. Жирифалько Л. Статистическая физика твердого тела. - М.: Мир, 1975. - 382 с.
17. Трушин Ю.В. Физическое материаловедение.- СпБ.: Наука, 2000.-286 с.
18. Кушнер В.С., Бургонова О.Ю., Негров Д.А., Новиков А.А., Схиртладзе А.Г. Материаловедение. Учебник. - Омск: Изд. ОмГТУ, 2014. - 252 с.
19. Мавлютов А.М., Латынина Т.А., Мурашкин М.Ю., Валиев Р.З., Орлова Т.С. Влияние отжига на микроструктуру и механические свойства ультрамелкозернистого технически чистого Al // Физика твердого тела. - 2017. - Т. 59, вып. 10. - С. 1949-1955.
20. Паршин А.М., Неклюдов И.М., Камышанченко И.В., Тихонов А.Н. и др. Физика радиационных явлений и радиационное материаловедение. - Белгород: Изд. Белгородского университета, 1998. – 378с.
21. Козлов А.В. Действие нейтронного облучения на металлы при различных температурах и возможность самоорганизации протекающих при этом процессов // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – Дубна (Россия), 2006. - Т. 37, вып 4. - С. 1110-1150.
22. Томпсон М. Дефекты и радиационные повреждения в металлах. - М.: «Мир», 1971. - 288 с.
23. Малыгин Г.А. Карты деформационных структур в облученных нейтронами металлах и сплавах // ФТТ. - 2006. - Т. 48, вып.3. - С. 455-462.
24. Орлов А.В., Кривобоков В.П., Орлов В.Л. Интегральный эффект радиационного распухания // Вестник Югорского государственного университета. – Россия, 2009. - вып.2. – С. 71-76.
25. Слезов В.В., Субботин А.В., Осмаев О.А. эволюция микроструктуры в облученных нейтронами материалах // ФТТ. – 2005. - Том 47, вып. 3. - С. 463-468.

26. Максимкин О.П., Яровчук А.В., Турубарова Л.Г., Аулова Д.С., Карбышева С.А., Русакова А.В.. Влияние нейтронного облучения на межкристаллитную коррозию и коррозийное растрескивание низколегированного алюминиевого сплава САВ-1. // Вопросы атомной науки и техники. - 2011. - №2. Серия (97). - С. 108-115.

27. Максимкин О.П., Яровчук А.В., Аулова Д.С., Турубарова Л.Г., Карбышева С.В. Коррозийная стойкость алюминиевого сплава САВ-1 после эксплуатации в активной зоне реактора ВВР-К и хранения в водном бассейне // Вопросы атомной науки и техники. - 2010. - №5. - С. 78-83.

28. Максимкин О.П., Цай К.В., Рофман О.В., Сильнягина Н.С. Влияние нейтронного облучения и пострадиационного отжига на микроструктуру и свойства сплава Al–Mg–Si // Физика металлов и металловедение. – 2016. - Т. 117, № 9. - С. 1–8.

29. Шеметев ГА. Алюминиевые сплавы: составы, свойства, применение. Учебное пособие по курсу «Производство отливок из сплавов цветных металлов» Часть I. - Санкт-Петербург, 2012. - 155 с.

30. Алюминиевые сплавы (свойства, обработка, применение). Справочник / Под ред. Х. Нильсена. Пер. с нем. - М.:Металлургия, 1979. - 679 с.

31. Мысик Р.К., Логинов Ю.Н., Сулицин А.В., Брусницын С.В. Производство литых заготовок из алюминиевых и медных сплавов. Екатеринбург // УрФУ. - 2011. - 414 с.

32. Шибков А.А., Гасанов М.Ф., Денисов А.А., Золотов А.Е., Иволгин В.И. Влияние импульсного тока на эффект Портевена-Ле Шателье в алюминий-магниевом сплаве АМГ-5 // Журнал технической физики. - 2017. - Т. 87, вып. 4. - С. 631-634

33. Шибков А.А., Денисов А.А., Золотов А.Е., Иволгин В.И., Кочегаров С.С. Влияние агрессивной среды на прерывистую деформацию алюминий-магниевого сплава АМГ-6 // Физика твердого тела. - 2017. - Т. 59, вып. 1. - С. 96-102.

34. Коробов А.И., Кокшайский А.И., Прохоров В.М., Евдокимов И.А., Перфилов С.А., Волков А.Д. Механические и нелинейные упругие характеристики поликристаллического алюминиевого сплава AMg-6 и нанокомпозита n-AMg6/C60 // Физика твердого тела. - 2016. - Т.58, вып. 12. - С. 2384-2392.

35. Прохоров В.М., Громницкая Е.Л. Зависимость от давления коэффициентов упругости алюминий-магниевого сплава AMG-6 и нанокомпозитного сплава n-AMG-6/C60 // Физика твердого тела. - 2018. - Т.60, вып. 4. - С. 765-769.

36. Волков А.Д., Кокшайский А.И., Коробов А.И., Прохоров В.М. Коэффициенты упругости второго и третьего порядков в поликристаллическом сплаве алюминия марки АМГ-6 // Акустический журнал. - 2015. – Т. 61, вып. 61 - С. 685-691.

37. Коробов А.И., Прохоров В.М., Мехедов Д.М. Упругие постоянные второго и третьего порядков алюминиевого сплава В95 и композита В95/наноалмаз // Физика твердого тела. - 2013. - Т. 55, вып. 1. - С. 10-13.

38. Коробов А.И., Прохоров В.М. Нелинейные акустические свойства алюминиевого сплава В95 и композита В95/наноалмаз // Акустический журнал. - 2016. - Т. 62, №6. - С. 661-667.

39. Козлов В. С., Коробов А. И. Влияние дефектной структуры на упругие свойства сплава алюминия Д16 // Ученые записки физического факультета МГУ. - Вып. 5. №145315. – М.: МГУ, 2014. - С. 145315-1-7.

40. Неклюдов И.М., Воеводин В.Н., Лаптев И.Н., Пархоменко А.А. О влиянии облучения на упругие модули металлических материалов // ВАНТ.- 2014. - №2(90). - С.1562-6016.

41. Коноплев К.А., Фридман С.Р., Орлов С.П., Илатовский В.А. Исследование радиационной стойкости сплава САВ-1, облученного до флюенса $3.5 \cdot 10^{22}$ см$^{-2}$ // Атомная энергия. – Москва, 2015. - Т. 118, вып. 5, - С. 274-278.

42. Илатовский В.А., Коноплев К.А., Орлов С.П. Реакторные испытания и послереакторные исследования сплава САВ-1 // Препринт ПИЯФ 2962. - 2014. - 22 с.

43. Konoplev K.A., Orlov S.P., Friedman S.R. Examination of SAV-1 alloy radiation stability at the Petersburg Nuclear Physics Institute // Uzbek J. Phys. – Tashkent, 2010. - Vol. 12, №6. - P. 342-347.

44. Лебедев В.М., Лебедев В.Т., Иванова И.Н., Орлов С.П., Орлова Д.Н. Структура алюминиевых сплавов, облученных нейтронами реактора // ФТТ. - 2010. - Т. 52, в. 5. - С. 934-936.

45. Лебедев В.М., Лебедев В.Т., Орлов С.П. и др. Исследование наноразмерной структуры сплава САВ-1, облученного быстрыми нейтронами до высоких флюенсов, методом малоуглового рассеяния нейтронов // ФТТ. - 2014. - Т. 56. в. 1, - С. 160-164.

46. Свергун Д.И., Фейгин Л.А. Рентгеновское и нейтронное малоугловое рассеяние. - М.: Наука, 1986. - 279 с.

47. Васильев А.А., Корольков М.Д., Мелькер А.И. Влияние упругой анизотропии на рост пор в облученных кубических кристаллах // Физика твердого тела. - 1990. - Т. 32, №11. - С. 3345-3349.

48. Методы и приборы ультразвуковых исследований // Пер. с англ.; Под ред. Л.Д.Розенберга. - М.: Мир, 1968. - 592 с.

49. Ахмеджанов Ф.Р., Болтабаев А.Ф. Деформация сплава АМГ-2 под воздействием нейтронного излучения // Горный вестник Узбекистана. – Навои, 2018. - Т. 1, №72. - С. 57-59.

50. Салихбаев У.С., Байтелесов С.А., Хидиров И. и др. Влияние реакторного облучения на микроструктуру и микротвердость алюминиевых сплавов САВ-1 и АМГ-2 // Альтернативная энергетика и экология. - 2008. - № 9. - С. 73-78.

51. Патент на полезную модель FAP 01545. Устройство для прецизионного определения скорости акустических волн в материалах / Ахмеджанов Ф.Р., Азаматов З.Т., Болтабаев А.Ф., Саидвалиев У.А., Хусаинов И. // 28.09.2020.

52. Akhmedzhanov F.R., Kurbanov J.O., Boltabaev A.F. Attenuation of Acoustic Waves in Single-domain and Polydomain $LiTaO_3$ Crystals // Sensors & Transducers. - 2020. - Vol. 246, Issue 7, - P. 42-47.

53. Семенов В. И. Акустические волны в кристаллах. Учебное пособие. - Новосибирск: НГУ, 2005. - 40 с.

54. Денисова Э.И., Шак А.В. Измерение теплопроводности на измерителе ИТ-λ-400. - Екатеринбург: Изд.: ГОУ-ВПО УГТУ, 2005. - 35 с.

55. Елманов Г.Н., Зуев М.Т., Смирнов Е.А. Теплопроводность металлов и сплавов. Учебное пособие. - М.: МИФИ, 2007. – 32 с.

56. Abdukadirova I.X., Alikulov Sh.A., Akhmedzhanov F.R., Baytelesov S.A., Boltabaev A.F., Salikhbaev U.S. High-Temperature Thermal Conductivity of SAV-1 Aluminum Alloy // Atomic Energy. - 2014. - Vol. 116, Issue 2, - P. 100-104.

57. Salikhbaev U.S., Baytelesov S.A., Kungurov F.R., Saidov A.S. Studying of influence of neutron irradiation on element contents and structures of aluminum alloys SAV-1 and AMG-2 // IAEA-TECDOC-1659, Research Reactor Application for Materials under High Neutron Influence.-Vienna, 2011. – P.155-163

58. Епишин А.И., Лисовенко Д.С. Экстремальные значения коэффициента Пуассона кубических кристаллов // Журнал технической физики. - 2016. - Т.86, вып. 10. - С. 74-82.

59. Mason P.W., McSkimin H.J. Attenuation and scattering of high frequency sound waves in metals and glasses // Journ. Acoust. Soc. Amer. - 1947. - Vol 19. - p. 465-471.

60. Аликулов Ш.А., Ахмеджанов Ф.Р., Байтелесов С.А., Болтабаев А. Рахимов Э.Т., Салихбаев У.С. Действие нейтронного излучения на структуру и электропроводность алюминиевого сплава САВ-1 // Узбекский физический журнал. - 2015. - Т.17, вып. 4. - С. 248-253.

61. Постников В.С. Температурная зависимость внутреннего трения чистых металлов и сплавов // Успехи физических наук. - 1958. - Т.66. - С.43-77.

62. Вас Г.С. Основы радиационного материаловедения. Металлы и сплавы. М.: Техносфера, 2014. - 992 с.

63. Ахмеджанов Ф.Р., Курталиев Э.Н., Эшниязов О.И., Болтабаев А.Ф. Затухание акустических волн в алюминиевом сплаве САВ-1 // СамДУ илмий тадқиқотлар ахборотномаси. – Самарканд, 2015. - № 5. – С. 49-52.

64. Akhiezer A. About Sound Absorption in Solids // Journal of Experimental and Theoretical Physics (SU). - 1938. - № 8. – С. 1318-1329.

65. 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. – Динамика решетки. Глава. 6. - С. 285-341.

66. Беломестных В.Н. Акустический параметр Грюнайзена твердых тел // Письма в ЖТФ. - 2004. - Т. 30, вып. 3. - С. 14−19.

67. Беломестных В.Н., Теслева Е.Н. Взаимосвязь ангармонизма и поперечной деформации квазиизотропных поликристаллических тел // Журнал технической физики. - 2004. - Т 74, вып. 8. - С. 140-142.

68. Беломестных В.Н., Соболева Э.Г. // Вестник Бурятского государственного университета. - 2013. - N 3. - С. 79–87.

69. Глазков В.Н. Квантование колебаний решётки. Теплоёмкость твёрдых тел // Учебное пособие. - М: МФТИ, 2018. - 33 с.

70. Леонтьев К.Л. Связь упругостных и тепловых свойств веществ // Акустический журнал. - 1981. - Т. 17, Вып 4, - С. 554-561.

71. Игнатьева Т.А., Великодный А.Н., Саньков А.А. О температурной зависимости удельного сопротивления сплавов Mo-Re, Mo-Re-Nb // ВАНТ. . Серия: Вакуум, чистые материалы, сверхпроводники (14). -2004. - № 6. - С. 89-92.

72. Физическая акустика. Под ред. У.Мэзона. Т. III, Ч.А. Влияние дефектов на свойства твердых тел // Пер. с англ.; Под ред. Э.М.Нагорного. - М.: Мир, 1969. – 578 с.

73. Бокий Г.Б. Кристаллохимия. - М.: Наука, 1960. - 358 с.

74. Chakin V.P., Posevin A.O., Kupriyanov I.B. Swelling, mechanical properties and microstructure of beryllium irradiated at 200 °C up to extremely high neutron doses // Journal of Nuclear Materials. - 2007. - v.367-370, part.2. - p.1377-1381.

75. Chakin P., Posevin A.O., Kupriyanov I.B. Swelling, mechanical properties and microstructure of beryllium irradiated at 200 °C up to extremely high neutron doses // Journal of Nuclear Materials. - 2007. - V.367-370, part.2. - p.1377-1381.

76. Муминов Т.М., Ахмеджанов Ф.Р., Болтабаев А.Ф., Абдирахмонов У.Ш. Влияние нейтронного облучения на параметр решетки в алюминиевых сплавах // Доклады Академии Наук РУз. – Ташкент, 2021. - № 2. - С. 65-70.

77. Байтелесов С.А., Салихбаев У.С., Сандалов В.Н., и др. Электропроводность алюминиевых сплавов, облученных нейтронами // Атомная энергия. - 2010. - Т.109, вып. 3. - С. 148–152.