

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ НАУЧНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ «ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР УГЛЯ
И УГЛЕХИМИИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ
АКАДЕМИИ НАУК»

На правах рукописи



Нурмухаметов Денис Рамильевич

**ВЗРЫВЧАТОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ ПОЛИКРИСТАЛЛОВ
ТЕТРАНИТРАТА ПЕНТАЭРИТРИТА И
ЦИКЛОТРИМЕТИЛЕНТРИНИТРАМИНА
С ВКЛЮЧЕНИЯМИ УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ
ПАССИВИРОВАННЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ
ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСНОГО
ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

01.04.17 – Химическая физика, горение и взрыв,
физика экстремальных состояний вещества

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Научный консультант:
доктор физико-математических наук,
профессор Адуев Борис Петрович

Кемерово – 2021

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	8
ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР.....	24
1.1. Воздействие лазерного излучения на инициирующие энергетические материалы	24
1.2. Воздействие лазерного излучения на бризантные энергетические материалы	26
1.3. Лазерное инициирование композитных энергетических материалов.	34
1.4. Способы лазерного инициирования энергетических материалов	38
1.4.1. Непрямое лазерное облучение через фольгу	39
1.4.2. Метаемые лазером пластины - флаеры	40
1.5. Волокна для поставки лазерных импульсов высокой мощности	45
1.6. Инициирование ВВ с помощью лазерных детонаторов	55
1.7. Модели лазерного инициирования энергетических материалов	57
1.7. Выводы главы.....	63
ГЛАВА 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ	66
2.1. Синтез и физико-химические характеристики тетранитрата пентаэритрита.....	66
2.2. Светопоглощающие добавки и их некоторые свойства	70
2.3. Подготовка экспериментальных образцов	76
2.4. Источник импульсов лазерного излучения.....	80
2.5. Методика измерения оптико-акустических характеристик образцов.	83
2.6. Методика измерения оптических характеристик образцов при помощи фотометрического шара	90
2.7. Методика измерения порога взрывчатого разложения образцов	93
2.8. Методика измерения вероятности взрыва образцов при различных условиях газодинамической разгрузки.....	96
2.9. Методика измерения динамических характеристик образцов.....	98

2.10. Методика измерения спектрально-кинетических характеристик свечения образцов под действием импульсного лазерного излучения....	100
2.10.1. Функциональная схема экспериментальной установки по измерению спектрально-кинетических характеристик свечения образцов при импульсном лазерном воздействии	100
2.10.2. Калибровка оптического тракта спектрофотохронографа по длинам волн	102
2.10.3. Калибровка чувствительности оптического тракта спектрофотохронографа по длинам волн	105
2.10.4. Методика обработки спектров свечения образцов	107
2.10.5. Методика обработки зависимости интенсивности свечения образцов от времени	109
ГЛАВА 3. ОПТИЧЕСКИЕ И ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМПОЗИТОВ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ	
.....	111
3.1. Исследование оптических свойств тэна с включениями алюминия методом фотометрического шара.....	111
3.1.1. Коэффициенты пропускания и рассеяния образцов.	111
3.1.2. Расчет показателя экстинкции и анализ результатов.....	118
3.2. Исследование оптико-акустических характеристик тэна с включениями алюминия	121
3.2.1. Показатель экстинкции в зависимости от массовой доли включений алюминия в образцах тэна	122
3.2.2. Амплитуда акустического сигнала при воздействии лазерного излучения на образцы тэна в зависимости от массовой доли включений алюминия в различных условиях газодинамической разгрузки образцов	125

3.2.3. Расчетная модель зависимости амплитуды давления при лазерном воздействии на тэн в зависимости от массовой доли включений в различных условиях газодинамической разгрузки образцов.....	127
3.3. Нелинейные эффекты поглощения лазерного излучения тэна с включениями алюминия.....	131
3.4. Анализ результатов и выводы главы	139
ГЛАВА 4. ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ФАКТОРОВ НА ПОРОГИ	
ВЗРЫВЧАТОГО РАЗЛОЖЕНИЯ КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ТЭНА С	
ПОГЛОЩАЮЩИМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ	
	143
4.1. Влияние массовой доли включений ультрадисперсных металлических частиц на порог лазерного инициирования взрывчатого превращения тэна	144
4.1.1. Пороги взрывчатого разложения тэна в зависимости от массовой доли включений при минимальном и среднем блокировании газодинамической разгрузки	144
4.1.2. Пороги взрывчатого разложения тэна в зависимости от массовой доли включений при полном блокировании газодинамической разгрузки	154
4.1.3. Модель зависимости порогов лазерного инициирования тэна от массовой доли включений в различных условиях газодинамической разгрузки образцов	157
4.2. Влияние размеров включений на порог лазерного инициирования взрывчатого превращения тэна	161
4.2.1. Пороги взрывчатого разложения образцов тэна с включениями никеля с различными размерами включения.....	161
4.2.2. Модель влияния размеров включения на пороги взрывчатого разложения тэна при лазерном воздействии.....	166

4.3. Пороги взрывчатого разложения образцов тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц алюминия в зависимости от содержания металлического алюминия в частице включения	171
4.4. Влияние длины волны лазерного излучения на порог взрывчатого разложения тэна и композитов на его основе	176
4.4.1. Пороги лазерного инициирования взрыва образцов тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц алюминия и железа при различных длинах волн лазерного излучения	177
4.4.2. Инициирование образцов тэна без включений излучением второй гармоники лазера	183
4.5. Лазерное инициирование взрывчатого разложения образцов при повышенных начальных температурах образцов	193
4.5.1. Зависимости порогов взрывчатого разложения образцов тэна с включениями частиц алюминия от начальной температуры образца. 193	
4.5.2. Эмпирическая модель, описывающая экспериментальные результаты.....	200
4.6. Влияние плотности образцов на пороги и динамические характеристики взрывчатого разложения при лазерном инициировании	207
4.6.1. Зависимости порогов взрывчатого разложения образцов тэна с включениями пассивированных частиц алюминия от плотности образца	208
4.6.2. Динамические характеристики взрывчатого разложения тэна с включениями пассивированных частиц алюминия в зависимости от плотности образца.....	213
4.6.3. Модель лазерного инициирования взрывчатого разложения тонких образцов	222
4.7. Выводы главы.....	226

ГЛАВА 5. СПЕКТРАЛЬНО-КИНЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЗРЫВЧАТОГО СВЕЧЕНИЯ ОБРАЗЦОВ ТЭНА С ВКЛЮЧЕНИЯМИ

УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ ПАССИВИРОВАННЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ.....	228
5.1. Спектрально-кинетические характеристики свечения образцов тэна с включениями под действием импульсного лазерного излучения	231
5.2. Спектрально-кинетические характеристики свечения, возникающее в результате развития химической реакции после воздействия импульса лазерного излучения	236
5.3. Анализ результатов.....	241
5.4. Выводы главы.....	245
ГЛАВА 6. ПРОЦЕССЫ, ПРОТЕКАЮЩИЕ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ИНИЦИИРОВАНИИ ВЗРЫВА КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ СЛАБОПОГЛОЩАЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЕ ВВ И ВКЛЮЧЕНИЙ УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ ПАССИВИРОВАННЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ.....	246
6.1. Экспериментально обоснованная модель взрывчатого разложения слабопоглощающих излучение ВВ с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц под действием импульсного лазерного излучения	250
6.2. Проверка модели с использованием композитных материалов на основе RDX и включений ультрадисперсных пассивированных металлических частиц при воздействии лазерных импульсов	255
6.2.1. Расчет коэффициента эффективности поглощения в зависимости от размера включений определенного металла в матрице RDX при заданной плотности на необходимой длине волны лазерного излучения	256
6.2.2. Определение оптических характеристик композитов RDX-включения в дозрывном режиме с помощью фотометрического шара.....	257
6.2.3. Определение оптико-акустических характеристик композитов с помощью пьезодетектора при лазерном воздействии	259

6.2.4. Экспериментальное определение порогов взрывчатого разложения композитов на основе RDX и включений металлов ультрадисперсных размеров при лазерном воздействии и установление связи их с оптическими и оптико-акустическими характеристиками.....	270
6.2.5. Экспериментальные измерения спектрально-кинетических характеристик взрывчатого свечения исследуемых объектов в реальном масштабе времени, идентификация первичных продуктов взрывчатого разложения методом оптической спектроскопии и определение температуры взрыва методом оптической пирометрии	275
6.3. Выводы главы.....	282
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	284
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	288

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность исследования

С момента создания лазера неизменный интерес исследователей вызывает изучение воздействия лазерного излучения на взрывчатые вещества (ВВ) [1]. В настоящее время интерес увеличился в связи с возросшими возможностями современной аппаратуры для регистрации и получения информации о быстропротекающих процессах, происходящих в ВВ. Эти данные необходимы для разработки механизма лазерного инициирования ВВ.

Лазерное инициирование взрывчатых веществ (ВВ), как научное направление, возникло в СССР во ВНИИА им. Н.Л. Духова (г. Москва) [2, 3]. В России исследования проблем лазерного инициирования ВВ в настоящее время ведутся в ТПУ (г. Томск) [4], КемГУ (г. Кемерово) [5], РФЯЦ-ВНИИЭФ (г. Саров) [6], РФЯЦ-ВНИИТФ (г. Снежинск) [7], ФИЦ УУХ СО РАН (г. Кемерово), СПбГТИ(ТУ) (г. Санкт-Петербург) [8] и других организациях.

Лазерное излучение [9–12] стали использовать для инициирования детонации ВВ в так называемых светодетонаторах. Например, в США светодетонаторы используются в системах пироавтоматики ракетно-космических комплексов [13] и системах инициирования артиллерийских снарядов [14].

В качестве материалов для светодетонаторов перспективно применение бризантных ВВ с включениями светопоглощающих добавок. Одним из перспективных материалов включения являются металлы ультрадисперсных размеров. Как следует из литературных данных, пороги лазерного инициирования взрывчатого разложения ВВ зависят от ряда факторов [15], например, таких как, длина волны лазерного излучения, длительность лазерного импульса, масса и плотность образца, начальная температура образца, наличие в образце поглощающих неоднородностей, материал

включений, дисперсность включений, условия газодинамической разгрузки образца. Исследования, в которых бы производился учет действия этих факторов в комплексе в настоящее время отсутствуют. Для получения взрывчатых материалов с оптимальными характеристиками назрела необходимость проведения комплексных исследований по инициированию взрывчатого разложения ВВ с включениями поглощающих лазерное излучение добавок с учетом выше перечисленных факторов. В этом случае возможна разработка научных основ и модели взрывчатого разложения для слабопоглощающих излучение бризантных ВВ со светопоглощающими включениями при лазерном инициировании. Установление научных основ даст возможность целенаправленного нахождения составов взрывчатых материалов с оптимальными характеристиками для лазерного инициирования взрыва.

Существует несколько точек зрения на процесс лазерного инициирования тэна [16–18], основными из которых являются тепловой взрыв, оптический пробой, цепной взрыв и фоторезонансное инициирование. Уже в этих работах отмечалось влияние выше перечисленных физических факторов воздействия лазерного излучения на взрывчатое вещество. Однако на данный момент отсутствуют систематические исследования лазерного инициирования тэна, проведенные на одной экспериментальной лазерной установке, учитывающие указанную выше многофакторность.

В настоящей работе проведено систематическое экспериментальное исследование лазерного инициирования взрывчатых материалов на основе слабопоглощающих излучение ВВ (тетранитрат пентаэритрита (тэн), циклотриметилентринитрамин (гексоген, RDX)) с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц с учетом выше перечисленных факторов, влияющих на порог взрывчатого разложения. В результате проделанной работы предложена модель взрывчатого разложения таких материалов при лазерном инициировании. На базе полученных научных результатов выработан алгоритм получения композитов на основе

бризантных взрывчатых веществ и металлических включений с оптимальными характеристиками для лазерного инициирования взрыва. Это определяет актуальность представленной работы.

Работа выполнялась по плану базового бюджетного финансирования СО РАН: приоритетное направление V.49. «Фундаментальные исследования в области химии и материаловедения в интересах обороны и безопасности страны» в рамках проектов V.40.1.4. «Модификация свойств взрывчатых веществ добавками наноразмерных энергоемких частиц» и V49.1.5. «Изучение механизмов преобразования энергии электронно-пучкового и лазерного излучения в высокоэнергетических материалах и углях для создания материалов для компонентов и устройств специального назначения»; поддерживалась грантами РФФИ: № 07-02-96009-а, № 13-03-98032_r_sibir_a, № 16-33-00510_мол_a, № 18-03-00421-а. Результаты работы использованы в соответствующих отчетах по НИР.

Цель работы

Разработка научных основ и модели взрывчатого разложения слабопоглощающих излучение бризантных ВВ с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц при лазерном инициировании с учетом факторов, влияющих на порог инициирования взрыва.

Задачи

Для достижения цели необходимо решение следующих конкретных задач:

1. Установить роль включений ультрадисперсных пассивированных металлических частиц на изменение оптических характеристик слабопоглощающих излучение бризантных ВВ (тэн, RDX) методами фотометрического шара и оптико-акустики с использованием лазерного излучения различных плотностей энергии.

2. Изучить влияние массовой доли включений ультрадисперсных пассивированных металлических частиц (Al, Ni, Fe) в образце на порог

взрывчатого разложения ВВ (тэна, RDX) при лазерном инициировании в различных условиях газодинамической разгрузки образцов.

3. Изучить влияние размера включений ультрадисперсных пассивированных металлических частиц на порог взрывчатого разложения ВВ (тэна, RDX) при лазерном инициировании .

4. Изучить влияние длины волны лазерного излучения на порог взрывчатого разложения тэна и тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц.

5. Установить роль начальной температуры образцов тэна и тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц металлов на порог взрывчатого разложения при лазерном инициировании.

6. Установить роль изменения плотности образцов тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц алюминия на его взрывчатые характеристики при лазерном инициировании .

7. Изучить спектрально-кинетические характеристики свечения, возникающего при лазерном инициировании взрыва ВВ (тэна, RDX) с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц в режиме реального времени. Установить природу свечения первичных продуктов взрыва.

8. Установить общие закономерности влияния исследованных в работе факторов на порог взрывчатого разложения изучаемых материалов. На базе установленных закономерностей сформулировать модель, позволяющую прогнозировать регулирование чувствительности взрывчатых материалов к лазерному воздействию.

Научная новизна

На основе проведенных комплексных экспериментальных исследований предложена модель взрывчатого разложения взрывчатых материалов на основе слабопоглощающих излучение бризантных ВВ (тэна, RDX) с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц (алюминия, никеля, железа) при импульсном лазерном воздействии,

учитывающая совокупность факторов влияющих на порог инициирования взрыва ВВ.

1. Впервые установлено, что в композитах на основе слабопоглощающих излучение бризантных ВВ (тэн, RDX) с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц (алюминия, никеля, железа) поглощение излучения происходит непосредственно включениями. В результате, во время импульса излучения происходит нагрев включения и окружающей его оболочки ВВ (тэн, RDX). Включение и нагретая оболочка образуют «горячую точку».

2. Впервые установлены закономерности изменения критических плотностей энергий лазерного инициирования взрывчатого разложения слабопоглощающих излучение бризантных ВВ (тэн, RDX) с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц алюминия, никеля и железа в зависимости от массовой доли включений в образце. В различных условиях газодинамической разгрузки образцов тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц алюминия определено значение оптимальной массовой доли этих включений, при которой критическая плотность энергии лазерного инициирования взрывчатого разложения минимальна.

3. Впервые установлено, что влияние размера включений ультрадисперсных пассивированных металлических частиц на порог лазерного инициирования взрыва слабопоглощающих излучение бризантных ВВ (тэн, RDX) связано с зависимостью показателя поглощения излучения от размера частиц.

4. Впервые показано, что немонотонная зависимость критической плотности энергии лазерного инициирования взрывчатого разложения слабопоглощающих излучение бризантных ВВ (тэн, RDX) с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц алюминия, никеля и железа от массовой доли и размеров включений в образцах коррелирует с оптико-акустическими характеристиками образцов.

5. Впервые показано, что зависимость критической плотности энергии лазерного инициирования взрывчатого разложения тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц алюминия от длины волны излучения связана с зависимостью эффективности поглощения света $Q_{\text{abs}}(\lambda)$.

6. Впервые показано, что при лазерном инициировании взрывчатого разложения тонких образцов (1 мм) тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц алюминия с уменьшением плотности образцов увеличиваются пороги лазерного инициирования взрыва, скорость и давление ударных волн в воздухе.

7. Впервые установлено, что во время воздействия лазерного импульса происходит диссоциация молекул слабопоглощающих излучение бризантных ВВ (тэн, RDX) с образованием NO_2^\bullet – радикала.

8. Впервые методом спектральной пирометрии установлено, что спектры свечения слабопоглощающих излучение бризантных ВВ (тэн, RDX) с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц на стадии взрывчатого разложения образцов при лазерном инициировании имеют тепловой характер.

9. Впервые показано, что критическая плотность энергии лазерного инициирования взрывчатого разложения тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц алюминия первой и второй гармониками лазерного излучения с ростом начальной температуры образцов в интервале 300–450 К описывается одинаковыми закономерностями. Количественное различие связано с различной эффективностью поглощения излучения Q_{abs} первой и второй гармоник.

10. Впервые на основе проведенных комплексных экспериментальных исследований и разработанной модели процесса установлен алгоритм получения материалов на основе слабопоглощающих излучение ВВ с включениями ультрадисперсных частиц металлов с оптимальными характеристиками для лазерного инициирования взрыва.

Защищаемые положения:

1. Роль ультрадисперсных пассивированных металлических включений в ВВ состоит в изменении его оптических характеристик в результате поглощения лазерного излучения металлическим ядром включений, с последующим нагревом ядра. При превышении критической плотности энергии излучения в окружающей включение оболочке ВВ происходит инициирование экзотермической химической реакции.

2. Характер зависимости порога лазерного инициирования взрыва слабопоглощающих излучение бризантных ВВ от массовой доли ультрадисперсных пассивированных металлических частиц связан с характером изменения давления в слое поглощения энергии, которое определяется условиями газодинамической разгрузки.

3. Зависимость порога лазерного инициирования взрыва слабопоглощающих излучение бризантных ВВ от размеров включений ультрадисперсных пассивированных металлических частиц связана с зависимостью показателя поглощения излучения от размера частиц.

4. Зависимость порога лазерного инициирования взрывчатого разложения поликристаллических образцов тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц металлов от длины волны связана с коэффициентами эффективности поглощения излучения Q_{abs} , которые зависят от длины волны излучения. При одинаковых значениях показателя экстинкции k_{eff} пороги H_{cr} при воздействии различными длинами волн одинаковы.

5. В тонких (1 мм) поликристаллических образцах тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц алюминия при лазерном воздействии проявляются закономерности взрывчатого разложения, отличающиеся от закономерностей при нормальной детонации. С уменьшением плотности образцов увеличиваются пороги лазерного инициирования взрыва H_{cr} , скорости и давление ударных волн, образующихся при взрыве образцов в воздухе.

6. Первичным продуктом при лазерном инициировании взрыва ВВ (тэн, RDX) с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц алюминия, никеля и железа является NO_2^\bullet – радикалы, образующиеся в «горячих точках» в результате диссоциации молекулы ВВ. Спектры свечения на стадии взрыва имеют тепловой характер и связаны с химической реакцией в остове молекул ВВ.

7. Модель взрывчатого разложения слабопоглощающих излучение бризантных ВВ с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц при лазерном инициировании, учитывающая совокупность факторов влияющих на порог взрывчатого разложения ВВ:

а) поглощение лазерного излучения металлическими частицами, нагрев частиц и прилегающих слоев ВВ до температуры выше температуры плавления ВВ. Частица и ее нагретое окружение ВВ представляют собой «горячую точку»;

б) при превышении плотности энергии порогового значения происходит диссоциация молекулы ВВ (тэн, RDX) на возбужденный радикал NO_2^\bullet и остаточный радикал R^\bullet ;

в) радикал NO_2^\bullet флуоресцирует за время ~ 60 нс. В остаточном радикале R^\bullet протекает экзотермическая химическая реакция, приводящая к превращению образца в газообразные продукты и взрыву. Процесс происходит в микросекундном временном интервале и сопровождается тепловым свечением с температурой $T \sim 3400$ К;

г) для каждого типа включений в образце существуют оптимальная массовая доля и оптимальный размер, при которых порог инициирования взрыва минимален.

д) необходимым условием взрыва является блокирование газодинамической разгрузки образца. Во время импульса поглощение энергии излучения при оптимальной массовой доле включений происходит в поверхностном слое образца глубиной $d \approx 50$ мкм. В результате развития химической реакции в «горячих точках» происходит повышение

температуры и давления в облученном слое, что приводит к возникновению ударной волны и распространению ее в необлученную часть образца. Развитие взрывчатого разложения в необлученном слое образца происходит по ударно-волновому механизму.

Достоверность

Достоверность полученных экспериментальных результатов обосновывается использованием стандартизированных образцов, современных измерительных комплексов, хорошо апробированных методик.

Научная и практическая значимость

Диссертация посвящена решению научной задачи, имеющей значение для развития отрасли знаний, изучающей воздействие лазерного излучения на взрывчатые вещества.

Научное направление, разрабатываемое в данной работе – это изучение механизмов взрывчатого разложения тонких (1 мм) поликристаллов слабопоглощающих излучение бризантных взрывчатых веществ с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц при воздействии импульсного лазерного излучения. Результаты работы позволили установить модель взрывчатого разложения указанных материалов (на примере тэна и RDX) с учетом факторов, влияющих на порог взрыва ВВ и определить условия целенаправленного регулирования их чувствительности к импульсам лазерного излучения.

Практическая значимость работы заключается в том, что подход, предложенный в работе, позволит вести разработку композитных взрывчатых материалов на основе слабопоглощающих лазерное излучение бризантных ВВ (PETN, RDX, HMX и т.п.) с минимальными порогами взрывчатого разложения для применения в светодетонаторах штатных взрывчатых веществ и других технических приложениях, где применяется лазерное инициирование взрыва.

На основе предложенного в работе научно-обоснованного подхода разработаны композитные взрывчатые материалы на основе тэна и RDX с

включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц (Al, Ni, Fe), обладающих высокой чувствительностью к импульсному лазерному излучению. Предложен алгоритм по оптимизации данных составов при варьировании массовой доли и размеров частиц без проведения взрывных экспериментов, что значительно удешевляет производство этих материалов.

Научная и практическая значимость полученных результатов подтверждена двумя патентами Российской Федерации на изобретения (№№ 2666435, 2586938). Разработанные способы получения и исследования оптических свойств композитных ВВ позволяют целенаправленно снизить порог лазерного инициирования капсульных составов типа «бризантное взрывчатое вещество-наночастицы металлов».

Результаты комплексного исследования взрывчатого разложения тэна и RDX с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц (алюминия, никеля, железа) при импульсном лазерном воздействии могут быть использованы в научно-исследовательских, проектных, научно-производственных организациях открытого профиля, занимающихся исследованием и производством изделий из высокоэнергетических материалов (НИ ТПУ, НИ ТГУ, ИХФ РАН, ИПХФ РАН, ИХКГ СО РАН, КемГУ, ФИЦ УУХ СО РАН, ИГ СО РАН, ИПХЭТ СО РАН) и на предприятиях оборонного комплекса, занимающихся проектированием, производством, хранением ВВ (РФЯЦ-ВНИИЭФ, ФНПЦ «Алтай», ГРЦ им. акад. В.П. Макеева, ФЦДТ «Союз»).

Личный вклад автора

Постановка цели, задач диссертационного исследования и обсуждение результатов выполнены автором совместно с научным консультантом. В совместных публикациях автору принадлежат результаты, сформулированные в выводах и защищаемых положениях диссертации, соавторы публикаций согласны с включением результатов совместных работ в диссертацию. Теоретические расчеты в рамках теории Ми и теории

переноса излучения проведены Звеквым А.А. в соответствующих публикациях. Результаты диссертации частично вошли в диссертации Фуреги Р.Ю. и Лискова И.Ю., защищенные при научном руководстве автора.

Апробация работы

Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на Международных и российских конференциях: Международной конференции Харитоновские тематические научные чтения «Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны» (Саров, 2011, 2013, 2015, 2017, 2019); Международной конференции Забабахинские научные чтения (Снежинск, 2012, 2014, 2016, 2019); International Congress on Radiation Physics and Chemistry of Condensed Matter, High Current Electronics and Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows (Tomsk, 2012, 2014, 2016, 2018, 2020); XII Международная конференция NEMs-2016 «Высокоэнергетические материалы: демилитаризация, антитерроризм и гражданское применение» (Томск, 2016); Всероссийской конференции «Химия, технология и применение высокоэнергетических соединений» (Бийск, 2011); VIII Международной конференции «Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах» (Томск, 2012, 2014); The Seminar on New Trends in Research of Energetic Materials (Pardubice, Czech Republik, 2013, 2014, 2015), XI Международная научная конференция «Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах» (2015, Ялта), Международный Российско-Казахстанский симпозиум «Углекислота и экология Кузбасса» (Кемерово, 2015, 2016); Совместные IX Международный симпозиум «Физика и химия углеродных материалов / наноинженерия» и Международная конференция «Наноэнергетические материалы и наноэнергетика» (Алматы, Казахстан, 2016); Всероссийская школа-конференция «Химия и физика горения и дисперсных систем», посвящённая 110-летию со дня рождения члена-корреспондента АН СССР А.А. Ковальского (Новосибирск, 2016); Международная молодежная научная конференция «Актуальные проблемы современной механики сплошных сред и небесной

механики 2017» (Томск, 2017); Всероссийская конференция «Физика взрыва: теория, эксперимент, приложения» (Новосибирск, 2018).

Публикации

Результаты диссертации изложены в 33 статьях в журналах, рекомендованных ВАК для публикации основных научных результатов диссертации или приравненных к ним и двух патентах. Опубликовано 31 статей в международных рецензируемых журналах, индексируемых базами данных «Web of Science» и «Scopus».

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 6 глав, основных результатов и выводов, заключения. Изложена на 318 страницах машинописного текста, включая 162 рисунков и 22 таблицы. Библиография включает 280 наименований.

Основное содержание работы

Во введении излагается актуальность темы, краткий обзор современного состояния проблемы, сформулированы цели и задачи работы, защищаемые положения, показаны научная новизна и практическая значимость проблемы, представлена информация об апробации, обозначен личный вклад автора.

В первой главе работы приведены литературные данные по экспериментальным исследованиям импульсного лазерного инициирования и основным модельным представлениям о природе взрывчатого разложения тэна. Приведен обзор способов лазерного инициирования взрыва и его преимущества по сравнению с традиционными источниками инициирования.

Во второй главе описана использованная в работе методика эксперимента и характеристики используемых объектов исследования. Композиты на основе тэна и ряда включений изготавливались методом прессования. Использовался порошок тетранитрата пентаэритрита (тэна) с узким гранулометрическим распределением по размерам с максимумом при 1–2 мкм. В качестве включений использовались ультрадисперсные

пассивированные частицы порошков алюминия (100 нм), никеля (130, 160 и 280 нм), железа (75 нм). Описана процедура подготовки образцов. Приведены описания используемого оборудования и схемы измерения пороговых характеристик взрывчатого разложения образцов с помощью лазера на иттрий-алюминиевом гранате активированный неодимом (14 нс; 1064 нм: до 1,5 Дж; 532 нм: до 0,8 Дж).

Для изучения пороговых характеристик взрыва при лазерном инициировании в большинстве экспериментов образцы помещались на алюминиевую подложку. В экспериментах сопровождающихся взрывчатым разложением образцов, их поверхность накрывалась стеклянной пластиной прозрачной для лазерного излучения. Для изучения влияний газодинамической разгрузки образцов использовалось специальное устройство способное создавать статическое давление до 300 МПа.

Приведена схема измерения оптических характеристик исследуемых образцов оптоакустическим методом и методом фотометрического шара. Описаны методики измерения порога взрывчатого разложения при различных условиях газодинамической разгрузки образца. Описана методика измерения баллистических характеристик образца. Приведены описания оборудования и схемы измерения спектральных и кинетических характеристик свечения образцов с использованием спектрофотохронографа и неодимового лазера.

В третьей главе приведены экспериментальные данные по оптическим и оптико-акустическим характеристикам исследуемых объектов в режиме воздействия лазерного излучения. Методами фотометрического шара и оптико-акустики экспериментально показано, что в прессованном тэне с плотностью $1,73 \text{ г/см}^3$, содержащем включения ультрадисперсных пассивированных частиц алюминия с максимумом в распределении по размерам $\sim 100 \text{ нм}$, поглощение лазерного излучения происходит преимущественно включениями с образованием «горячих точек», а эффекты рассеяния излучения в условиях эксперимента незначительны. Установлено,

что с увеличением плотности энергии лазерного излучения более $0,1 \text{ Дж/см}^2$ увеличивается показатель экстинкции образцов. Амплитуда оптико-акустического сигнала образцов экспоненциально увеличивается с увеличением показателя экстинкции. Мгновенное давление зависит от плотности поглощенной энергии по линейному закону. Оценочные расчеты показали, что при плотностях энергий более $0,1 \text{ Дж/см}^2$ нагревается прилегающая к частице оболочка тэна толщиной $\sim 40 \text{ нм}$ до температуры испарения. Это приводит к газификации слоя и образованию кратеров на поверхности образца.

В четвертой главе приведены экспериментальные данные по лазерному инициированию взрыва тэна и тэна с включениями частиц с учетом многофакторности внешних условий эксперимента (такие как длина волны лазерного излучения, плотность образца, начальная температура объекта, размер включений, условия газодинамической разгрузки экспериментальной ячейки), которые необходимо учитывать при исследовании лазерного инициирования ВВ. Показано, что зависимость порога взрывчатого разложения от массовой доли включений при частичном блокировании газодинамической разгрузки имеет вид кривой с минимумом при оптимальной массовой доле χ_{opt} . При полном блокировании газодинамической разгрузки образцов, облучаемая поверхность является жесткозакрепленной и порог взрывчатого разложения H_{cr} снижается до постоянного значения. Обнаружено влияние размеров включений при фиксированной массовой доле на порог взрывчатого разложения H_{cr} . Для включений с оптимальными размерами, для которых H_{cr} минимален, показатель экстинкции излучения k_{eff} максимален. Экспериментально исследован порог лазерного инициирования взрывчатого разложения H_{cr} образцов тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц алюминия в зависимости от соотношения $\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3$, т.е. от массового содержания активного металла в частице включения. Обнаружено влияние длины волны лазерного излучения на минимальный порог H_{cr} для одного

сорта частиц. Показано, что это влияние связано с эффективностью поглощения излучения Q_{abs} , рассчитанного по теории Ми. Показано, что инициирование тэна без включений возможно излучением второй гармоники лазера по механизму двухфотонного поглощения. Исследовано влияние плотности образцов на порог взрывчатого разложения H_{cr} . Показано, что с ростом плотности образцов уменьшаются пороги лазерного инициирования взрыва H_{cr} .

В пятой главе приведены экспериментальные данные по исследованию спектрально-кинетических характеристик свечения (в реальной масштабе времени) исследуемых объектов в условиях импульсного лазерного воздействия. Информацию о первичных процессах взрывчатого разложения композитов на основе тэна с включениями частиц металлов ультрадисперсных размеров при лазерном инициировании получена из измерения спектрально-кинетических характеристик свечения. Спектры свечения, которые регистрируются во время лазерного импульса, зависят от плотности энергии и в пределе при значительном превышении порога имеют одинаковые кинетики и полосы свечения с максимумом при $\lambda = 420$ нм для всех исследованных объектов. Спектры свечения образцов на стадии взрывчатого разложения имеют тепловую природу.

В шестой главе проведен анализ обсуждаемых в литературе моделей лазерного инициирования ВВ и дан анализ факторов, влияющих на порог взрывчатого разложения слабопоглощающих излучение ВВ с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц под действием импульсного лазерного излучения, которые изучены в настоящей работе и сформулирована экспериментально обоснованная модель взрывчатого разложения таких объектов при лазерном инициировании. Для проверки предложенной модели и алгоритма получения материалов на основе слабопоглощающих излучение бризантных ВВ с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц с минимальными плотностями энергии инициирования проведены исследования взрывчатого

разложения RDX с включениями металлических частиц. Показано, что закономерности взрывчатого разложения композитов на основе RDX с включениями металлических частиц при воздействии импульсов лазерного излучения полностью аналогичны наблюдаемым закономерностям в образцах на основе тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц (алюминий, никель, железо). Это свидетельствует об идентичности процессов, протекающих в образцах на основе тэна и RDX с включениями металлов и справедливости предложенной модели.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы.

Автор выражает глубокую благодарность научному консультанту д.ф.-м.н., профессору Адуеву Б.П. за поддержку и неоценимую помощь в подготовке диссертации; к.ф.-м.н. Белокурову Г.М., к.ф.-м.н. Лискову И.Ю., к.х.н. Нелюбиной Н.В., к.ф.-м.н. Никитину А.П.; академику РАН, профессору Исмагилову З.Р., д.ф.-м.н., профессору Кречетову А.Г., д.ф.-м.н, профессору Ципилеву В.П. д.ф.-м.н. Звекову А.А., к.ф.-м.н. Митрофанова А.Ю., к.ф.-м.н. Зверева А.С. за помощь в обсуждении результатов, полезную критику и дискуссии.

ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

1.1. Воздействие лазерного излучения на инициирующие энергетические материалы

Основной проблемой лазерного инициирования бризантных взрывчатых веществ с точки зрения теплового теории инициирования взрыва (БВВ) является их оптическая прозрачность в области видимого и ближнего ИК-диапазона спектра. Данные области спектра характерны для большинства источников лазерного излучения. Область собственного поглощения большинства энергетических материалов находится в ультрафиолетовой области или в коротковолновой части видимой.

Лазерное инициирование взрывчатых веществ (ВВ) такого класса как, инициирующие ВВ, азиды тяжелых металлов (АТМ) подробно изучено. Изучение инициирования мощными потоками световой энергии взрыва азидов тяжелых металлов началось ещё до широкого применения лазерной техники [19, 20]

Интенсивное изучение закономерностей импульсного инициирования взрыва АТМ началось после создания мощных источников излучения таких как лазеры и ускорители электронов [21].

В работе [22] получены зависимости вероятности и времени появления регистрируемого сигнала, характерного для взрыва прессованного азид свинца от плотности энергии лазерного излучения неодимового лазера. В [22] получено значение порога инициирования взрыва ~ 8 мДж/см². В работе [20] приведено объяснения полученного результата работы [22] с точки зрения модели нагрева поверхности материала и инициирования реакции фотохимическим механизмом. Авторы [20] предполагают механизм образования «горячих точек», за счет высокотемпературного нагрева включений металлического свинца, который образовался в результате хранения ВВ. На основании предположения в [20], авторами проведен расчет

зависимости пороговой плотности энергии лазерного излучения инициирования взрыва от дисперсного размера частиц. Сравнительный анализ результатов которого с экспериментальными значениями, позволил оценить размер частиц для минимального порога инициирования взрыва. Данное значение ~ 100 нм.

В работе [23] исследовалось воздействие несфокусированного излучения рубинового лазера с относительно низкой энергией, работающий в режимах гигантского импульса и свободной генерации на монокристаллы азид свинца, находящегося в β -модификации. В работе измерены пороговые плотности энергии инициирования и зарегистрирован процесс взрывчатого разложения кристаллов азид свинца методом высокоскоростной фотографии. В [21] авторы делают вывод о тепловой природе механизма лазерного инициирования реакции взрывчатого разложения. Авторами [21] показана определяющая роль плотности мощности, а не плотности энергии лазерного импульса в выбранном режиме инициирования.

В работах [24–28] были проведены исследования по влиянию длительности и модовой структуры лазерного импульса и предыстории образца на взрывчатую чувствительность таблеток азид свинца. В [29] экспериментально исследовано взрывчатое разложение таблеток азид свинца и азид серебра при инициировании импульсами рубинового и неодимового лазера длительностью 50 нс и 1 мс.

Переломным моментом в исследовании процессов, обуславливающие взрывчатое разложение азидов тяжелых металлов, явились работы С.М. Рябыха и В.С. Долганова [30–32]. В своих работах они впервые применили подход методов импульсного радиолиза в реальном масштабе времени для экспериментального исследования быстрой стадии взрывчатого разложения АТМ. Исследования, выполненные в лаборатории физики и химии быстропротекающих процессов КемГУ, утвердили перспективность такого подхода. Были обнаружены новые явления: предвзрывные проводимость [33] и люминесценция [34]. Данные по предвзрывной

проводимости и люминесценции АТМ [35], полученные с использованием скоростных методов импульсного радиолиза и фотолиза, позволили Э.Д. Алукеру и Б.П. Адуеву с соавторами рассмотреть взрывчатое разложение АТМ с позиций физики твердого тела и сделать важные выводы о механизме элементарного акта и цепной природе процесса взрывчатого разложения АТМ [36, 37].

В [38, 39] указывается на возможность разложения фенилазида в результате инициирования цепной реакции по фотохимическому механизму. Авторами [38, 39] предлагается автокаталитический или разветвленный механизмы разложения.

В [40, 41] исследовалось инициирование фуразан-1,2,3,4-тетразин-1,3-диоксида (ФТДО) излучением первой и четвертой гармониками неодимового лазера. В экспериментах порошкообразный образец энергетического материала находился под давлением $\sim 0,1$ ГПа. Пороговые плотности энергии инициирования взрыва излучением двух длин волн различаются приблизительно в два раза. В этом случае наиболее эффективным оказывается инициирование при использовании четвертой гармоники лазера. Пороговая плотность энергии инициирования взрыва в случае использования излучения CO_2 -лазера оказывается почти на порядок выше. Авторами [40, 41] приводятся значения объемной поглощенной плотности энергии. Эти значения практически одинаковы для длин волн 1064 нм и 266 нм.

1.2. Воздействие лазерного излучения на бризантные энергетические материалы

В начале 60-х годов XX века проведены исследования по инициированию взрывчатого разложения высокоэнергетических материалов импульсным излучением мощных газоразрядных ламп [3, 19, 20]. Показано, что таким способом можно реализовать взрывчатое разложение инициирующих взрывчатых веществ. Однако инициирование вторичных ВВ

таким способом не осуществляется. С появлением лазеров инициирование взрывчатого разложения вторичных ВВ мощным лазерным излучением стало возможным [2, 3, 17, 39, 42–44].

В работах [2, 3, 44–46] показана принципиальная возможность лазерного инициирования взрывчатого разложения бризантных ВВ, таких как PETN, HMX, RDX, гексанитродифенилэтилен.

Самая ранняя работа, включающая инициирование взрывчатых веществ лазерным излучением, была выполнена посредством прямого инициирования, которое требует наличия лазерного импульса, непосредственно падающего на само взрывчатое вещество. В [2] было впервые осуществлена детонация конденсированных взрывчатых веществ с использованием излучения лазера на неодимовом стекле с модуляцией добротности. Были протестированы тэн и азид свинца. Было обнаружено, что скорость, с которой взрывчатка реагировала на лазер, была связана с давлением воздействия на образец. Было показано, что средняя скорость развития реакции взрывчатого разложения равна скорости детонации тэна. Авторами [2] показано, что в одинаковых условиях проведения экспериментов пороговая плотность энергии (мощности) лазерного инициирования взрывчатого разложения тэна намного выше, чем азида свинца. В [3] авторами показано, что зависимость индукционного периода от плотности энергии имеет обратный характер, подобно характеру зависимости порога инициирования от диаметра лазерного пучка. В [3] сообщается об исследованиях гексогена и октогена, используя излучение неодимового и рубинового лазеров (1060 нм и 693 нм, соответственно). Показано, что при больших диаметрах пучка критическая плотность энергии излучения остается постоянной, тогда как при меньших диаметрах она увеличивалась. Зависимость критической плотности энергии излучения от диаметра пучка в [3] сохранялась при переходе от длины волны от 1060 нм до 694 нм. Было подтверждено, что с увеличением давления прессования взрывчатого вещества, плотность лазерного излучения, необходимая для взрыва, также

увеличивалась. В [3] обсуждаются предположительные модели лазерного инициирования взрывчатого разложения ВВ такие как: оптический пробой, фотохимический и тепловой механизмы, которые, далее, рассматривались рядом авторов как основные для инициирования ВВ лазерным излучением. Авторы [3] в заключении своей работы приходят к выводу о тепловом механизме лазерного инициирования взрыва.

В [17, 45] авторы показывают, что существует некоторое значение области облучения, меньше которого порог лазерного инициирования взрыва начинает быстро увеличиваться.

В работах [17, 45–49] авторы делают вывод, что зависимости пороговой плотности энергии от дисперсного состава порошка энергетического материала и плотности образца являются важными факторами для обсуждения механизмов лазерного инициирования взрывчатого разложения.

В [45] изучали инициирование флегматизированного тэна при плотности $1,7 \text{ г/см}^3$. Показано, что тэн без покровного стекла можно инициировать с помощью импульсов неодимового лазера длительностью 3 нс с энергией в импульсе порядка десятков джоулей и при световых потоках на поверхности мишени 10^{12} – 10^{13} Вт/см^2 . В ходе эксперимента варьировалась как энергия импульса лазерного излучения, так и диаметр лазерного пятна. Было показано, что при диаметре лазерного пятна меньше критического диаметра детонация не происходила в диапазоне энергий до 200 Дж.

В [44] показано, что уменьшение плотности образца позволяет понизить критическую плотность энергии лазерного излучения. В [17] экспериментально получены зависимости пороговой плотности энергии инициирования взрывчатого разложения от плотности образца чистого тэна. Авторами [17] были поставлены эксперименты в вакууме, и заполнении её аргоном, при сохранении остальных условий. При такой постановке эксперимента авторы [17] провели проверку влияния оптического пробоя в

воздушных порах образца чистого тэна на факт лазерного инициирования взрывчатого разложения. Показано, что такое изменение условий (в пределах точности эксперимента) не приводит к изменению пороговых плотностей энергии лазерного излучения инициирования взрыва. Авторами [17] была предложена гипотеза механизма лазерного инициирования взрыва, базирующаяся на явлении на оптического пробоя в приповерхностном слое чистого тэна на границе спрессованных зерен. Возможность такого предположения объясняется наличием более многоуровневой зонной структурой приповерхностного слоя за счет уровней примесей в запрещенной зоне и более развитой поверхности.

В [48] было проведено исследование лазерного инициирования PETN, HNS и RDX в зависимости от плотности образца, дисперсности частиц и длины волны лазерного излучения. PETN инициировался при плотности мощности лазерного излучения $\sim 0,2$ ГВт/см² на длинах волн 1064 нм, 532 нм и 355 нм при сильном подавлении газодинамической разгрузки. На длинах волн 355 нм и 308 нм его можно было инициировать облучением поверхности взрывчатого вещества без удержания газодинамической разгрузки. Инициирование гексогена было зафиксировано только на длине волны 308 нм. Инициирование HNS не удается достичь ни на одной из применяемых длин волн. Большинство испытаний проводилось с использованием Nd:YAG-лазера и с эксимерными лазерами при более коротких длинах волн.

В [50] исследовалась зависимость порога энергии инициирования для тэна от длины волны излучения неодимового лазера, работающего в режиме модулированной добротности при энергиях до 4,5 Дж и толщины прозрачной пластины до 1,7 мм, накрывающей образец со стороны облучения. В качестве прозрачной пластины использовалось оптическое стекло К-8, фотографические стекла и слюды. Результат этого исследования показал, что параметром, управляющим инициированием тэна, является плотность энергии в объеме образца или энергия в лазерном импульсе, а не мощность

излучения, и что толщина прозрачной пластины влияет на динамику инициирования, когда достигает значений меньше 0,1 мм.

В [51] исследовался тепловой механизм лазерного инициирования взрывчатых веществ, а также зависимость критической энергии от плотности образца. Эксперименты показали, что образцы взрывчатых веществ (ВВ) со свободной облучаемой поверхностью не могут быть инициированы пучками неодимового лазера умеренной энергии при 1060 нм. С открытой облучаемой поверхностью могут быть инициированы первичные взрывчатые вещества или ВВ, облученные ультрафиолетовым лазерным излучением. Тепловой механизм для образцов с закрытой прозрачным стеклом поверхностью включал давление, вызванное тепловым расширением, около 70 МПа (значительно ниже, чем требуется для инициирования ударом), и последующий тепловой взрыв. Авторы [51] предположили, что лазерное инициирование тэна должно быть связано с его испарением и разложением. В [52] исследовали характеристики различных лазеров, включая твердотельные и полупроводниковые диоды с переключением усиления и работающих в непрерывном режиме. Лазеры оценивали по инициированию или зажиганию различных пиротехнических, первичных и вторичных взрывчатых веществ, а именно Pb: Стифнат, $Ti/KClO_4$, KNO_3 , CP, PETN, HMX и RDX. Авторы [52] утверждают, что диодный лазер «хорошо работает в условиях изменяющейся температуры, ударов и вибрации».

В работе [53] представили экспериментальное исследование по динамике и пороговой интенсивности лазерной детонационной волны (LSDW), индуцированной микросекундными импульсами CO_2 -лазера. Авторы [53] определили, что потери энергии из зоны поглощения лазерного излучения определяются порогом поддержания LSDW. В [54] непрерывный CO_2 -лазер использовался для инициирования HMX, RDX, PETN, тетрила, тринитротолуола (TNT), пикриновой кислоты, нитрата аммония. В случае, когда поверхность образца не накрывалась прозрачной пластиной, все взрывчатые вещества просто горели. При накрывании поверхности образца

прозрачной пластиной HMX, RDX, PETN и тетрил могут быть взорваны. Работа [54] была продолжена в [55], где одни и те же взрывчатые вещества были испытаны с использованием как непрерывных, так и импульсных CO₂-лазеров. Авторы [55] показали, что PETN, RDX и HMX могут быть взорваны при накрывании поверхности образца прозрачной пластиной. Если поверхность образца не накрывать прозрачной пластиной, то образцы загорались.

Одним из факторов, являющимся важным для понимания лазерного инициирования физико-химических процессов во взрывчатом веществе – это длина волны излучения. Влияние длины волны лазерного излучения рассматривалось в работах [18, 41, 48, 56–58]. В [49] на тэн воздействовали лазерным излучением длинами волн первой, второй и третьей гармониками неодимового лазера. В работе [49] показано, что плотность мощности необходимая для реализации взрывчатого разложения тэна на длине волны 1064 нм составила более 0,2 ГВт/см² и 0,15 ГВт/см² на коротких (532 и 355 нм) длинах волн. В [41] авторами показано уменьшение значения критической плотности энергии инициирования взрывчатого разложения на ~ 14 % при воздействии второй гармоники по сравнению при инициировании первой гармоникой неодимового лазера. В работах [18, 59] отмечается отсутствие взрывчатого разложения переплавленного тэна с открытой поверхностью при инициировании второй гармоникой неодимового лазера при плотности энергии ~ 75 Дж/см² излучения. Однако, при воздействии излучением первой гармоники, порог инициирования взрыва тэна при температуре $T = 350$ К составила ~ 30 Дж/см². Авторами [18, 59] также показано, что критическая плотность энергии инициирования взрыва тэна излучением основной частоты неодимового лазера имеет ярко выраженную экспоненциальную зависимость от начальной температуры образца. Показано, что эта зависимость удовлетворительно аппроксимируется в координатах Арениуса с эффективной энергией активацией ~ 0,4 эВ. Исходя этого результата, в [60] авторами предложена модель лазерного

инициирования взрывчатого разложения тэна. Эта модель основана на образовании фотовозбужденных молекул тэна в результате поглощения кванта световой энергии 1,17 эВ, способных подвергаться разложению, преодолев потенциальный барьер за счет нагрева.

В [61] исследовано поведение чистого тэна в диапазоне давлений от 10 МПа до 2000 МПа в условиях прижатия входного окна (стеклянная пластина) в гидравлическом прессе. Показано, что с увеличением давления чувствительность монотонно растет, а порог инициирования при достижении максимальных давлений уменьшается в 10000 раз.

В работе [62] исследовалось влияние длины волны лазерного излучения на пороговую плотность энергии инициирования взрыва «бронированного» порошка тэна, находящегося под давлением $5 \cdot 10^8$ Па. Инициирование проводилось 1-ой (1064 нм), 2-ой (532 нм) и 4-ой (266 нм) гармониками неодимового лазера. Авторами [62] получены пороговые значения 60 мДж/см^2 , 55 мДж/см^2 и 12 мДж/см^2 на соответствующих гармониках излучения. В работе [41] было проведено сравнение результатов, полученных в [62], с порогом инициирования импульсного воздействия CO_2 -лазера. В [41] критическая плотность энергии лазерного инициирования взрывчатого разложения составила $\sim 1,8 \text{ Дж/см}^2$ на длине волны 10,6 мкм. Значение критической плотности энергии инициирования взрывчатого разложения, полученное авторами [41] превышает таковые для наблюдаемые на гармониках неодимового лазера на 2 порядка. Авторы [41] провели оценку величины объемной поглощенной плотности энергии, которая показала, что это значение несколько отличаются от [62] и достаточно близки для всех исследованных длин волн $2 \cdot 10^3 \text{ Дж/см}^3$.

В работе [63] получены значения критической плотности энергии инициирования взрыва порошков гексогена и тэна на основной частоте неодимового лазера. В работе [63] проведено сравнение инициирования взрыва в режиме свободной генерации (длительность импульса 106 мкс) и режиме гигантского импульса (35 нс). Также проведена оценка влияния

материала прозрачной пластины закрывающей поверхность образца со стороны облучения. Схема эксперимента описана и приведена в [17, 41]. Порошок ВВ находился во взрывной камере под давлением $70 \cdot 10^6$ Па. Лазерное излучение заводилось в камеру через прозрачные пластины толщиной 2 мм, выполненные из стекла К-9 и сапфирового стекла. Критические плотности энергии лазерного инициирования взрыва определялись «методом Брюстона» [64] («вверх-вниз»). В режиме свободной генерации инициирован был только гексоген накрытый сапфировым стеклом энергией 454 мДж ($\sim 22,5$ Дж/см²). При инициировании взрыва в режиме гигантского импульса пороговые плотности энергии инициирования взрыва для разных материалов прозрачных пластин отличаются слабо ~ 270 мДж ($\sim 13,5$ Дж/см²) для тэна и ~ 210 мДж ($\sim 10,5$ Дж/см²) для гексогена. Значение порога инициирования взрыва для тэна достаточно близко к порогам полученным в [17].

В работе [57] исследован достаточно большой ряд низкочувствительных взрывчатых веществ при воздействии лазерного излучения в режиме свободной генерации. Результаты работы показывают невозможность реализовать взрывчатое разложение, как монокристаллов, так и поликристаллических образцов лазерным излучением мощностью несколько ватт. В работе [57] получены значения плотностей энергий лазерного излучения, при которых наблюдается механические макроразрушения и зажигание образцов. Для всех образцов авторы [57] делают вывод о термической природе наблюдаемых явлений.

Неоходимо отметить ряд работ, в которых рассматривается механизм разложения взрывчатых веществ при воздействии лазерного излучения. Методом масс-спектрометрии (с разрешающей способностью 33 мкс) в работе [65] исследовались продукты разложения PETN при лазерном воздействии ($\lambda = 694,3$ нм, 20 нс) *slow* и *low* мощности, и при воздействии ударом. Успешный взрыв наблюдался при инициировании расплавленного тэна наносекундным лазерным импульсом с энергией ~ 1 Дж. Показано [65],

что продукты начальных стадий реакции разложения тэна различаются в зависимости от характера и природы инициирующего воздействия (рисунок 1.1).

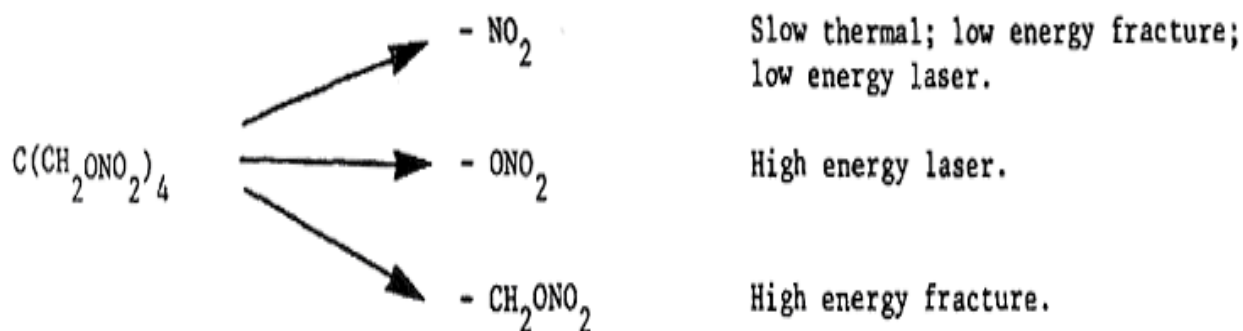


Рисунок 1.1 – Начальные стадии реакции разложения тэна в зависимости от способа воздействия [58]

В [66, 67] исследовалось свечение монокристаллов RDX и PETN при ударно-волновом инициировании. В [67] указывается на возникновение свечения с максимумами при 3 и 2,4 эВ при ударном воздействии на монокристалл тэна. Наблюдаемое в [67] свечение авторы связывают с хемилюминесценцией иона NO_2^+ из возбужденных состояний в основном. В [67] также предложена схема разложения тэна объясняющая природу свечения.

1.3. Лазерное инициирование композитных энергетических материалов

Для реализации взрывчатого разложения ВВ под действием лазерного излучения основной проблемой является их оптическая прозрачность. Введение в объем энергетического материала «светопоглощающих» включений, в окрестности которых при воздействии лазерного излучения может возникать быстрый нагрев окружающего вещества с образованием так называемой «горячей точки» является самым распространенным способом к решению этой проблемы [16, 22, 23, 44, 68, 69]. Примером таких включений

могут выступать сажа [8, 16, 46, 68, 70–72], наноалмаз [73], дисперсные частицы металлов [16, 69, 74–76], карбиды никеля и алюминия [77–79].

В работе [72] исследовалось лазерное инициирование взрыва «бронированного» при давлении 0,176 ГПа тэна с включениями сажи в массовых концентрациях от 0,1 до 1 %. В работе отмечается понижение критической плотности энергии лазерного излучения необходимого для взрывчатого разложения образца при увеличении массовой доли сажи от 0 до 1 %. Авторами был измерен коэффициент диффузного рассеяния всех исследованных образцов и по этим данным вычислена энергия излучения, поглощенная образцом. С увеличением концентрации сажи показано уменьшение значения критической поглощенной энергии.

В работе [80] исследовано поведение тэна, а также тэна с добавками (0,1–1 масс.%) ультрадисперсной сажи (характерный размер 75 нм) в условиях статического прижатия входного окна от 170 до 600 МПа. Показано, что при относительно низких давлениях прижатия (170–200 МПа) введение примесей резко повышает чувствительность тэна. С увеличением концентрации добавок порог уменьшается (до 5 раз при 1 % добавок). С увеличением давления для чистых и смесевых образцов пороги инициирования монотонно снижаются, однако эффект от добавок также снижается. При достижении максимальных давлений (более 300 МПа) добавки сажи практически не влияют на пороги инициирования, а при достижении давлений, больших 400 МПа введение добавок даже несколько ухудшает ситуацию. Авторами [62, 72, 80] выявлены и интерпретированы три основных закономерности и предложены гипотезы для их объяснения.

1. С увеличением давления прижатия входного окна (стекло, кварц) к поверхности чистых и смесевых образцов тэна пороги инициирования взрыва монотонно снижаются.

2. При малых давлениях прижатия содержание сажи в образце относительно резко снижают пороги инициирования взрыва.

3. При высоких давлений содержание сажи в образце не оказывают влияния пороги инициирования взрыва.

В работе [8] было исследовано инициирование взрывчатого разложения неодимовым лазером образцов на базе комплексных перхлоратов и углеродных материалов. В качестве добавок в образцы использовались нанотрубки, фуллерены, ультрадисперсные алмазы и сажа. В работе исследовались образцы с массовой долей включений в диапазоне от 0,5 до 5 %. Для образцов с включениями сажи наблюдались максимальные значения критической энергии инициирования взрывчатого разложения $\sim 2,5\text{--}3,3$ мДж. Критические энергии инициирования взрывчатого разложения образцов, содержащих фуллерены и нанотрубки в разы ниже $\sim 0,65\text{--}0,85$ мДж. Все полученные в работе [8] значения оказываются выше энергии ($\sim 0,31$ мДж) необходимой для инициирования взрывчатого разложения чистого энергетического материала. Авторами показано, что критическая плотность энергии инициирования возрастает с увеличением массовой доли включений. По данным работы [8], увеличение чувствительности образца к лазерному воздействию обеспечивает только примесь ультрадисперсных алмазов. Зависимость критической плотности энергии инициирования ($\sim 0,19$ мДж) от массовой доли включений представляет кривую с минимумом при 3 % включения. Авторами [8], полученный эффект объясняется с точки зрения увеличения внутренней освещенности в образце, в результате рассеяния излучения на включениях ультрадисперсных алмазах.

В [63] были получены значения критической плотности энергии инициирования взрывчатого разложения образцов на основе PETN и RDX с включениями сажи и нанотрубок в массовых долях 1 и 2 %. Включение сажи позволило снизить критическую энергию лазерного инициирования взрывчатого разложения во всех сериях экспериментов, при этом образцы с массовой долей 1 % показали более низкие значения. Включения нанотрубок заметно снизило критическую энергию лишь при воздействии лазерного

излучения в режиме свободной генерации. При воздействии импульсами в режиме модуляции добротности значительного снижения критической энергии при добавлении нанотрубок не обнаруживается.

В [81] изучались критические характеристики зажигания излучением лазерного диода с длиной волны 801 нм смесевых составов на основе октогена и различных связующих. Плотность мощности лазерного излучения составляла $2,3 \text{ кВт/см}^2$. Авторы показали, что зажигания образцов без светопоглощающих включений невозможно. В качестве светопоглощающего включения была использована сажа. Обнаружено различие в концентрации включения, необходимой для зажигания образцов, содержащих различные связующие.

В работах [82, 83] теоретически исследовано зажигание энергетического материала содержащего светопоглощающие частицы и рассмотрены критические параметры этого процесса. Показано, что для светопоглощающих частиц существует оптимальный радиус [82] при котором достигаются минимальные значения лазерной энергии необходимой для взрывчатого разложения.

В работах [84, 85] исследовалось воздействие лазерного излучения на горение «метастабильных внутримолекулярных композитов» на базе тефлона и нитроцеллюлозы с включениями наноразмерных частиц алюминия и бора. Был исследован характер горения материалов под действием лазера на иттрий-литиевом фториде, легированный неодимом (1053 нм, 0,1 нс) при помощи метода эмиссионной спектроскопии с высоким временным разрешением. Показано, что в результате нагрева включений алюминия излучением до температуры кипения, исчезают нитрогруппы в окружении этой «горячей точки» в течение 0,5 нс.

В работе [86] приведены результаты моделирования поглощения алюминиевых частиц ультрадисперсных размеров в прозрачной среде. Результаты расчетов в работе сравнивались со спектрами поглощения наноразмерного алюминия в нитроцеллюлозе, в образцах, по аналогии

использованных авторами в работах [84, 87]. Показано, что для относительно малых размеров существует сильное влияние формы и толщины оболочки (Al_2O_3) частицы на эффективность поглощения материала, и только при условии учета этих параметров частиц авторам удалось достаточно достоверно описать экспериментально измеренный спектр поглощения.

В работе [88] в матрицу ВВ вводилась добавка частиц инертного (стабильного) материала, не обладающего способностью эффективно поглощать лазерную энергию. В работе [88] показана возможность понижения критической плотности энергии инициирования взрывчатого разложения переплавленных образцов тэна с включениями оксида магния. Авторами работы полученный эффект объясняется тем, что увеличивается эффективность разложения молекулы тэна в рамках фотохимической гипотезы инициирования [18, 59, 60] в результате увеличения объемной освещенности образца.

В работе [89] авторами теоретически рассчитана плотность состояний в системе, в которой молекула тэна хемосорбирована на поверхностный F -центр оксида магния (MgO). Показано, что при воздействии светом с энергией кванта $\sim 1,3$ эВ происходит перенос заряда с оксида магния на молекулу тэна. С учетом точности расчетов, энергия электронного перехода близка к энергии кванта излучения YAG:Nd^{3+} лазера 1,17 эВ. Этот факт позволяет снизить потенциальный барьер распада молекулы тэна более чем в 2 раза. Этот результат может объяснить эффект понижения критических плотностей энергии инициирования полученный в [88].

1.4. Способы лазерного инициирования энергетических материалов

Существует три опубликованных метода инициирования энергетических материалов лазерным излучением. Первое и самое простое - это прямое облучение энергетического материала. Второй – лазерное излучение воздействует на фольгу, обычно металлическую, находящуюся в

тесном контакте с энергетическим материалом. Третье – лазерное излучение используется для генерации плазмы, которая затем ускоряет пластину флэера через воздушный зазор в энергетический материал.

Прямое лазерное инициирование рассмотрено в разделах 1.1 и 1.2.

1.4.1. Непрямое лазерное облучение через фольгу

Концепция использования непрямого лазерного облучения была разработана вскоре после прямого облучения. Промежуточный материал, обычно металлический, помещается между лазерным лучом и взрывчатым веществом. Поскольку большинство взрывчатых веществ относительно прозрачны для лазерного излучения, то энергия вкладывается в большой объем, требующий высоких энергий для инициирования. Промежуточный материал действует, как «поглотитель» энергии лазерного излучения в меньшем объеме, уменьшая требуемую энергию.

В [47] наблюдали детонацию тэна, гексогена и тетрила с использованием излучения сфокусированного рубинового лазера с модуляцией добротности, работающего при энергиях от 0,8 до 4,0 Дж при длительности импульса 25 нс, путем облучения алюминиевой фольги толщиной 1 мкм, которая методом вакуумирования напылялась на прозрачной стеклянной пластине. Пластина помещалась на облучаемую поверхность образца. В результате воздействия лазерного облучения на фольгу в ней возникают термоупругие напряжения, производящие ударную волну, направленную на поверхность взрывчатого вещества. Инициирование взрыва образца в данном случае происходило по ударно-волновому механизму. Было зарегистрировано 20 успешных детонаций из приблизительно 50 испытаний, и в случае «отказа» образцы либо не инициировались, либо дефлагировали. Было обнаружено, что введение алюминиевой пленки не оказывает влияния на чувствительность тэна. В случае гексогена использование пленки, по-видимому, увеличивает чувствительность, а тетрил может быть взорван только с использованием

пленки. В [79] авторы также представили еще одну работу, в которой показали, что HNS не может быть взорван ни при каких условиях. Работа [50] охватывала как прямое инициирование, так и использование промежуточной металлической пленки; в этом случае пленка марганца толщиной 0,3 мкм была нанесена на прозрачную стеклянную подложку со стороны образца. Было обнаружено, что при изменении длительности излучения неодимового лазера от 7,5 до 100 нс энергия инициирования возрастала примерно в 2 раза.

В [91] изучали лазерное инициирование тэна «прямыми» способами, используя Nd:YAG-лазер с модуляцией добротности. Однако в данной работе чтобы улучшить образование плазмы на поверхности образца некоторые эксперименты проводились в условиях, когда алюминиевую пленку толщиной 0,5 мкм со стороны поверхности образца осаждали из паров на прозрачную пластину. Авторы пришли к выводу, что снижение энергии инициирования, зафиксированное в эксперименте, свидетельствуют о том, что образование плазмы усиливается алюминиевым покрытием. В [92] сообщается об инициировании порошка тэна с удельной площадью поверхности $8000 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$ и плотностью $0,9 \text{ г/см}^3$ при лазерном взрыве различных металлических пленок. Они использовали пленки алюминия, марганца, меди, цинка, магния и свинца и облучали их лазером на неодимовом стекле с модуляцией добротности с энергией до 4,5 Дж и длительностью импульса 40 нс. Показано, что зависимости пороговой энергии инициирования тэна от толщины пленки качественно аналогичны для всех оцениваемых металлов.

1.4.2. Метаемые лазером пластины - флаеры

Использование управляемой лазером метательной пластины – флаера для инициирования энергетических материалов представляется наиболее широко изученным. В этом метод используется короткий лазерный импульс (обычно 10–40 нс), лазер излучающий в ближнем ИК-диапазоне с умеренной

энергией (< 1 Дж) (Nd:YAG или аналогичный). Лазерное излучение воздействует на тонкое покрытие на прозрачной подложке или на выходном конце оптического волокна. Мощности лазерного излучения достаточно для ионизации границы раздела между подложкой и покрытием, при этом образуется плазма, состоящая из материала подложки и покрытия. Эта плазма ограничена между подложкой (которую можно считать массивной и неподвижной) и остальной частью покрытия. Затем плазма расширяется, ускоряя оставшуюся часть покрытия от подложки в виде летящей пластинки – флаера. Скорости в несколько км/с легко достижимы на очень коротком расстоянии.

Эта концепция была разработана в начале 1980-х годов. В [93] в качестве материала для флаера использовали алюминиевую фольгу толщиной от 2 до 200 мкм. Авторы использовали лазерное излучение, чтобы вызвать удары как в закрытой (водой и окном из плавленого кварца), так и в отдельно стоящей фольге. Для пленки толщиной 2 мкм наблюдалась скорость 1 км/с, причем эта скорость достигалась за время 50 нс. Плотность мощности лазерного излучения составляла примерно 1 ГВт/см^2 . В [94] опубликованы более высокие скорости, до 5 км/с. Это было достигнуто при плотности мощности лазерного излучения до 4 ГВт/см^2 на алюминиевой и медной фольге толщиной 2–10 мкм, нанесенной на кварцевую подложку.

В [95] впервые произведено инициирование энергетического материала – гексанитростильбена (HNS) с использованием алюминиевых флаеров толщиной 2 мкм. Показано, что слой оксида алюминия толщиной 0,25 мкм, нанесенный внутри алюминиевого флаера, может повысить эффективность флаера до 30 %. Для детонации в порошках HNS с высокой плотностью ($1,6 \text{ г/см}^3$) и высокой площадью поверхности ($14 \text{ м}^2/\text{г}$) требовались скорости полета, составляющие $\sim 1,8 \text{ км/с}$. В [96] опубликовано первое исследование по использованию оптических волокон для доставки лазерного излучения к фольге, и измерены скорости алюминиевого флаера толщиной 12,7 мкм, приближающиеся к 5 км/с. Авторы показали, что ускорение флаера не

происходит при плотности энергии менее 3 Дж/см^2 . Авторы [96] отмечают увеличение ускорения с более короткими лазерными импульсами, но разница в пиковых скоростях намного менее заметна.

В 1991 году были опубликованы два патента на пластинки для флаеров. Первый для пластинок [97], запускаемых в свободном пространстве, а другой для фольги, нанесенной на конец оптического волокна [98]. Оба патента касались составных пластинок с тремя отдельными слоями. Первый, толщиной в несколько десятых микрона, обычно представлял собой алюминий, который образовывал плазму. Второй слой такой же толщины, диэлектрик, удерживал плазму вдали от второго металлического слоя. Подразумевается, что плазма может разрушаться в объеме флаера с течением времени. За этими патентами последовал еще один [99], в котором подробно описывались измерения *VISAR* и теоретические расчеты.

В [100] был опубликован подробный теоретический анализ и была создана прогностическая модель скорости флаера в зависимости от различных факторов. В [101] сообщается об измерениях скорости на алюминиевых флаерах в свободном пространстве для ударных характеристик материалов. Были достигнуты высокие скорости деформации (10^8 с^{-1}) и давления ($> 100 \text{ ГПа}$). В [102] сообщается, что композитные флаеры (алюминий/оксид алюминия/алюминий) показали себя значительно лучше в качестве ударных элементов для инициирования энергетических материалов. Было показано, что изолирующий слой оксида алюминия предотвращает плавление алюминиевого ударного элемента, тем самым повышая стабильность флаера. Также показано, что движущая плазма состояла в основном из подложки с типичной эрозией $0,4 \text{ мм}$.

В [103] были описаны различные оптические методы диагностики, используемые для исследования границы между запускаемыми флаерами и полностью ионизованным металлическим покрытием. В качестве флаера использовали алюминиевую фольгу толщиной $0,25$, 1 и 4 мкм . Наблюдались

искажения на поверхности фляера и было высказано предположение, что они вызваны неравномерностями в профиле пучка лазера возбуждения.

В [104] опубликован патент на пластинки фляера с углеродистым покрытием. Применили углеродный слой между подложкой или волокном и металлической фольгой. Это дало эффект уменьшения отражательной способности, увеличивая эффективность передачи энергии. Было установлено, что скорость звука в углеродной плазме выше, чем у большинства металлов, что позволяет быстрее выравнивать градиенты давления. Было высказано предположение, что это может привести к более плоской пластинке фляера. В [104] отмечается, что эти пластинки обладают более высоким ускорением и скоростью, чем металлические абляционные слои. В [105] сообщается об исследованиях удара фляера по медным целям. В [106] показано преимущество введения слоя оксида алюминия в алюминиевый фляер, показав, что композитные фляеры достигают более высоких скоростей при равной энергии. В [106] также показано, что фляеры подвергаются эрозии в процессе полета. Было обнаружено, что значительная эрозия происходит на расстоянии 200 мкм от начала полета. Было сделано предположение, что слой оксида алюминия может задержать этот процесс. В [107] исследовали движущую плазму для дальнейшего изучения глубины абляции в пластинках фляера. Были исследованы фляеры из чистого алюминия и композита алюминий/оксид алюминия, а также были измерены интенсивность свечения и спектральный состав плазмы. Композитные пластинки имели более высокие пиковые интенсивности с более длительными временами эмиссии. В спектральном составе плазмы наблюдается значительное излучение кварца, то есть оптического волокна, из которого были запущены пленки. Тонкие (0,01 мкм) слои различных металлов были внедрены на различных глубинах внутри пластинок. Изучая излучение этих слоев на различных глубинах, можно измерить степень абляции. Для фляера из чистого алюминия размером 4,0 мкм было установлено, что она составляет около 0,5 мкм.

В [108] сообщается об экспериментах с использованием интерферометра Фабри-Перо для изучения скоростей фляера, а также методики определения дисперсии отражательной способности алюминия в зависимости от освещенности. Однако детали эксперимента редки и не вносят значительного вклада в базу знаний. В [109] использовали эти данные для представления численного моделирования ударов и повреждений, вызванных фляерами из композита медь/оксид алюминия/медь.

В [110] исследовали как однослойные, так и композитные фляеры. Авторы при помощи лазера запускали фляеры диаметром 1 мм на расстояния до 0,5 мм. Сообщается, что скорость магниевых абляционных слоев на 27 % больше, чем алюминиевых. В [111] проведена работа по определению уравнения состояния различных металлов при воздействии фляера, запущенного лазерным излучением. В качестве материала фляера использовали углеродный абляционный слой на сапфировой подложке. В [112] была представлена модель как для движения фляера, так и для ударного инициирования образца, на который воздействовал фляер. Использовали оптические волокна диаметром 0,7 мм, к выходному концу которого крепилась алюминиевая фольга толщиной 15 мкм. Производилось инициирование композита PBX9404 на основе НМХ, но взрывчатого разложения не наблюдалось.

В [113] исследовали несколько материалов, чтобы определить оптимальный материал для абляционного слоя. К ним относятся алюминий, углерод, гафний, титан и германий. Остальная часть фляера состояла из оксидного изоляционного слоя и алюминиевого ударного элемента. Было обнаружено, что при энергии излучения 30 Дж/см^2 фляеры из германия (0,15 мкм) и углерода (0,5 мкм) дали скорости примерно на 10 % выше, чем из алюминия. Стоит отметить, что оба этих материала имеют отражательную способность значительно меньше, чем у алюминия. В [114] для исследования глубины абляции использовали в качестве индикатора слой иттрия толщиной 100 нм, включенные во фляеры из алюминия. Показано, что слой иттрия

вливают на эксперимент, и результаты в целом согласуются с результатами [115] с наблюдаемой глубиной абляции от 350 до 1000 нм.

В [116] проведены оценки скорости флаеров, состоящих из нескольких металлов, толщиной от 5 до 50 мкм. Были получены значения скоростей, приближающихся к 10 км/с при плотности мощности лазерного излучения > 300 ГВт/см². В [117] были оценены скорости и обнаружено, что слой магния существенно увеличивает скорость с 2,26 км/с до 3,67 км/с. Авторы наблюдали, что флаеры «сгорают» в полете, вероятно, из-за отсутствия изолирующего слоя. В [118, 119] исследовали инициирование как HNS, так и тэна с использованием флаеров из алюминия. Было показано, что для диапазона оцененных площадей поверхности предпочтительным является HNS, поскольку он демонстрирует меньшую дисперсию порога с площадью поверхности, и пороги, как правило, ниже.

Использование флаеров для инициирования энергетических материалов имеет ряд преимуществ по сравнению с другими методами. Это единственный метод, при котором HNS может быть инициирован. HNS является термически стабильным и с течением времени значительно не разрушается. Кроме того, могут использоваться образцы взрывчатого вещества прессованные до высокой плотности, которые могут лучше противостоять ударным нагрузкам, чем образцы, прессованные с низкой плотностью.

1.5. Волокна для поставки лазерных импульсов высокой мощности

Большинство практических систем лазерного инициирования используют оптические волокна для доставки излучения от лазера к инициируемому заряду ВВ. Для инициирования энергетических материалов, обычно требующих высоких пиковых мощностей лазера, это представляет собой проблему, поскольку оптические волокна не могут легко передавать большие мощности без повреждений.

В связи с этим в данном разделе проведено рассмотрение состояния вопроса по разработке оптических волокон, способных передавать большие мощности лазерных импульсов.

В [120] были проведены ряд экспериментов по повреждению отдельных волокон и пучков волокон с очень большим диаметром сердцевины (0,635 см), изготовленных из стекла Шотта F-2. Для тестирования использовался неодимовый лазер с модуляцией добротности с длительностью импульса 30 нс, работающий в инфракрасной области. В экспериментах с одним волокном при плотностях энергии от 3,8 Дж/см² до 4,7 Дж/см² повреждение происходило первоначально в объеме волокна, а не на его торцах. В экспериментах с пучками волокон повреждение происходило первоначально на входных поверхностях в связующем материале, который удерживал волокна вместе.

В [121] исследовали лазерное повреждение многомодовых волокон, используя ультрафиолетовый лазер на красителе, генерирующий импульсы длительностью 5 нс. Волокна имели сердцевины из чистого плавленого кварца диаметром 400–1000 мкм с оболочками из пластика или твердого полимера. Волокна были подготовлены механической полировкой торцевых поверхностей до появления царапин при просмотре под 20-кратным увеличением. Входной пучок фокусировался линзой в волокно, а входная поверхность каждого волокна располагалась за линией перетяжки пучка. Во всех тестах повреждение происходило первоначально на границе раздела сердцевина/оболочка, в течение первых 10 мм. При использовании линзы с более коротким фокусным расстоянием были достигнуты более высокие пороги повреждения. Плотность энергии в месте повреждения варьировалась от 1 до > 6 Дж/см², в зависимости от типа оболочки и фокусного расстояния используемой линзы. Авторы полагают, что повреждения появляются в результате формирования локальных областей высокой интенсивности, вызванных начальными отражениями луча на границе раздела сердцевина/оболочка. Эффект усиливался, если коллимация луча была

улучшена в точке ввода или если луч был смещен относительно волокна. В [122] исследовались некоторые критически важные вопросы для количественной оценки характеристик повреждения и мощности оптических волокон. Неравномерное распределение света и смещение лазерного волокна были определены как ключевые факторы, вызывающие повреждение, а также поверхностные свойства концов волокна; «безупречная поверхность» была описана как наиболее желательная. Типичное значение порога повреждения поверхности кварцевых волокон было указано как 10 Дж/см^2 . Было отмечено, что нелинейные явления также являются важными факторами, способствующие повреждению волокон. К ним относятся эффект Керра, вынужденное комбинационное рассеяние, вынужденное рассеяние Бриллюэна и многофотонное поглощение.

В [123] были проведены эксперименты с использованием Nd:Glass *Q-Switched* лазера (длительность импульса 16–45 нс) в сочетании с многомодовыми волокнами с диаметрами сердцевины в диапазоне от 200 до 1000 мкм. Сердцевины волокон представляли собой чистый плавленный кварц, тогда как оболочки представляли собой кварц, легированный фтором, или твердый полимер. Порог повреждения волокна с сердцевиной 200 мкм составил значение более 90 Дж/см^2 при длительности импульса 25 нс. В большинстве случаев повреждение наблюдалось на тыльной/выходной поверхности волокна.

В [124] для проверки порогов повреждения различных серийно выпускаемых радиационно-упрочненных кварцевых волокон использовали импульсы длительностью 16 нс от Nd:YAG-лазера с модуляцией добротности. Волокна были многомодовыми, с сердцевиной диаметром 400 мкм. Чтобы подготовить торцы использовались различные методы механической полировки. Во многих случаях наблюдалось образование плазмы на передней поверхности, хотя было обнаружено, что это фактически способствует передаче последующих выстрелов из-за улучшения поверхности, называемой «лазерное кондиционирование». Было замечено,

что достаточно серьезные повреждения происходят первоначально на выходной поверхности волокна. Причина этого заключалась в том, что излучение интерферировало на выходной поверхности, что приводило к более высокой напряженности электрического поля, способной превышать порог повреждения волокна в этой точке. В отличие от предыдущих экспериментов, не было никаких повреждений на границе раздела сердцевина/оболочка, однако внутреннее повреждение наблюдалось в точках, где волокна изгибались на 360° . Это было связано с высокими механическими растягивающими напряжениями, которые были вызваны дефектами внутри кварца. Авторы установили, что 83 Дж/см^2 – это самая высокая плотность энергии, которая может быть передана, что соответствует $5,2 \text{ ГВт/см}^2$.

В [125] использовали аналогичный Nd:YAG-лазер для тестирования различных условий ввода, таких как диаметр пучка и выравнивание в поперечном направлении. Исследовали кварцевые волокна с сердцевиной 600 мкм. В работе обсуждалось влияние этих условий на выходной профиль пучка, и была разработана теоретическая модель, которая коррелировала с экспериментальными результатами. Было обнаружено, что когда диаметр входного пучка был существенно меньше диаметра сердечника, преимущественно возбуждаются меридиональные моды. Выходной профиль примерно соответствовал гауссову, с диаметром меньше, чем сердцевина волокна. Однако, если входной луч был смещен в поперечном направлении, качество выходного профиля было снижено. И наоборот, когда использовался большой диаметр входного луча, концентрация косых мод увеличивалась, и в результате получался размер выходного луча, примерно равный размеру сердцевины. Его профиль имел острое распределение и локальный минимум по оси. Любое боковое смещение входного луча не влияло на выходной профиль. В соответствии с предыдущими работами было обнаружено, что изгибание волокон по довольно малому радиусу служит для улучшения связи мод внутри сердечника, что, следовательно,

улучшает качество профиля выходного пучка. В [126] исследовалась важность тщательной очистки и подготовки торцов волокна с использованием методов механической полировки. Было обнаружено, что сам процесс полировки может создавать такие трудности, как наклон поверхности волокна и повреждение поверхности. Чтобы убедиться в этом, поверхности волокон были подвергнуты травлению плавиковой кислотой после полировки. Последующее исследование под микроскопом показало, что в большинстве случаев имелись повреждения в виде царапин, несмотря на тот факт, что поверхности имели очень хорошее начальное покрытие.

В [127] были протестированы короткие (200 мм) кварцевые волокна с очень большими сердечниками диаметром 1 мм, используя импульсы 10 нс от Nd:YAG-лазера с удвоенной частотой, работающего на видимых длинах волн. Были определены следующие критические параметры при подключении мощных импульсных лазеров к волоконно-оптической системе: состав и диаметр волокна, лазерный режим, подготовка поверхности, приспособление для удержания волокна, фокусное расстояние входной линзы, положение волокна относительно фокальной плоскости линзы, мощность входного излучения, тип волокна и оболочки. В эксперименте на вход волокна подавалась энергия 16,3 мДж; выходная энергия составила значение 14,3 мДж, а после примерно 72000 испытаний она снизилась до 12,3 мДж. Повреждения поверхностей волокна не были видны при осмотре с помощью оптического микроскопа. Максимальная выходная энергия, достигнутая без видимых повреждений, составила 26 мДж, 100000 испытаний. Более высокие энергии наносили видимые повреждения на передней поверхности.

В [128] были проведены эксперименты с системой дифракционной оптики для ввода мощных многомодовых лазерных импульсов в оптическое волокно с сердечником 400 мкм. Цель системы состояла в том, чтобы создать равномерное распределение энергии по поверхности волокна, чтобы поддерживать максимальную плотность энергии ниже порога повреждения.

Система предназначена для сглаживания лазерного луча перед вводом в волокно, чтобы избежать оптического пробоя в воздухе или волокне и исключить самофокусировку, и использовать все моды, обеспечиваемые лазером.

Чтобы создать множество концентрических колец на поверхности волокна система в [128] использовала линзу в сочетании с бинарным оптическим элементом (дифракционным аксиконом). Короткие фокусные расстояния были использованы для того, чтобы минимизировать движение фокусировок кольцевого узора. В результате примерно 60 % испытанных волокон были способны выдавать импульсы 40 мДж до того, как произошло серьезное повреждение, а сам аксикон не был поврежден.

В [129] было проведено сравнение различных волокон для использования с лазерами на Nd:YAG. Использовались волокна с сердцевинной диаметром 400 и 600 мкм, а также различные соотношения сердцевины и оболочки, и различные покрытия. Волокно с сердцевинной 600 мкм способно передавать наибольшую мощность благодаря большей числовой апертуре. Сферические aberrации наблюдались из-за системы инъекции пучка, и было обнаружено, что они вызывают потери при пропускании, потому что свет был связан как с сердечником, так и с оболочкой. ПЗС-камера использовалась для регистрации распределения интенсивности луча до и после передачи через волокно. Было обнаружено, что профиль луча соответствует форме «цилиндра». Были использованы две разные технологии подготовки торца – скол и механическая полировка, и были сделаны снимки интерференционных полос, возникающих в результате этого. Изображения были получены с помощью сканирующего электронного микроскопа, чтобы проверить качество поверхности. Раскалывание, как средство подготовки торца, дает более гладкую поверхность.

В [130] опубликован подробный обзор систем передачи лазерного излучения высокой интенсивности. Обсуждалась важность профиля выходного луча лазера и то, как эффекты неоднородности, такие как

«горячие точки», могут снизить порог разрушения волокна. Как способы смягчения повреждений описаны дизайн и выравнивание резонатора лазера в сочетании с инжекционной оптикой и методами профилирования пучка. Показано, что лазер с большой шириной спектральной линии более предпочтительней из-за более низкой временной когерентности и, следовательно, более высокого качества профиля луча. Важность инжекции пучка в сердцевину волокна была обобщена из предыдущих работ, и было обнаружено, что некоторые процессы повреждения могут быть заблокированы, если пучок расходится при входе в волокно. Дифракционная оптика считалась важным моментом к созданию наилучших характеристик луча в оптической системе впрыска. Было обнаружено, что схема прокладки волокон влияет на начало внутренних механизмов повреждения. Если использовались на входе в волокно линзы с относительно большим фокусным расстоянием, то в начале и на внешнем краю изгибов в волокне наблюдалось постоянное внутреннее повреждение. Было обнаружено, что причиной этого является распространение луча в «шепчущей моде», являющееся результатом заполнения лишь нескольких мод волокон. Были рассмотрены условия подготовки торца волокна, были проверены различные методы чистовой обработки, включая механическую полировку, раскалывание и лазерную полировку для разрушения входной поверхности. Волокна, которые были отполированы с помощью CO_2 -лазера, выдерживали наибольшую падающую плотность – более 250 Дж/см^2 .

В [131] использовался неодимовый лазер на 1062 нм с длительностью импульса 14 нс для тестирования имеющихся в продаже волокон. Волокна представляли собой сердцевинки из кварцевого стекла с высоким содержанием OH^- , с оболочками, легированными F , и сердечниками диаметром 365 мкм . Торцы волокон были подготовлены с помощью CO_2 -лазерной полировки. Было обнаружено, что волокна, которые не были подготовлены с помощью CO_2 -лазера, могли пропускать максимум 185 Дж/см^2 , и в результатах преобладали разрушения входной поверхности.

Волокна, которые были подготовлены могут выдержать плотность энергии 215 Дж/см^2 . В [124] продолжены сравнения порогов повреждения на партии коммерческих волокон, торцы которых были разрезаны. Некоторые партии были впоследствии отполированы пламенем, а некоторые были отполированы CO_2 лазером. Несмотря на очень высокое качество отделки, было обнаружено, что они редко не подвергаются повреждениям. В большинстве случаев они были электростатически заряжены, что притягивало грязь, и довольно часто были химически активными. Расщепленные волокна часто страдают от повреждения выходной поверхности в результате невидимых дефектов поверхности, присущих процессу расщепления. Концы волокон, которые подверглись лазерному и огневому шлифованию не повреждались. Авторы предположили, что повреждения распространяются за пределы поверхности. При использовании дифракционной оптической системы ввода излучения в волокно почти половина волокон выдержала энергию 87 мДж , а четверть осталась без повреждений после передачи более 100 мДж .

В [132] привели описание установки лазера с энергией 10 Дж и 16 независимых волокон с использованием бинарной дифракционной решетки 4 на 4 . Эта система получила дальнейшее развитие в работе [133] в которой была успешно использована для инициирования тэна. Волокна представляли собой кварц допированный OH^- с диаметром сердцевины 400 мкм , торцы которого были изготовлены методом механической полировки. Порог общего повреждения волокон был установлен как 38 Дж/см^2 . Сообщалось, что превышение плотности энергии приводит к катастрофическим повреждениям. Порог повреждения всей системы всегда ограничивался дифракционной решеткой, порог которой составлял около 12 Дж/см^2 .

В [134] чтобы оценить пороги повреждения было протестировано несколько партий волокон из плавленого кварца 400 мкм . Использовались восемь различных методов механического полирования с применением различных абразивов и полирующих составов. Для измерения шероховатости

поверхности использовалась атомно-силовая микроскопия (АСМ). Обнаружено образование видимой плазменной вспышки на передней грани почти всех волокон. В соответствии с [124] микроскопическое исследование показало, что в результате улучшилось качество поверхности. Однако критически поврежденные волокна постоянно образовывали плазму, и микроскопический осмотр показал, что на входном торце образовались ямки. Выходная поверхность волокна была самым распространенным местом для катастрофических повреждений, и порог повреждения был ниже, чем для передней поверхности. Опять же, в соответствии с предыдущими исследованиями, причиной этого были конструктивные помехи на задней поверхности между падающим излучением и отражением Френеля. Статья заканчивается тем фактом, что подготовка торца чрезвычайно важна при передаче излучения высокой мощности. Дальнейшие усовершенствования в технике полировки позволили получить плотность энергии, превышающую 55 Дж/см^2 в импульсе 8 нс без повреждений. Было установлено, что механическая полировка является важным средством удаления трещин под поверхностью и повреждений, возникающих в результате скалывания. Без полировки пороги повреждения оказались намного ниже.

В [135] сообщается о волоконных наконечниках особой формы. Эти наконечники, которые могут воспроизводить различные оптические компоненты, включают в себя линзы, рассеиватели, конусы, коллиматоры, и были сделаны из того же материала, что и волокно. Конические сужения волокна были в центре внимания исследования из-за их особых свойств и потенциального полезного применения. Было протестировано тридцать различных конусов, и было обнаружено, что более низкая числовая апертура (NA) на входе относительно разрешенного выхода NA дала лучшую передачу. Были протестированы различные длины конусности, но было обнаружено, что они оказывают минимальное влияние на передачу. Компьютерное программное обеспечение использовалось для моделирования различных конусов, и обнаружено согласие с результатами экспериментов.

Моделирование также показало, что очень длинные конусы мало влияли на уменьшение потерь, но помогают сгладить выходной профиль, когда вводится сильно неоднородный луч.

В [136] разработали оптическую систему ввода в волокно для использования с семью волокнами, используя многомодовый YAG-лазер, работающий при 1,06 мкм. Было показано, что сильно неоднородный входной пучок лазера может быть успешно преобразован в несколько равномерно распределенных равномерных выходных пучков для ввода в волокно. Это было достигнуто с помощью системы формирования луча, в которой матрица преломляющих микролинз по гексагональной схеме использовалась в сочетании с фокусирующей линзой и дифракционным расщепителем луча. Система показала хорошую гомогенизацию и равномерность расщепления, даже когда профиль входного лазерного луча был неизвестен или изменялся со временем. Авторы отмечают, что некоторая оптическая aberrация луча желательна для того, чтобы уменьшить влияние помех, хотя было обнаружено, что при этом снижается эффективность связи. Система линз была компактной, общей длиной 16 мм.

В [137] исследовалось несколько типов волокон, включая конические волокна. Полученные результаты были сопоставимы с результатами [101] с точки зрения порога повреждения. Для конусообразных волокон они обнаружили, что для оценки наименьшей длины конуса способ соединения волокна имел решающее значение. Когда сужение луча происходило вне волокна, пороги повреждения были максимальными за счет эффективности передачи. Когда перетяжка луча была помещена внутри волокна, значительно улучшилось пропускание, но пороги повреждения были уменьшены из-за внутренней фокусировки.

Оптимальный способ ввода лазерных импульсов высокой энергии в оптическое волокно не сразу очевиден, но критически важным является равномерность профиля пучка на передней поверхности волокна. Любые «горячие точки» в этом профиле приведут к повреждению. Для этого было

предложено множество методов, различающихся по стоимости и сложности. Сообщается о трех методах подготовки входного торца волокна: раскалывание; механическая полировка; лазерная полировка. Высокое качество поверхности, как бы она ни была получена, имеет решающее значение [137].

1.6. Иницирование ВВ с помощью лазерных детонаторов

Иницируемые детонаторами, воспламенителями и приводами ВВ используются во многих отраслях промышленности и военных применениях. Большое распространение получил способ иницирования взрыва, основанный на воздействии электрического импульса на ВВ посредством устройства, так называемый электродетонатор [138].

Проблемой таких устройств состоит в том, что взрывчатое вещество полностью не изолировано от окружающей его среды. В связи с этим, устройство способно к неконтролируемому воспламенению при действии различных внешних факторов, таких как: электромагнитное излучение от радиопередатчиков, разряд от молний, случайных электрических импульсов, от статически заряженных предметов, в том числе и человека, от пробоя электрического изолятора проводников с током [138].

Изделия можно защитить от некоторых выше обозначенных факторов путем их экранирования или изменения специфики воздействия. Однако эти решения часто бывают не достаточно эффективными и способны увеличивать стоимость изделия во много раз. Необходимость в развитии безопасного иницирования взрывчатого разложения и детонации является движущей силой исследований воздействия лазерного излучения на взрывчатые вещества.

Вместо использования электродетонаторов было предложено иницировать взрыв лазерным излучением, так как он имеет преимущества в наличии контролируемой энергии и выходной мощности, которые

независимы от других экологических параметров, имеет малую дивергенцию луча, мало ослабляется при прохождении в воздухе и его легко сфокусировать.

В [139] перечислены основные преимущества инициирования взрыва лазерным излучением, например, такие как относительно низкий порог инициирования взрыва и практическая нечувствительность к электростатическим разрядам и электромагнитным полям.

В литературе в настоящее время мало сообщений о лазерных детонаторах.

В [140] сообщается о разработке лазерного детонатора, который авторы назвали «рабочим детонатором» с использованием низкоплотного тэна, инициируемого аблированной титановой пленкой толщиной 0,25 мкм, описанный как работающий по аналогии с детонатором EBW [141, 142].

В [140] также был разработан алгоритм для характеристики детонационных свойств устройства путем измерения функции времени и расстояния пробега до детонации. Несколько партий детонаторов были успешно испытаны с использованием Nd:YAG-лазера с энергией 25 мДж.

В [143] исследовалось влияние эффектов размера пятна лазерного излучения на поверхности низкоплотного тэна, используя оптические волокна с сердечниками разного диаметра (200, 275, 400 и 800 мкм). Авторы пришли к выводу, что в исследованном диапазоне размеров пятна, при уменьшении размера пятна пороговая энергия уменьшалась, а пороговая плотность энергии увеличивалась. Они утверждают, что это согласуется с тем, что плотность энергии является «движущей силой» для инициирования тэна низкой плотности. В [144] сообщается о характеристиках лазерных взрывных мостовых проволочных детонаторов, содержащих CL-20 (гексанитрогексаазаизовюртцитаном) и BNCP (тетрааммин-цис-бис-(5-нитро-2H-тетразолато-N₂) кобальт (III) перхлоратом), с использованием Nd:YAG-лазер на длине волны 1064 нм. В эксперименте осуществлялась регистрация результатов с помощью щелевых и кадровых камер. Авторы

отметили, что наблюдаются существенные различия во взрывном поведении между CL-20 и BNCP. Отмечается, что BNCP имеет пропорциональную зависимость времени работы от энергии лазерного излучения, тогда как очень длительное время функционирования наблюдалось в условиях низкой энергии в случае с CL-20.

В [145] утверждается, что метод непрямого лазерного инициирования при помощи фольги является подходящей заменой для электрических детонаторов EBW, поскольку детонатор «лазерного EBW» имеет аналогичный порог (~ 10 мДж) без замены рабочего взрывчатого вещества.

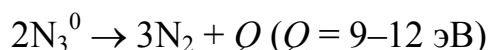
1.7. Модели лазерного инициирования энергетических материалов

В настоящее время в литературе актуальны несколько моделей для описания процессов, протекающих во ВВ при воздействии на них лазерными импульсами. У всех этих моделей есть как недостатки, так и преимущества.

Модели цепного инициирования взрывчатого разложения азидов тяжелых металлов

В 90-е годы XX века появляются модели фотоиндуцированного разложения азидов тяжелых металлов (АТМ), которые базируются на цепных твердофазных реакциях. Предпосылкой к их появлению является экспериментальное обнаружение при импульсном лазерном излучении предвзрывных явлений, таких как предвзрывная проводимость и предвзрывная люминесценция в АТМ [33, 34, 152, 153, 35, 36, 146–151].

Основную экзотермическую реакцию процесса разложения АТМ можно представить в виде [19]:



Представление процесса разложения АТМ в рамках вышеприведенной схемы получило развитие в двух группах моделей.

В [36, 37, 154] основой для формирования предположений этих моделей послужили качественный характер увеличения интенсивности

предвзрывных явлений (люминесценции и проводимости), а также характер спектров предвзрывной люминесценции.

Стадии, предполагаемые в рамках моделей можно описать следующим:

- Локализация зонной дырки на катионной вакансии [36, 155, 156].
- Делокализация дырки из КЛС, восстановление локального состояния.

Вторая группа моделей предложена в [157, 158]. Модели базируются на пороговом характере инициирования АТМ. В моделях выделяются следующие основные стадии: фото создание электрон-дырочных пар (e-p), экзотермическая реакция между двумя соседними анионными узлами решетки с локализованными на них дырками, реакции обрыва цепи.

Позднее авторами [157, 158] были предложены модели, которые учитывают стадии генерации дефектов участвующие в стадии обрыва цепи [159], а также зависимость скорости процессов от температуры. Авторами [152, 153, 154] рассчитаны постоянные скоростей реакций, получены значения критических плотностей энергий, проанализированы зависимости пороговой плотности энергии от мощности лазерного излучения и размеров облученной зоны образца. Для низкопорогового инициирования взрыва азида серебра предложен механизм разветвленной твердофазной цепной реакции разложения, которая позволяет количественно объяснить некоторые наблюдаемые закономерности [160–162].

Модель резонансного инициирования тэна

Предпосылки модели резонансного фотоинициирования в тэне предложена в [149]: фотоиндуцированное отщепление радикала NO_2 , приводящее к зарождению реакции взрывного разложения. Однако, на протяжении довольно длительного времени отсутствовали сколько-нибудь убедительные экспериментальные подтверждения не только этой модели, но и эффектов резонансного фотоинициирования вообще. Причина такого положения достаточна очевидна. Световые импульсы с энергией достаточной для фотоинициирования бризантных взрывчатых веществ (БВВ) обычно удается получить только при использовании импульсных лазеров.

Реализация же ситуации, в которой длина волны лазерного излучения попадает в область актуальной полосы поглощения БВВ, является очень трудоемкой задачей, в решении которой, помимо прочего, существенную роль играет и элемент «удачи». Эту задачу попытались решить в [18, 58, 88]. Результаты этих работ могут быть просуммированы следующим образом:

1. Лазерное инициирование тэна первой гармоникой неодимового лазера (1060 нм) связано с фотовозбуждением в слабой $\sim 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ полосе поглощения с максимумом в районе 1020 нм (полоса расположена в области прозрачности тэна), причем процесс носит термоактивационный характер ($E = 0,4 \text{ эВ}$).

2. Пороговые объемные плотности поглощенной энергии при фотоиницировании в этой полосе значительно ниже, чем при других способах инициирования. На основании полученных результатов, предложена двухстадийная модель фотоиницирования (фототермическая модель), описывающая полученные авторами результаты.

Общее заключение по этим работам может быть сформулировано следующим образом. При лазерном инициировании тэна можно реализовать режим резонансного фотоиницирования. Необходим поиск систем (ВВ, или ВВ со специальной примесью – сенсбилизатором), позволяющих реализовать совпадение спектральных диапазонов «активной» полосы поглощения ВВ и световой вспышки, используемой для инициирования. Это могло бы обеспечить значительное понижение энергии инициирующего светового импульса.

Модель оптического пробоя

В работах [17, 50, 163, 164] проведено экспериментальное исследование лазерного инициирования тэна различных дисперсности и плотности. Авторами [17] получены зависимости порога инициирования взрыва излучением основной гармоники неодимового лазера при различных дисперсностях от плотности и дисперсности порошка тэна, и диаметра зоны облучения. Показано, что увеличение длительности лазерного импульса

приводит к увеличению критической плотности энергии, зависимость достаточно хорошо описывается линейным законом [50]. Толщина блокирующей прозрачной пластины находящейся на поверхности ВВ начинает влиять на пороги инициирования, если ее толщина меньше 0,5 мм. В [163] показано, что при воздействии лазерного излучения на слабоспрессованный порошок тэна в допороговом режиме возможно образование каверн. В [163] определены плотности энергии 4–40 Дж/см², при которых наблюдается кратерообразование. Показано, что эти значения уменьшаются при увеличении длительности импульса, стремясь к постоянному значению.

В [164] с использованием фотометрического шара исследованы оптические свойства тэна, тротила, гексогена и октогена. Получены зависимости коэффициентов пропускания и отражения излучения от толщины образцов. На основе обработки результатов авторами [164] сделан вывод, что показатель поглощения тэна увеличивается при росте дисперсности.

Авторы [163, 164] утверждают, что такое увеличение показателя поглощения также возможно в случае, когда в поверхностном слое образца вблизи контакта с ним со стеклянной пластиной возникает зона сильного поглощения при достижении плотности энергии лазерного излучения некоторого порогового значения.

В работе [17] авторы делают вывод, что из полученных в [163, 164] результатов, можно показать, что экспериментальные данные удовлетворительно описываются с применением безразмерного параметра, зависящего от диаметра зоны облучения, дисперсности и плотности заряда ВВ. Авторы [17] предполагают, что в результате оптического пробоя следует термическое разложение тэна с дальнейшим образованием ударной волны и ее переходом в детонационную.

Модель микроочагового инициирования

Наибольшее распространение в литературе имеет микроочаговая модель лазерного инициирования ВВ. Микроочаговая модель инициирования теплового взрыва ВВ сформировалась в работах Мержанова [165].

Применение модели теплового взрыва к лазерному импульсному инициированию было высказано предположение, что в объеме взрывчатых веществ находятся светопоглощающие примеси, в окрестности которых возможно образование «первичного очага реакции» при их нагреве [27, 166] [4, 16, 27, 82]. В [167–169] проведены теоретические расчеты максимальной температуры разогрева включений в инертной среде и определены критерии инициирования взрыва в случае примеси одного размера и их ансамбля.

Модель предложена для объяснения механизмов лазерного инициирования взрыва АТМ [22, 27]. Для совпадения результатов расчета с экспериментом приходилось дополнительно предполагать, что в результате полного внутреннего отражения освещенность внутри образца в на порядок больше чем на поверхности образца.

В [4, 16, 172, 77–79, 84–86, 170, 171] показано, что светопоглощающие включения сажи, золота и механоактивированных ультрадисперсных частиц Ni-C и Al-C позволяют снизить пороги лазерного инициирования взрыва бризантных ВВ.

Теории поглощения и рассеяния электромагнитного излучения на малых частицах начали развиваться давно. Для сферической частицы была разработана теория Ми [173, 174]. Были рассмотрены рассеивающие частицы достаточно сложной формы [174].

Одним из основных постулатов модели является утверждение о независимости эффективности поглощения излучения добавками от размера добавок. Считалось, что поглощение излучения численно равно геометрическому сечению включения [169]. Таким образом коэффициент эффективности поглощения $Q_{\text{abs}} \equiv 1$.

В работах [166, 169] в рамках теории Ми были оценены Q_{abs} лазерного излучения металлическими частицами в объеме азида серебра, азида свинца и тэна в зависимости от размерности включений с учетом проявления дифракционных эффектов.

На рисунке 1.2. представлены рассчитанные зависимости Q_{abs} на длине волны 1064 нм от радиуса включения Al, Ni, Fe в матрице тэна.

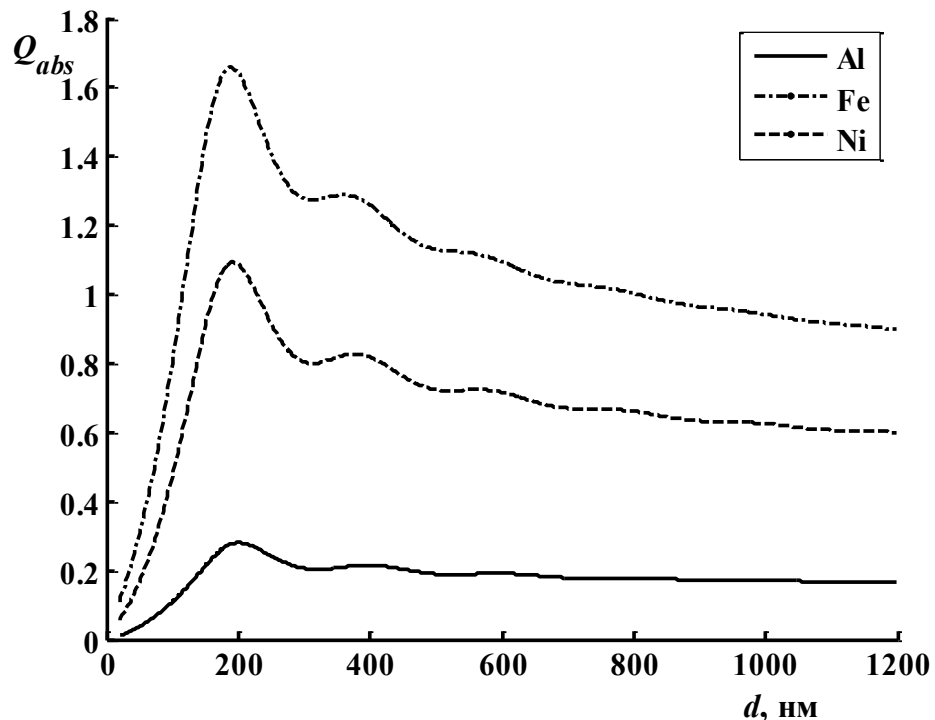


Рисунок 1.2 – Зависимость коэффициента эффективности поглощения света Q_{abs} с длиной волны 1064 нм металлическими включениями Al, Ni, Fe в матрице тэна [166, 169]

В [175, 176] для развития микроочаговой модели лазерного инициирования производился учет фазовых переходов материала включения и матрицы.

В [166] проведен анализ микроочаговой модели лазерного инициирования взрывчатых веществ в окрестности металлических включений с учетом процессов плавления. Проведены расчеты динамики нагрева, получена зависимость максимальной температуры включения от его радиуса

и рассчитаны пороги инициирования. Показано, что учет плавления приводит к повышению порога инициирования.

В рамках микроочаговой модели лазерного инициирования теоретически исследовано влияние природы металлов и длины волны излучения [167] на величину порога лазерного инициирования. Изучены оптические свойства прессованных таблеток тэн–алюминий [177], тэн–кобальт [178], тэн–никель [179]. Для объяснения закономерностей лазерного инициирования бризантных взрывчатых веществ, содержащих наночастицы металлов, модернизирована микроочаговая модель [166, 169], сформулированная изначально для интерпретации закономерностей инициирования азидов тяжелых металлов [27, 180]. Показано, что перспективными добавками являются наночастицы металлов подгруппы железа с радиусом порядка 100 нм [169]. Одним из наиболее важных следствий модели является экстремальная зависимость критической плотности энергии инициирования от радиуса вводимых наночастиц металла [166, 169].

1.7. Выводы главы

В связи с возможностью повысить как безопасность, так и производительность систем инициирования, использование лазерного излучения для инициирования энергетических материалов остается предметом интереса исследователей. Системы лазерного инициирования удаляют любые электропроводящие пути к энергетическому материалу.

Исследования этой концепции продолжаются с 1960-х годов, причем большинство исследований проводится ядерными державами, в частности Соединенными Штатами и Китаем [181]. Это понятно, поскольку лазерное инициирование обеспечивает чрезвычайный уровень безопасности, хотя и с более высокой стоимостью по сравнению с электрическими системами инициирования. Только ядерное оружие с его неблагоприятным

последствием случайной детонации, вероятно, потребует дополнительных затрат. Однако если использование систем лазерного инициирования станет хорошо зарекомендовавшим себя, они, вероятно, станут более распространенными в обычных боеприпасах и даже в промышленности, во многом аналогично тому, как детонаторы EBW заменяют горячие проволочные инициаторы сегодня [181].

В данном обзоре приведены исследования, опубликованные в открытой печати. Следует помнить, что это, вероятно, только верхушка айсберга – публикация исследований таких систем инициирования сильно ограничена. Общая тенденция заключается в уменьшении размеров и повышении безопасности. Если рассматривать также лазер, как необходимую часть любой системы лазерного инициирования, вероятно, эта тенденция тем более очевидна.

Таким образом, анализ литературных данных показывает, что инициирование взрывчатых веществ при помощи лазерного излучения интересует исследователей с момента изобретения лазера и его ввода в парк лабораторного оборудования. Основная проблема заключается в том, что большинство взрывчатых материалов прозрачны в области длин волн излучения широко применяемых типов лазеров. И для инициирования приходится подбирать условия проведения эксперимента в каждом конкретном случае – ввод запредельной плотности энергии; «бронирование» образца; инициирование плазмой, возникающей в результате воздействия лазерного излучения на промежуточный материал; инициирование метателными пластинками, ускоряемые энергией лазерного излучения; введение в образец светопоглощающих включений для увеличения оптической плотности образца. В связи с этим в разных условиях эксперимента возможно реализовать разные механизмы инициирования взрыва.

В данной работе проведены комплексные систематические исследования взрывчатого разложения тэна и тэна с включениями светопоглощающих частиц. Использовался прямой способ инициирования, когда лазерное излучение непосредственно воздействует на исследуемый

образец и для увеличения оптической плотности образца использовали светопоглощающие включения. Инициирование реакции взрывчатого разложения образцов при импульсном лазерном воздействии предполагалось с точки зрения микроочаговой теории инициирования взрыва.

ГЛАВА 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

2.1. Синтез и физико-химические характеристики тетранитрата пентаэритрита

Основным объектом исследования в данной работе является тетранитрат пентаэритрита (тэн) – энергетический материал, используемый в работе в виде порошка или поликристаллов, полученных методом прессования.

Структурная формула тэна изображена на рисунке 2.1. Химическая формула тэна – $C(CH_2ONO_2)_4$. Молекулярная масса: 316,2 г/моль.

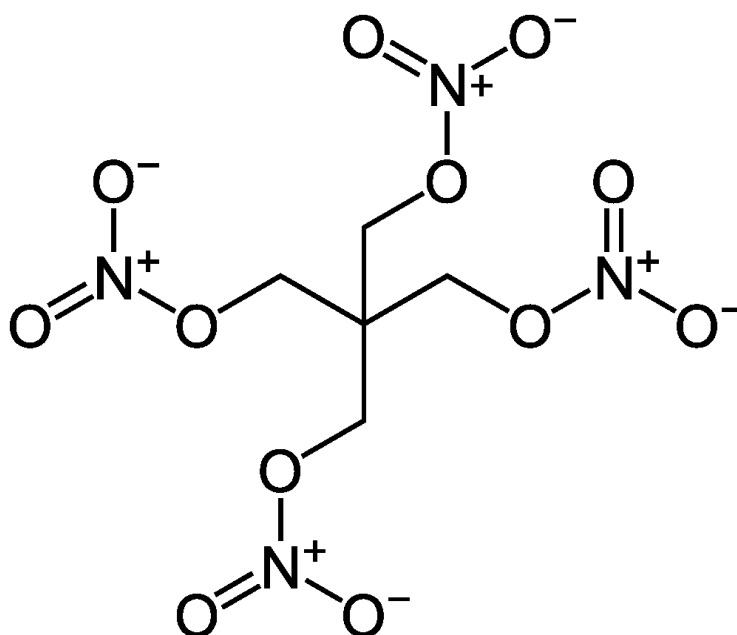


Рисунок 2.1 – Структурная формула тетранитрата пентаэритрита

Тэн представляет собой бесцветное кристаллическое вещество с температурой плавления $T_m = 414,46$ К и плотностью монокристалла $\rho = 1,77$ г/см³ [182].

Основные термодинамические характеристики тэна представлены в таблице 2.1. [182].

Таблица 2.1 – Основные термодинамические характеристики тэна

Характеристика	Значение
Удельная теплоемкость C_p	$1,08 \cdot 10^3$ Дж/кг·К
Теплота сгорания	8138 кДж/кг
Теплота разложения	5800 кДж/кг
Энтальпия образования	1630 кДж/кг
Температура плавления	413 К
Температура вспышки	488 К
Скорость детонации	8350 м/с
Скорость звука адиабатическая	2320 м/с
Коэффициент Грюнайзена	1,15

Тэн является сложным азотнокислым эфиром четырехатомного спирта пентаэритрита. Тэн изготавливался из пентаэритрита по методике [182]. Порошок тэна имел характерный белый цвет, размеры частиц от 1 мкм до достаточно крупных кристаллитов до 5 мкм (рисунки 2.2 и 2.3).

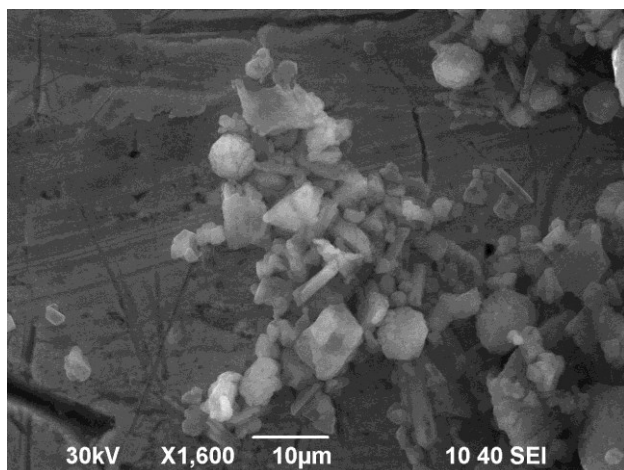


Рисунок 2.2 – Микрофотография порошка тэна

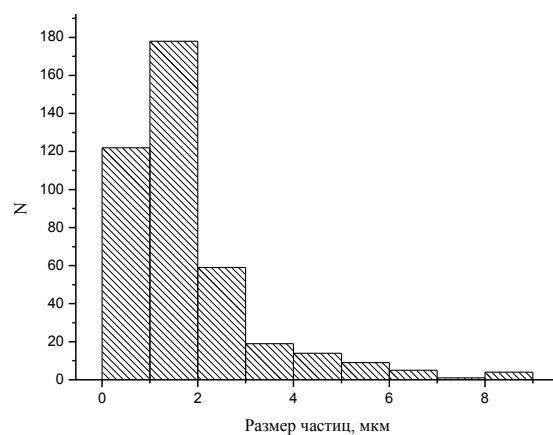


Рисунок 2.3 – Гистограмма распределения частиц тэна по размерам

Идентификация тэна проводилась по двум параметрам: по ИК-Фурье спектрам и температуре плавления ($T_m = 414,46$ К). На рисунке 2.4 приведен ИК-спектр, полученный для образцов тэна. Основные характеристические линии в ИК-Фурье спектрах совпадают с типичными данными для РЕТН [183].

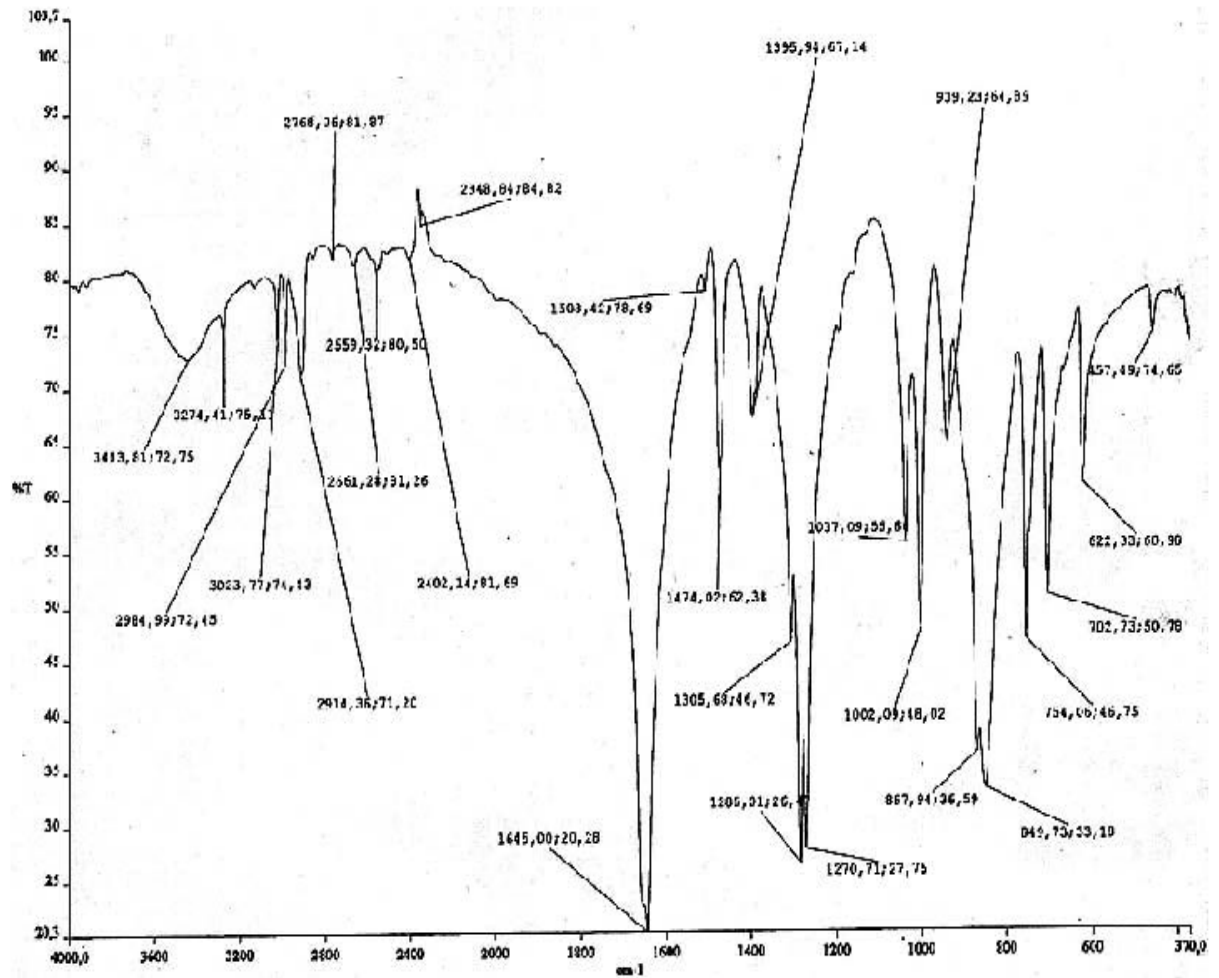


Рисунок 2.4 – ИК-Фурье спектр тэна

На рисунке 2.5 представлен типичный спектр оптического поглощения прессованной до плотности $1,73 \text{ г/см}^3$ таблетки тэна толщиной 1 мм, измеренный на спектрофотометре *Shymadzu UV-3600*.

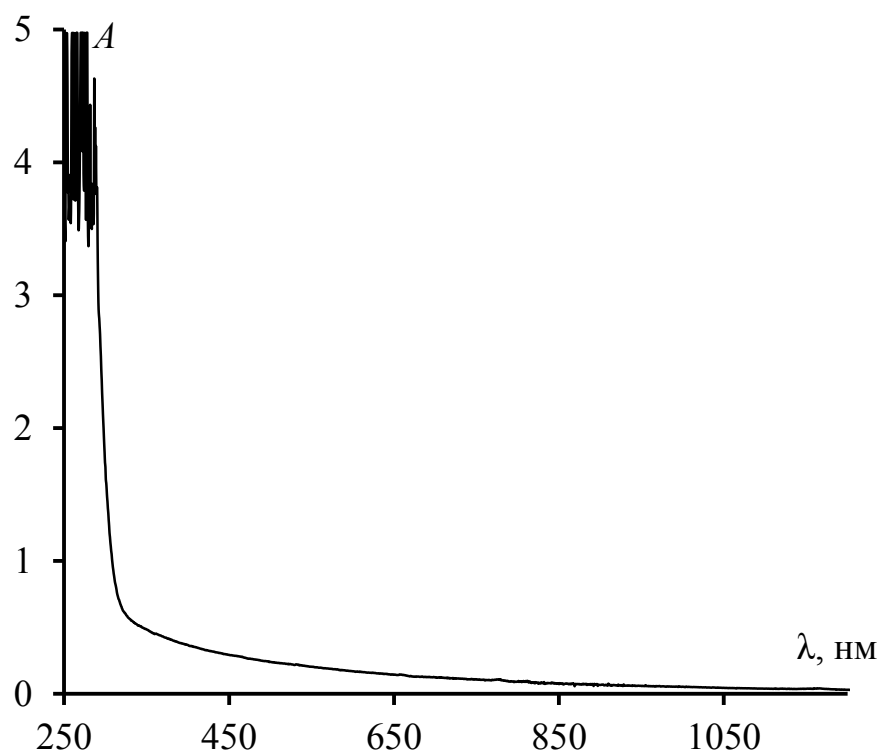


Рисунок 2.5 – Спектр таблетки тэна в диапазоне длин волн 250–1500 нм

Данные рисунка 2.5 показывают, что таблетки тэна плотностью $1,73 \text{ г/см}^3$ и толщиной 1 мм практически прозрачны в области длин волн 450–1200 нм. В коротковолновой области спектра можно наблюдать край фундаментального поглощения при 320–330 нм, что соответствует ширине запрещенной зоны 3,4 эВ.

2.2. Светопоглощающие добавки и их некоторые свойства

Порошок алюминия изготавливался в лаборатории прикладного магнетизма ИФМ УрО РАН методом газофазного синтеза [184, 185].

На рисунках 2.6 и 2.7 представлены микрофотография порошка и распределение частиц Al по размерам соответственно.

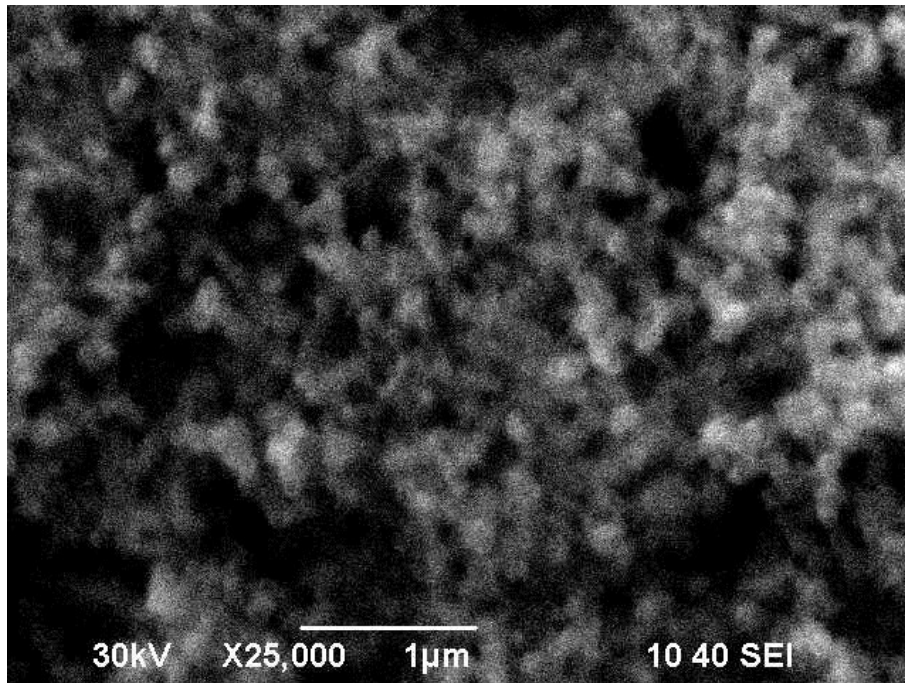


Рисунок 2.6 – Микрофотография порошка Al

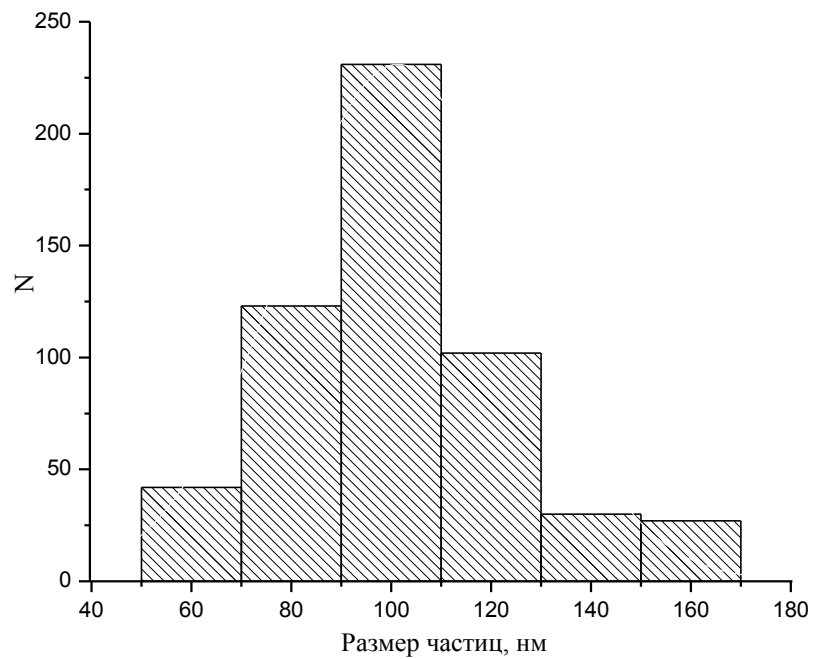


Рисунок 2.7 – Распределение частиц алюминия по размерам

Данные рисунка 2.7 показывают, что средний размер частиц алюминия, соответствующий наибольшему вкладу в общую поверхность, составляет величину ~ 100 нм.

По данным изготовителя частицы порошка содержат 86 % активного алюминия и 13 % оксида алюминия. Насыпная плотность 1–1,2 г/см³. Удельная поверхность, измеренная методом БЭТ $S_{ud} = 15,5 \text{ м}^2/\text{г}$. Точка плавления 640 °С [186].

Порошок никеля синтезировался в Кемеровском государственном университете (кафедра ХТТ, Колмыковым Р.П.). Гистограмма распределения частиц по размерам показана на рисунке 2.8. По данным гистограммы был определен средний размер частиц в максимуме распределения $d = 280 \text{ нм}$. Количественное содержание оксида никеля составило 12 %.

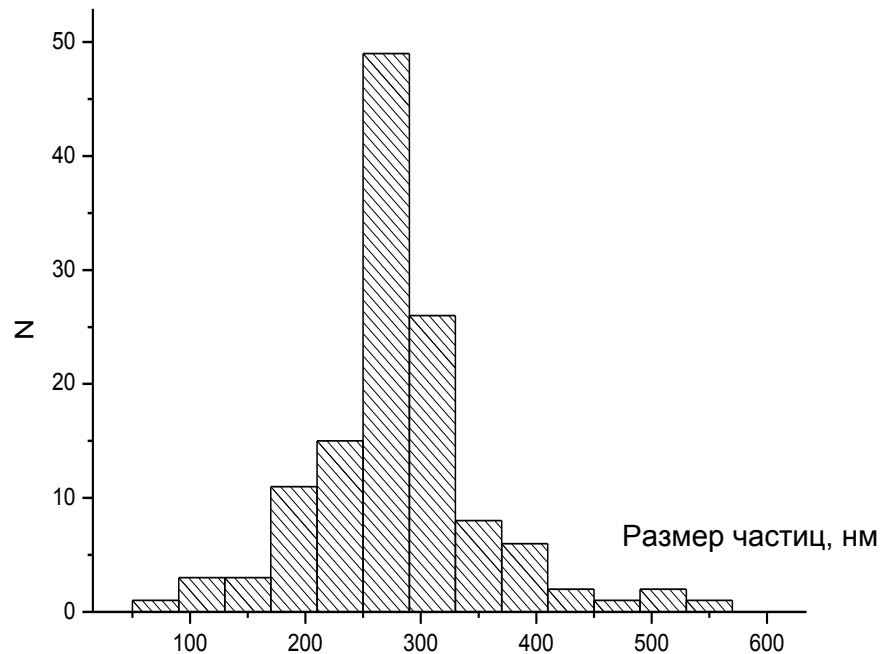


Рисунок 2.8 – Распределения частиц $\text{Ni}^{(1)}$ по размерам

Из исходного порошка никеля (рисунке 2.8) методом седиментации были выделены две фракции частиц никеля (рисунки 2.9 и 2.10).

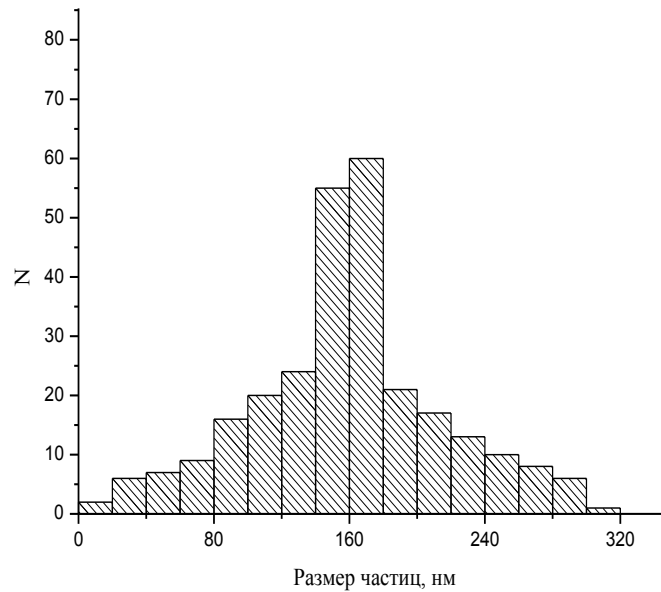


Рисунок 2.9 – Распределения частиц $Ni^{(2)}$ по размерам

По данным гистограмм рисунков 2.8-2.10 максимум распределения по размерам для порошка 1-ого синтеза $Ni^{(1)}$ – 280 ± 15 нм, для порошка 2-го синтеза $Ni^{(2)}$ – 160 ± 10 нм, для порошка 3-го синтеза $Ni^{(3)}$ – 130 ± 10 нм. Содержание оксидной пленки составило 12 масс. %.

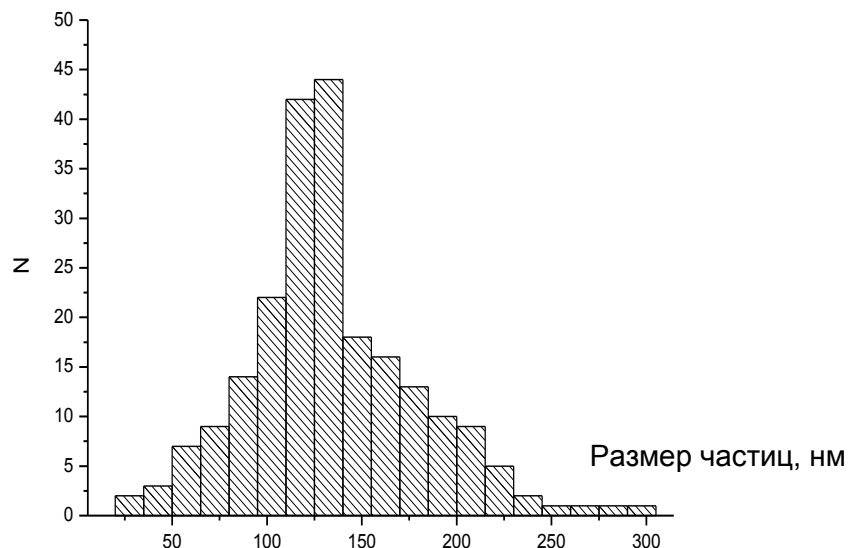


Рисунок 2.10 – Гистограмма распределения частиц $Ni^{(3)}$ по размерам

Для выяснения оптимальных размеров частиц Fe для использования в качестве добавок в тэн в рамках теории Ми Звекковым А.А. [187] были

проведены расчеты эффективности поглощения Q_{abs} по методике, описанной в [169]. Результаты расчетов для 1-ой и 2-ой гармоник неодимового лазера приведены на рисунке 2.11. Согласно расчету, оптимальный размер частиц, наиболее эффективно поглощающих излучение первой гармоники лазера, имеет диаметр $d \approx 200$ нм, для второй – $d \approx 100$ нм.

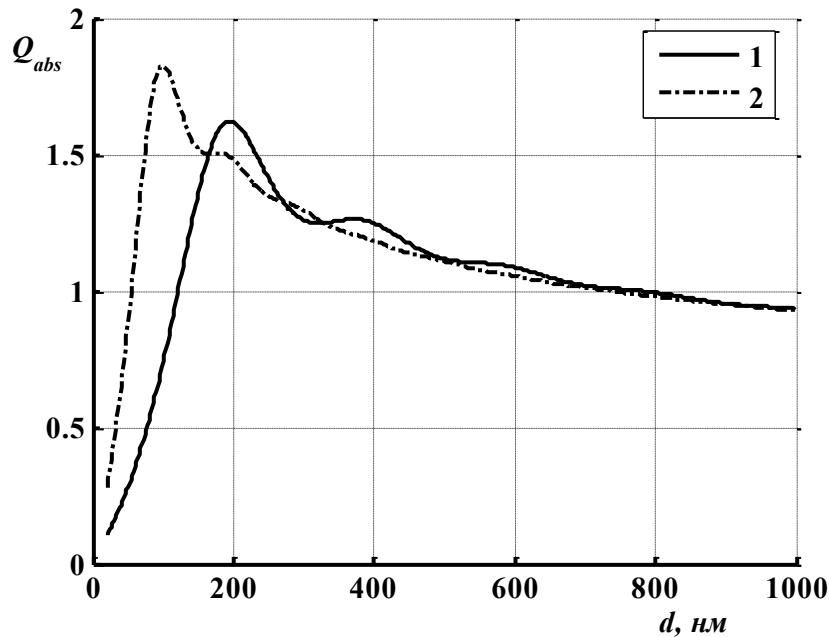


Рисунок 2.11 – Рассчитанные зависимости Q_{abs} от диаметра наночастиц железа в матрице тэна [187]: 1 – 1064 нм, 2 – 532 нм

Попытка синтеза нанопорошков указанных размеров химическим методом не увенчалась успехом. Порошок полностью окислялся до аморфного Fe_2O_3 в течение нескольких часов, как на воздухе, так и в ацетоне, что подтвердилось данными электронно-зондового анализа, а так же красновато-бурым цветом самого материала. Устойчивый порошок ультрадисперсных частиц железа получается при изготовлении электровзрывным способом. (Порошок изготовлен в Томском Национально исследовательском политехническом университете). При данном способе изготовления ультрадисперсные частицы железа покрыты оксидом железа II – FeO , об этом свидетельствует черный цвет порошка.

На рисунке 2.12 приведена гистограмма распределения частиц по размерам порошка частиц железа.

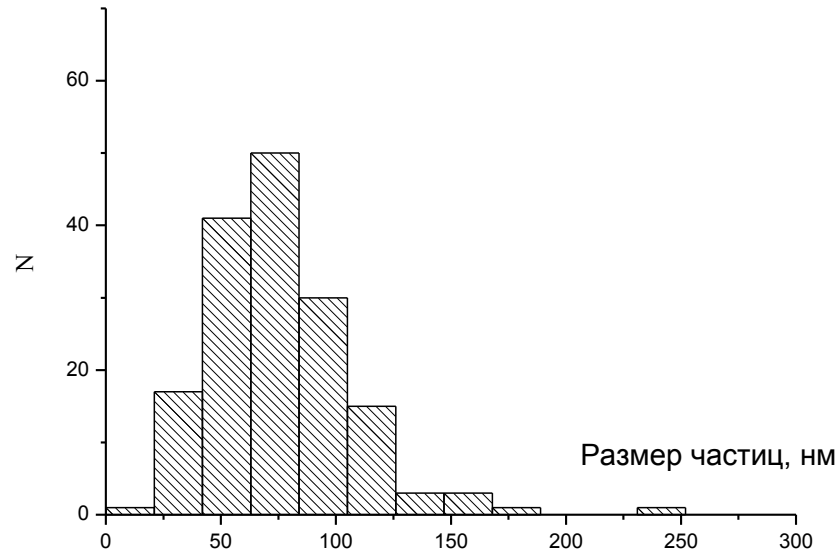


Рисунок 2.12 – Распределение по размерам частиц порошка железа

Из гистограммы рисунка 2.12 максимум распределения частиц по размерам $d \approx 75$ нм. Согласно рисунку 2.11, применение полученного порошка в качестве добавок в тэн позволит создать композит, с достаточно эффективным поглощением излучения второй гармоникой лазера. Частицы Fe с оптимальными размерами в соответствии с рисунком 2.11 получить не удалось. Содержание оксида железа в порошке 25 масс.%. Считая частицы сферическими, можно оценить толщину оксидной пленки по следующим формулам:

$$q = R_m / R = (1 + \omega_o \rho_m / \omega_m \rho_o)^{-1/3}; \quad (2.1)$$

$$R_o = R \cdot (1 - q), \quad (2.2)$$

где R_m – радиус металлического ядра; R_o – толщина оксидной оболочки; R – радиус частицы с оксидной оболочкой; ρ_m – плотность металла ($\rho_{Fe} = 7,874$ г/см³); ρ_o – плотность оксида ($\rho_{FeO} = 5,745$ г/см³); ω_m – массовая доля металла; ω_o – массовая доля оксида. Расчет дает величину $R_o = 5.3$ нм. Оксидная пленка должна внести изменения в расчеты Q_{abs} (рисунок 2.11).

Однако ввиду отсутствия данных по комплексному показателю преломления FeO, учет не проведен. Поэтому, ввиду малой толщины, в первом приближении будем пренебрегать поглощением света оксидной пленкой.

2.3. Подготовка экспериментальных образцов

Для получения смесевых составов на основе микрокристаллического тэна и включений ультрадисперсных пассивированных металлических частиц производилась навеска порошка тэна 400 мг с заданной массовой долей включений металлических частиц. Смесь помещали в стеклянную пробирку и в качестве инертного наполнителя добавляли 5 мл гексана. Пробирку располагали в наполненной водой ультразвуковой ванне (рисунок 2.13) и перемешивали в течение 20 мин. Полученную смесь высушивали на воздухе при комнатной температуре до воздушно-сухого состояния.



Рисунок 2.13 – Ультразвуковая ванная «Сапфир»

Под образцами в настоящей работе понимаются впрессованные в медные пластины (рисунок 2.14) таблетки, из смеси тэна с частицами включений.

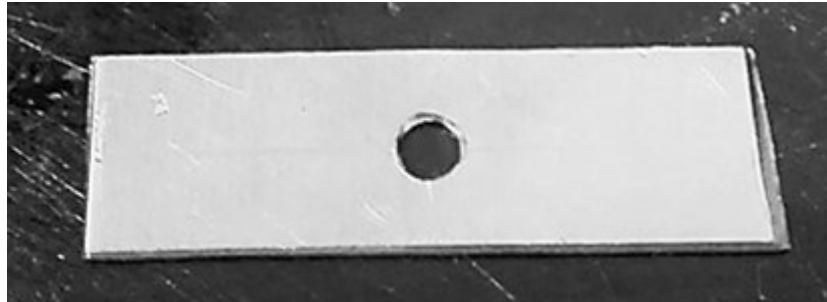


Рисунок 2.14 – Медная пластина с отверстием $d = 3$ мм

Для большей части экспериментов поликристаллы тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц металлов получали путем прессования порошка. Прессование образцов производилось при помощи специальной сборки, состоящей из основания, матрицы с шахтой, винтов, цилиндра-пуансона, шайбы (рисунок 2.15).

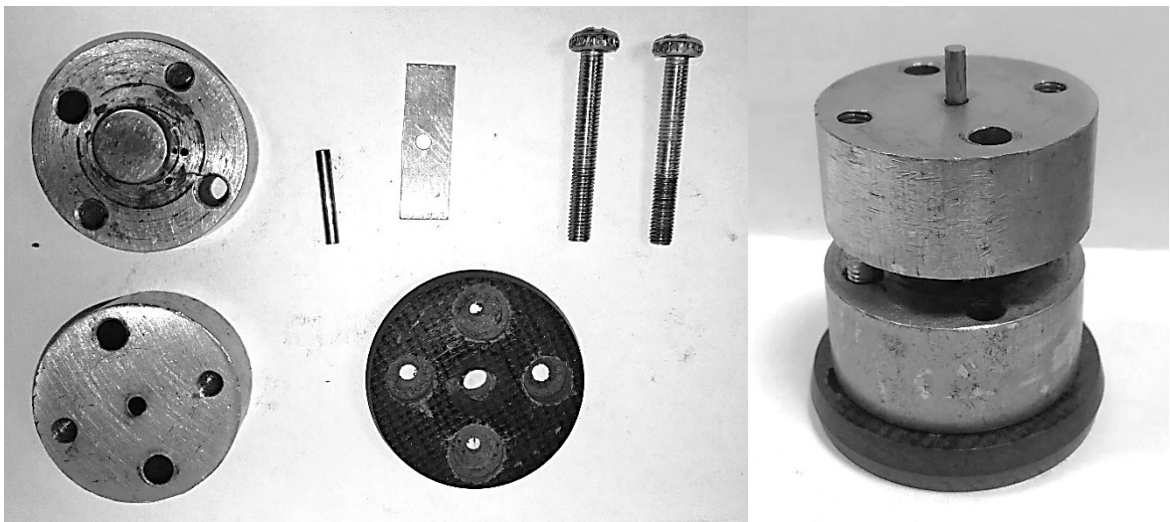


Рисунок 2.15 – Сборка для прессования в разобранном виде (слева), сборка для прессования в собранном виде (справа)

Далее вся сборка помещается непосредственно под пресс, показанный на рисунке 2.16.

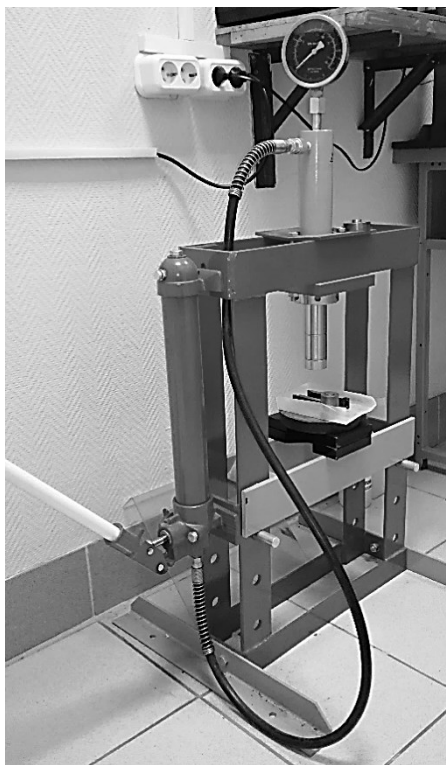


Рисунок 2.16 – Установка для прессования образцов

При прессовании давление поднималось до 1,8 ГПа в течение 30 минут. Диаметр образцов составлял 3 мм. Плотность в большинстве экспериментов (если не оговаривается иное) составляла $\rho = 1,73 \pm 0,03 \text{ г/см}^3$. Контроль плотности полученных образцов производился взвешивания подложки до и после впрессовывания образца. По известным геометрическим размерам и массы полученной таблетки, определяли плотность образца. На рисунке 2.17 представлен образец, пригодный для дальнейшей работы (образцы с видимыми дефектами отбраковываются).

Плотность образцов рассчитывалась по формуле:

$$\rho = 4m/\pi d^2 h, \quad (2.3)$$

где m – масса смеси, d – диаметр образца ($d = 3 \text{ мм}$), h – толщина образца ($h = 1 \text{ мм}$).

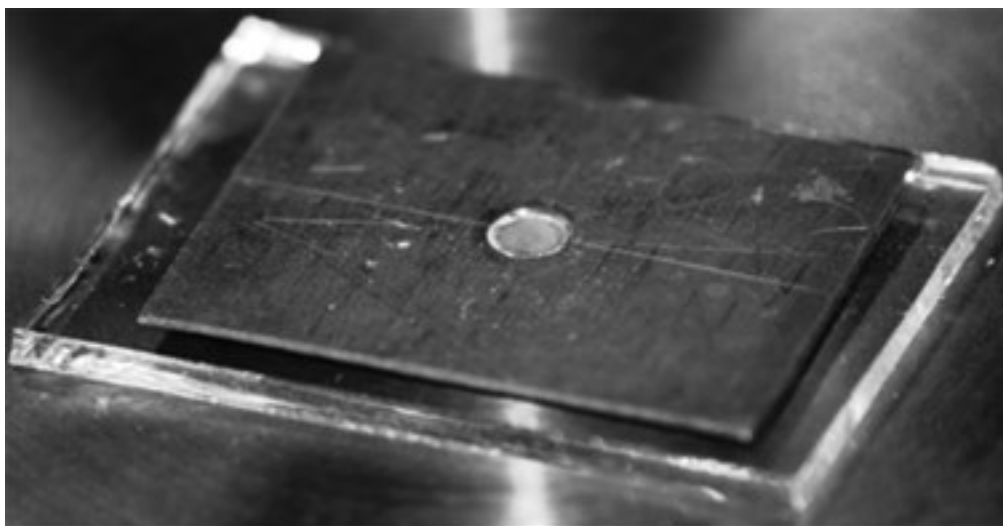


Рисунок 2.17 – Поликристалл тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц алюминия: $d = 1$ мм, $\varnothing = 3$ мм, $\rho = 1,73$ г/см³

На рисунке 2.18 представлена микрофотография модельного объекта KCl-Al для демонстрации распределения частиц алюминия в матрице хлорида калия.

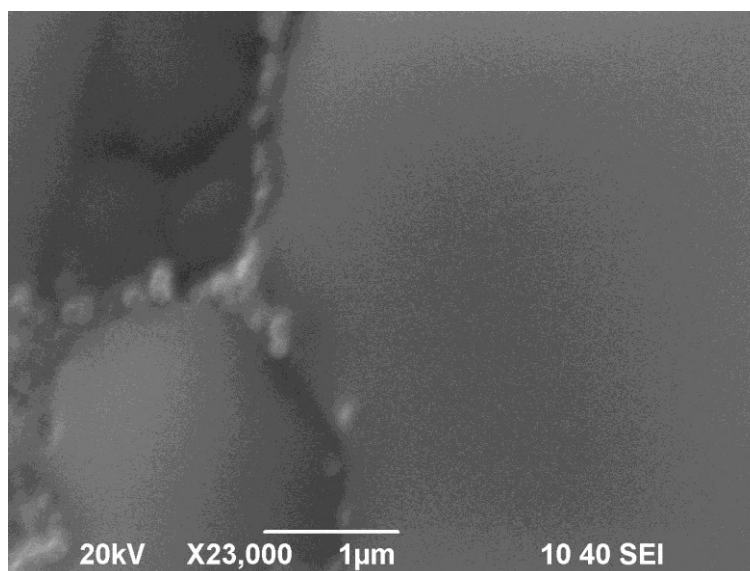


Рисунок 2.18 – Микрофотография поперечного разлома прессованной таблетки KCl-Al с массовой долей включений ~ 15 масс.%

2.4. Источник импульсов лазерного излучения

В качестве источника лазерного излучения использовался импульсный лазер LQ929 (*SOLAR Laser Systems*, г. Минск) (в дальнейшем - лазер) иттрий-алюминиевом гранате активированный неодимом ($\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$).

Таблица 2.2 – Технические характеристики лазера

Длины волн λ , нм	1064, 532
Диаметр пучка на выходе из лазера, мм, не более:	
$\lambda = 1064$ нм	$12 \pm 0,5$
$\lambda = 532$ нм	$10 \pm 0,5$
Длительность импульса на полувысоте амплитуды, нс	14
Максимальная энергия импульса, мДж, не менее	
$\lambda = 1064$ нм	1540
$\lambda = 532$ нм	830

Лазер LQ929 включает в себя излучатель и блок питания. Управление лазером происходит с помощью отдельного дистанционного электронного блока. Излучатель содержит задающий генератор и однопроходовой усилитель.

Оптическая схема представлена на рисунке 2.19.

В генераторе лазерного излучения используется кольцевая схема резонатора, который содержит квантрон, фазовую пластину, узел затвора (сформированный ячейкой Погкельса и поляризатором), компенсатор, пластину. Квантрон имеет вход и выход для охлаждающей жидкости.

Излучатель имеет температурную стабилизацию для обеспечения высокой стабильности параметров выходного излучения.

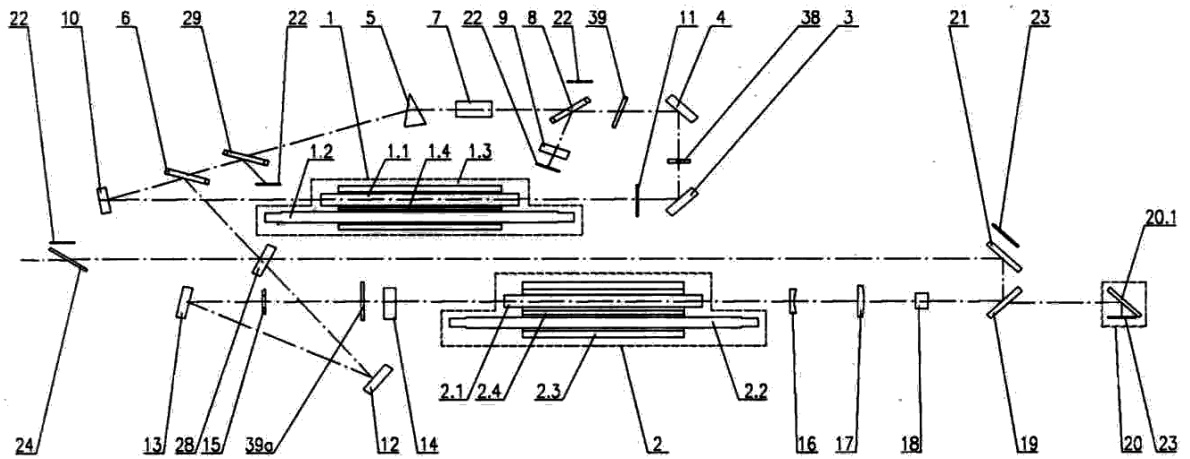


Рисунок 2.19 – Оптическая схема излучателя *LQ929*. 1.1, 2.1 – стержни Nd:YAG; 1.2, 2.2 – лампы накачки; 1.3, 2.3 – отражатели; 1.4, 2.4 – УФ фильтры; поз.3, 4, 10, 12, 13 – поворотные зеркала; 5 – призма; 6, 8 – поляризаторы; 7 – ячейка Поккельса; 9 – возвратное зеркало; 11 – фазовая пластина; 14 – фазовращатель; 15, 38 – диафрагмы; 16, 17 – линзы телескопа; 18 – кристалл КТР; 19, 21 – сепараторы генератора второй гармоники; 20 – ловушка излучения; 22, 23, 29 – стеклянные пластины; 24 – защитное окно; 28 – технологическое зеркало; 39, 39а – компенсаторы

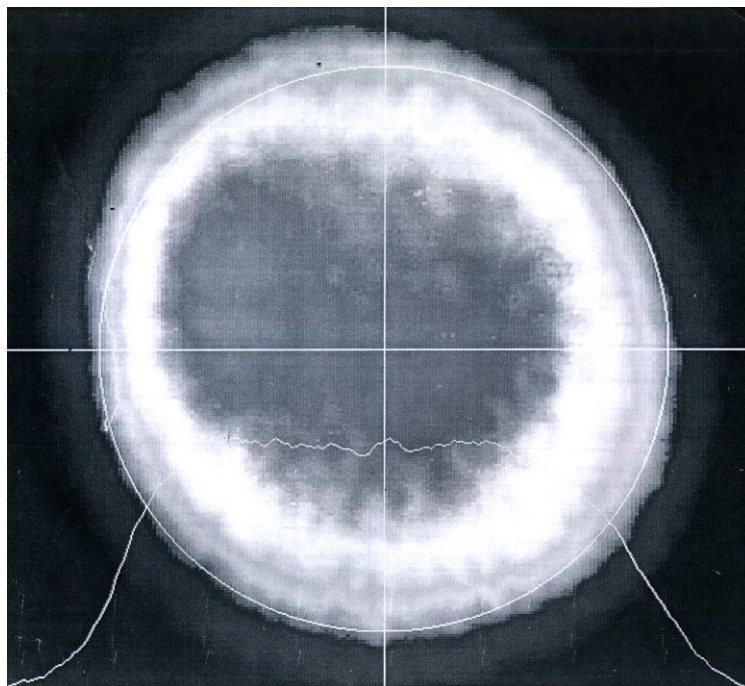
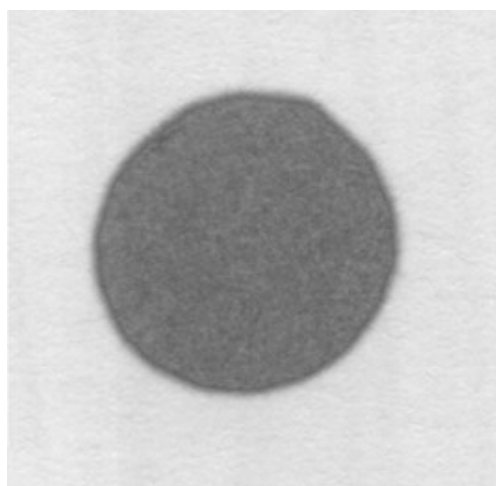
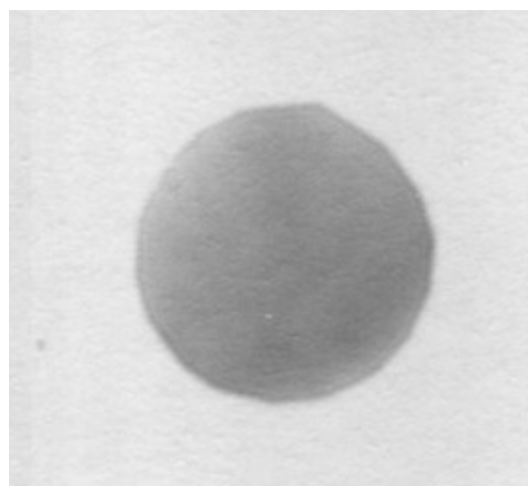


Рисунок 2.20 – Профиль лазерного пучка

На рисунке 2.20 представлено пространственное распределение энергии лазерного излучения в профиле сечения пучка. Представленное распределение представляет собой квазипрямоугольную форму. На рисунках 2.21 и 2.22 представлены отпечатки лазерного пучка на фотобумаге при различных значениях энергий ламп накачки.



(a)



(б)

Рисунок 2.21 – Отпечаток лазерного пучка на фотобумаге при заводских значениях энергий ламп накачек генератора и усилителя: (a) – исходный пучок; (б) – пучок при ослаблении

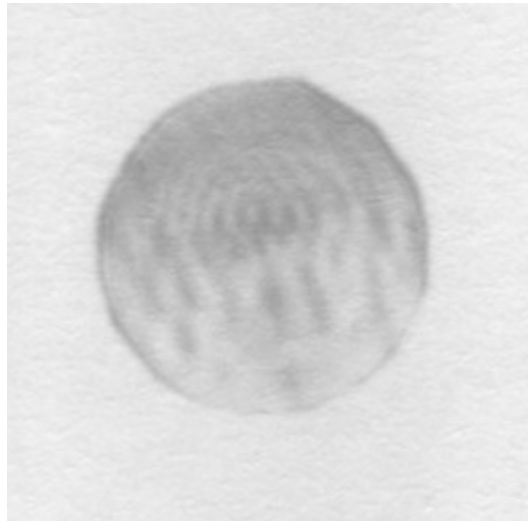


Рисунок 2.22 – Отпечаток лазерного пучка на фотобумаге при значениях энергии ламп накачек генератора и усилителя, отличных от заводских

2.5. Методика измерения оптико-акустических характеристик образцов

Оптико-акустический (ОА) эффект – это возбуждение акустических волн при поглощении переменного светового потока. Впервые оптико-акустический эффект наблюдал Белл [188]. Он предложил использовать этот эффект для исследования характеристик поглощения света газами и парами. Использование лазерного излучения позволило экспериментально исследовать и теоретически описать оптико-акустический эффект [189–195].

Импульсное лазерное излучение при поглощении в образце создает упругие возмущения в объеме и на поверхности. Регистрация и анализ этих возмущений позволяют восстанавливать параметры исследуемой среды.

Профиль давления оптико-акустического сигнала (ОА) при поглощении образцом импульса лазерного излучения длительностью, меньшей времени пробега акустической волны по области тепловыделения, повторяет пространственное распределение тепловых источников в среде [194, 196, 197]. Анализ профиля давления ОА сигнала в исследуемой среде позволяет получить значения эффективных показателей поглощения и рассеяния света в среде. Таким образом, импульсный метод оптико-акустики позволяет проводить прямое измерение оптических характеристик светопоглощающих сред.

Существует два основных метода регистрации ОА сигналов: широкополосная пьезоэлектрическая регистрация и оптический бесконтактный метод – с помощью лазерных интерферометров [198, 199] или отклонения пробного оптического пучка [200, 201]. Недостатком оптической регистрации является низкая чувствительность метода: чувствительность на 2–3 порядка ниже, чем при пьезорегистрации.

Метод пьезорегистрации основан на прямом пьезоэффекте [202].

В основе электрической схемы пьезоприемника лежит RC-цепочка, где роль конденсатора играет чувствительный пьезоэлемент толщиной h емкостью:

$$C = \frac{S\varepsilon\varepsilon_0}{h}, \quad (2.4)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость материала пьезоэлемента, ε_0 – электрическая постоянная.

Эквивалентная схема пьезоприемника изображена на рисунке 2.24 [203].

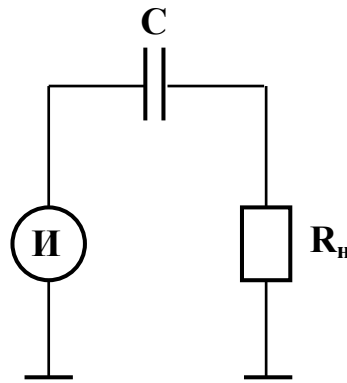


Рисунок 2.24 – Эквивалентная схема пьезодетектора: И – источник импульсного сигнала; $C = 100$ пФ – емкость пьезодетектора; $R_n = 50$ Ом – сопротивление нагрузки осциллографа

Величину заряда q_n на обкладках конденсатора величина которая пропорциональна давлению P , создаваемому импульсным сигналом можно записать:

$$q_n = \gamma P, \quad (2.5)$$

где γ – коэффициент пьезодатчика. Конденсатор заряжается до напряжения U_n , т.о.

$$q_n = CU_n. \quad (2.6)$$

Поскольку, постоянная времени цепи $\tau = RC = 5 \cdot 10^{-9}$ с, а характерное время развития исследуемого процесса значительно превышает τ , то в процессе разрядки емкости детектора в цепи через R_n течет ток разрядки:

$$J_n(t) = \frac{dq_n}{dt} = C \frac{dU_n}{dt}. \quad (2.7)$$

Таким образом, учитывая (2.7), осциллограф регистрирует падение напряжения:

$$U_i(t) = J(t)R_i = CR_i \frac{dU_i}{dt} . \quad (2.8)$$

Используя (2.5) и (2.8), получим:

$$U_n(t) = R_n \gamma \frac{dP(t)}{dt} . \quad (2.9)$$

Таким образом, сигнал который регистрируется осциллографом пропорционален dP/dt . Тогда зависимость $P(t)$, можно записать:

$$P(t) = \frac{1}{\gamma R_n} \int_0^t U_n(t) dt . \quad (2.10)$$

С помощью численного интегрирования осциллограмм, измеряемых в эксперименте, можно найти зависимость $P(t)$ в относительных единицах.

В данной работе измерение оптико-акустических (ОА) характеристик (показателя экстинкции k_{eff} и амплитуды оптико-акустического сигнала U) образцов проводилось на установке с прямой регистрацией сигнала [197] (рисунок 2.25). Использовалось излучение лазера с длительностью импульса величину $\tau_i = 14$ нс (см. п. 2.4). Использовались 1-ая ($\lambda = 1064$ нм) и 2-ая ($\lambda = 532$ нм) гармоники излучения. В основных экспериментах по определению оптических характеристик образцов плотность энергии излучения в импульсе составляла величину 30 мДж/см². С помощью пьезоэлектрического измерителя энергии *PE50BF-C* измерялась энергия лазерного излучения. Нестабильность энергии лазерного излучения не превышала 2 %. Основная доля лазерного излучения при помощи линзы (3) фокусировалось на образец (4). Диаметр пучка 2 мм. Образец находился в акустическом контакте через дюралюминиевую задержку (5) с пьезопреобразователем (6), изготовленным из керамики ЦТС-19. Для контроля энергии излучения при помощи светоделительной пластиной (7) часть энергии излучения отводилась на калиброванный фотодиод. Сигнал с пьезопреобразователя регистрировался цифровым осциллографом (9) *LeCroy*

WJ332A. Синхронизация элементов установки осуществлялась внутренним генератором блока управления лазера.

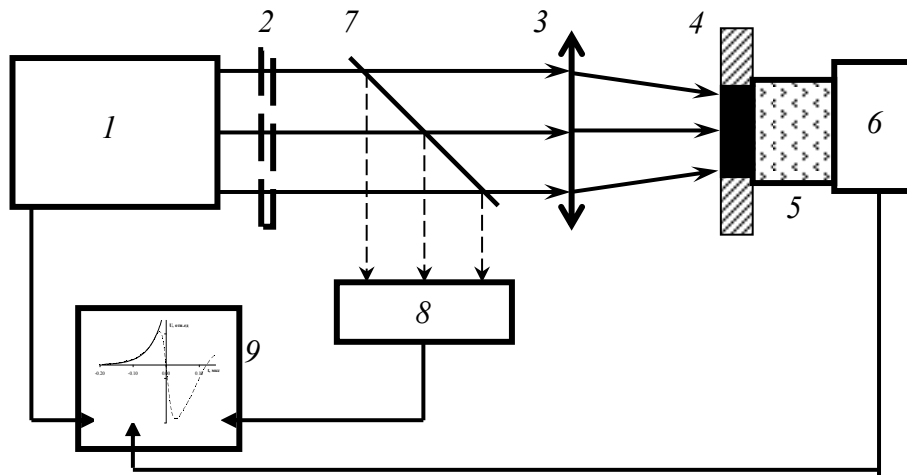


Рисунок 2.25 – Функциональная схема экспериментальной установки: 1 – лазер, 2 – светофильтры, 3 – положительная линза ($F = 40$ см), 4 – образец в медной пластине, 5 – акустическая задержка, 6 – пьезодетектор, 7 – светоделительная пластина, 8 – фотодиод, 9 – осциллограф

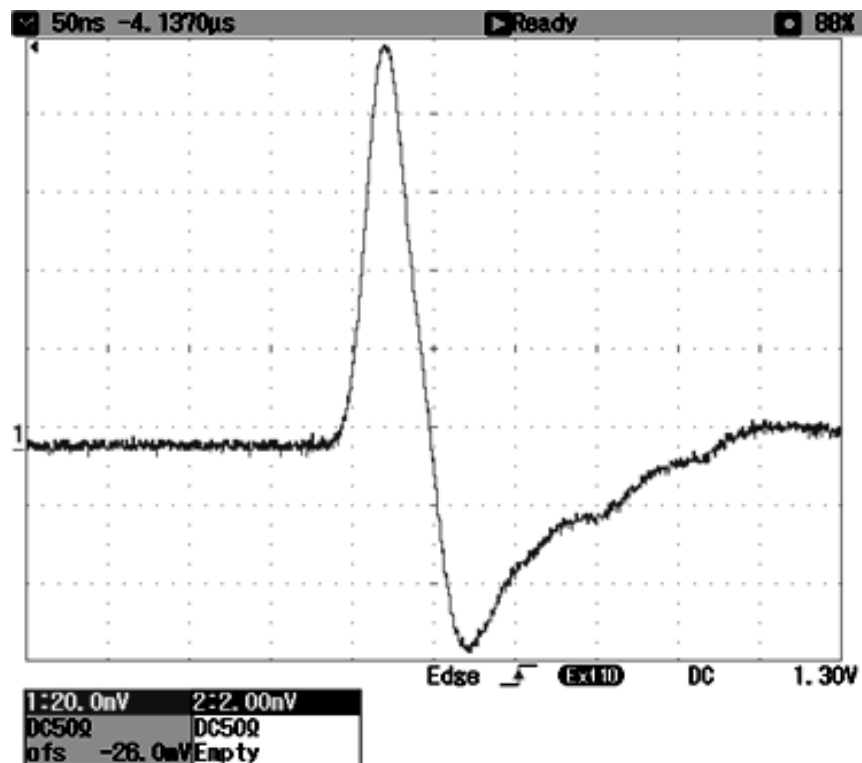


Рисунок 2.26 – Осциллограмма реперного сигнала с акустической задержки

Для калибровки использованной методики производились тестовые эксперименты на стандартных образцах.

На рисунке 2.26 представлена осциллограмма оптико-акустического сигнала при воздействии лазерного излучения на акустическую задержку (5) (без образца). Акустическая задержка изготовлена из алюминия, продольная длина $l_{\text{репер}} = 25,5$ мм. Согласно осциллограмме, время, за которое звук преодолел акустическую задержку и воздействовал на пьезопреобразователь, составило величину $t_{\text{репер}} = 4,137$ мкс. Скорость звука в среде рассчитывалась по формуле $V = l_{\text{репер}}/t$. Расчет по формуле дает величину $V_{\text{репер}} = 6164$ м/с. Данная величина хорошо согласуется с табличным значением скорости звука в алюминии [204].



Рисунок 2.27 – Осциллограмма тест-объекта из стекла СЗС-21

На рисунке 2.27 представлена осциллограмма тест-объекта из стекла СЗС-21. Тест-объект СЗС-21 изготовлен из флинтгласа, толщина стекла $l_{\text{сзс-21}} = 3$ мм. Согласно осциллограммам на рисунках 2.26 и 2.27, время, за которое звук преодолел стекло СЗС-21, $t_{\text{сзс-21}} = 0,676$ мкс. Рассчитанная

скорость звука в среде $V_{\text{сзс-21}} = 4437$ м/с. Данная величина также хорошо согласуется с табличным значением скорости звука в флинтглассе [204].

Таким образом, показано, что используемый в методике метод расчета скорости звука в твердых телах является верным.

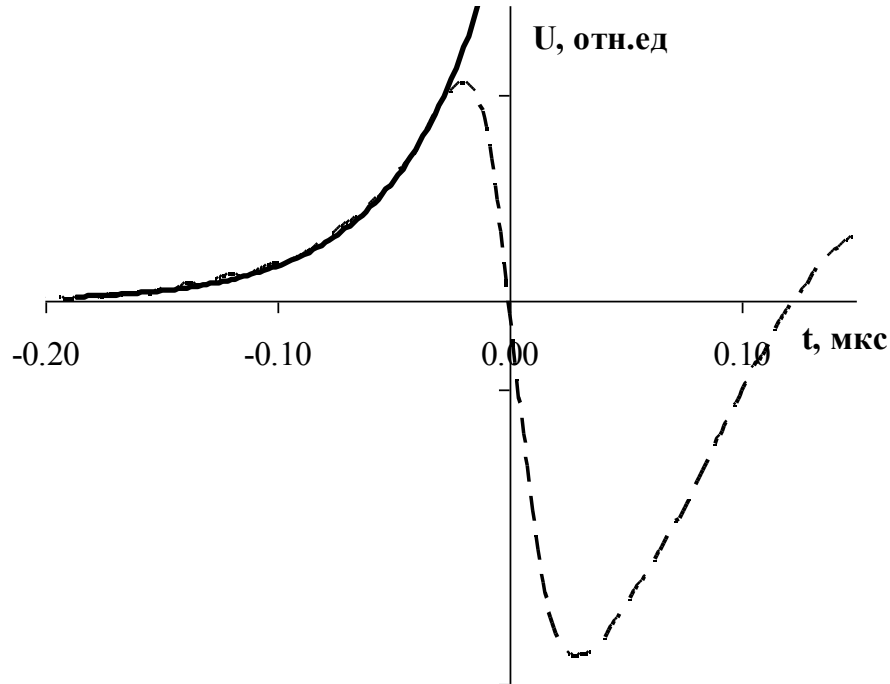


Рисунок 2.28 – Оптико-акустический сигнал при воздействии импульса лазерного излучения на цветное стекло СЗС-21: сплошная кривая – экспоненциальная аппроксимация выражением (2.16); пунктир – зарегистрированный сигнал

В работе [197] показано, что распределение нарастающего оптико-акустического сигнала описывается экспоненциальным законом:

$$U(t < 0) \sim e^{t/\tau_a}, \quad (2.11)$$

где τ_a – время акустической релаксации тепловых источников.

Согласно [196] время акустической релаксации тепловых источников τ_a связано с показателем экстинкции образца выражением:

$$\tau_a = \frac{1}{k_{\text{eff}}c_s}, \quad (2.12)$$

где k_{eff} – показатель экстинкции образца, c_s – скорость звука в образце.

Представим рисунок 2.27 в виде рисунка 2.28, и аппроксимируем нарастающий участок ($t < 0$) экспоненциальной зависимостью. Из результатов аппроксимации находим значения τ_a и используя формулу (2.12) определяем значения показателя экстинкции k_{eff} .

Измерения на тест-объектах (цветное стекло СЗС-21) показало, что значение k_{eff} в пределах погрешности совпадает с табличными значениями показателя поглощения из каталога.

Для калибровки методики от плотности энергии лазерного воздействия проводились следующие эксперименты на тест-объектах (стекла НС-10 из каталога цветного стекла).

Результаты измерения зависимости амплитуды ОА-сигнала и показателя поглощения тест-объекта от плотности энергии лазерного излучения представлены на рисунке 2.29.

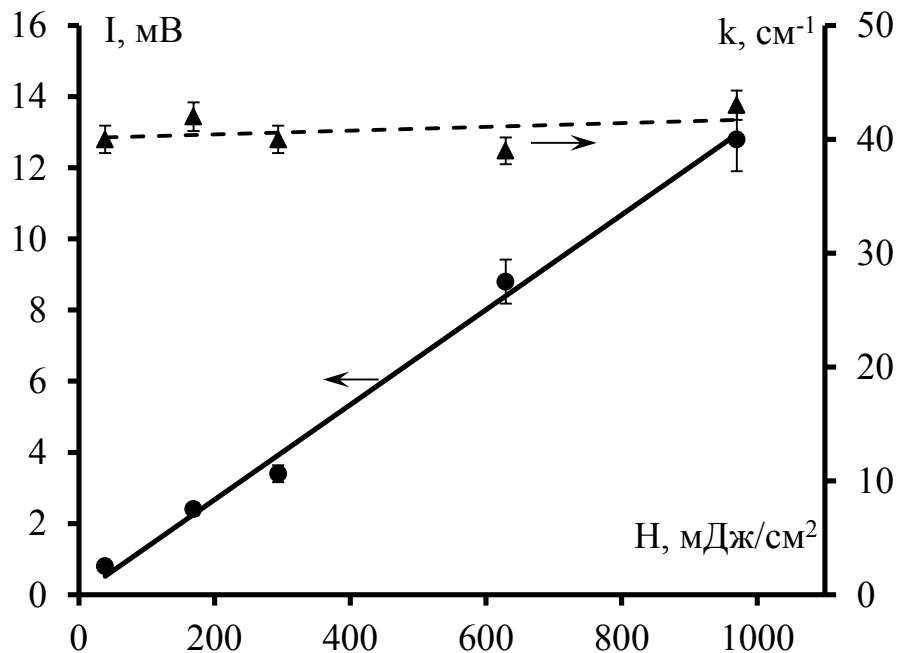


Рисунок 2.29 – Зависимость амплитуды ОА-сигнала и показателя поглощения тест-объекта от плотности энергии лазерного воздействия

Таким образом, показано, что амплитуда ОА-сигнала с увеличением плотности энергии лазерного излучения линейно возрастает, а показатель экстинкции в пределах погрешности измерения остается постоянным.

2.6. Методика измерения оптических характеристик образцов при помощи фотометрического шара

Измерения некоторых оптических характеристик экспериментальных образцов проводились методом фотометрического шара [164, 205]. Фотометрический шар состоит из двух полусфер в зените которых находятся отверстия для ввода или вывода излучения (рисунок 2.30).

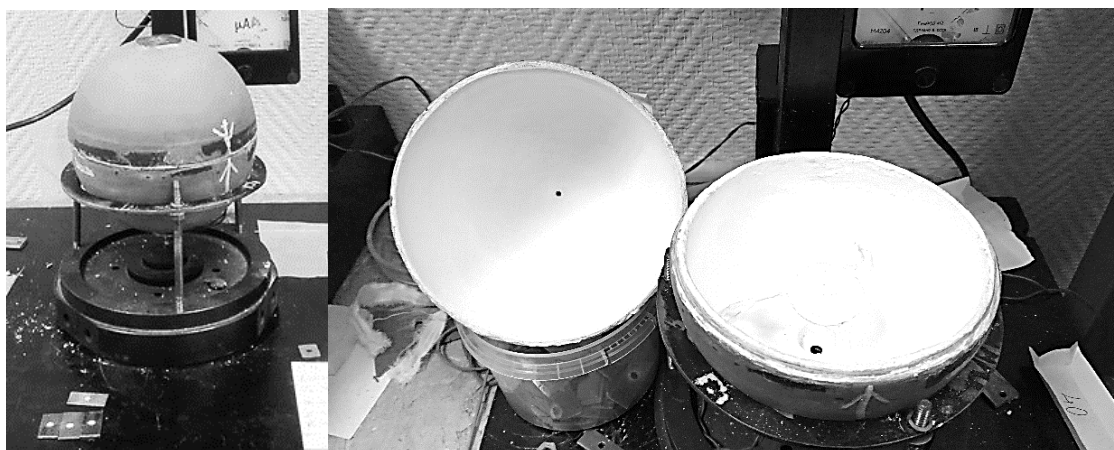


Рисунок 2.30 – Фотометрический шар: слева – в собранном виде; справа – в разобранном виде

Внутренние поверхности полусфер окрашивались специальной светорассеивающей краской по методике, описанной в [205, 206].

Функциональная схема эксперимента представлена на рисунке 2.31.

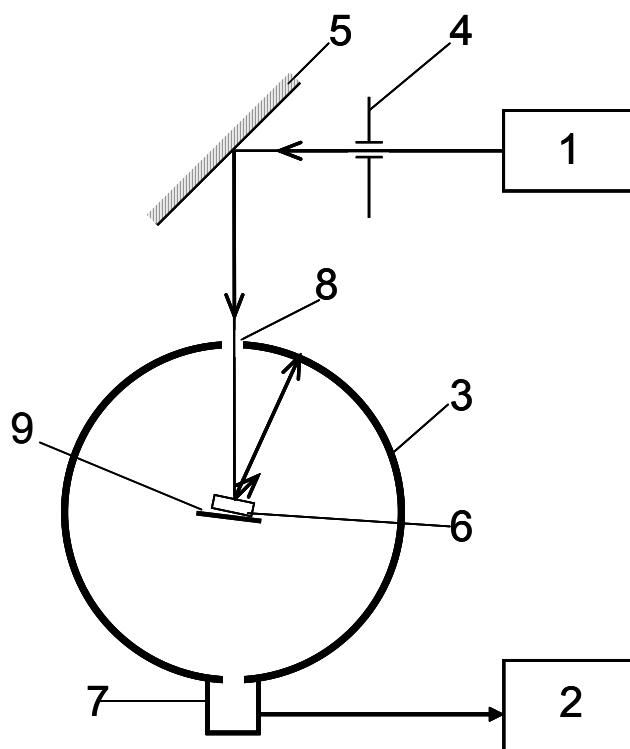


Рисунок 2.31 – Функциональная схема экспериментальной установки по определению оптических характеристик образцов: 1 – источник лазерного излучения – лазерный диод (643 нм, 5 мВт); 2 – регистратор сигнала (милливольтметр или осциллографф); 3 – фотометрический шар (интегрирующая сфера) (диаметр 110 мм, толщина стенки 3 мм); 4 – диафрагма (2,5 мм); 5 – поворотное зеркало или светоделительная пластина; 6 – экспериментальный образец; 7 – приемник излучения (PIN-фотодиод или ФЭУ); 8 – входное окно (2,5 мм); 9 – светоотражатель (держатель образца)

В качестве источника излучения использовался лазерный диод (1). Для измерения относительной интенсивности светового потока применялся *p-i-n* фотодиод (7), сигнал I с которого регистрировался милливольтметром (2). Угол между падающим на образец лучом излучения и нормалью к образцу не превышал 5° .

Контрольное замерыение I_0 осуществлялось путем измерения относительной освещенности внутри шара без образца. В эксперименте измерялись:

- коэффициент пропускания $T = I/I_0$,

- сумма коэффициентов отражения и пропускания $T + R = I_{T+R}/I_0$,
- коэффициент диффузного отражения $R = I_R/I_0$.

При определении коэффициента пропускания образец (6) помещался на пути лазерного луча на входное окно (8), и регистрировалась интенсивность светового потока I_T .

Для измерения коэффициента $T+R$ образец (6) помещался в центре шара. В этом случае измерялась интенсивность светового потока I_{T+R}

Для измерения коэффициента R образец помещался на световую ловушку, которая представляла собой непрозрачное стекло. В качестве непрозрачного стекла был выбран нейтральный светофильтр НС10 ($R = 0,042$, $T = 0,0013$) из каталога цветного стекла ГОСТ 9411-81 [207]. Световая ловушка тыльной стороной помещалась на светоотражателе (9). В этом случае измерялась интенсивность светового потока I_R . Интенсивность светового потока тогда складывается как сумма интенсивностей светового потока:

- 1) отраженного от передней поверхности образца со стороны подвода световой энергии;
- 2) рассеянного и отраженного от тыльной поверхности образца;
- 3) отраженного от световой ловушки и прошедшего через образец.

В виду малости коэффициента пропускания световой ловушки интенсивностью светового, прошедшего через неё можно пренебречь. Для исключения вклада в R за счет отражения светового потока прошедшего через образец от световой ловушки проводились измерения, в которых пространство между образцом и световой ловушкой заполнялось иммерсионной жидкостью (ГОСТ 13739-78). В данном случае измерялась интенсивность светового потока I_R' . В этом случае измеряется отраженная энергия от передней грани образца и рассеянный свет, который проходит через переднюю грань. Тогда $R' = I_R'/I_0$, $R > R'$. Значение коэффициента отраженной и рассеянной энергии определялось как среднее значение $\langle R \rangle$ величин R и R' .

Погрешность определения оптических параметров зависела в основном от оптического качества образцов. В связи с этим на каждой использованной массовой доли включений проводились измерения на 5 образцах, вычислялось среднее значение.

В качестве тест-объектов использовались стандартные стеклампы из каталога цветного стекла [207] с известными коэффициентами T и R .

2.7. Методика измерения порога взрывчатого разложения образцов

Пороговые характеристики чувствительности ВВ к какому-либо роду воздействия является одной из основных характеристик. Под порогом лазерного инициирования взрыва в данной работе понимается – критическая плотность энергии (порог инициирования), соответствующая 50 % вероятности инициирования взрыва образца.

Процедура измерения порогов взрывчатого разложения включает следующие операции.

Измеряется зависимость вероятности взрыва p от плотности энергии импульса лазерного излучения (кривая частоты).

$$p = n/N, \quad (2.13)$$

где N – общее число образцов, использованных в эксперименте при фиксированном значении H , n – число взорвавшихся образцов при фиксированном значении H . Для каждой точки кривой частоты $p(H)$ использовалось $N = 10$ образцов.

Обработка экспериментальных зависимостей $P(H)$ проводилась по методике [208]. Кривая частоты $p(H)$ описывалась методом максимального правдоподобия [209]:

$$p(H) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \Delta H} \int_{-\infty}^H e^{-\left(\frac{t-H_{cr}}{\Delta H}\right)^2} dt, \quad (2.14)$$

где H – плотность энергии импульса лазерного излучения, H_{cr} – критическая плотность энергии лазерного излучения (плотность энергии, дающая 50 % вероятность инициирования взрывчатого превращения), ΔH – среднеквадратичное отклонение.

Критическая плотность энергии лазерного излучения взрывчатого разложения образца определялась для прессованных образцов тэна и образцов тэна с включениями пассивированных металлических частиц, подготовленные по методике описанной в п. 2.3 в диапазоне плотностей от 0,9 до 1,73 г/см². Последнее близко к плотности монокристалла тэна.

Функциональная схема эксперимента представлена на рисунке 2.32.

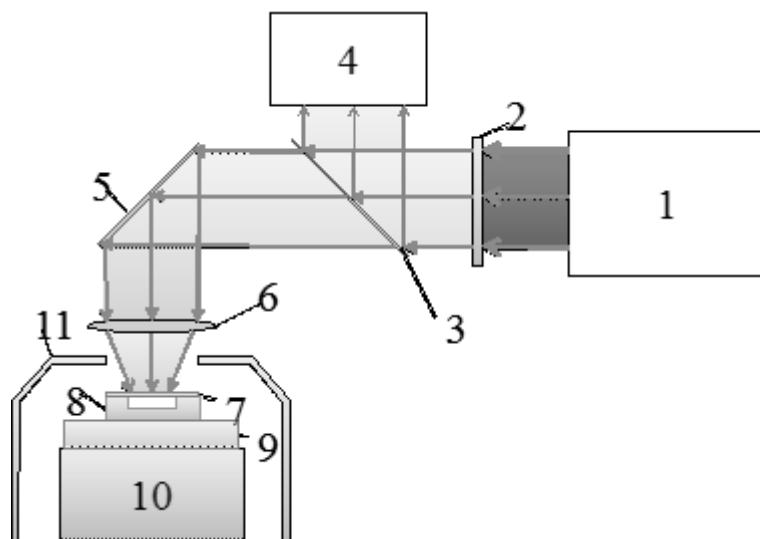


Рисунок 2.32 – Схема эксперимента для определения вероятности взрыва: 1 – импульсный неодимовый лазер; 2 – светофильтры; 3 – светоделительная пластина; 4 – калориметр OPHIR или калиброванный фотодиод; 5 – поворотное зеркало; 6 – положительная линза; 7 – стеклянная прозрачная для излучения пластина; 8 – образец, впрессованный в медную пластину-держатель; 9 – пластина свидетель; 10 – массивное основание; 11 – кожух

Во взрывозащитный кожух (11) помещалась ячейка с образцом. В зависимости от необходимых условий газодинамической разгрузки использовались разные типы экспериментальных ячеек. В случае

рисунка 2.32 в качестве экспериментальной ячейки приведено описание для условий минимальной блокировки газодинамической разгрузки. На массивную стальное основание (10) помещалась пластина-свидетель (9) из дюрала, на которую помещалась медная пластина с образцом (7). Для уменьшения газодинамической разгрузки образец накрывался стеклянной пластиной (7). Излучение фокусировалось на образец с помощью линзы с фокусным расстоянием 45 см. Диаметр зоны облучения составляла 2,5 мм.

Взрыв образца подтверждался наличием характерного громкого хлопка и отпечатка на пластине-свидетеле. К контролю взрыва можно добавить регистрацию свечения при помощи фотоэлектронного умножителя в микросекундном диапазоне.

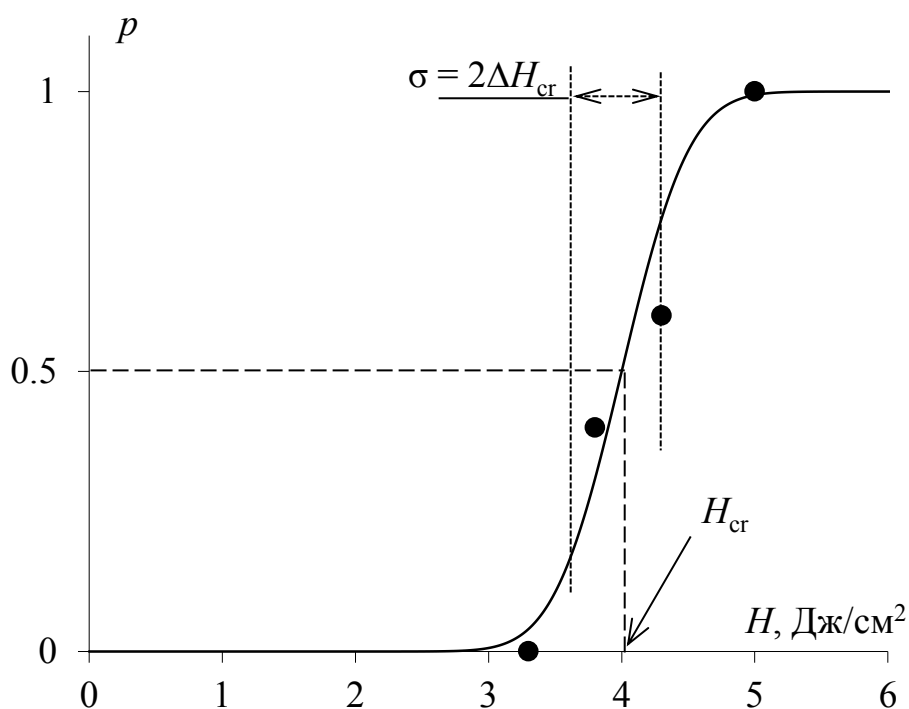


Рисунок 2.33 – Зависимость вероятности взрыва образца тэна с включениями частиц Al-C с массовой долей 0,3 % от плотности энергии импульса лазерного излучения

Графически обработку экспериментальных результатов можно представить в виде рисунка 2.33. На рисунке 2.33. представлен пример

обработки экспериментальных данных по исследованию зависимости вероятности взрыва образцов тэна с включениями Al-C [79].

2.8. Методика измерения вероятности взрыва образцов при различных условиях газодинамической разгрузки

В большинстве экспериментов поверхность образца, на которую воздействовало излучение, накрывалась стеклом для предотвращения газодинамической разгрузки. Схема экспериментальной ячейки представлена на рисунке 2.34. Образец в медной пластине (1) накрывался стеклянной пластиной (4) прозрачной для лазерного излучения и помещался на пластину – свидетель из дюралюминия (2), которая находилась на массивном стальном основании (3). Особенность – стеклянная пластина (4) лежит на образце, и газодинамическая разгрузка определяется весом пластины (нежесткая граница образец-стекло).

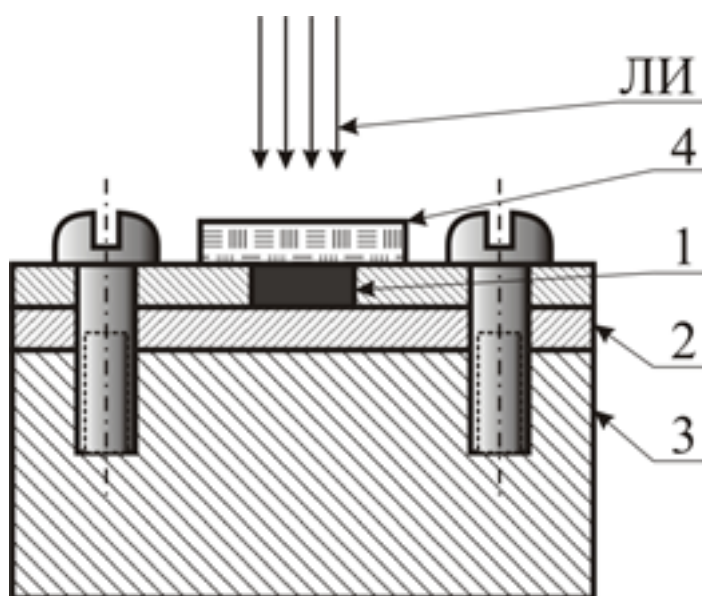


Рисунок 2.34 – Схема экспериментальной ячейки для реализации условия минимальной газодинамической разгрузки: 1 – медная пластина с впрессованным образцом; 2 – пластина-свидетель; 3 – массивное основание; 4 – стеклянная пластина; ЛИ – импульс лазерного излучения

При таком типе экспериментальной ячейки реализуется минимальная блокировка газодинамической разгрузки.

На рисунке 2.35 приведена схема механизма, позволяющего увеличить усилие прижатия стекла размером 7×7 мм к поверхности медной пластины с образцом. Облучаемая поверхность образца находилась ниже поверхности медной пластины на $0,1$ мм, что исключает приложение внешнего давления на образец. Блокирование газодинамической разгрузки определялось улучшением контакта стекло-медная пластина в результате приложения внешнего давления. Усилие зависит от величины груза (9) на рычаге. Вес рычага составлял $7,8$ кгс. Плечом рычага (R) давление усиливается десятикратно. При таком типе экспериментальной ячейки реализуется средняя блокировка газодинамической разгрузки.

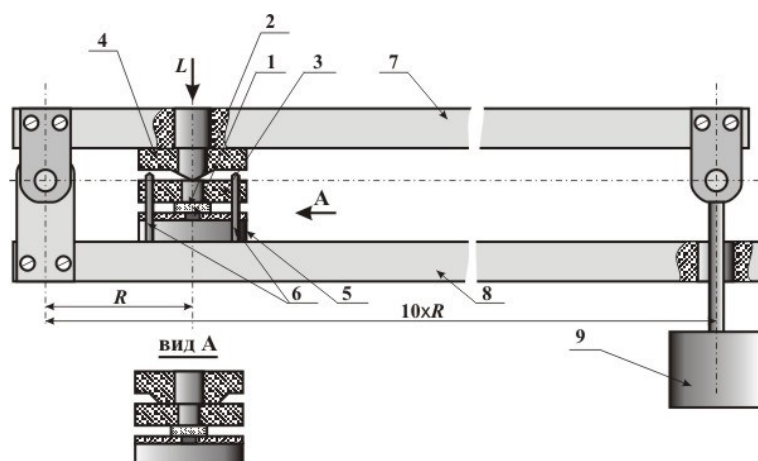


Рисунок 2.35 – Схема механизма, для блокирования газодинамической разгрузки образца: 1 – образец, впresseванный в подложку; 2 – прозрачная стеклянная пластина; 3 – прижимная матрица; 4 – упор; 5 – опорная матрица; 6 – направляющие; 7 – рычаг; 8 – опора; 9 – подвешиваемый груз; L – лазерное излучение; R – плечо рычага

Также можно реализовать условия полного блокирования газодинамической разгрузки, когда внешнее статическое давление

прикладывалось непосредственно к образцу. В этом случае поверхность образца находилась выше плоскости медного держателя на 0,1 мм.

2.9. Методика измерения динамических характеристик образцов

Для измерения динамических характеристик образцов при импульсном лазерном инициировании взрывчатого разложения образцов применялась схема экспериментальной ячейки на базе пьезопреобразователя представленной на рисунке 2.36.

Для измерения скорости ударной волны (УВ) в воздухе, возникающей при взрыве, образец (3) в медной пластине (5) устанавливался на медную пластину (6) в которой имелось отверстие (4) диаметром 1 мм. Затем обе пластины при помощи винтов крепились к подвижной части (10) корпуса экспериментальной ячейки. На внутреннем диаметре подвижной части (10) и внешнем диаметре неподвижной части (12) корпуса экспериментальной ячейки имелась резьбы с шагом 1 мм. Таким образом, вращением корпуса (10) вокруг корпуса (12) можно изменять расстояние L между образцом и акустической задержкой (7). После установки необходимого L подвижная часть (10) корпуса стопорилась контргайкой (11). Уменьшение газодинамической разгрузки образцов, необходимое для взрыва, производилось путем ее блокирования стеклянной пластиной толщиной 1 мм (2) прозрачной для лазерного излучения, которой накрывался образец со стороны облучения. Реализовывалось условие минимального блокирования газодинамической разгрузки. Регистрация ударной волны производилась с помощью пьезодетектора (13). Пьезодетектор (8) на основе керамики ЦТС-19 жестко размещался в корпусе (13) между акустической задержкой сигнала (7) и эхогасящим конусом (9). Сигнал пьезодетектора через коаксиальный вывод (14) регистрировался осциллографом *LeCroy WJ332A*.

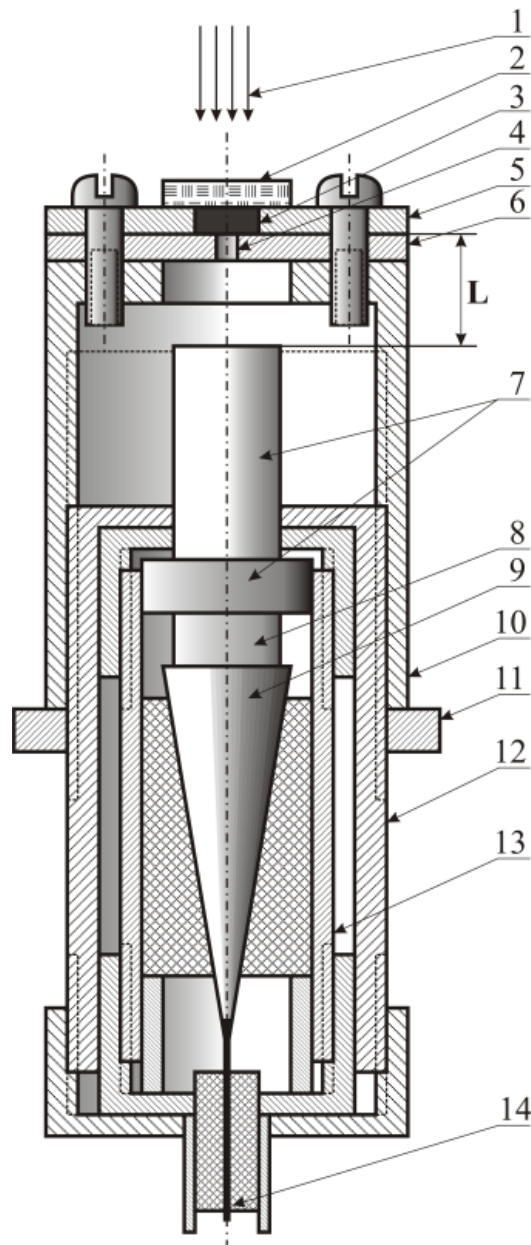


Рисунок 2.36 – Схема экспериментальной ячейки для измерения баллистических характеристик образцов: L – изменяемый зазор между образцом и пьезодетектором; 1 – лазерное излучение; 2 – стеклянная пластина (толщина 1 мм); 3 – образец; 4 – отверстие-сопло; 5 – медная пластина – держатель образца; 6 – медная пластина с отверстием (толщина 1 мм); 7 – акустическая задержка сигнала (длина 25,4 мм); 8 – пьезодетектор (толщина 5 мм); 9 – эхогасящий конус; 10 – подвижная часть корпуса экспериментальной ячейки; 11 – контргайка; 12 – неподвижная часть корпуса экспериментальной ячейки; 13 – корпус пьезодетектора; 14 – коаксиальный вывод сигнала

2.10. Методика измерения спектрально-кинетических характеристик свечения образцов под действием импульсного лазерного излучения

Измерение спектрально-кинетических характеристик свечения образцов имеет особенность – многократное воздействие лазерного излучения на единичный образец невозможно, т.к. при взрыве образец уничтожается.

Для регистрации спектрально-кинетических характеристик свечения образцов был использован экспериментальный аппаратный комплекс, разработанный в лаборатории энергетических соединений и нанокмполитов ИУХМ ФИЦ УУ СО РАН на базе полихроматора и фотохронографа «Взгляд-2А» [210, 211].

2.10.1. Функциональная схема экспериментальной установки по измерению спектрально-кинетических характеристик свечения образцов при импульсном лазерном воздействии

Функциональная схема установки представлена на рисунке 2.37. Лазерное излучение (L) ослабляется нейтральными светофильтрами (1), с помощью поворотного зеркала (2) и линзы (3) ($F = 25$ см) фокусируется на сборку с образцом (4). Сборка (4) расположена под углом 45° к лазерному лучу и оптической оси измерительной схемы.

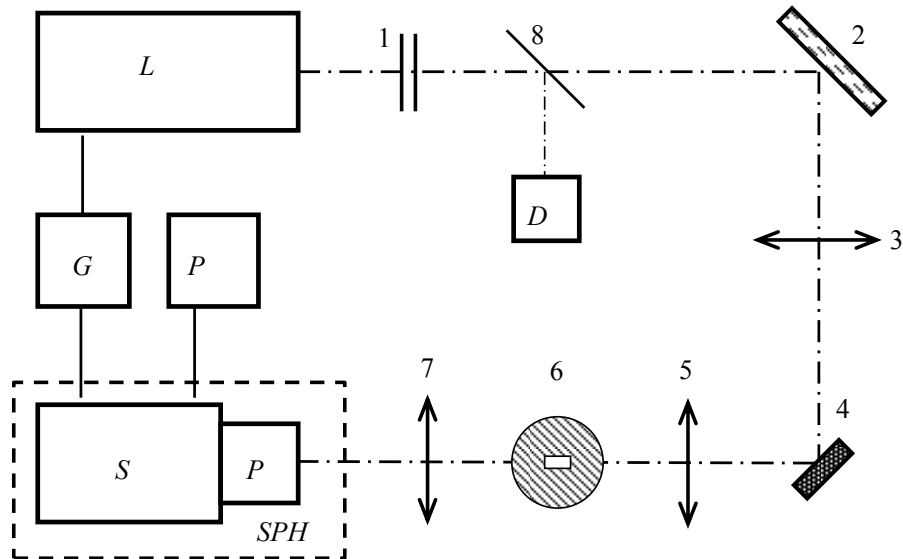


Рисунок 2.37 – Функциональная схема экспериментальной установки: 1 – нейтральные светофильтры из набора оптического стекла, 2 – поворотное диэлектрическое зеркало, 3 – положительная линза (25 см), 4 – экспериментальная сборка с образцом, 5, 7 – положительные линзы (10 см), 6 – спектрально-временная щель (на рисунке развернута на 90^0), 8 – пластина светоделительная, *L* – импульсный Nd:YAG-лазер, *S* – фотохронограф (стрик-камера), *P* – полихроматор, *SPH* – спектрофотохронограф «СХ-1А»; *G* – блок синхронизации, *PC* – ЭВМ, *D* – фотодиод

Изображение образца линзой (5) строится в плоскости спектрально-временной щели (6). Отверстие в щели имеет размеры $0,2 \times 0,1$ мм и определяет спектральное и временное разрешение регистрирующей системы. Спектральное разрешение установки составляет 10 нм, временное разрешение определяется применяемой разверткой фотохронографа (5) и на коротких развертках достигает значения 2 нс. Изображение спектрально-временной щели с помощью линзы (7) передается на вход полихроматора (*P*) на выходе которого полоска спектра с помощью фотохронографа на базе электронно-оптического преобразователя (ЭОП), который работает в режиме линейной временной развертки (стрик-камеры *S*), разворачивается во времени. Фотохронограф (*S*) и полихроматор (*P*) в сборе представляют собой

спектрофотохронограф (*SPH*) «СХ-1А» (ООО «Научные и специальные прецизионные приборы и системы», г. Москва). Световая матрица с выходного экрана ЭОП считывается ПЗС-матрицей и передается на запоминающее устройство в компьютер (*PC*) для последующей цифровой обработки. Запуск лазера и развертки стрик-камеры в необходимые моменты времени происходит с помощью генератора Г5-56 (*G*) импульсов.

Зарегистрированный сигнал представляет собой матрицу пикселей (ЭОП-грамма). Вертикальные элементы матрицы соответствуют спектру свечения образца в диапазоне 350–750 нм в выбранный момент времени. Горизонтальные элементы матрицы соответствуют кинетике свечения образца на выбранной длине волны в пределах указанного выше спектрального диапазона.

Для восстановления истинного спектра люминесценции образцов применялся метод эталонной лампы [212]. Использовали лампу ТРШ 2850-3000. В режиме развертки измеряется ее спектр. По известной цветовой температуре можно рассчитать ее истинный спектр по формуле Планка (с учетом коэффициента серости вольфрама) и определить чувствительность оптического тракта в любой точке спектра путем отношения измеренной интенсивности свечения к рассчитанному значению. Восстановление истинного спектра производится делением зарегистрированной интенсивности свечения образца на чувствительность тракта в соответствующих точках спектра в данный момент времени или в разные моменты времени на данной длине волны.

2.10.2. Калибровка оптического тракта спектрофотохронографа по длинам волн

Для калибровки оптического тракта по длинам волн использовались лампа накаливания ТРШ 2850-3000 и интерференционные фильтры с разной известной длиной волны пропускания. Перед спектрально-временной щелью

на пути луча света лампы ставились фильтры. Схема представлена на рисунке 2.38.

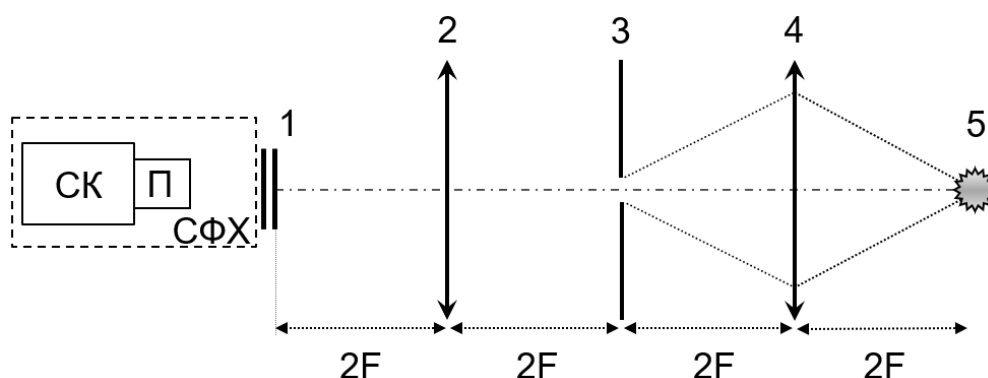


Рисунок 2.38 – Функциональная схема калибровки по длинам волн: 1 – светофильтры; 2, 4 – линзы; 3 – спектрально-временная щель; 5 – лампа ТРШ-2850-3000; СФХ – спектрофотохронограф «СХ-1А» (СК – стрик-камера, П – полихроматор); $2F$ – двойное фокусное расстояние

Калибровка спектра регистрограммы по длинам волн осуществлялась при помощи набора интерференционных светофильтров и по монохроматической линии излучения непрерывного гелий-неонового лазера 632,8 нм. Измерялось положение светового пятна по вертикальной координате на экране компьютера, при данном значении длины волны светофильтра λ . Полученные значения длин волн светофильтра и положения точек в пикселях приведены в таблице 2.4.

Строилась зависимость длины волны выбранного светофильтра от положения точки экрана по вертикали. Получалась зависимость $Y = a_0 + a_1X$. На рисунке 2.39 представлен калибровочный график положения точки светофильтра по длинам волн.

Коэффициенты в уравнении, полученном при аппроксимации зависимости длины волны светофильтра от положения точки экрана по вертикали, являются калибровочными коэффициентами по длинам волн.

Таблица 2.4 – Значения длины волны светофильтра и положение точки в пикселях

Длина волны λ , нм	Положение точки, px
418	350
486	404
531	440
532	444
570	468
682	563
725	597

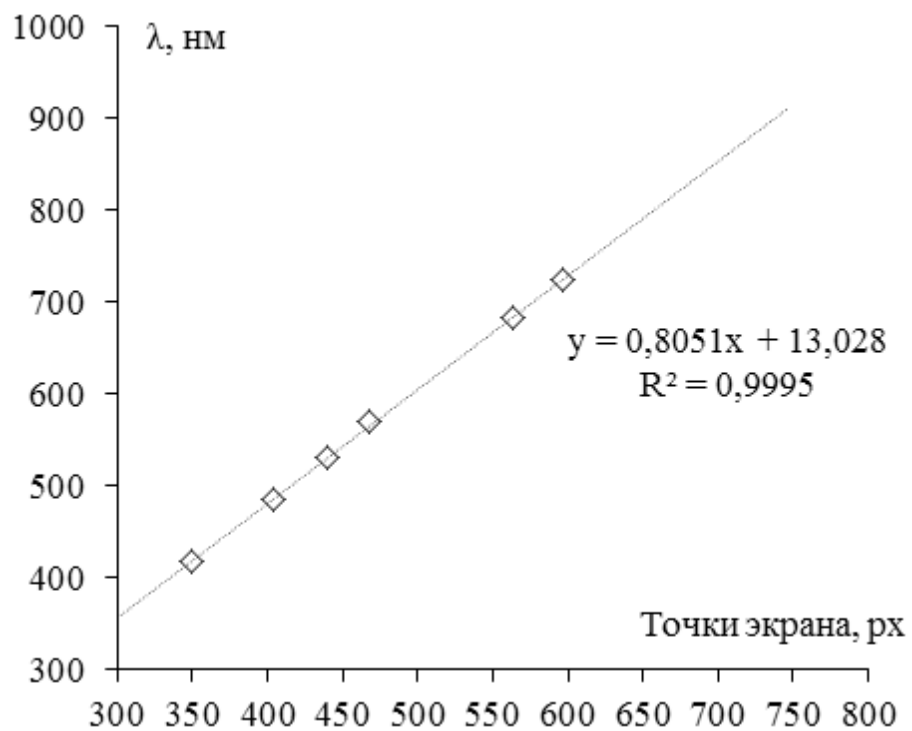


Рисунок 2.39 – Калибровочный график положения точки светофильтра по длинам волн

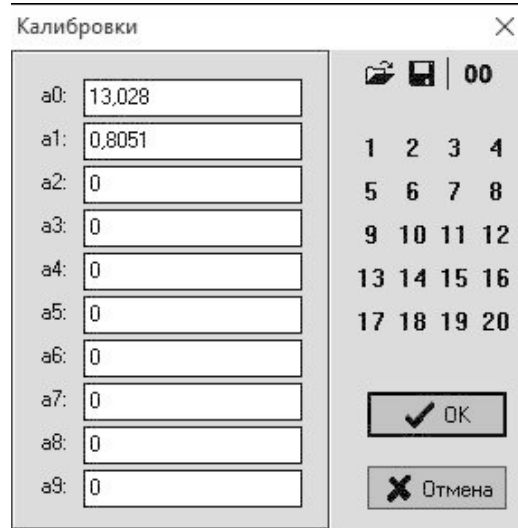


Рисунок 2.40 – Меню программы обработки спектров

Полученные калибровочные коэффициенты a_0 и a_1 заносились в программу обработки спектров (рисунок 2.40), для установки соответствия точек растра регистрограммы определенным длинам волн.

2.10.3. Калибровка чувствительности оптического тракта спектрофотохронографа по длинам волн

При калибровке спектральной чувствительности регистрирующего тракта использовалась эталонная лампа ТРШ-2850-3000 при температуре накала ($T = 3000$ К). При включенной развертке записывалось свечение экрана (рисунок 2.41а) в графическом формате на ЭВМ.

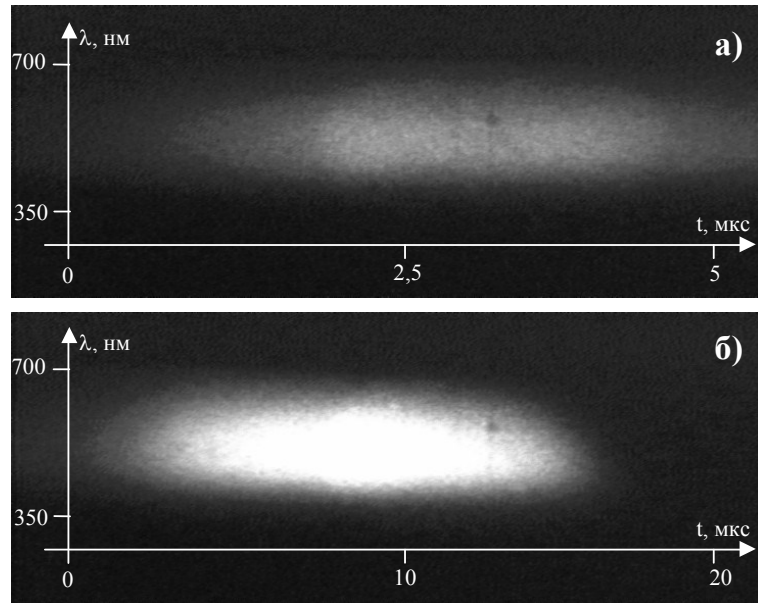


Рисунок 2.41 – Файлы калибровки спектральной чувствительности оптического тракта

Для излучения абсолютно черного тела (АЧТ) по формуле Планка при $T = 3000$ К вычислялся истинный спектр свечения вольфрамовой нити накала лампы ТРШ-2850-3000. Зарегистрированные значения спектра лампы умножались на табличные значения коэффициента серости вольфрама по причине того, что спектр лампы отклоняется от спектра АЧТ.

$$I(\lambda)_{ист}^* = I(\lambda)_{Пл} \cdot k_{сер} \Big|_{T=3000K}, \quad (2.15)$$

где $I(\lambda)_{ист}^*$ – истинный спектр свечения вольфрамовой нити накала лампы с учетом коэффициентов серости вольфрама; $k_{сер}$ – коэффициент серости вольфрама, $I(\lambda)_{Пл}$ – спектр свечения абсолютно черного тела.

Калибровочные коэффициенты спектральной чувствительности оптического тракта (рисунок 2.42) вычислялись по следующей формуле.

$$k(\lambda) = \frac{I(\lambda)_n}{I(\lambda)_{ист}^*}, \quad (2.16)$$

где $I(\lambda)_n$ – зарегистрированная интенсивность свечения.

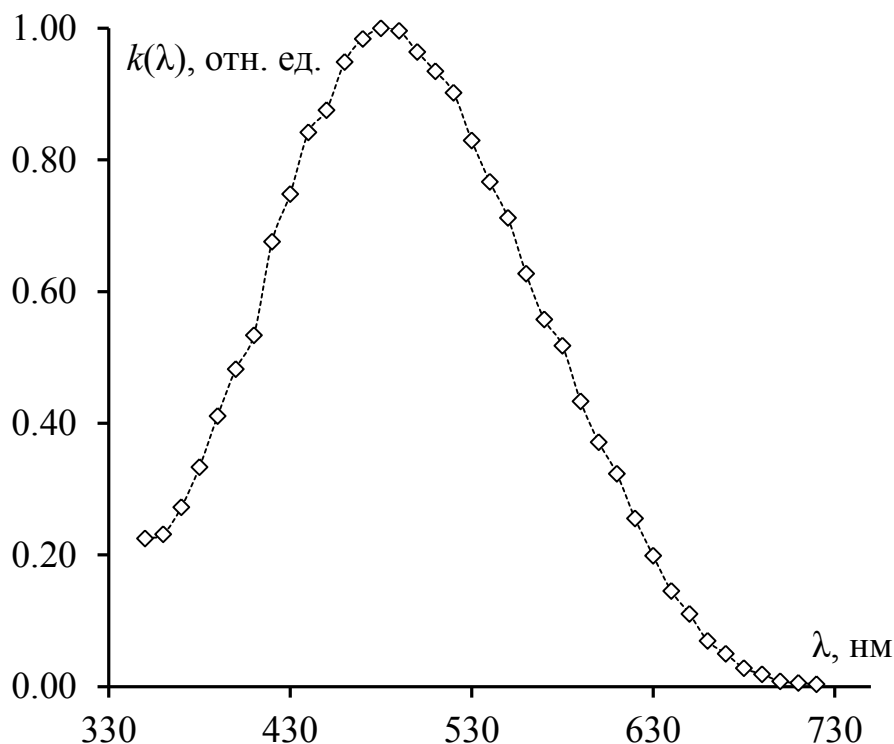


Рисунок 2.42 – Калибровочная кривая спектральной чувствительности оптического тракта

Истинный спектр свечения рассчитывался по формуле:

$$I(\lambda)_{\text{ист}} = \frac{I(\lambda)_n - I_{\text{фон}}}{k(\lambda)}. \quad (2.17)$$

где $I_{\text{фон}}$ – интенсивность фона.

2.10.4. Методика обработки спектров свечения образцов

Обработка регистрограмм и восстановления истинных спектров применялась программа «Обработка спектров ВЗГЯД-2А» [213–215], разработанная Вячеславом Николаевичем Швайко.

Для установки соответствия точек растра регистрограммы определенным длинам волн численные значения коэффициентов a_0 и a_1 из калибровочной кривой заносились в меню программы (рисунок 2.43.).

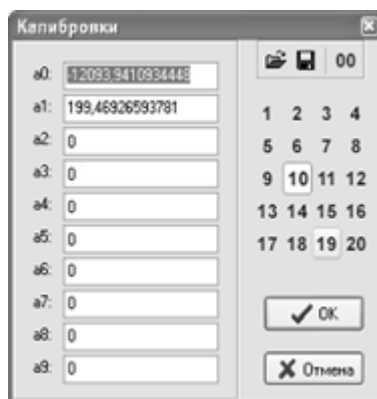


Рисунок 2.43 – Меню программы обработки спектров

Программа «Обработка спектров ВЗГЯД-2А» экспортирует данные в *Microsoft Excel* в виде двух столбцов: длина волны и интенсивность зарегистрированного свечения на этой длине волны в определенный момент времени (рисунок 2.44.).

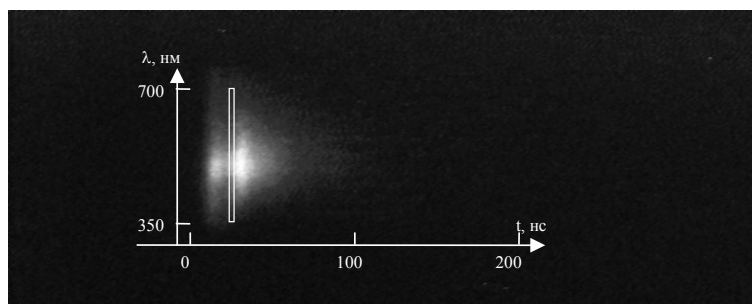


Рисунок 2.44 – ЭОПграмма взрывчатого свечения монокристалла тэна при иницировании электронным пучком с выделенной областью для обработки

Вычисление истинного спектра свечения производится путем деления разности измеренного сигнала свечения и фоновой засветки на коэффициенты спектральной чувствительности тракта, полученный по методике, описанной в 2.10.3.

$$I(\lambda)_{ист} = \frac{I(\lambda)_n - I_{фон}}{k(\lambda)}, \quad (2.18)$$

где $I(\lambda)_n$ – зарегистрированная интенсивность свечения; $I_{фон}$ – фон; $k(\lambda)$ – калибровочные коэффициенты спектральной чувствительности тракта.

2.10.5. Методика обработки зависимости интенсивности свечения образцов от времени

Процедура обработки зависимости интенсивности свечения образцов от времени образцов аналогична процедуре обработки спектров свечения. Отличие в том, что при помощи инструментов программы указывалась не спектральная область в определенный момент времени, а на протяжении всей развертки определенная длина волны.

Матрица стрик-камеры имеет не только различную спектральную чувствительность, но и зонную, что приводит к необходимости учитывания этого момента для правильного определения соотношения интенсивности свечения в различные моменты времени.

Калибровка зонной чувствительности камеры происходит с использованием гелий-неонового лазера ($\lambda_{\text{He-Ne}} = 632,8 \text{ нм}$), излучение которого направлялось через оптическую систему на вход полихроматора и регистрировалось в режиме линейной развертки (рисунок 2.45).

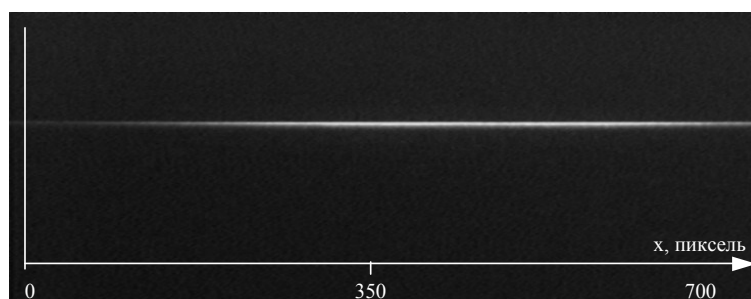


Рисунок 2.45 – ЭОПограмма излучения He-Ne лазера, используемая для калибровки зонной чувствительности стрик-камеры «Взгляд-2А»

Полученный калибровочный файл графического формата (рисунок 2.45) обрабатывался с помощью программы «Обработка спектров ВЗГЯД-2А». В результате обработки строилась кривая зависимости регистрируемой интенсивности свечения от координаты (рисунок 2.46).

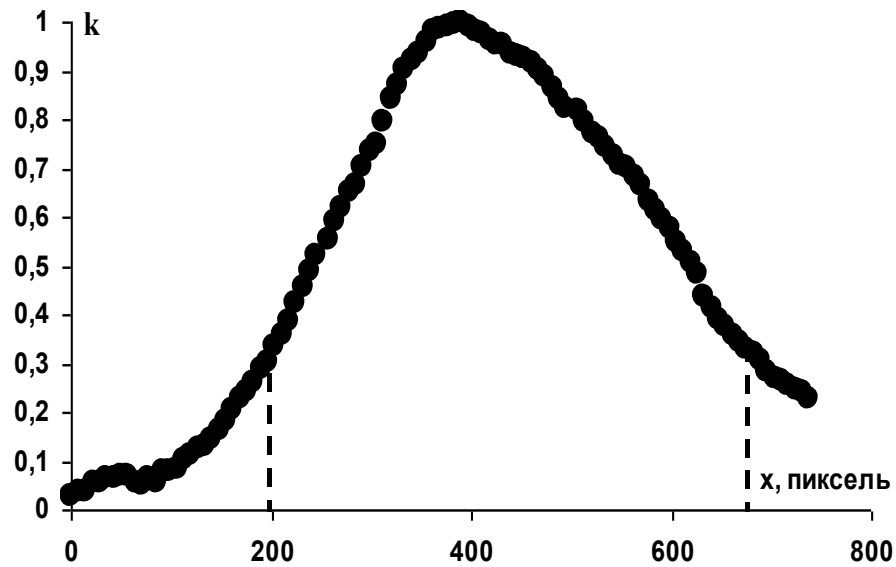


Рисунок 2.46 – Калибровочная кривая зонной чувствительности регистрирующего тракта

Истинная кинетика свечения образца вычислялась по формуле:

$$k(t) = k(x) \cdot k_{раз}, \quad (2.19)$$

где $k(x)$ – калибровочные коэффициенты чувствительности оптического тракта; $k_{раз}$ – коэффициенты развертки, на которой регистрировалось свечение.

$$I(t)_{ист} = \frac{I(t)_n - I_{фон}}{k(t)} \quad (2.20)$$

где $I(t)_n$ – зарегистрированная интенсивность свечения (в «машинных» единицах); $I_{фон}$ – яркость засветки фоном в заданной точке; $k(t)$ – калибровочные коэффициенты чувствительности оптического тракта.

ГЛАВА 3. ОПТИЧЕСКИЕ И ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОМПОЗИТОВ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

3.1. Исследование оптических свойств тэна с включениями алюминия методом фотометрического шара

В данном разделе методом фотометрического шара исследовались оптические характеристики образцов тэна с включениями частиц алюминия в зависимости от массовой доли включений в образце плотностью $1,73 \pm 0,03$ г/см³. В качестве основных оптических характеристик образца экспериментально измерялись коэффициент пропускания T и коэффициент диффузного отражения R . Полученные экспериментальные данные использовались для расчета показателя экстинкции k_{eff} . Задачей данного раздела являлось провести экспериментальную проверку вкладов рассеяния и поглощения лазерного излучения включениями ультрадисперсных частиц в тэне. Методика измерений подробно описана в п. 2.6.

Результаты исследований опубликованы в работах [216–218].

3.1.1. Коэффициенты пропускания и рассеяния образцов

В эксперименте использовались образцы тэна с содержанием включений частиц алюминия 0,025, 0,05, 0,075, 0,1, 0,15, 0,2, 0,5 и 1 массовых процента. Толщина образцов, измеренная при помощи микрометра, составляла величину $0,13 \pm 0,01$ мм. В качестве источника света использовалось излучение непрерывного диодного лазера с длиной волны 643 нм.

Экспериментально измерялись коэффициенты пропускания T , сумма коэффициентов пропускания и отражения $T+R$ и коэффициенты отражения R .

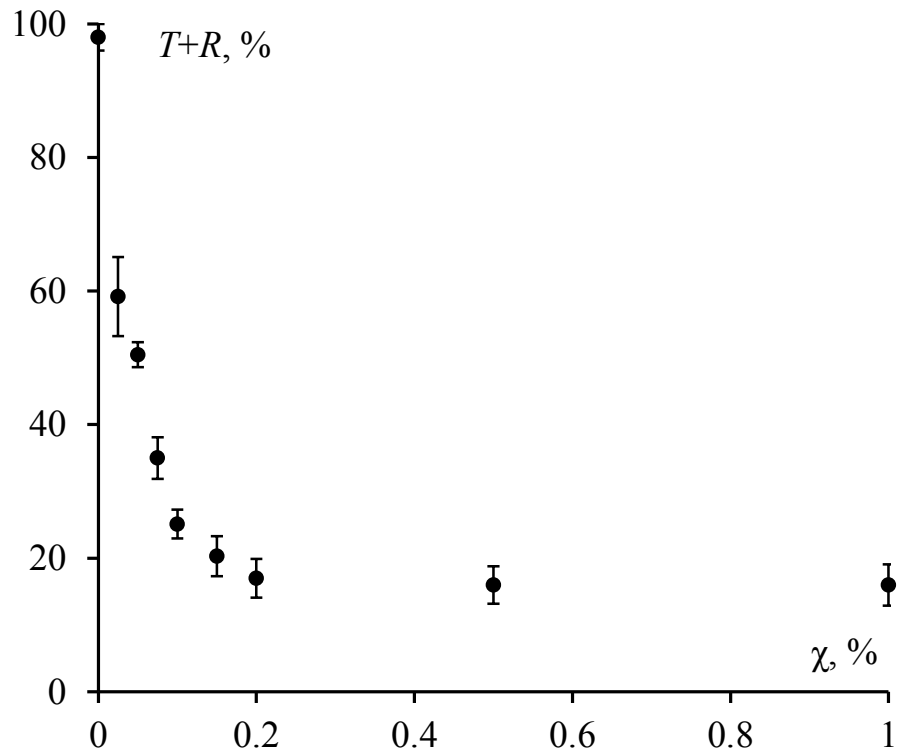
Результаты измерений, усредненные по 5 образцам для различных массовых долей χ включений Al в образце представлены в таблице 3.1

(колонки с 1 по 5). Доля поглощенной энергии A вычислялась по формуле $A = 1 - (T+R)_{\text{exp}}$ (колонка 6). Также рассчитывались величины $R' = (T+R)_{\text{exp}} - T_{\text{exp}}$ и $T' = (T+R)_{\text{exp}} - R_{\text{exp}}$ (колонки 7, 8 таблица 3.1). Погрешность измерений вычислялась по методу Стьюдента при доверительной вероятности $\alpha = 0,95$. Поскольку пропускание образцов T с массовыми долями включений 0,5 и 1% ~ 0 в погрешности эксперимента, то их значения в таблице отсутствуют.

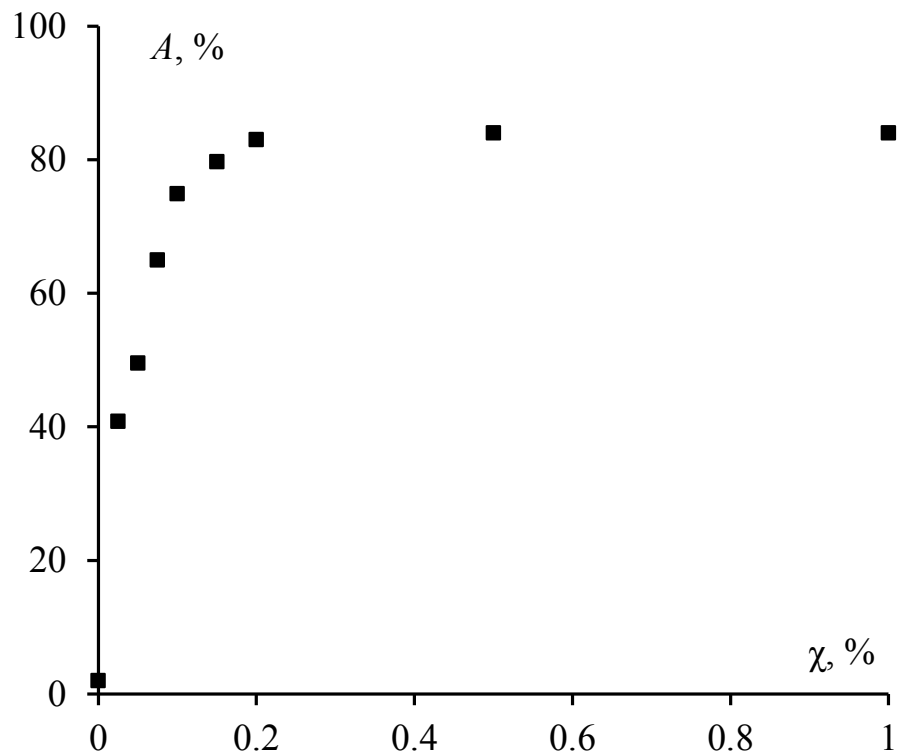
Результаты измерений таблицы 3.1. представлены графически на рисунках 3.1 – 3.3.

Таблица 3.1 – Оптические характеристики тэна с включениями частиц алюминия. Образцы плотностью $\sim 1,73 \text{ г/см}^3$, толщиной $\sim 0,13 \text{ мм}$

	1	2	3	4	5	6	7	8
χ , масс. %	$T+R$, %	T , %	R , %	R , %	$\langle R \rangle$, %	A , %	R' , %	T' , %
0	98 ± 1	89 ± 1	13 ± 1	7 ± 1	$10,0 \pm 1,4$	2	9	88
0,025	59 ± 6	47 ± 5	20 ± 4	12 ± 3	$16,0 \pm 5$	41	13	43
0,05	50 ± 2	33 ± 6	21 ± 3	16 ± 3	$18,5 \pm 4$	50	17	32
0,075	35 ± 3	17 ± 1	17 ± 1	15 ± 1	$16,0 \pm 1,4$	65	18	19
0,1	25 ± 2	12 ± 2	15 ± 1	14 ± 1	$14,5 \pm 1,4$	75	13	11
0,15	20 ± 2	7 ± 1	18 ± 2	16 ± 1	$17,0 \pm 2,2$	80	14	4
0,2	17 ± 1	2 ± 1	15 ± 1	15 ± 2	$15,0 \pm 2,2$	83	16	2
0,5	16 ± 1	-	15 ± 1	15 ± 1	$15,0 \pm 1,4$	84	16	-
1	16 ± 1	-	16 ± 1	15 ± 1	$15,5 \pm 1,4$	84	16	-



(a)



(б)

Рисунок 3.1 – Зависимость суммы коэффициентов отражения и пропускания $T+R$ (а) и доли поглощенной энергии A (б) от массовой доли χ включений Al в образце

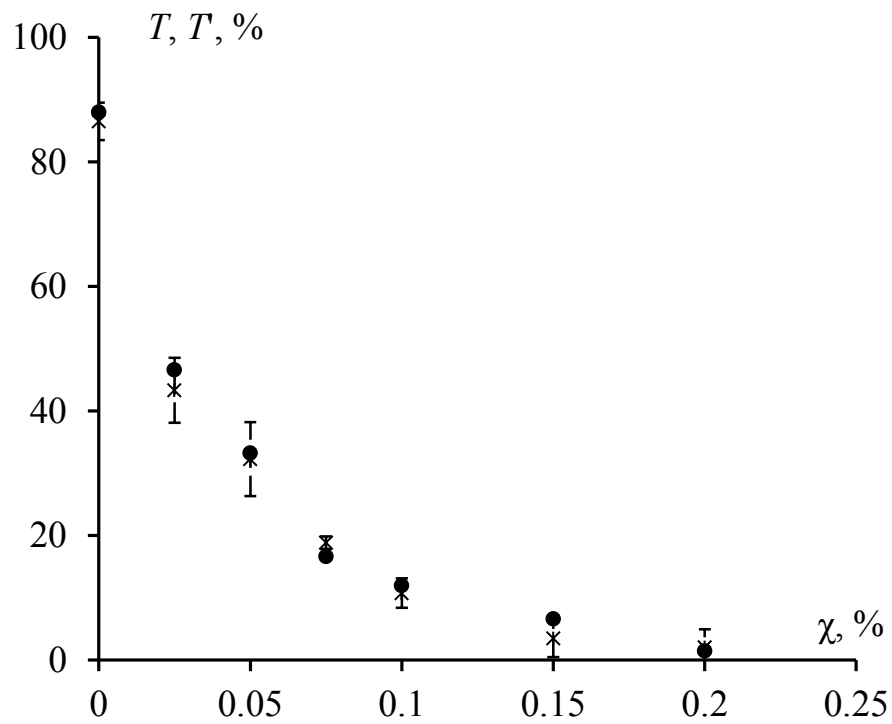


Рисунок 3.2 – Зависимость коэффициентов пропускания T (●) и $T'(x)$ от массовой доли χ включений Al в образце

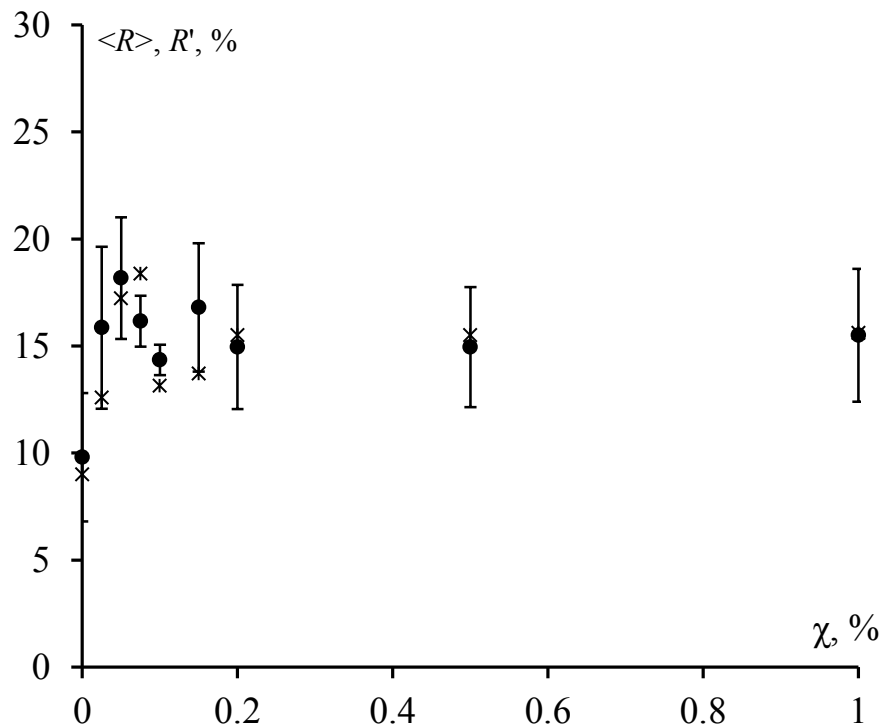


Рисунок 3.3 – Зависимость коэффициентов отражения $\langle R \rangle$ (●) и R' от массовой доли χ включений Al в образце

Во второй серии экспериментов исследовались оптические характеристики образцов с фиксированной массовой долей включений частиц алюминия 0,02 % в зависимости от толщины образцов. Выбор значения массовой доли включений обусловлен необходимостью достоверности измеряемых величин. Методика экспериментальных измерений и вычислений величин аналогичен предыдущему случаю. Результаты экспериментов представлены в таблице 3.2 и на рисунках 3.4 и 3.5.

Таблица 3.2 – Оптические характеристики образцов с фиксированной массовой долей включений частиц алюминия 0,02 % в зависимости от толщины образцов

	1	2	3	4	5	6
d , мм	T , %	$T+R$, %	R , %	R^- , %	$\langle R \rangle$, %	A , %
0,08	70	81	21	8	15	19
0,15	55	67	16	9	13	33
0,28	42	58	16	9	13	42
0,42	23	37	15	13	14	63
0,62	12	27	14	13	14	73
1	5	17	14	14	14	83

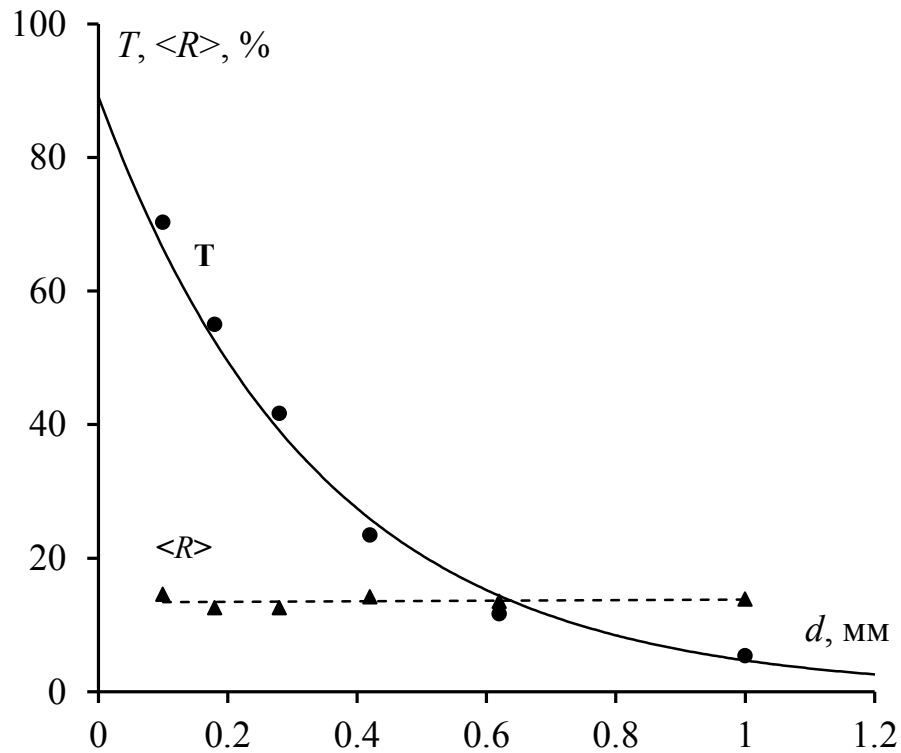


Рисунок 3.4 – Зависимость коэффициентов отражения $\langle R \rangle$ (▲) и пропускания T (●) от толщины образца при постоянном значении массовой доли включений (0,02 масс.%)

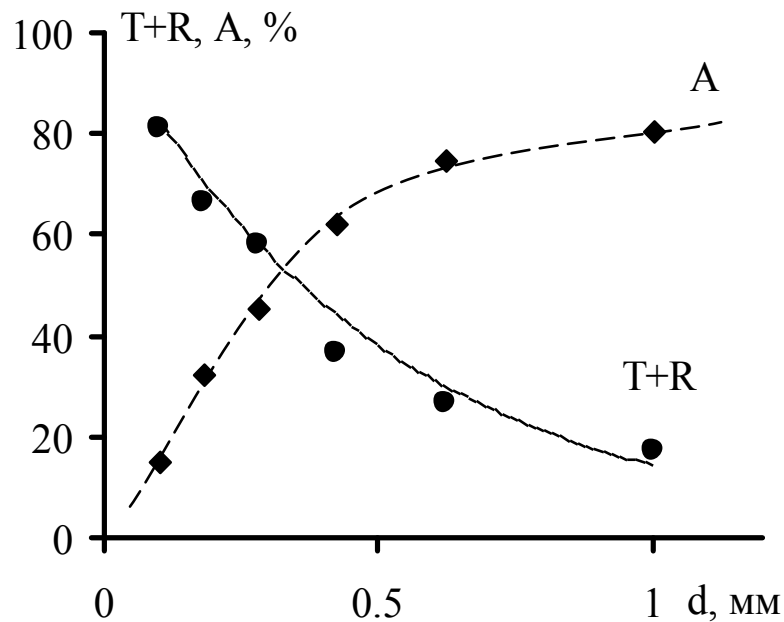


Рисунок 3.5 – Зависимость суммы коэффициентов отражения и пропускания ($T+R$) и коэффициента поглощения A от толщины образца при фиксированном значении массовой доли включений (0,02 масс.%)

В третьей серии экспериментов исследовались образцы толщиной 0,13 мм и с массовой долей включений 0,1 % в образце. В качестве источника света использовался импульс лазерного излучения на длине волны 1064 нм и длительностью импульса 14 нс. Результаты представлены в таблице 3.3. Сравнение полученных в данном эксперименте результатов с результатами таблицы 3.1 дает близкие значения.

Таблица 3.3 – Оптические характеристики образцов с фиксированными массовой долей включений частиц алюминия 0,1 % и толщины образца 0,13 мм. Источник инициирования 1064 нм, 14 нс

	1	2	3	4	5	6	8	9
$\chi, \%$	$T+R, \%$	$T, \%$	$R, \%$	$R', \%$	$\langle R \rangle, \%$	$A, \%$	$R'', \%$	$T'', \%$
0,1	38 ± 2	16 ± 2	28 ± 3	21 ± 3	24 ± 4	62	23	14

По результатам экспериментов можно сделать следующие заключения. Для образцов тэна без включений значение коэффициента R в пределах погрешности эксперимента близко френелевскому отражению. Таким образом, поликристаллический образец тэна без включений ультрадисперсных пассивированных металлических частиц является слабопоглощающей и слаборассеивающей средой.

В случае образцов тэна с включениями пассивированных частиц алюминия доли отраженной и рассеянной энергии лазерного излучения возрастают до $\sim 15 \%$. В погрешности эксперимента эта величина практически не меняется при различных массовых долях включений алюминия.

3.1.2. Расчет показателя экстинкции и анализ результатов

Результаты экспериментальных измерений позволяют рассчитать значения показателей экстинкции образцов k_{eff} . Для этого из закона Бугерра

следует, что показатель экстинкции $k_{\text{eff}} = \ln(T)/d$. В качестве значений T используем соответствующие значения из таблиц 3.1 и 3.2. В таблицах . 3.4 и 3.5, а также на рисунке 3.6. представлены результаты этих расчетов.

Таблица 3.4 – Зависимость показателя экстинкции k_{eff} образцов тэна с включениями алюминия от массовой доли χ включения в образце. Плотность образца $1,73 \text{ г/см}^3$, толщина 1 мм

$\chi, \%$	$k_{\text{eff}}, \text{см}^{-1}$
0,025	59
0,05	85
0,075	138
0,1	164
0,15	209
0,2	323

Таблица 3.5 – Зависимость показателя экстинкции k_{eff} образцов тэна с включениями алюминия от толщины образца. Плотность образца $1,73 \text{ г/см}^3$, массовая доля включений в образце 0,02 %

$d, \text{мм}$	$k_{\text{eff}}, \text{см}^{-1}$
0,08	35
0,15	33
0,28	31
0,42	35
0,62	35
1,00	29

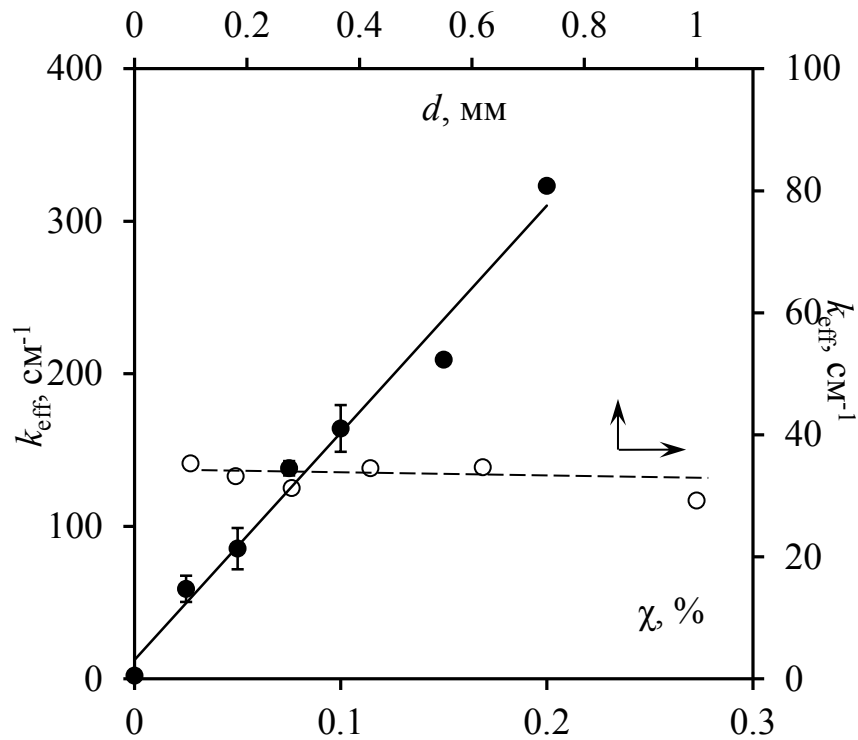


Рисунок 3.6 – Зависимость показателя экстинкции k_{eff} (●) от массовой доли включений χ алюминия в образце тэна: по вспомогательной оси – зависимость показателя экстинкции k_{eff} (○) от толщины образца при фиксированном значении массовой доли включений (0,02 масс.%)

Полученные значения k_{eff} в зависимости от массовой доли включений и толщины образца позволяют провести следующий анализ.

В работах [194, 196, 197], с использованием выводов в [219, 220], приводятся выражения для показателя экстинкции для рассеивающих сред

$$k_{\text{eff}} = [3k_a(k_a + k_s)]^{1/2}, \quad (3.1)$$

где k_a – показатель поглощения, k_s – показатель рассеяния.

В начале раздела было указано, что целью проведения исследований было выяснение характера воздействия света на образец: рассеяние или поглощение. Поэтому рассмотрим два случая:

1. Включения являются светорассеивающими, среда (тэн) слабопоглощающая. В результате рассеяния света на включениях увеличивается траектория фотонов в тэне и увеличивается вероятность поглощения матрицей. В этом случае

$$k_a \ll k_s, k_a = \text{const.}$$

Тогда из (3.1) следует

$$k_{\text{eff}} \approx [3k_a k_s]^{1/2}.$$

Поскольку

$$k_s = \sigma_s n_s,$$

где σ_s – сечение рассеяния света включением, n_s – концентрация включений, которые в данном случае обеспечивают рассеивание света, то

$$k_{\text{eff}} \sim n_s^{1/2},$$

как это, например, экспериментально показано в [197].

2. Излучение поглощается не тэном, а включениями алюминия. Тогда

$$k_a = \sigma_a n_a, k_s = \sigma_s n_s, n_a = n_s = n,$$

где σ_a – сечение поглощения света включениями. Тогда из (3.1) получим

$$k_{\text{eff}} = [3\sigma_a n (\sigma_a n + \sigma_s n)]^{1/2} = n[3\sigma_a(\sigma_a + \sigma_s)]^{1/2},$$

т.е.

$$k_{\text{eff}} \sim n.$$

Из рисунка 3.6 следует, что в данном случае реализуется второй случай. Т.е. на основании проведенного анализа экспериментальных данных мы полагаем, что излучение поглощается непосредственно включениями, а не матрицей.

Таким образом, экспериментально показано, что в прессованном тэне с плотностью $\sim 1,73 \text{ г/см}^3$, содержащем включения ультрадисперсных частиц алюминия с максимумом в распределении по размерам $\sim 100 \text{ нм}$, поглощение света происходит преимущественно включениями, а эффекты рассеяния излучения в условиях эксперимента незначительны.

3.2. Исследование оптико-акустических характеристик тэна с включениями алюминия

В данном разделе проведены экспериментальные исследования оптико-акустических характеристик поликристаллических образцов тэна с

включениями частиц алюминия [221–224]. Образцы имели плотность $1,73 \pm 0,03$ г/см³ и толщину 1 мм. В качестве основных ОА-характеристик выбраны амплитуда ОА-сигнала и показатель экстинкции образца. Методика проведения экспериментов описана в п. 2.5.

3.2.1. Показатель экстинкции в зависимости от массовой доли включений алюминия в образцах тэна

Измерялся оптико-акустический сигнал с образцов тэна с содержанием включений Al 0,03, 0,05, 0,075, 0,1 масс.% при импульсном лазерном воздействии.

Эксперимент проводился при фиксированной плотности энергии $H = 30$ мДж/см² лазерного излучения. При таком значении плотности энергии излучения заметного (видимого) дефектообразования на поверхности образца¹ не происходит.

Поликристаллические образцы тэна без включений изготовленные методом прессования не дают оптико-акустического сигнала. Как показали измерения проведенные и описанные в п. 3.1. это достаточно логично. Таким образом, тэн без включений является слабопоглощающей средой.

Образцы тэна с включениями частиц алюминия дают хорошо регистрируемые оптико-акустические сигналы. Осциллограммы ОА-сигналов (импульсов сжатия) для массовых долей включений $\chi = 0,03, 0,05, 0,075, 0,1$ % представлены на рисунке 3.7.

¹ Что, возможно, также исключало инициирование химической реакции в исследуемых образцах

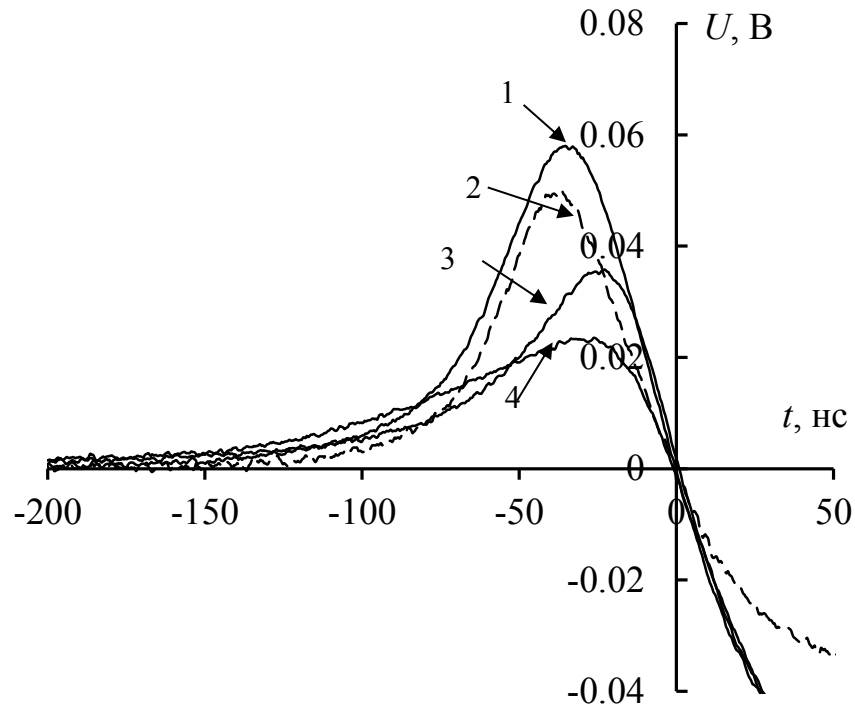


Рисунок 3.7 – Типичные регистрируемые опико-акустические сигналы для различных массовых долей включений Al в образце: 1 – 0,1 %; 2 – 0,075 %; 3 – 0,05 %; 4 – 0,03 масс.%

За нулевой момент времени на рисунке 3.7 принято время перехода импульса сжатия в импульс растяжения. Левая, возрастающая часть импульсов сжатия описывается экспоненциальным законом

$$U(t < 0) \sim \exp(t/\tau_a), \quad (3.2)$$

с постоянной времени τ_a – времени акустической релаксации [194]

$$\tau_a = (k_{\text{eff}}c_0)^{-1}, \quad (3.3)$$

где k_{eff} – показатель экстинкции образца, c_0 – скорость звука в среде (см. также п. 2.5).

Скорость звука в образцах измерялась следующим образом. Измерялась временная задержка Δt между временем пересечения реперного импульса (момент времени t_0) и импульса с образца (момент времени t_1) с временной шкалой [225] (рисунок 3.8). Зная толщину образца s , вычислялась скорость звука в образце $c_0 = s/\Delta t$.

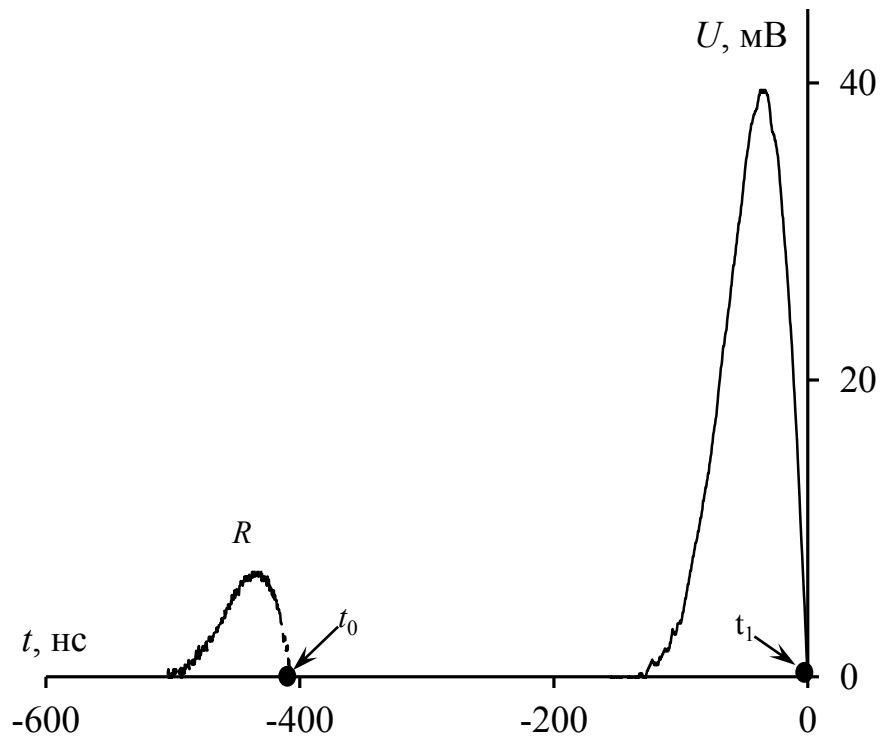


Рисунок 3.8 – Типичный оптико-акустический сигнал: R – реперный сигнал без образца; $\lambda = 1064$ нм; $H = 0,1$ Дж/см²

Скорость звука c_0 в образцах составила 2500 ± 200 м/с. Таким образом, аппроксимируя фронт ОА-сигнала зависимостью (3.2) находилось τ_{ac} и по (3.3) рассчитывался показатель экстинкции k_{eff} исследуемых образцов при различных плотностях энергии лазерных импульсов.

Значения k_{eff} для различных массовых долей включений представлены на рисунке 3.9.

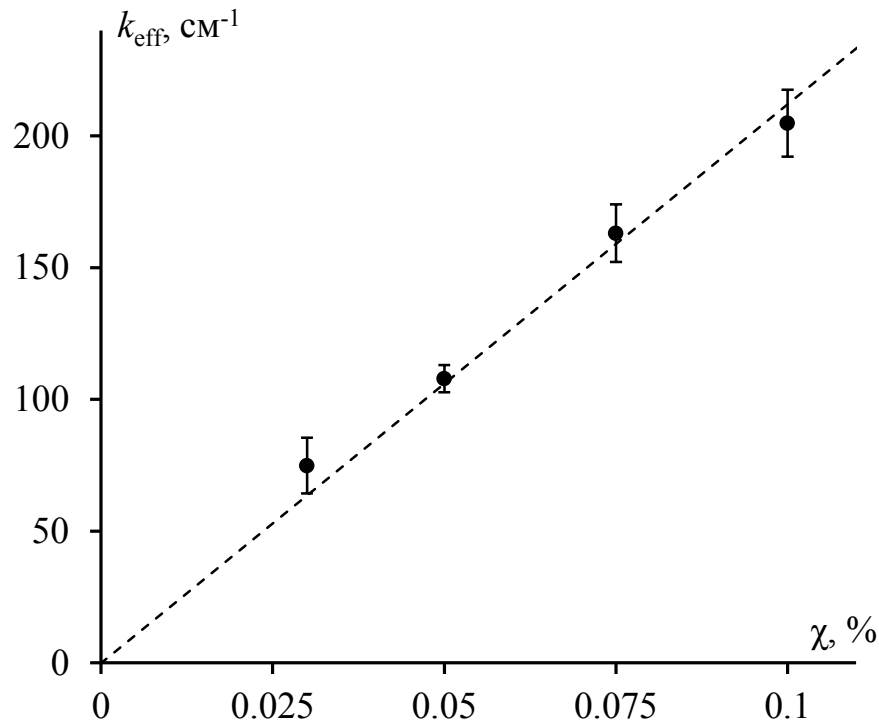


Рисунок 3.9 – Зависимость показателя экстинкции k_{eff} от массовой доли включений алюминия χ в образце (каждая точка соответствует среднему значению измерений по 5 образцам при доверительной вероятности $\alpha = 0,95$)

Как видно из рисунка 3.9 наблюдается линейная зависимость показателя экстинкции k_{eff} от массовой доли включений.

Сравнение результатов, представленных на рисунках 3.6 и 3.9, полученных методом фотометрического шара и оптико-акустическим методом показывают неплохую корреляцию.

3.2.2. Амплитуда акустического сигнала при воздействии лазерного излучения на образцы тэна в зависимости от массовой доли включений алюминия в различных условиях газодинамической разгрузки образцов

В первой серии экспериментов производилось воздействие импульсов лазерного излучения с плотностью энергии 30 мДж/см² на открытую поверхность образцов.

Измерялась амплитуда оптико-акустического сигнала U в зависимости от массовой доли включений алюминия χ в образце. Результаты

представлены на рисунке 3.10 (кривая 1). Из рисунка 3.10 видно, что зависимость $U(\chi)$ имеет характер кривой с максимумом.

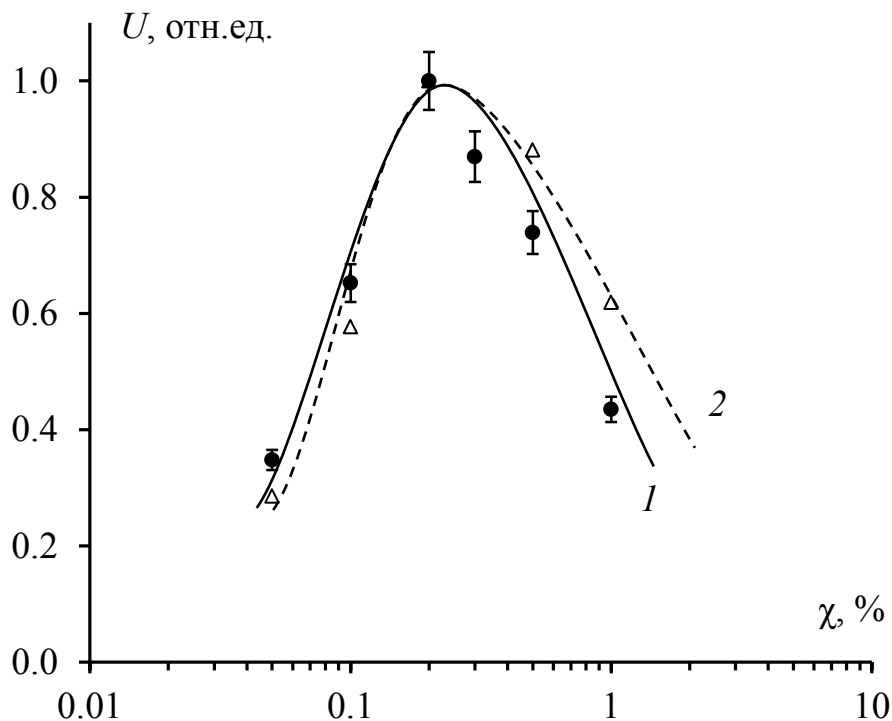


Рисунок 3.10 – Зависимость амплитуды опико-акустического сигнала от массовой доли включений алюминия в тэне: 1 – открытая поверхность образца; 2 – закрытая поверхность образца

В следующем эксперименте поверхность образца со стороны облучения накрывалась стеклянной пластиной толщиной 2 мм, и проводились аналогичные измерения. Результат представлен на рисунке 3.10, кривая 2. На кривой 2 (рисунок 3.10) наблюдается некоторое уменьшение спада относительно кривой 1 при увеличении массовой доли включений выше $\chi = 0,2$ масс.%.

Таким образом, приведенные на рисунке 3.10 результаты показывают, если нет жесткого закрепления стеклянной пластины (отсутствие дополнительной нагрузки), то границу стекло-облучаемая поверхность образца можно считать почти свободной.

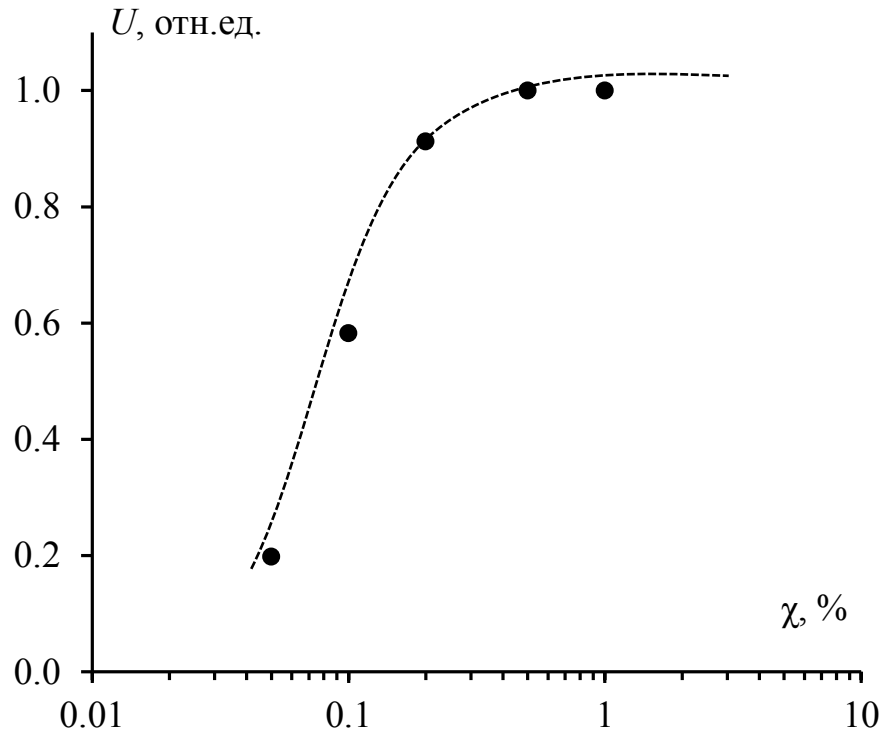


Рисунок 3.11 – Зависимость амплитуды оптико-акустического сигнала от массовой доли включений алюминия в образце: поверхность образца накрыта стеклянной пластиной с приложенной к ней статического давления $P = 17,5$ МПа

Проведен аналогичный эксперимент с образцами при статическом давлении $P = 17,5$ МПа. Результат представлен на рисунке 3.11. Наблюдается увеличение амплитуды оптико-акустического сигнала стремящегося к максимальному значению с увеличением массовой доли включений в образце.

3.2.3. Расчетная модель зависимости амплитуды давления при лазерном воздействии на тэн в зависимости от массовой доли включений в различных условиях газодинамической разгрузки образцов

Для истолкования полученных результатов, используя модель оптико-акустического эффекта в жидкости [194], проведены расчеты амплитуды давления, возникающего при воздействии на вещество с теплофизическими параметрами тэна лазерных импульсов с длительностью 14 нс при

варьировании показателя поглощения излучения. (Расчеты проведены Звековым А.А.). В рамках модели [194], кинетика изменения давления определяется выражением:

$$\begin{aligned}
 P(t) = & \frac{kc_0^2\beta H}{4c_p} \cdot \exp\left(\frac{(kc_0\tau_L)^2}{4}\right) \times \\
 & \times \left\{ \frac{(1-N)}{(1+N)} \left[2 - \operatorname{erfc}\left(\frac{t}{\tau_L} - \frac{kc_0\tau_L}{2}\right) \right] \cdot \exp(-kc_0t) + \right. \\
 & \left. \operatorname{erfc}\left(\frac{t}{\tau_L} + \frac{kc_0\tau_L}{2}\right) \cdot \exp(kc_0t) \right\}, \quad (3.4)
 \end{aligned}$$

где $P(t)$ – давление, $c_0 = 2500$ м/с – скорость звука, $c_p = 2,22$ Дж/см³ – объемная теплоемкость [226], $\beta = 2,32 \times 10^{-4}$ К⁻¹ – коэффициент термического расширения [226], $H = 0,1$ Дж/см², $N = (1-R_a)/(1+R_a)$ – акустический импеданс, R_a – коэффициент отражения акустической волны от границы:

$$R_a = \frac{c'_0\rho' - c_0\rho}{c'_0\rho' + c_0\rho} \quad (3.5)$$

где ρ – плотность тэна, ρ' – плотность стеклянной пластины, c'_0 – скорость звука в стеклянной пластине.

При свободной границы², когда стеклянная пластина отсутствует, $R_a = -1$ и акустический импеданс $N = \infty$. На рисунке 3.12 представлены рассчитанные амплитудные значения давления в зависимости от величины $kc_0\tau_L$.

² отсутствие покровного стекла ($cs^2\rho^2 = 0$)

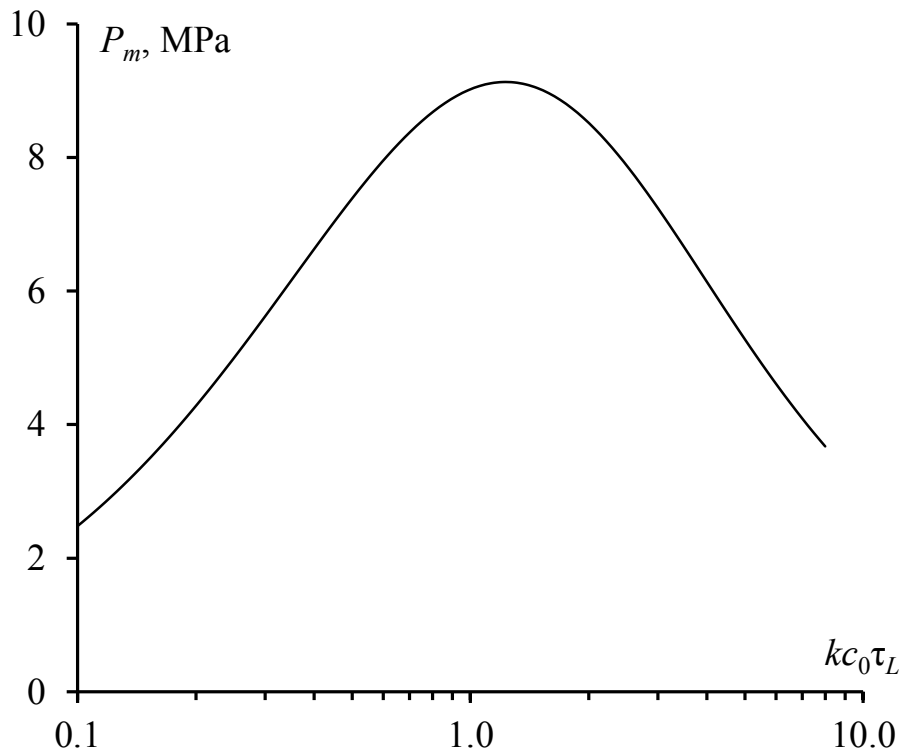


Рисунок 3.12 – Зависимость амплитуды давления от величины $kc_0\tau_L$: свободная граница образца

В эксперименте скорость звука и длительность лазерного импульса постоянны, тогда характер зависимости амплитуды давления P_m от безразмерного показателя поглощения $kc_0\tau_L$ определяется изменением показателя поглощения k . Формирование максимума на зависимости $P_m(k)$ объясняется конкуренцией двух эффектов. При увеличении показателя поглощения возрастает объемная плотность поглощенной энергии импульса, что приводит к увеличению давления благодаря первому множителю в уравнении (3.4). По мере увеличения показателя поглощения k , толщина слоя, где поглощается большая часть энергии излучения, уменьшается. В итоге уменьшается время его механической релаксации и становится заметным расширение вещества во время действия импульса, что приводит к уменьшению давления. Максимум, показывающий границу между областями преобладания первого и второго эффектов, наблюдается при значении безразмерного параметра $kc_0\tau_L = 1,2$ (рисунок 3.12). При $kc_0\tau_L \ll 1,2$ реализуется режим быстрого, «мгновенного», нагрева без релаксации

давления во время действия импульса. В противоположном пределе $kc_0\tau_L \gg 1,2$ термическое расширение поглощающего слоя с толщиной k^{-1} позволяет ему «подстроиться» под повышение температуры, что приводит к уменьшению амплитуды давления. Отметим качественную корреляцию экспериментально полученных данных (рисунок 3.10) и рассчитанных в рамках модели (рисунок 3.12).

Из проведенных экспериментов следует, что при нарушении условия «мгновенного» возбуждения при свободной (или почти свободной) границе амплитуда давления в результате поглощения энергии лазерного импульса падает (рисунок 3.10). Это будет требовать увеличения плотности энергии для инициирования взрыва тэна, что приведет к росту H_{cr} при увеличении массовой доли включений $\chi > \chi_{opt}$.

В случае жесткой границы, когда присутствует только волна сжатия $N=0$. На рисунке 3.13 представлены результаты расчетов амплитуды давления от безразмерного показателя поглощения $kc_0\tau_L$.

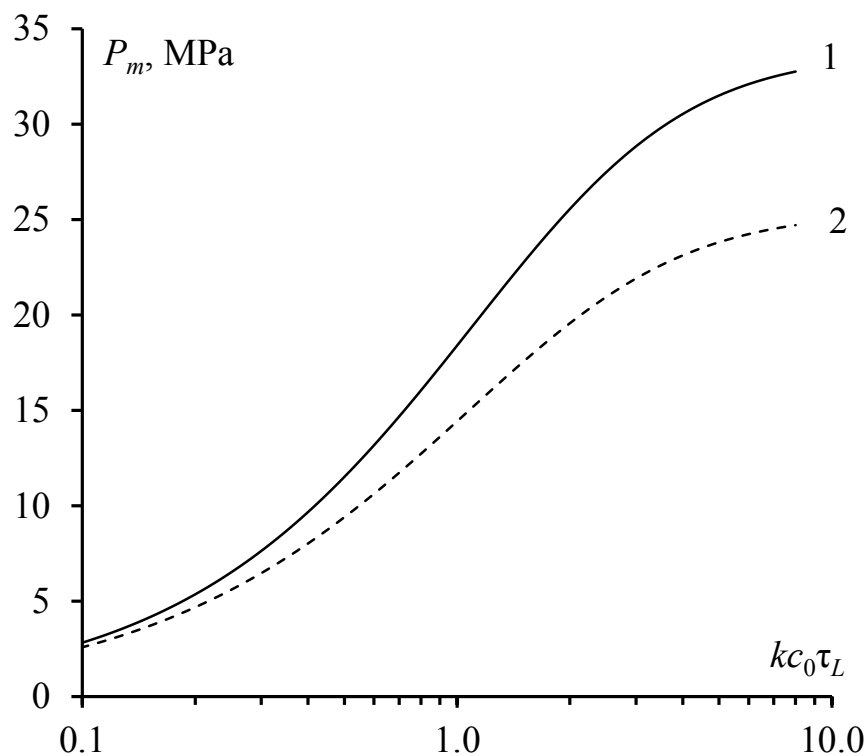


Рисунок 3.13 – Зависимость расчетной амплитуды давления от величины $kc_0\tau_L$: 1 – жестко закрепленная граница, 2 – граница тэн-стекло

При закрепленной границе распространение волны вглубь образца происходит без расширения. В этом случае максимальное значение мгновенного давления стремится к постоянному значению, определяемое процессом акустической релаксации слоя образца [195]. При превышении безразмерным показателем поглощения $kc_0\tau_L$ некоторого значения изменение амплитуды давления прекращается.

Граница контакта образец-стекло относится к случаю границы с ненулевым импедансом. В расчетах применялись параметры стекла пирекс: скорость звука $c'_0 = 5640$ м/с и плотность $\rho' = 2,23$ г/см³ [204], коэффициент отражения $R_a = 0,506$, импеданс границы $N = 0,328$. Амплитуда давления стремится к стационарному значению при $kc_0\tau_L \gg 1$, также как при абсолютно жесткой границы (рисунок 3.13).

Исследования по влиянию газодинамической разгрузки на критические плотности энергии инициирования взрыва и их корреляция с оптико-акустическими характеристиками будет приведена в главе 4.

3.3. Нелинейные эффекты поглощения лазерного излучения тэна с включениями алюминия

В данном разделе приведены экспериментальные результаты зависимости оптико-акустических характеристик образцов от плотности энергии импульса лазерного излучения. Задача данного исследования заключается в поиске нелинейных режимов поглощения импульсного лазерного излучения. Результаты исследований опубликованы в работе [227].

В качестве объекта исследования выбран композит тэна с включениями частиц алюминия в массовой доли 0,03 % и толщиной 1 мм. Выбор образца обусловлен тем, что его оптические характеристики хорошо измеряются с использованием спектрофотометра. Измерения показателя экстинкции образцов тэна с включениями пассивированных частиц алюминия (0,03 масс.%) на спектрофотометре *Shimadzu UV-3600* составил величину

$k_{\text{eff}} = 20 \text{ см}^{-1}$ (1064 нм). При воздействии импульсов лазерного излучения плотностью энергии $H < 0,05 \text{ Дж/см}^2$ оптико-акустический метод дает значение k_{eff} совпадающие с измерениями на спектрофотометре.

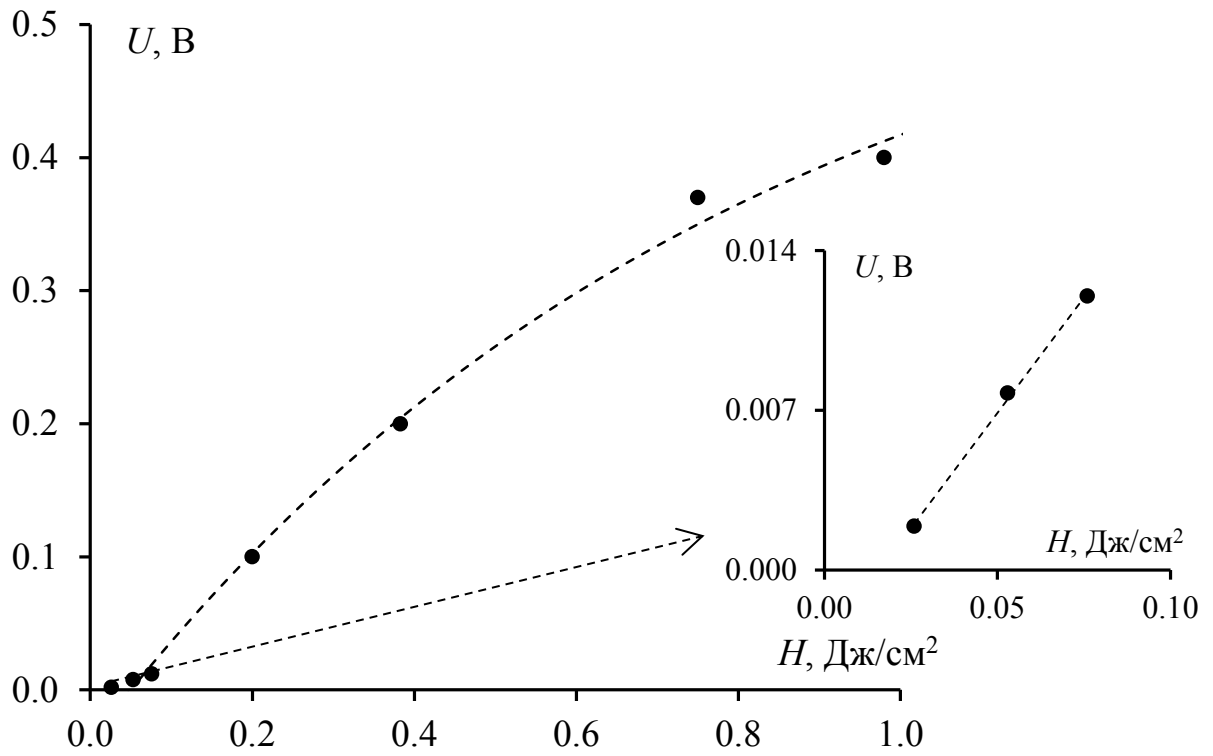
Исследовались зависимости амплитуды оптико-акустического сигнала и показателя экстинкции образцов с открытой со стороны излучения поверхностью от плотности энергии первой и второй гармоник лазерного излучения.

Экспериментально замечено, что при плотностях энергии $H \sim 0,1 \text{ Дж/см}^2$ на поверхности образцов начинают наблюдаться кратеры. При $H > 1 \text{ Дж/см}^2$ наблюдается макроразрушения образцов. Поэтому измерения ограничены интервалом плотностей энергий $0-1 \text{ Дж/см}^2$.

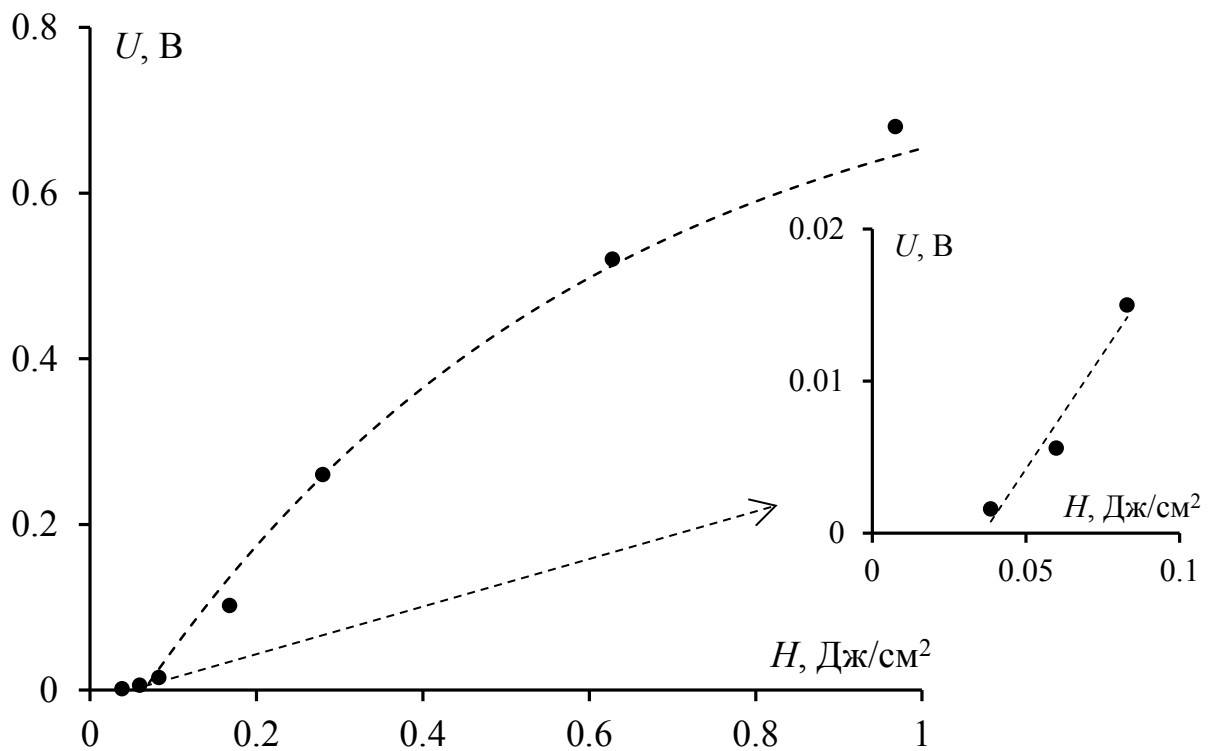
На рисунке 3.14 представлены зависимости амплитуды оптико-акустического сигнала от плотности энергии лазерного излучения.

При относительно малых плотностях энергии лазерного излучения фиксируется увеличение амплитуды сигнала с увеличением плотности энергии лазерного излучения по линейному закону (рисунок 3.14). Данное наблюдение находится согласуется с постоянством показателя экстинкции k_{eff} при относительно низкоэнергетических воздействиях $H < 0,05 \text{ Дж/см}^2$.

При последующем увеличении плотности энергии излучения H наблюдается нелинейная зависимость амплитуды оптико-акустического сигнала U (рисунок 3.14).

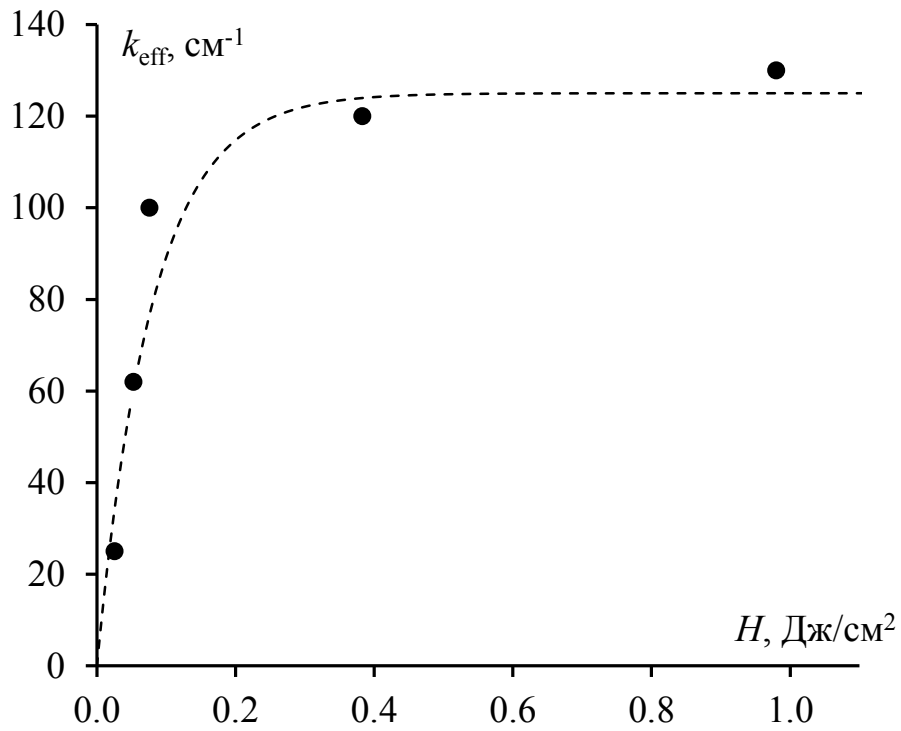


(a)

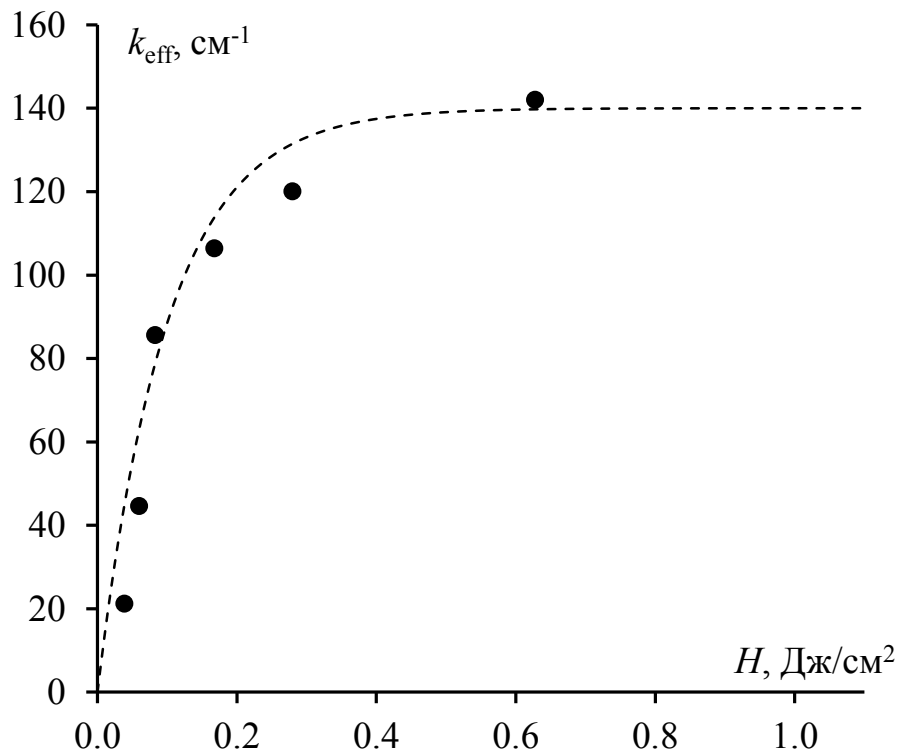


(б)

Рисунок 3.14 – Зависимость амплитуды оптико-акустического сигнала от плотности энергии лазерного импульса: (а) – 1064 нм; (б) – 532 нм; на врезках зависимость при $H = 0-0,1$ Дж/см²



(a)



(б)

Рисунок 3.15 – Зависимость показателя экстинкции k_{eff} от плотности энергии лазерных импульсов: (а) – 1064 нм; (б) – 532 нм; точки рассчитаны по экспериментальным значениям по формуле (3.3); пунктирные кривые построены с использованием выражения (3.6)

На рисунке 3.15 показаны зависимости показателя экстинкции k_{eff} от плотности энергии лазерного излучения H . Расчетные точки удовлетворительно описываются зависимостью

$$k_{\text{eff}}(H) = k_{\infty} (1 - e^{-H/H_0}), \quad (3.6)$$

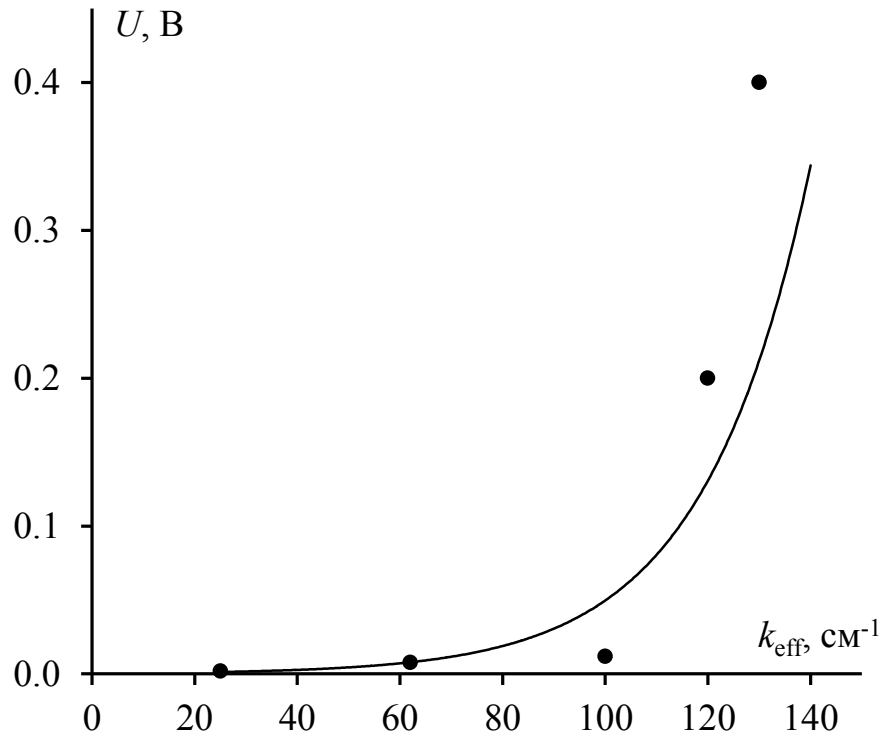
где $k_{\infty} = 120 \text{ см}^{-1}$ и $H_0 = 0,08 \text{ Дж/см}^2$ для 1-ой гармоники (рисунок 3.14а), $k_{\infty} = 140 \text{ см}^{-1}$ и $H_0 = 0,1 \text{ Дж/см}^2$ для 2-ой гармоники (рисунок 3.14б). Параметры $H_0 = 0,08 \text{ Дж/см}^2$ для 1-ой гармоники и $H_0 = 0,1 \text{ Дж/см}^2$ для 2-ой гармоники излучения и совпадают со значением плотностей энергии при которых на поверхности образцов наблюдаются минимальные кратеры.

С увеличением температуры поглощательная способность металлов увеличивается [228, 229]. В результате поглощения энергии лазерного излучения включения алюминия происходят их нагрев и увеличение показателя экстинкции k_{eff} (рисунки 3.14 и 3.15) при плотностях энергии более $0,1 \text{ Дж/см}^2$. В окрестности включений происходит нагрев молекул тэна до температуры разложения. Диссоциация молекул тэна приводит к газообразованию, что является причиной образования кратеров на поверхности образца.

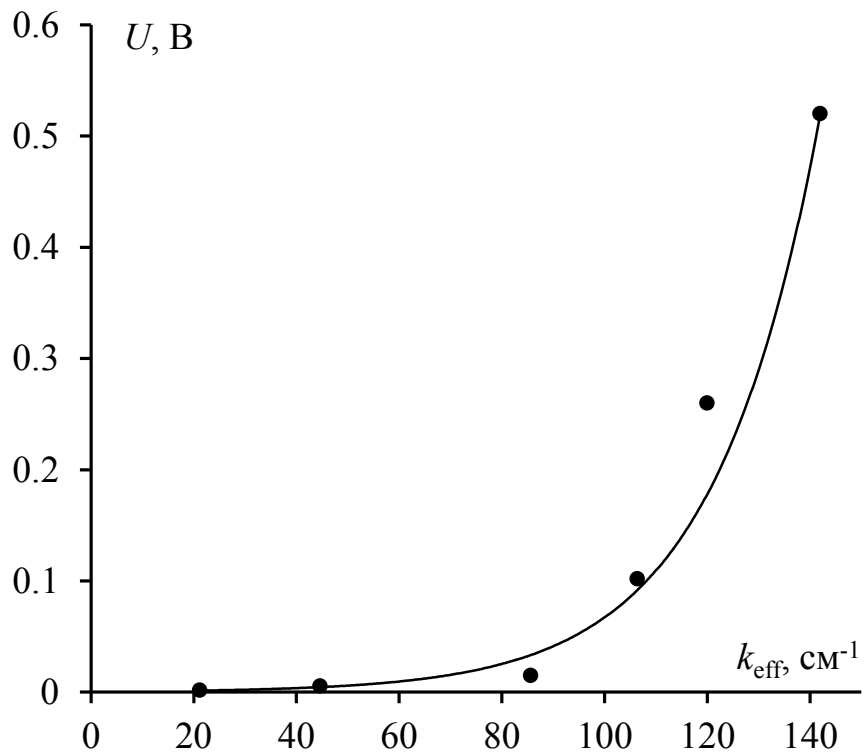
Из экспериментальных данных рисунков 3.14 и 3.15 построены зависимости амплитуды оптико-акустического сигнала U от показателя экстинкции k_{eff} . Результат представлен на рисунке 3.16. Зависимости на рисунке 3.16 можно аппроксимировать формулой

$$U = U_i e^{k_{\text{eff}}/k_0}, \quad (3.7)$$

где $k_0 = 20 \text{ см}^{-1}$. Величина U_i – значение амплитуды сигнала пьезодетектора от матрицы тэна, которое относительно мало и находится за пределами чувствительности измерительной аппаратуры.



(a)



(б)

Рисунок 3.16 – Зависимость амплитуды оптико-акустического сигнала от показателя экстинкции: (а) – 1064 нм; (б) – 532 нм; кривые построены с использованием выражения (3.7)

Амплитуда давления в образцах при воздействии импульсов лазерного излучения [230]:

$$P \sim H \cdot k_{\text{eff}}. \quad (3.8)$$

Объемная плотность поглощенной энергии импульса лазерного излучения:

$$Q_v = (1-R) \cdot H \cdot k_{\text{eff}}, \quad (3.9)$$

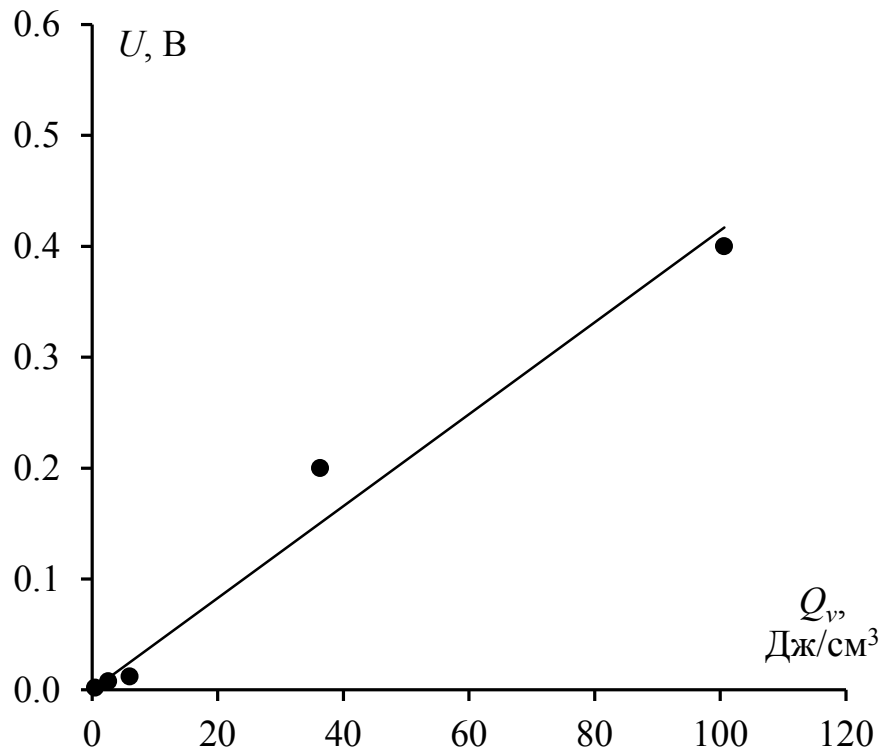
где R – коэффициент отражения образца ($R = 0,15$).

Давление и объемная плотность поглощенной энергии связаны соотношением

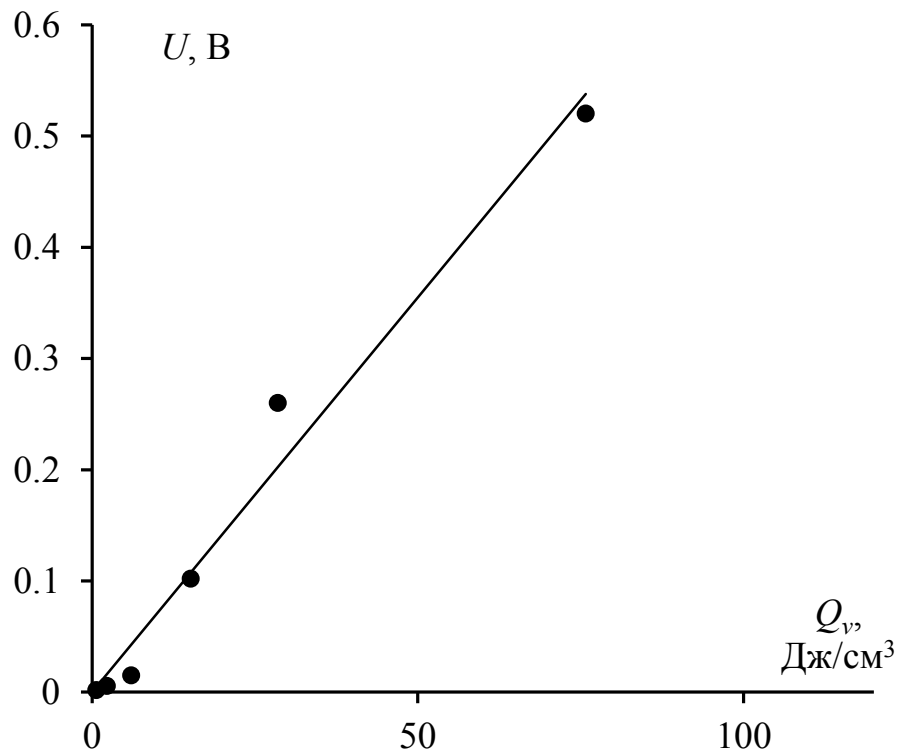
$$P = \Gamma \cdot Q_v, \quad (3.10)$$

где Γ – коэффициент Грюнайзена.

По формуле (3.9) рассчитаны значения Q_v и измерены амплитуды оптико-акустического сигнала U в зависимости от Q_v . Результаты представлены на рисунке 3.17.



(a)



(б)

Рисунок 3.17 – Зависимость амплитуды оптико-акустического сигнала от объемной плотности поглощенной энергии лазерного излучения: (а) – 1064 нм; (б) – 532 нм

3.4. Анализ результатов и выводы главы

Представленные результаты показывают, что кратерообразование на поверхности образцов начинает проявляться при плотностях энергии импульса лазерного излучения 0,08–0,1 Дж/см². Это соответствует объемной плотности энергии $Q_v = 6–8$ Дж/см³. Эффект может быть связан с фазовыми переходами в результате нагрева включений.

Сделаем приближенную оценку нагрева включений до значений $Q_v \approx 6$ Дж/см³. За время длительности лазерного импульса τ_i , тепло от нагретого включения алюминия в результате теплопроводности нагревает окружающую матрицу на расстояние

$$L = (\eta_i \tau_i)^{1/2}, \quad (3.11)$$

где η_i – коэффициент температуропроводности тэна. Таким образом, под «горячей точкой» принимаем включение металлической частицы и окружающую его оболочку толщиной L (рисунок 3.18). В связи с этим можно рассчитать нагрев двухслойной сферы (рисунок 3.18). В центре этой сферы находится частица включения алюминия радиусом 50 нм, которая окружена оболочкой тэна. Используя значение $\eta_i = 1,1 \cdot 10^{-7}$ м²/с для тэна [175], рассчитали $L = 36$ нм.

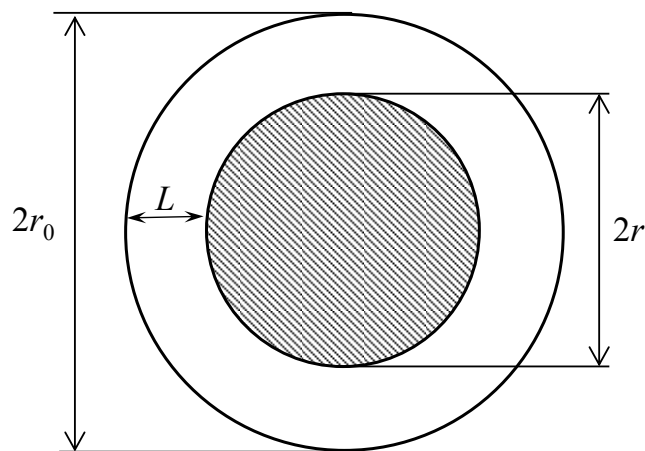


Рисунок 3.18 – Схема «горячей точки»: r – радиус включения; r_0 – радиус прогреваемой оболочки матрицы; L – толщина прогреваемого слоя

Концентрацию включений оценим по формуле [175]:

$$n = \frac{1}{V_d} \frac{\rho_0}{\rho_d} \frac{\chi}{[1 - \chi(1 - \frac{\rho_0}{\rho_d})]}, \quad (3.12)$$

где V_d – объем включения, ρ_0 – плотность образца ($\rho_0 = 1,73 \text{ г/см}^3$), ρ_d – плотность частицы включения ($\rho_d = 2,7 \text{ г/см}^3$), $\chi = 0,3 \cdot 10^{-3}$ – массовая доля включений. Оценка концентраций включений по (3.12) дало значение $n \approx 0,35 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Тогда при поглощении образцом объемной плотности энергии $Q_v = 6 \text{ Дж/см}^3$ проведем оценку объемной плотности энергии поглощенной отдельной частицей включения в образце: $Q_i = Q_v/n \sim 2 \cdot 10^{-11} \text{ Дж}$.

Проведем оценочные расчеты нагрева включения алюминия окруженного оболочкой тэна (рисунок 3.18) за время импульса лазерного излучения.

Температура плавления тэна $T_m = 414 \text{ К}$, температура кипения тэна $T_k = 453 \text{ К}$ [182]. При нагреве двухслойной сферы будем рассматривать нагрев тэна до температур $T \sim 500 \text{ К}$. В связи с этим для оценки нагрева рассмотрим следующие последовательные процессы:

1. Прогрев двухслойной сферы ($r_0 = 86 \text{ нм}$) до температуры плавления тэна T_m .
2. Плавление тэна ($\lambda_m^{\text{PETN}} = 0,318 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$) [182].
3. Нагрев до температуры кипения тэна.
4. Испарение тэна ($c_p = 1,67 \cdot 10^3 \text{ Дж/кг}$, $\lambda_e^{\text{PETN}} = 0,27 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$) [182].
5. Нагрев до $T \approx 500 \text{ К}$.

При таком нагреве будет увеличиваться давление за счет испарения тэна в очагах, и возможен выход паров тэна из очагов, а также наблюдаемая деструкция образца в виде каверн.

Изменение давления может вести к изменению теплофизических параметров как тэна так и алюминия, что в данной схеме не учитывается. В связи с этим оценка является весьма приближенной.

Рассчитаем необходимое количество тепла Q_i

$$Q_i = (c_p m_p + c_{Al} m_{Al})(T_m - T_0) + \lambda_m m_p + \lambda_e m_p. \quad (3.13)$$

Расчет по формуле (3.13) дает величину $Q_i \sim 10^{-11}$ Дж.

Таким образом, оценки показывают, что за время импульса лазерного излучения при поглощении образцом энергии с объемной плотностью $Q_v = 6$ Дж/см³ происходит нагрев двухслойной сферы (рисунок 3.18), как минимум, до температуры испарения оболочки тэна, что может привести к наблюдаемой деструкции образца.

На основании представленных в данной главе результатов можно сделать следующие выводы:

1. Методами фотометрического шара и оптико-акустики экспериментально показано, что в прессованном тэне с плотностью 1,73 г/см³, содержащем включения наночастиц алюминия с максимумом в распределении по размерам ~ 100 нм, поглощение лазерного излучения происходит преимущественно включениями с образованием «горячих точек», а эффекты рассеяния излучения в условиях эксперимента незначительны.

2. Измерены амплитуды сигнала пьезоакустического преобразователя после воздействия импульса лазерного излучения на образцы со свободной и жестко закрепленной границей стекло – образец в зависимости от концентрации включений. В случае свободной границы получена кривая с максимумом. При приложении нагрузки (жестко-закрепленная граница) получена кривая, амплитуда которой увеличивается с ростом концентрации включений с тенденцией к насыщению.

3. Установлено, что с увеличением падающей на образец плотности энергии лазерного излучения более 0,1 Дж/см² увеличивается показатель экстинкции образца.

4. Амплитуда оптико-акустического сигнала образцов тэна с включениями пассивированных частиц алюминия увеличивается с увеличением показателя экстинкции k_{eff} .

5. Давление в оптико-акустической волне, которое пропорционально амплитуде оптико-акустического сигнала линейно зависит от поглощенной плотности энергии лазерного излучения.

6. Оценочные расчеты показывают, что во время импульса лазерного излучения при энергиях более $0,1 \text{ Дж/см}^2$ нагревается прилегающая к частице включения алюминия сфера тэна толщиной $\sim 40 \text{ нм}$ как минимум до температуры испарения тэна, это приводит к газификации и образованию кратеров на поверхности образца.

ГЛАВА 4. ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ФАКТОРОВ НА ПОРОГИ ВЗРЫВЧАТОГО РАЗЛОЖЕНИЯ КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ТЭНА С ПОГЛОЩАЮЩИМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ

При взрывчатом разложении энергетических материалов, инициируемое лазерным излучением можно выделить три группы факторов, определяющих критические условия ввода энергии и нагрева вещества [7, 17, 231].

I группа – параметры лазерного излучения: длительность; длина волны; распределение плотности энергии по сечению;

II группа – параметры взрывчатого вещества: формула; оптические характеристики, начальная плотность образца ВВ; начальная температура; дисперсность;

III группа – геометрия воздействия излучения на ВВ: диаметр пучка; условия газодинамической разгрузки (наличие или отсутствие оболочки).

Учет данных факторов необходим как для качественного, так и количественного анализа экспериментальных результатов разных исследователей.

В данной главе приводятся результаты по влиянию некоторых перечисленных факторов экспериментально возможные в наших условиях: длина волны лазерного излучения, наличие светопоглощающих включений в образце с учетом их концентрации и дисперсности по размерам, плотность и начальная температура образца, условия газодинамической разгрузки.

4.1. Влияние массовой доли включений ультрадисперсных металлических частиц на порог лазерного инициирования взрывчатого превращения тэна

В этом разделе представлены результаты исследования влияния массовой доли поглощающих включений в тэне на порог взрывчатого разложения образца при воздействии лазерного излучения.

В экспериментах по лазерному инициированию бризантных ВВ, в частности тэна, необходимо хотя бы частично блокировать газодинамическую разгрузку образца, иначе взрыв инициировать не удастся. В работе [17] установлено, что минимальные условия, которые надо создать для лазерного инициирования тэна – это накрывание образца со стороны облучения стеклянной пластиной толщиной более 0,1 мм. В большинстве экспериментов выполненных в данной работе применяется именно такое условие газодинамической разгрузки с использованием пластины из стекла К-8 толщиной 1 мм.

В работе использовались два типа экспериментальных ячеек, позволяющих проводить частичное, среднее и полное блокирование газодинамической разгрузки образа.

Результаты исследований опубликованы в работах [222–224, 232–237].

4.1.1. Пороги взрывчатого разложения тэна в зависимости от массовой доли включений при минимальном и среднем блокировании газодинамической разгрузки

Как было указано в Главе III учет оптических характеристик является важным фактором, оказывающим влияние на процессы, протекающие в веществе под действием лазерного излучения. Одним из способов изменять оптические характеристики вещества является наличие в нем светопоглощающих включений.

В данном разделе представлены результаты по исследованию пороговой чувствительности образцов к лазерному излучению в зависимости от материала и массовой доли включений в образце.

Исследованы образцы тэна и тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц: алюминия (Al), никеля (Ni) и железа (Fe). Характеристики включений представлены в п. 2.2. Методика проведения эксперимента описана в п. 2.7. Образцы подготавливались по методике, описанной в п. 2.3. В качестве источника излучения использовался импульсный лазер (1064 нм, 14 нс).

В первой серии экспериментов для предотвращения газодинамической разгрузки образца его поверхность со стороны воздействия лазерного излучения накрывалась стеклянной пластиной прозрачной для излучения. Схема экспериментальной ячейки представлена на рисунке 2.34 п. 2.8. Особенность данного типа ячейки в том, что стеклянная пластина свободно лежит на образце и газодинамическая разгрузка определяется её весом.

Были проведены эксперименты на прессованных образцах тэна плотностью $\rho = 1,73 \pm 0,03 \text{ г/см}^3$ без металлических включений. Установлено, что воздействие с максимально возможной в условиях эксперимента плотностью энергии лазерного излучения (30 Дж/см^2) не приводит к взрывчатому разложению образца. В таких условиях наблюдается образование каверн на поверхности образца со стороны облучения. Действительно, если рассматривать данный результат с учетом оптических свойств чистого тэна, то можно утверждать, что в связи с малым значением показателя поглощения тэна на 1064 нм излучение лазера почти не поглощается в плотных образцах.

Как было показано в главе 3 на примере тэна с включениями частиц алюминия, при помощи светопоглощающих частиц можно управлять оптическими свойствами образца.

В связи с этим измерялась зависимость вероятности взрыва образцов тэна с включениями алюминия от плотности энергии импульса лазерного

излучения и массовой доли включений в образцах. Обработка экспериментальных результатов проводилась согласно методике описанной в главе II (п. 2.7). В результате получали значения порогов инициирования взрыва образцов на основе тэна и включений (Al, Ni, Fe) в зависимости от массовой доли включений при воздействии излучения первой гармоникой лазера.

Согласно теоретическим расчетам в рамках теории Ми кроме частиц Al перспективными материалами в качестве включений в ВВ являются ультрадисперсные частицы Ni и Fe (рисунок 1.2). Эксперименты, проведенные на образцах тэна, содержащих включения ультрадисперсных частиц алюминия, никеля и железа показали возможность инициирования взрыва при лазерном воздействии.

На рисунке 4.1 приведены зависимости вероятности взрыва p образцов тэна с включениями частиц алюминия от плотности энергии лазерного импульса падающего на образец H .

На рисунке 4.2 приведены зависимости вероятности взрыва p от плотности энергии излучения H для образцов тэна с включениями частиц Ni с различным содержанием включений.

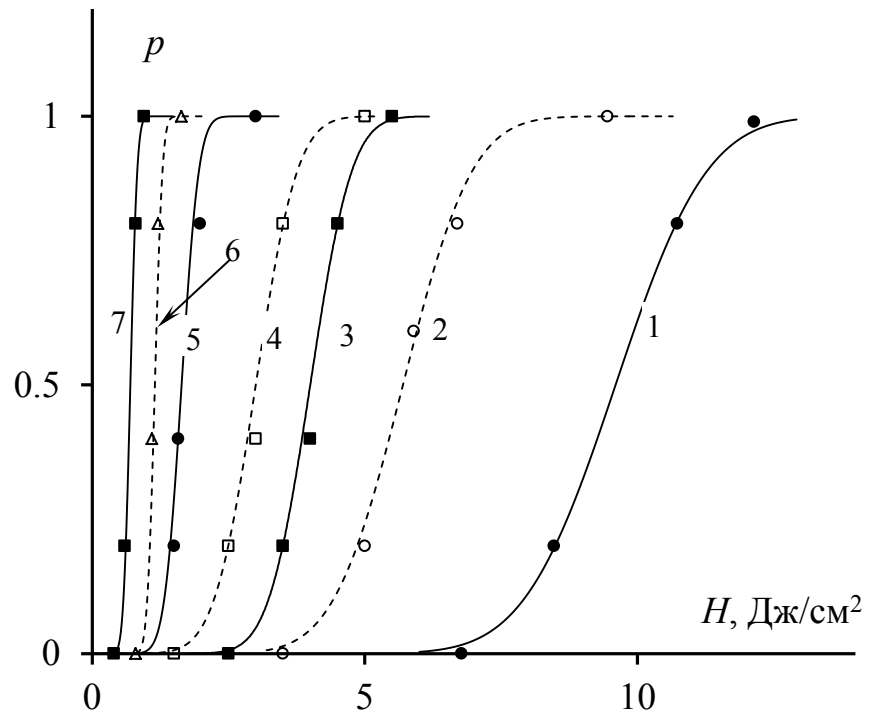


Рисунок 4.1 – Зависимость вероятности взрыва образцов тэна с включениями алюминия от плотности энергии лазерного импульса ($\lambda = 1064$ нм): 1 – 0,025; 2 – 1; 3 – 0,05; 4 – 0,5; 5 – 0,3; 6 – 0,1; 7 – 0,2 масс.%

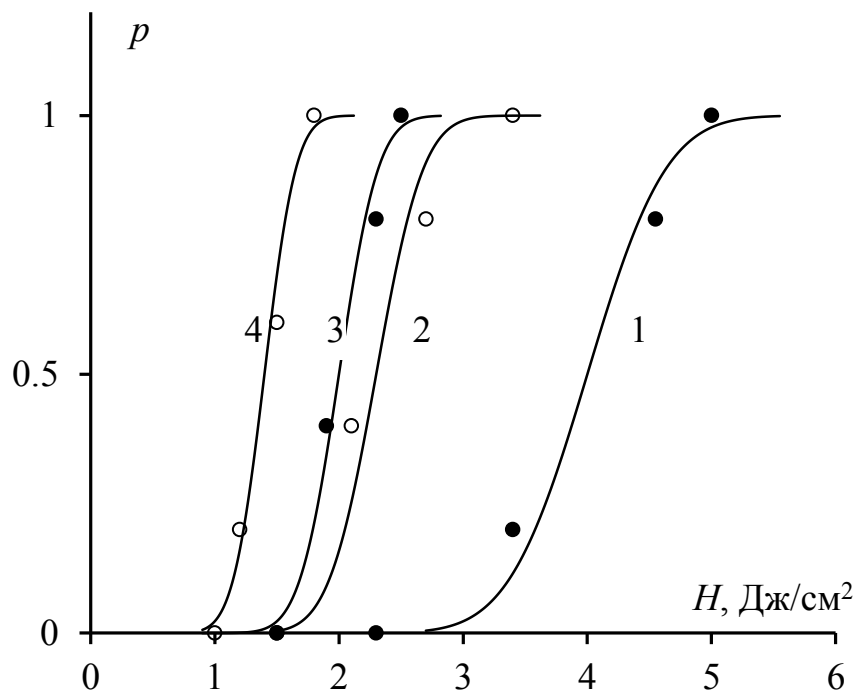


Рисунок 4.2 – Зависимости вероятности взрыва образцов тэна с включениями частиц Ni от плотности энергии лазерного импульса ($\lambda = 1064$ нм): 1 – 1; 2 – 0,3; 3 – 0,025; 4 – 0,1 масс.%

На рисунке 4.3 приведены зависимости вероятности взрыва p от плотности энергии излучения H для образцов тэна с включениями частиц Fe с различным содержанием включений.

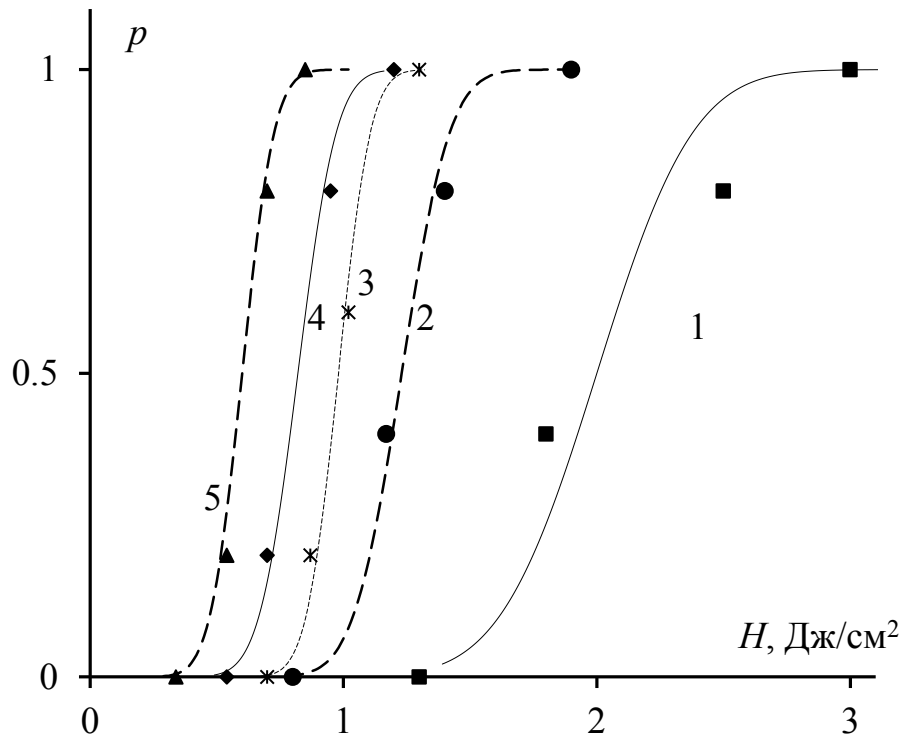


Рисунок 4.3 – Зависимости вероятности взрыва образцов тэна с включениями частиц Fe от плотности энергии лазерного импульса ($\lambda = 1064$ нм): 1 – 0,03; 2 – 0,1; 3 – 0,2; 4 – 0,2; 5 – 0,4 масс.%

На рисунках 4.4–4.6 представлены зависимости порогов лазерного инициирования взрыва H_{cr} от массовой доли включений χ в образцах.

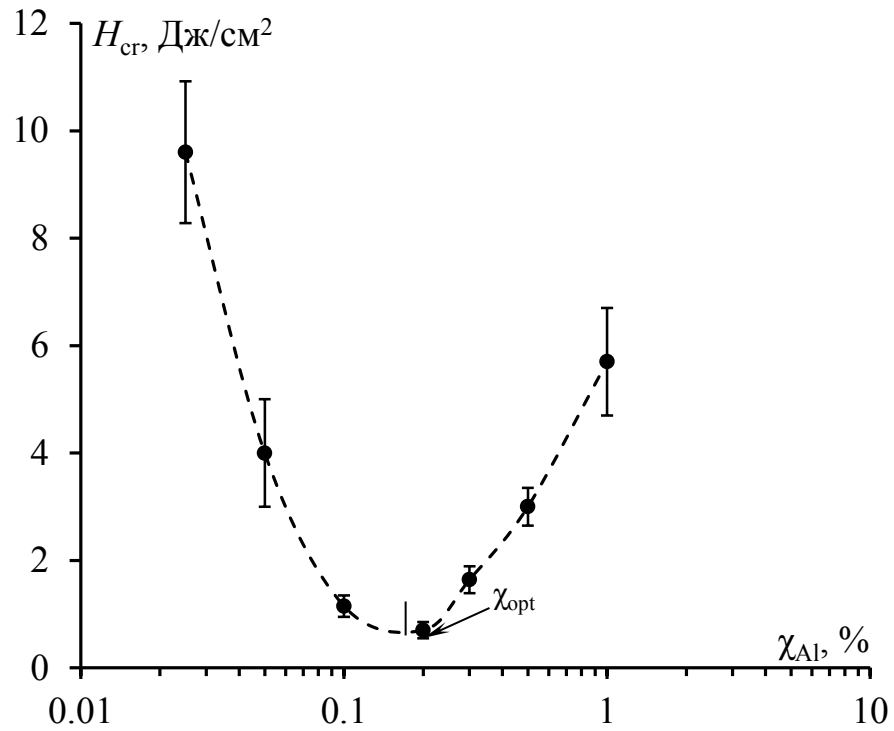


Рисунок 4.4 – Зависимость порогов лазерного инициирования взрыва H_{cr} от массовой доли включений алюминия (Al) χ в образцах при $\lambda = 1064$ нм

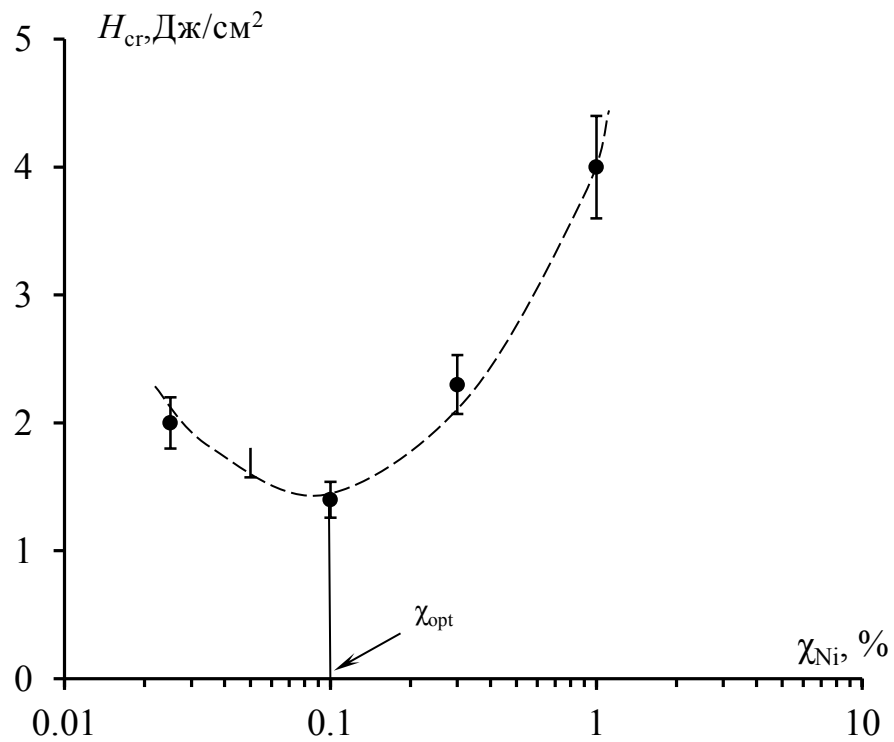


Рисунок 4.5 – Зависимость порогов лазерного инициирования взрыва H_{cr} от массовой доли включений никеля (Ni) χ в образцах при $\lambda = 1064$ нм

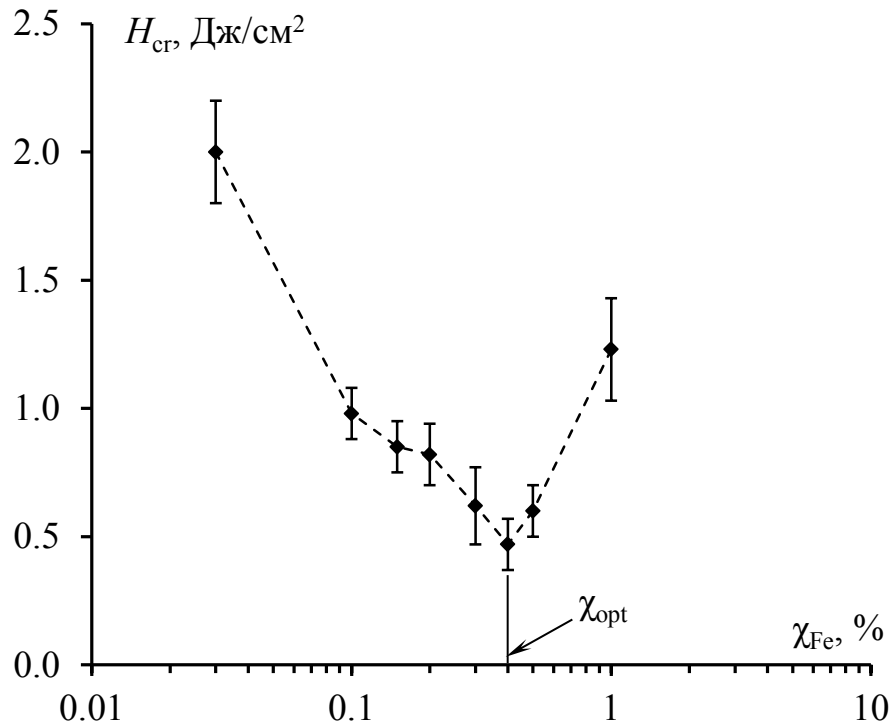


Рисунок 4.6 – Зависимость порогов лазерного инициирования взрыва H_{cr} от массовой доли включений железа (Fe) χ в образцах при $\lambda = 1064$ нм

Из рисунков 4.4–4.6 следует, что зависимости $H_{cr}(\chi)$ для всех типов образцов имеют немонотонный характер. Минимальные значения H_{cr} достигаются при некоторой оптимальной концентрации χ_{opt} , которые для различных композитов приведены в таблице 4.1.

Таблица 4.1. Пороги лазерного инициирования взрывчатого разложения тэна с включениями при оптимальных массовых долях

Тип включения	Al	Ni	Fe
$H_{cr}, \text{Дж/см}^2$	0,7	1,4	0,6
$\Delta H_{cr}, \text{Дж/см}^2$	0,1	0,2	0,1
Массовая доля включений $\chi_{opt}, \%$	0,2	0,1	0,4

Таким образом, как следует из представленных выше экспериментальных результатов, чувствительность смесевых составов при

лазерном инициировании ($\lambda = 1064 \text{ нм}$) взрыва можно регулировать в широких диапазонах. Максимальная чувствительность (минимальные значения порогов инициирования взрыва) достигается при оптимальных массовых долях включений 0,1–0,4 масс. %.

В следующей серии экспериментов на примере образцов тэн-А1 при помощи специального устройства (см. п. 2.8 и рисунок 2.35) исследовалось влияние условий газодинамической разгрузки на критические плотности энергии инициирования взрыва. Схема экспериментальной ячейки представлена на рисунке 4.7. Методика проведения экспериментов и обработки результатов аналогична описанному выше и в п. 2.7.

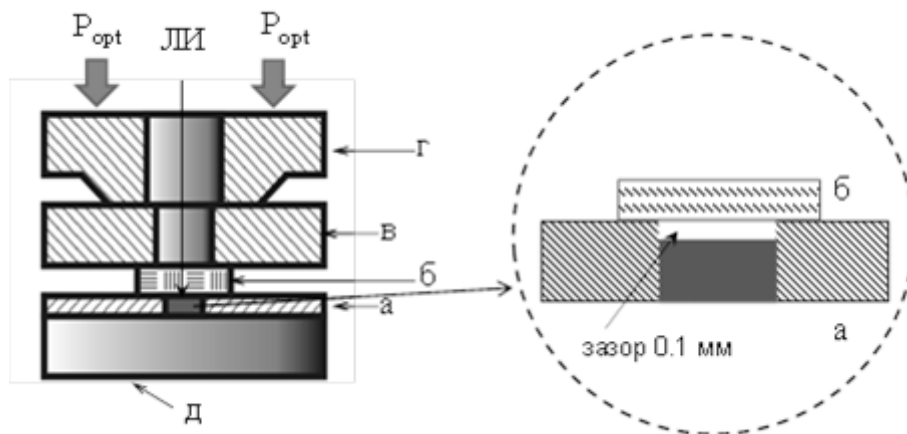


Рисунок 4.7 – Схема экспериментальной ячейки для условия среднего блокирования газодинамической разгрузки

На сборку накладывался рычаг и подвешивался груз массой 8 кг. Это передавало на стеклянную пластину давление 17,5 МПа. На рисунке 4.8 и таблице 4.2. представлены результаты эксперимента при инициировании 1-ой гармоникой лазера

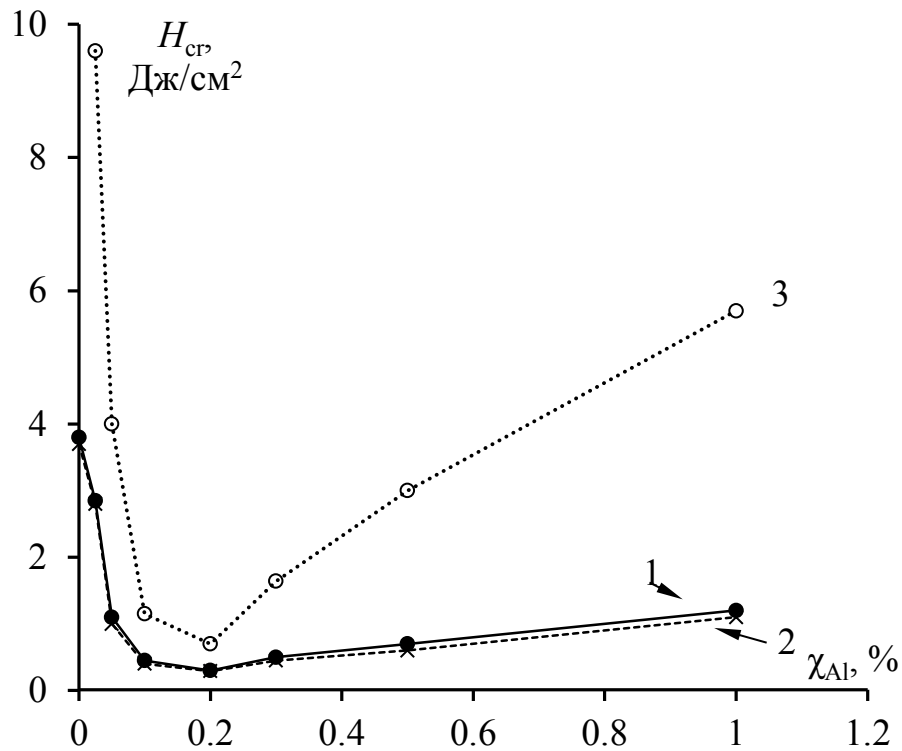


Рисунок 4.8 – Зависимость порогов инициирования H_{cr} от массовой доли включений алюминия при $\lambda = 1064$ нм, полученные с использованием схемы рисунка 4.7: 1 – масса груза 8 кг (давление прижатия 17,5 МПа); 2 – масса груза 20 кг (давление прижатия 42 МПа); 3 – без дополнительной нагрузки (рисунок 4.4) (образец накрыт стеклянной пластиной)

Минимальный порог $H_{cr} = 0,3$ Дж/см² наблюдался при массовой доли включений 0,2 %.

Таблица 4.2 – Пороги лазерного инициирования взрывчатого разложения тэна с включениями в различных условиях газодинамической разгрузки (без давления на образец)

$\chi, \%$	Образцы накрыты стеклянной пластиной без внешнего давления (рисунок 4.4.)	Давление на медный держатель (рисунок 4.8)	
		8 кг 17 МПа	20 кг 42 МПа
		$H_{cr}, \text{Дж/см}^2$	
0	–	3,8	3,7
0,025	9,6	2,85	2,8
0,05	4	1,1	1
0,1	1,15	0,45	0,4
0,2	0,7	0,3	0,29
0,3	1,64	0,5	0,45
0,5	3	0,7	0,6
1	5,7	1,2	1,1

Также был проведен эксперимент с увеличением давления на стеклянную пластину до 42 МПа (в этом случае масса подвешиваемого груза 20 кг). Результаты (кривая 2 на рисунок 4.8) практически совпадает с кривой 1 рисунок 4.8.

Стоит обратить внимание, что в этих условиях возможно инициирование чистого тэна. При этом значения H_{cr} относительно малы. Это позволяет судить о том, что уже при таких H в тэне начинают протекать химические реакции, которые в зависимости от условий газодинамической разгрузки могут привести к взрывчатому разложению.

4.1.2. Пороги взрывчатого разложения тэна в зависимости от массовой доли включений при полном блокировании газодинамической разгрузки

В следующей группе экспериментов использовались образцы, у которых облучаемая поверхность находилась на 0,1 мм выше медного держателя. Здесь внешнее давление передавалось непосредственно образцу (рисунок 4.9) через стекло приложенное к поверхности образца диаметром 3 мм. Экспериментальная процедура аналогична предыдущему случаю.

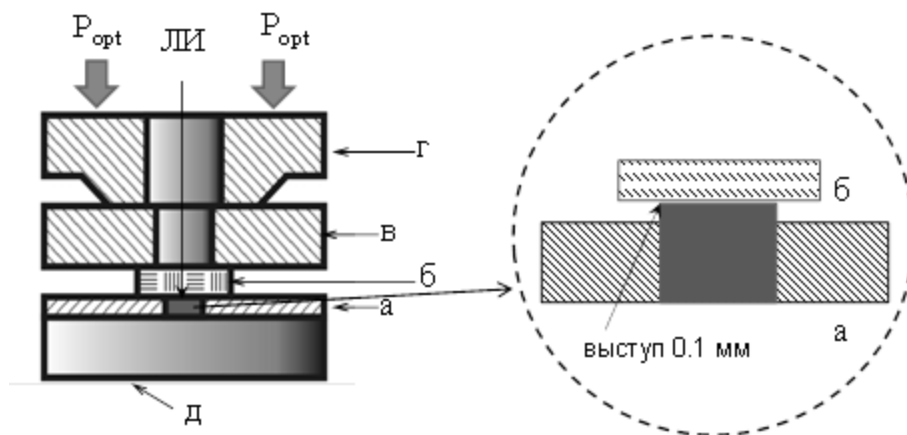


Рисунок 4.9 – Схема экспериментальной ячейки для условия полного блокирования газодинамической разгрузки

На рисунке 4.10 представлены зависимости порога инициирования взрыва $H_{cr}(\chi)$ при различных внешних статических давлениях на образец. Для наглядности полученные результаты эксперимента представлены в таблице 4.3.

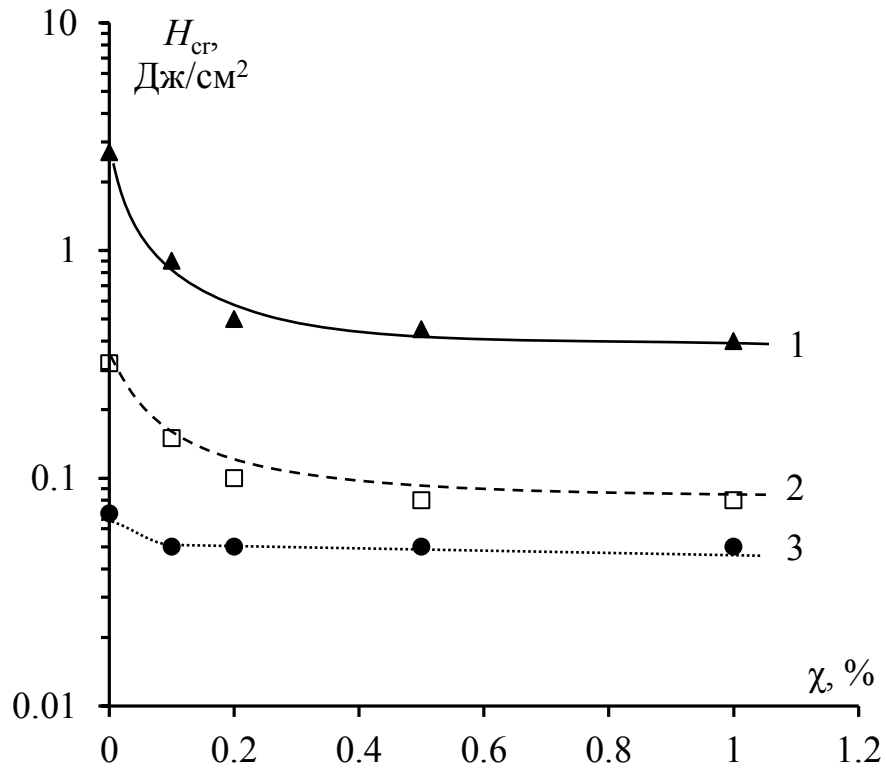


Рисунок 4.10 – Зависимости H_{cr} для образцов тэна с включениями алюминия от массовой доли включений в образце при различных внешних статических давлениях на образец: 1 – 17,5 МПа; 2 – 120 МПа; 3 – 288 МПа

Таблица 4.3 – Зависимости порогов инициирования взрыва при различных внешних статических давлениях на образец

$\chi, \%$	Давление на образец		
	0,5 кг 17 МПа	8 кг 120 МПа	20 кг 288 МПа
	$H_{cr}, \text{Дж/см}^2$		
0	2,7	0,32	0,07
0,025	–	–	–
0,05	–	–	–
0,1	0,9	0,15	0,05
0,2	0,5	0,1	0,05
0,3	–	–	–
0,5	0,45	0,08	0,05
1	0,4	0,08	0,05

Из рисунка 4.10 и таблицы 4.3 видно, что при непосредственном давлении на образец с увеличением массовой доли включений порог лазерного инициирования взрывчатого разложения H_{cr} уменьшается и стремится к некоторой постоянной величине. Этот результат соответствует с расчетной амплитудой давления для жесткозакрепленной поверхности (Глава III, рисунок 3.12). Значения порогов лазерного инициирования взрывчатого разложения для чистого тэна при внешних давлениях 100–300 МПа слабо отличаются от значений полученных в работах [62, 80] при внешнем давлении 2–6 т/см². При увеличении внешнего статического давления на образец, значение порогов инициирования H_{cr} уменьшается (рисунок 4.10). Таким образом, при высоких внешних статических давлениях на образец различие порогов инициирования взрыва H_{cr} для тэна без включений и тэна с включениями алюминия имеет тенденцию к исчезновению.

4.1.3. Модель зависимости порогов лазерного инициирования тэна от массовой доли включений в различных условиях газодинамической разгрузки образцов

В разделах 4.1.1 и 4.1.2, показано, что H_{cr} зависит от массовой доли включений χ и условий газодинамической разгрузки образцов. Причем при минимальном и среднем блокировании газодинамической разгрузки эта зависимость имеет не монотонный характер. Существует оптимальная массовая доля χ_{opt} включений в образце, при которой достигается минимальное значение плотности энергии инициирования взрыва H_{cr}^{min} . Условно эту зависимость можно разбить на две ветви. Первая - в диапазоне концентраций включений от 0 до χ_{opt} , в этом диапазоне наблюдается уменьшение H_{cr} . Вторая – в диапазоне концентраций включений от χ_{opt} до χ_{max} , в этом диапазоне наблюдается увеличение H_{cr} .

Рассмотрим левые ветви кривых на рисунках 4.4–4.6 и 4.8. В рамках микроочаговой концепции лазерного инициирования взрывчатых веществ с включениями металлов критическая плотность H_{cr} уменьшается при росте коэффициента эффективности поглощения света Q_{abs} , зависящего от длины волны и размера включения [169]:

$$Q_{abs} = \sigma / \sigma_{geom}, \quad (4.1)$$

где σ – сечение поглощения излучения включением, σ_{geom} – геометрическое сечение включения.

Линейный показатель поглощения образца с включениями определяется концентрацией включений n (концентрация включений в единице объема, $см^{-3}$), их размерами и коэффициентом эффективности поглощения:

$$k = Q_{abs} \sigma_{geom} n. \quad (4.2)$$

Таким образом, в случае левых ветвей зависимостей $H_{cr}(\chi)$ критическая плотность энергии уменьшается при росте линейного показателя поглощения (рисунок 3.6 и 3.9).

Однако при увеличении концентрации включений выше величины, соответствующей $H_{\text{cr}}^{\text{min}}$, которую далее будем называть оптимальной, тенденция меняется на противоположную. Увеличение k ведет к увеличению H_{cr} .

Для понимания первичных процессов, происходящих при лазерном иницировании, можно ориентироваться на результаты более подробных исследований по иницированию тонких (1–1,5 мм) кристаллов тэна без включений при воздействии импульсным пучком электронов (0,25 МэВ, 20 нс). В серии работ [238–242] показано, что при таком способе воздействия в результате поглощения энергии пучка, помимо нагрева в облученном слое кристалла толщиной $\sim 0,2$ мм, инициируется химическая реакция, дающая дополнительное тепловыделение. В адиабатически нагретом слое резко повышается температура и давление, в результате чего распространяется ударная волна в необлученную часть кристалла. Если на тыльной стороне кристалла находится акустически жесткая преграда, происходит усиление ударной волны при отражении, что приводит к детонации.

Экспериментально образование области повышенного давления при поглощении лазерного излучения исследовано в пп. 3.2 и 3.3 настоящей работы, где доказано поглощение излучения наночастицами алюминия, и что мгновенное давление, которое пропорционально амплитуде оптико-акустического сигнала линейно зависит от плотности энергии поглощенной образцом. При оптимальных концентрациях включений показатель экстинкции $k \sim 200 \text{ см}^{-1}$, откуда эффективная толщина слоя поглощения энергии $d = k^{-1} \sim 50 \text{ мкм}$.

В п. 3.2.2 проведено измерение амплитуды давления акустических волн (в относительных единицах), распространяющихся из нагретого слоя к тыльной поверхности, с помощью пьезодетектора. Зависимость H_{cr} от массовой доли включений измерена в данном разделе (рисунки 4.4–4.6 и 4.8). Проанализируем полученные экспериментальные результаты с учетом модельных расчетов проведенных в п. 3.2.3

Результаты измерений амплитуды акустического сигнала в зависимости от массовой доли включений частиц Al в тэне при фиксированной плотности энергии лазерного излучения в условиях воздействия первой гармоники лазера представлены на рисунке 3.10. В эксперименте варьировалось только значение массовой доли включений, поэтому характер зависимости, согласно (4.2), определяется изменением показателя поглощения. Видно, что амплитуда оптоакустического сигнала (на рисунке значения нормированы на максимальное значение) возрастает до максимального значения при увеличении массовой доли включений до $\chi_{opt} = 0,2\%$. При дальнейшем увеличении массовой доли включений амплитуда давления падает. Напомним, что при этой массовой доле H_{cr} достигает минимального значения (рисунок 4.4).

Как указывалось выше, во взрывных экспериментах медная пластина с образцом накрывалась стеклянной пластиной, иначе взрыв не реализовался. Это объясняется снижением эффекта газодинамической разгрузки при наличии пластины (удерживанием выделяющихся газов на начальном этапе развития химической реакции) [17]. В эксперименте по измерению амплитуды оптоакустического сигнала использовалось значение плотности энергии на порядок величины ниже критической. Поэтому в условиях выполненных оптоакустических измерений лазерное излучение не вызывает видимого разложения тэна, в том числе с выделением газообразных продуктов.

Отметим, что исследуемая система существенно отличается от жидкой среды. Образцы спрессованы до плотности, близкой к плотности монокристаллов, а поглощение излучения осуществляется ультрадисперсными частицами металлов. Поэтому можно говорить только о качественном подобии результатов эксперимента (рисунок 3.10) и расчетов (рисунок 3.12). Если качественно модель «ударного воздействия» верна, то можно предложить объяснение зависимости H_{cr} от массовой доли включений, считая, что для инициирования химической реакции необходимо

учитывать не только температуру горячей точки, но и ударные волны, возникающие в результате нагрева и повышения давления. Для левых ветвей рисунков 3.10 и 3.12 ($kc_s\tau_L < 1,2$) давление не успевает релаксировать в течение импульса излучения. При этом с ростом массовой доли включений в образце давление растет, а H_{cr} падает (см., рисунки 4.4–4.6 и 4.8). Для правых ветвей характерное время релаксации давления меньше длительности импульса ($kc_s\tau_L > 1,2$). Для компенсации уменьшения давления в расширяющемся слое вещества и поддержания его на уровне, соответствующем адиабатическому случаю, необходимо увеличение плотности энергии инициирующего импульса, что ведет к увеличению H_{cr} (см. рисунки 4.4–4.6 и 4.8, правые ветви).

Таким образом, приведенные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что лазерное инициирование композитов не сводится только к нагреву образца до температуры вспышки, но следует включать в рассмотрение и увеличение давления в нагретом слое и связанные с ним ударно-волновые процессы.

Результаты, полученные на образцах, находящихся непосредственно под внешним давлением, когда реализуется полное блокирование газодинамической разгрузки (рисунок 4.10), позволяют сделать следующие выводы. Во-первых, наблюдается корреляция роста акустических сигналов (давления) с ростом χ (рисунок 3.11) до постоянного значения и, соответственно, снижение H_{cr} до постоянного значения (рисунок 4.10). Во-вторых, результаты, представленные на рисунке 4.10, позволяют предположить, что в образцах образуются дефектные места, в окрестности которых возможно инициирование химической реакции. При этом с ростом внешнего статического давления их число может превзойти число включений алюминия и последние при лазерном инициировании дают относительно небольшой вклад в развитие химической реакции (рисунок 4.10, кривая 3).

Про природу этих центров можно сделать следующее предположение. Во-первых, исходные образцы прессуются до высокой плотности – плотность

монокристалла. В этом случае они практически прозрачны для излучения и представляют собой поликристалл с границами зерен и дислокациями с высокой концентрацией. В работе [243] приводится значение концентрации дислокаций в RDX до $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Это соответствует $\sim 8,5 \cdot 10^{16}$ молекул, расположенных около дислокационного ядра в образце объемом 1 мм^3 [244]. Можно предполагать, что в тэне наблюдается подобная ситуация. После изготовления концентрация дислокаций может частично релаксировать. В экспериментах, где образце находится под статическим давлением число таких дефектов снова растет. В окрестностях этих собственных дефектов облегчена ионизация молекул тэна и начало химической реакции. Такой механизм предложен для RDX [244], где в качестве основного дефекта предложены дислокации. Аргументом в пользу дислокационной модели служат результаты работ [62, 80], где с увеличением внешнего статического давления на чистом тэне в интервале $0,5\text{--}5 \text{ т/см}^2$ порог инициирования взрыва H_{cr} падает с 10 Дж/см^2 до $0,160 \text{ Дж/см}^2$. При обратном ходе возрастание порогов H_{cr} идет в меньшей степени, т.е. наблюдается гистерезис [62].

4.2. Влияние размеров включений на порог лазерного инициирования взрывчатого превращения тэна

Результаты исследований опубликованы в работах [245, 246].

4.2.1. Пороги взрывчатого разложения образцов тэна с включениями никеля с различными размерами включения

В работе [169] рассчитаны коэффициенты эффективности поглощения света Q_{abs} (4.1) для ряда металлов в матрице ВВ. Согласно [169], в качестве перспективных материалов для включений в тэн являются ультрадисперсные частицы никеля.

В связи с этим в данном подразделе проведено измерение порогов лазерного инициирования взрывчатого разложения тэна с включениями никеля в зависимости от размера включений. Измерены показатели экстинкции этих образцов ОА-методом.

Объекты исследования и методика экспериментов описана в главе II (п. 2.2, 2.3, 2.5, 2.7). Использовалась экспериментальная ячейка, представленная на рисунке 2.34, условия газодинамической разгрузки определялось весом стеклянной пластины (минимальные условия).

Использовались образцы с массовой долей включений 0,1 %. Как показано в п. 4.1.1 (рисунок 4.5) при данном значении массовой доли достигаются минимальные пороги лазерного инициирования взрыва.

В первой серии экспериментов измерялась зависимость вероятности взрыва от плотности энергии импульса лазерного излучения, и определялся порог взрывчатого разложения. Эксперимент проводился для трех синтезов порошка никеля d_m :

- 1-ый синтез $Ni^{(1)}$ - 280 нм;
- 2-ой синтез $Ni^{(2)}$ - 160 нм;
- 3-ий синтез $Ni^{(3)}$ - 130 нм.

Гистограммы распределения частиц никеля по размерам представлены на рисунках 2.8–2.10. На рисунках 4.11 и 4.12 представлены результаты экспериментов. Пороги инициирования взрыва составили следующие значения:

- для образцов 1-ого синтеза $H_{cr}^{(1)} = 1,4 \pm 0,2$ Дж/см²;
- для образцов 2-ого синтеза $H_{cr}^{(2)} = 0,7 \pm 0,1$ Дж/см²;
- для образцов 3-ого синтеза $H_{cr}^{(3)} = 0,9 \pm 0,1$ Дж/см².

Таким образом, экспериментально обнаружена немонотонная зависимость H_{cr} от размеров включений. При некотором оптимальном размере d_{opt} значение H_{cr} имеет минимальное значение.

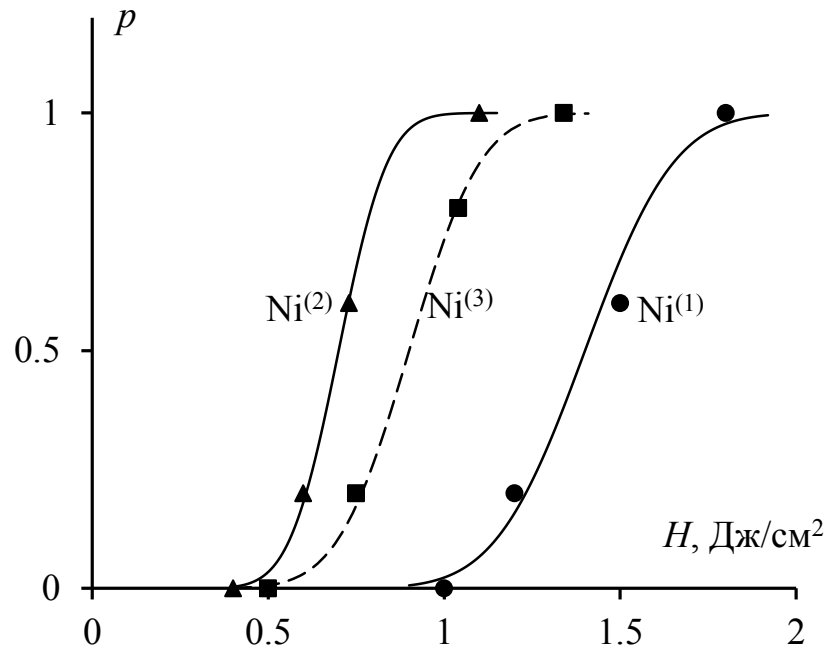


Рисунок 4.11 – Зависимость вероятности взрыва образцов тэна с включениями частиц никеля от плотности энергии лазерного излучения для разных синтезов: массовая доля включений 0,1 %

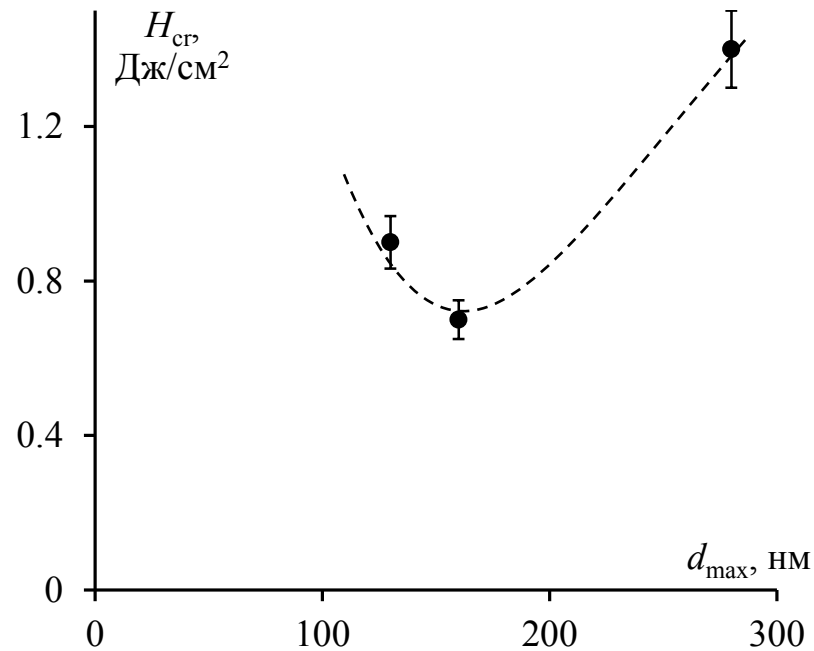


Рисунок 4.12 – Зависимость порога лазерного инициирования взрыва H_{cr} образцов тэна с включениями частиц никеля от размера включений d_{max} в образце: лазерное излучение 1064 нм ; массовая доля включений 0,1 %

Во второй серии экспериментов проведено измерение показателей экстинкции аналогичных образцов оптико-акустическим методом.

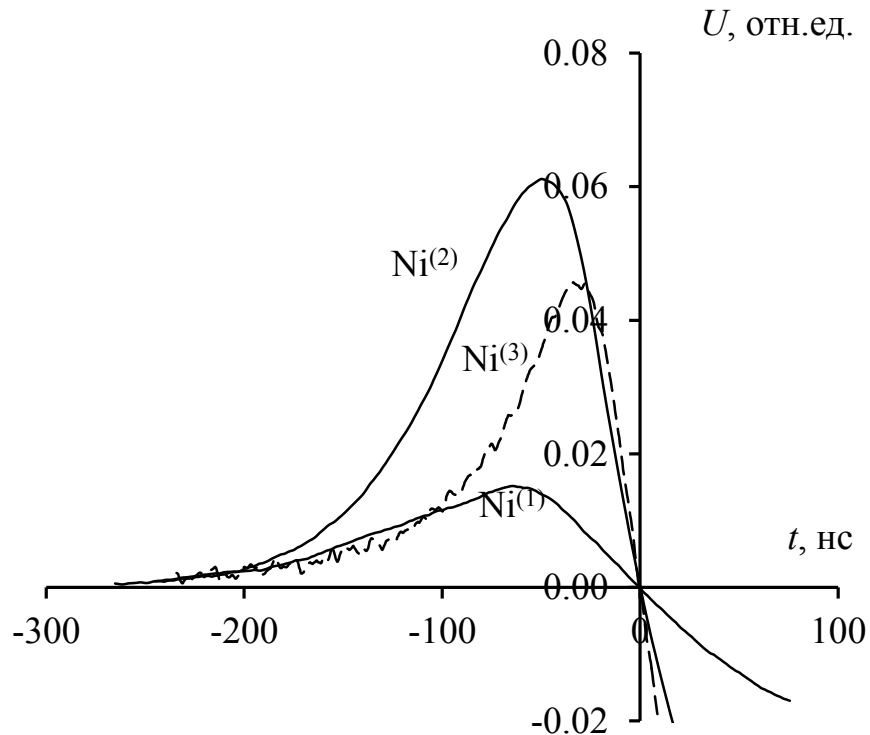


Рисунок 4.13 – Типичные регистрируемые оптико-акустические сигналы для образцов тэна с включениями частиц никеля для разных синтезов: массовая доля включений 0,1 %

Был проведен эксперимент с использованием образцов тэна с включениями частиц никеля разных синтезов при массовой доле включений 0,1 %. Типичные ОА осциллограммы представлены на рисунке 4.13. Экспериментальные значения τ_a , усредненные по 5 образцам, составили:

- для образцов 1-го синтеза $\tau_a^{(1)} = 70 \pm 5$ нс;
- для образцов 2-го синтеза $\tau_a^{(2)} = 40 \pm 2$ нс;
- для образцов 3-го синтеза $\tau_a^{(3)} = 47 \pm 2$ нс.

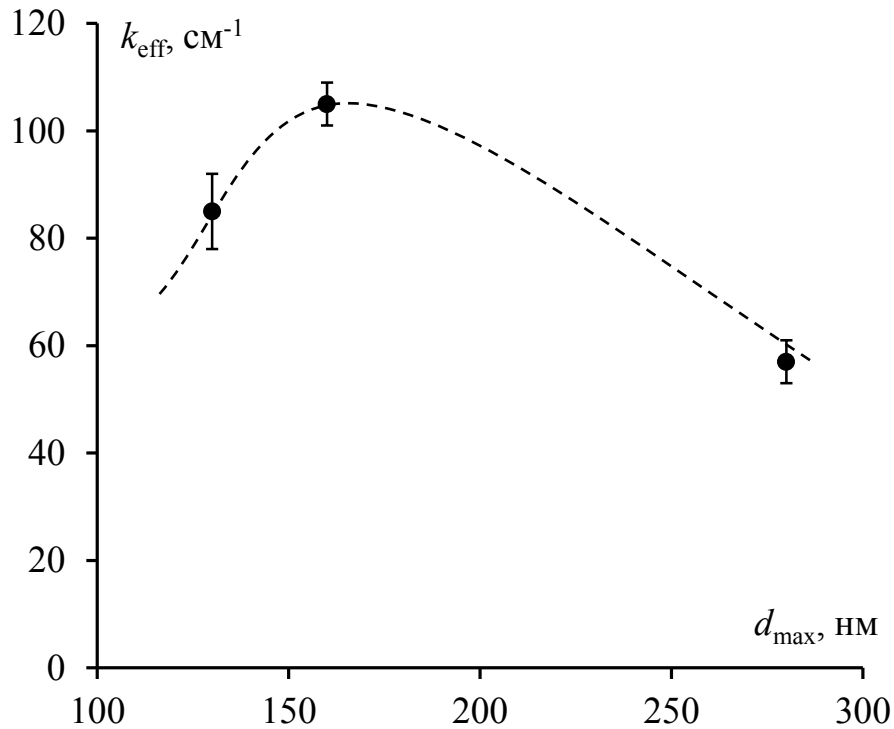


Рисунок 4.14 – Зависимость показателя экстинкции k_{eff} тэна с включениями частиц никеля в зависимости от размера включений d_{\max} никеля в образце

Расчетные значения показателя экстинкции по формуле (2.12, Глава II) для образцов с включениями различного синтеза составили соответственно:

- $k_{\text{eff}}^{(1)} = (57 \pm 5) \text{ см}^{-1}$;
- $k_{\text{eff}}^{(2)} = (105 \pm 7) \text{ см}^{-1}$;
- $k_{\text{eff}}^{(3)} = (85 \pm 7) \text{ см}^{-1}$.

Данные результаты представлены на рисунке 4.14.

Из рисунков 4.12 и 4.14 следует, что большему показателю экстинкции соответствует меньший порог инициирования H_{cr} , т.е.

$$k_{\text{eff}}(\text{Ni}(280 \text{ нм})) < k_{\text{eff}}(\text{Ni}(160 \text{ нм})) > k_{\text{eff}}(\text{Ni}(130 \text{ нм}));$$

$$H_{\text{cr}}(\text{Ni}(280 \text{ нм})) > H_{\text{cr}}(\text{Ni}(160 \text{ нм})) < H_{\text{cr}}(\text{Ni}(130 \text{ нм})).$$

На рисунке 4.15 представлены выше описанные результаты в виде зависимости порога инициирования взрыва от показателя экстинкции k_{eff} .

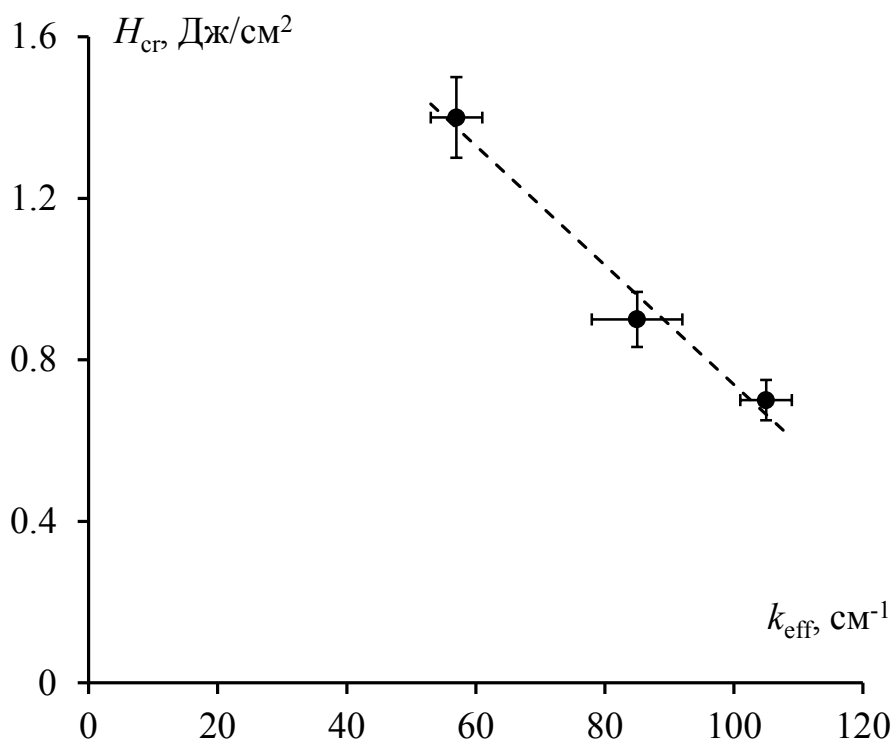


Рисунок 4.15 – Зависимость критической плотности энергии лазерного инициирования H_{cr} образцов тэна с включениями частиц никеля с различными размерами от показателя экстинкции образцов

Как следует из рисунка 4.15, критическая плотность энергии лазерного инициирования взрыва уменьшается с увеличением показателя экстинкции k_{eff} по линейному закону. При этом показатель экстинкции образцов изменяется в зависимости от дисперсности частиц включения никеля в образце.

4.2.2. Модель влияния размеров включения на пороги взрывчатого разложения тэна при лазерном воздействии

Для объяснения результатов экспериментов понадобилось привлечение результатов теоретических расчетов эффективности поглощения лазерного излучения частицами нано и ультрадисперсных размеров.

Первые расчеты такого рода для поглощения излучения первой гармоникой неодимового лазера для включений различных металлов в матрицах PbN_6 , AgN_3 и тэна приведены в работе [169]. В рамках

модифицированной теории Ми рассчитывалась эффективность поглощения излучения Q_{abs} .

Для включений Ni в матрице тэна расчетная зависимость $Q_{\text{abs}}(r)$ при 1064 нм представлена на рисунке 4.16.

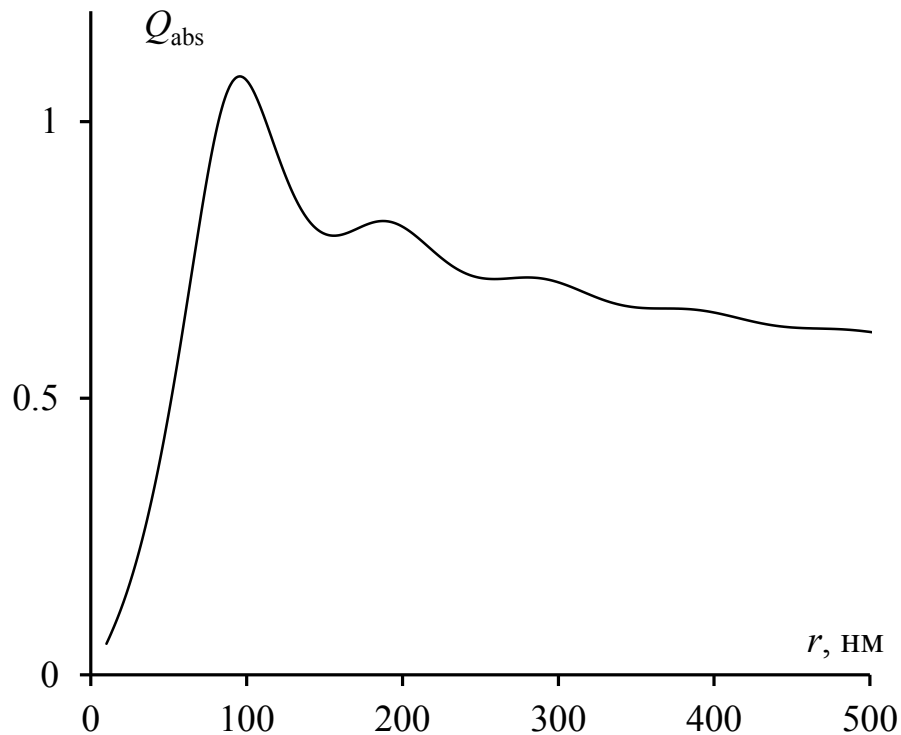


Рисунок 4.16 – Зависимость Q_{abs} от радиуса включений никеля в матрице тэна [169, 245]

Как следует из предыдущего анализа (п.4.1.3) порог взрывчатого разложения H_{cr} следует связывать не сечением поглощения отдельной частицы, а с показателем поглощения излучения

$$k_a = \sigma n, \quad (4.3)$$

где σ – сечение поглощения фотонов включениями металлов, а n – концентрация включений (см^{-3}) в образце. Из (4.1) и (4.3) следует (считаем частицы сферическими)

$$k_a = Q_{\text{abs}} \pi r^2 n, \quad (4.4)$$

Концентрацию включений можно рассчитать по формуле (3.12), которую с учетом малости массовой доли включений и сферической формы включений можно представить в виде

$$k_a = \frac{3}{4} \chi \frac{\rho_0}{\rho_d} \frac{Q_{\text{abs}}(r)}{r}, \quad (4.5)$$

ρ_d – плотность частицы включения, ρ_0 – плотность образца, χ – массовая доля включения ($\chi = 10^{-3}$).

Таким образом, зависимость показателя поглощения k_a от размера включений, в нашем случае, никеля определяется соотношением $Q_{\text{abs}}(d)/d$. Результаты расчета представлены на рисунке 4.17.

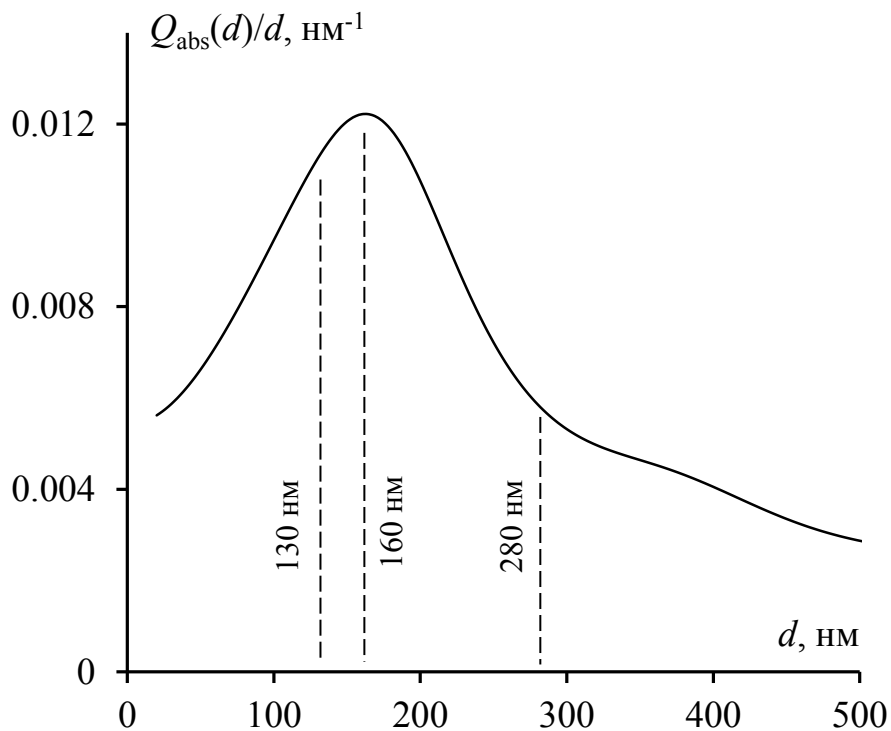


Рисунок 4.17 – Зависимость величины $Q_{\text{abs}}(d)/d$ от диаметра включений никеля

Расчетное значение $Q_{\text{abs}}(d)/d$ подчиняется такой же закономерности, что и экспериментально измеренные значения k_{eff} (рисунок 4.14). Более того отношение k_{eff} при диаметре включения 130 и 280 нм к k_{eff} при 160 нм дают значения 0.81 : 1 : 0.54. Аналогичные значения для теоретических расчетов

(рисунок 4.16) дают $0.89 : 1 : 0.51$, что указывает на неплохое совпадение эксперимента и теоретических расчетов.

Таким образом, проведенные исследования показали, что порог инициирования взрыва H_{cr} образцов тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц никеля от размеров частиц зависит немонотонно. Имеется оптимальный размер включений, при котором показатель экстинкции достигает максимального значения, а порог инициирования взрыва минимален, что находится в согласии с теоретическими расчетами зависимости эффективности поглощения излучения от размеров включений, проведенных с использованием теории Ми.

Как и в случае, представления результатов в виде рисунка 4.15 представим результаты в виде зависимости порога инициирования взрыва образцов тэна с включениями частиц никеля от соответствующих величин $Q_{abs}(d)/d$. Результат представлен на рисунке 4.18.

Из рисунка 4.18. следует, что H_{cr} линейно уменьшается с увеличением значения $Q_{abs}(d)/d$, которое пропорционально показателю поглощения и рассчитывается теоретически из зависимости коэффициента поглощения излучения от дисперсности включений.

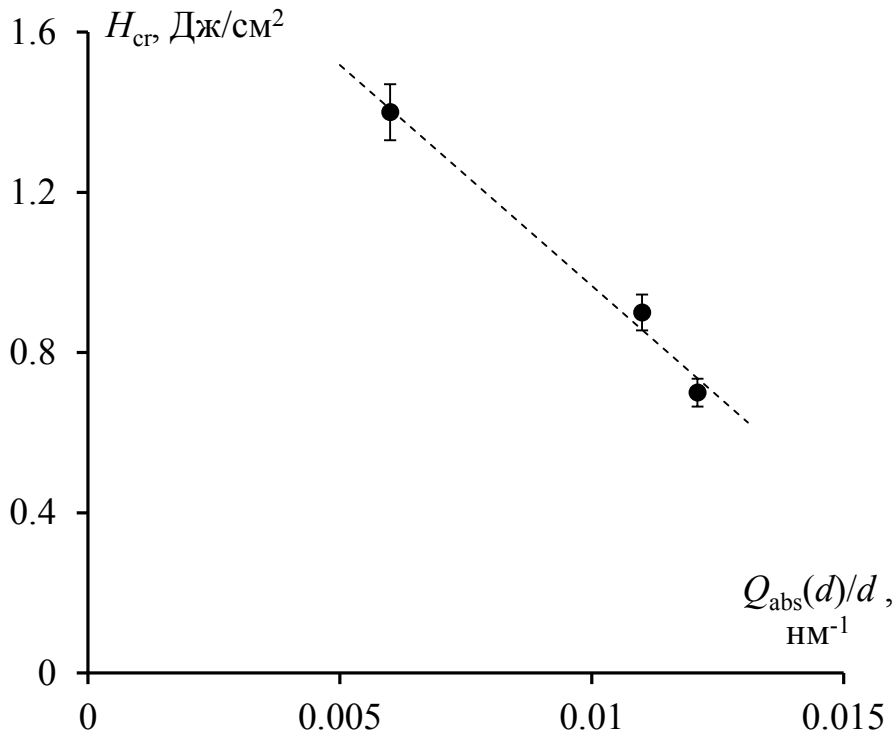


Рисунок 4.18 – Зависимость порога инициирования H_{cr} тэна с включениями частиц никеля с различными размерами включений никеля от величины $Q_{\text{abs}}(d)/d$

Таким образом, проведенные исследования показывают, что критическая плотность энергии лазерного инициирования взрыва H_{cr} образцов тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц никеля зависит от размеров частиц не монотонно. Существует оптимальный размерный параметр включений, при котором порог инициирования взрыва достигает минимального значения, что следует из теоретических расчетов и подтверждается экспериментальными данными.

4.3. Пороги взрывчатого разложения образцов тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц алюминия в зависимости от содержания металлического алюминия в частице включения

Результаты исследований опубликованы в работе [247].

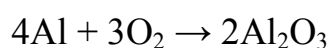
В данном разделе представлены результаты измерения порогов лазерного инициирования взрыва образцов тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц алюминия в зависимости от соотношения Al/Al_2O_3 в отдельной алюминиевой частице. Образцы – композиты тэн- Al , плотность $1,73 \text{ г/см}^3$, толщина 1 мм, массовая доля включений 0,1 %.

Методика проведения эксперимента и приготовления образцов описана в пп. 2.3, 2.5. Массовое содержание металлического Al в частице исходного образца измерялось с помощью приставки к электронному микроскопу *JEOL JSM63901A* энергодисперсионным анализатором *JEOL JED 2400*. Измерения дали величину 74 % по массе на частицу. Процедура изменения содержания металлического Al в частице проводилось следующим образом.

Производился нагрев порошка алюминия в дериватографе со скоростью $10 \text{ }^\circ\text{C}$ в минуту в среде воздуха. В процессе нагрева фиксировалось изменения массы порошка за счет окисления алюминия. Нагрев прекращался при достижении заданной температуры. Со следующей навеской порошка с нагревом до более высокой температуры процедура повторялась.

В результате, были получены частицы алюминия с содержанием металла 60, 47, 30 и 13 масс.%. Полученные модифицированные порошки Al/Al_2O_3 использовались для изготовления экспериментальных образцов тэн- Al .

Расчет содержания Al в модифицированном порошке производился по следующей методике. Окисление алюминия можно описать следующей брутто-формулой:



Тогда расчет содержания металлического Al в отожженном порошке производился по формуле

$$C_{Al,\%} = \frac{\mu_{Al}(C_{Al} - 2C_0 / 3)}{\frac{\mu_{Al_2O_3} \cdot C_0}{3} + (C_{Al} - \frac{2C_0}{3}) \cdot \mu_{Al}} \cdot 100\%,$$

где μ_{Al} и $\mu_{Al_2O_3}$ – молярные массы Al и Al_2O_3 соответственно, C_{Al} и $C_{Al_2O_3}$ – определенное на электронном микроскопе % содержание Al и O в порошке.

В соответствии со стехиометрией процесса была получена экспериментальная зависимость, представленная на рисунке 4.19.

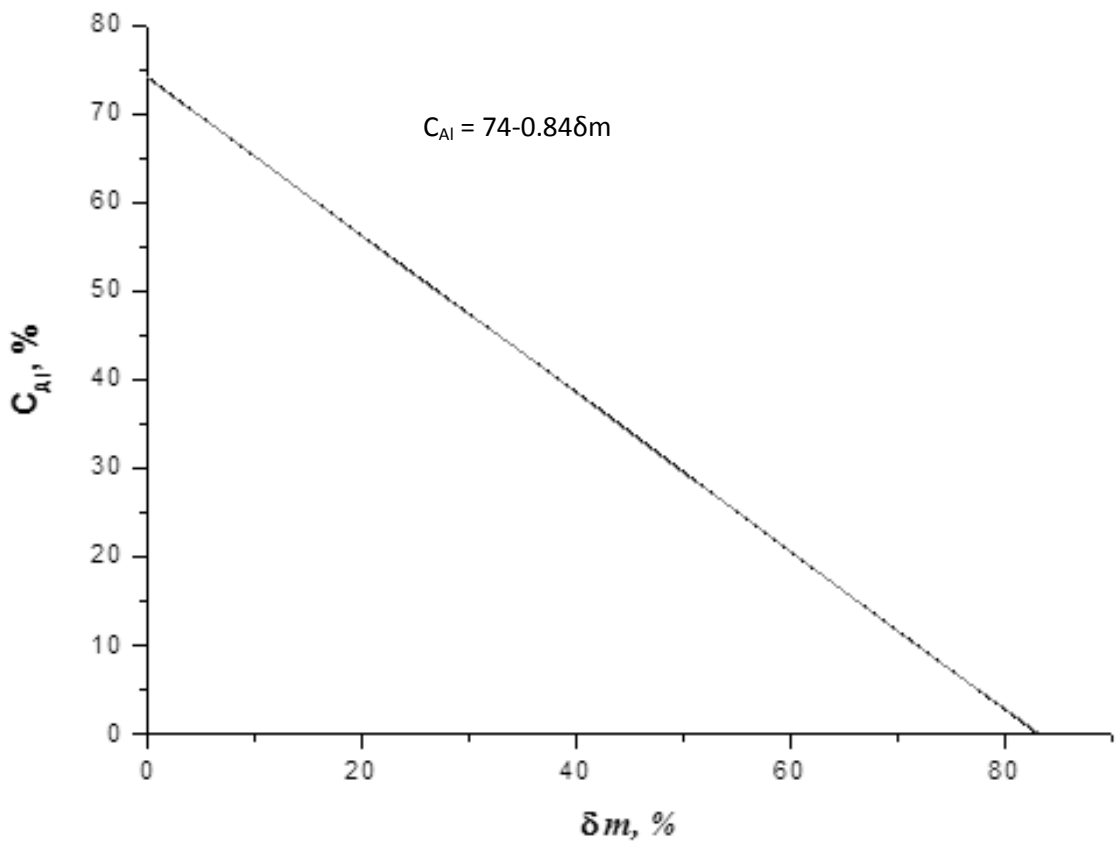


Рисунок 4.19 – Зависимость массовой доли алюминия C_{Al} в частице от прироста массы порошка δm при окислении в результате нагрева

Затем из полученного порошка модифицированного алюминия были изготовлены образцы. В экспериментах измерялась зависимость вероятности взрыва образцов тэна с включениями модифицированного алюминия от

плотности энергии инициирующего импульса лазерного излучения. Эксперименты проводились аналогично экспериментам, приведенным в п. 4.1.1 в условиях минимального блокирования газодинамической разгрузки.

Соответствующие кривые представлены на рисунке 4.20.

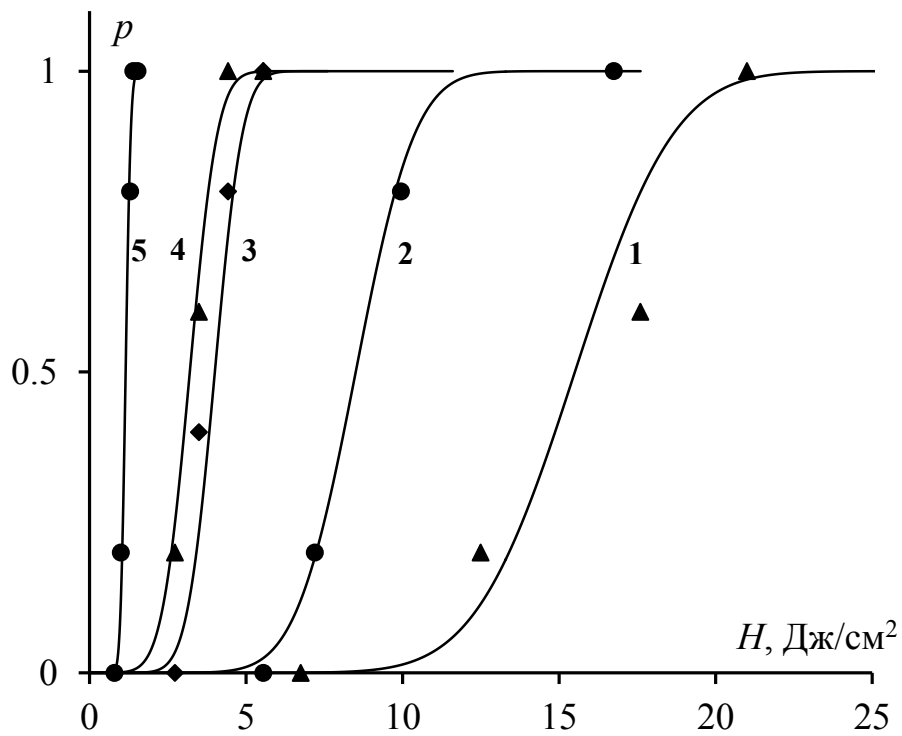


Рисунок 4.20 – Зависимость вероятности взрыва образца тэна с включениями модифицированного алюминия от плотности энергии лазерного излучения при различных массовых долях алюминия в частице: 1 – 13; 2 – 30; 3 – 47; 4 – 60; 5 – 74 масс.%

На рисунке 4.21. представлен результат обработки рисунка 4.20 в виде зависимости критическая плотность энергии импульса от массовой доли металлического алюминия в частице.

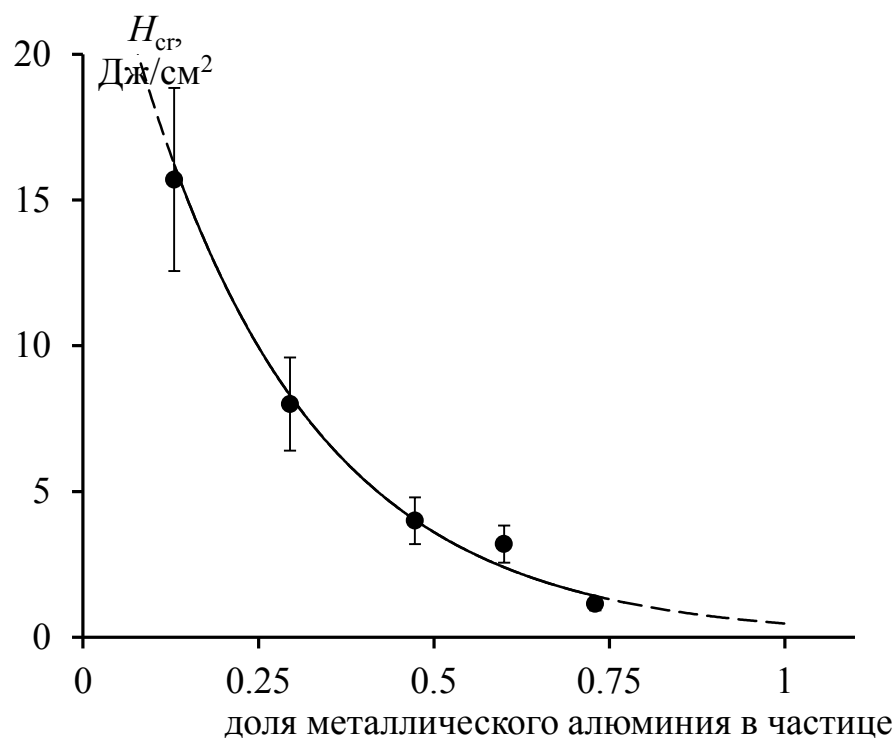


Рисунок 4.21 – Порог инициирования взрывчатого разложения тэна с включениями частиц алюминия для различных долей металлического алюминия в частице: плотность образца 1,73 г/см³; толщина 1 мм; массовая доля включений 0,1 %

Данные рисунка 4.21 показывают, что увеличение содержания металлического алюминия в частице включения ведет к уменьшению порога взрывчатого разложения – увеличение содержания Al с 13 до 74 масс.% уменьшает порог лазерного инициирования взрыва в практически на порядок. Это свидетельствует об определяющем вкладе во взрывчатое разложение образцов тэна поглощения лазерного излучения металлическим ядром включения алюминия.

Сотрудником лаборатории Звезковым А.А. в рамках модифицированной теории Ми [248] рассчитаны коэффициенты эффективности поглощения Q_{abs} сферическими включениями [247], на примере системы тэн-алюминий. При расчетах предполагалось, что изменяется соотношение диаметра ядра и толщины оболочки.

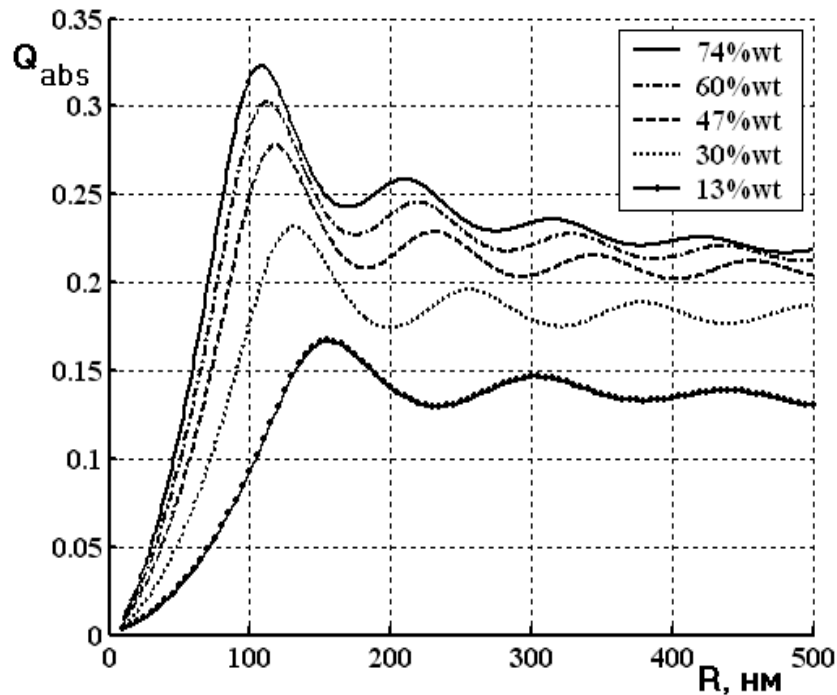


Рисунок 4.22 – Результаты расчета зависимости Q_{abs} на длине волны 1064 нм от радиуса включения для различных значений массовой доли металлического алюминия в частице [247]

На рисунке 4.22 приведены результаты расчета зависимости Q_{abs} на длине волны 1064 нм от радиуса включения для различных значений массовой доли металлического алюминия в частице. Видно, что относительно расчетов для металлических включений без оболочки принципиального изменения формы зависимости не наблюдается [179]. Наблюдается смещение максимума в сторону больших радиусов и уменьшение его амплитуды. Т.е. по мере увеличения доли оксида алюминия в частице, ее способность к поглощению света ухудшается.

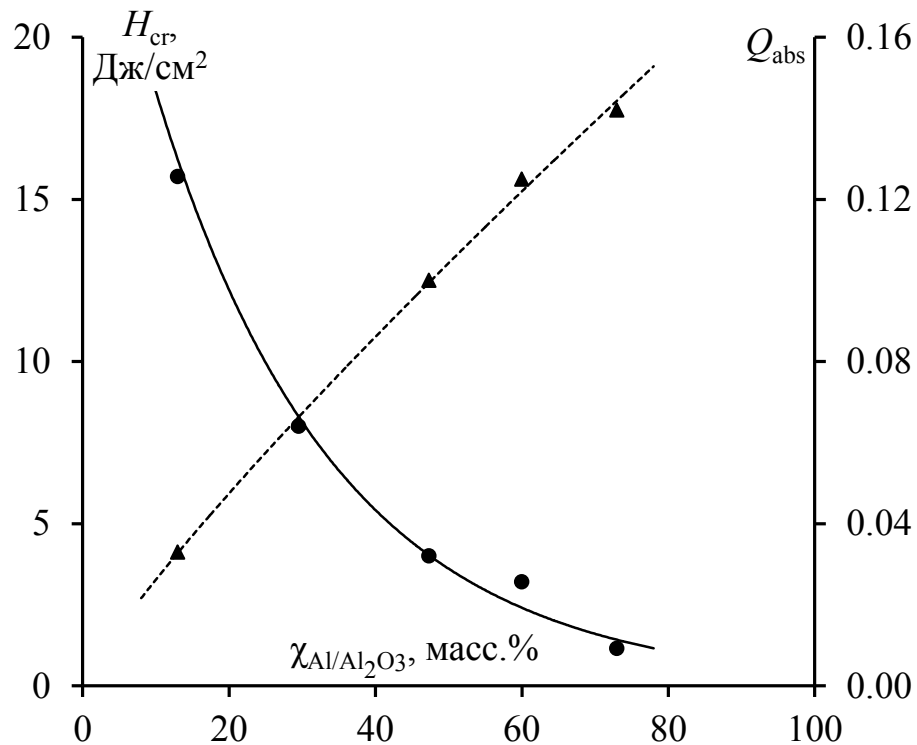


Рисунок 4.23 – Пороги инициирования взрывчатого разложения H_{cr} и коэффициенты эффективности поглощения света Q_{abs} (по вспомогательной оси) в зависимости от массовой доли металлического алюминия в частице

На рисунке 4.23 представлена зависимость Q_{abs} включений радиусом 60 нм от массовой доли металла во включении. Из данных следует, что увеличение Q_{abs} сопровождается уменьшением H_{cr} .

4.4. Влияние длины волны лазерного излучения на порог взрывчатого разложения тэна и композитов на его основе

Представляет интерес исследование порогов взрывчатого разложения тэна и тэна с включениями в зависимости от длины волны лазерного излучения.

В данном разделе приведены экспериментальные результаты исследования взрывчатого разложения тэна и тэна с включениями алюминия и железа, инициируемое излучением первой (1064 нм) и второй (532 нм) гармониками. Эксперименты проведены с использованием ячейки,

представленной на рисунке 2.44, т.е. стеклянная пластина свободно лежала на поверхности образца (минимальные условия блокирования газодинамической разгрузки). Плотность образцов $\rho = 1,73 \text{ г/см}^3$. Толщина образца составляла значение 1 мм.

Результаты исследований опубликованы в работах [222, 235, 249].

4.4.1. Пороги лазерного инициирования взрыва образцов тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц алюминия и железа при различных длинах волн лазерного излучения

Воздействие 1-ой гармоники лазера на образцы тэна с включениями алюминия и железа исследовалось в п 4.1. В данном подразделе по методике, применяемой в предыдущих разделах измерялись зависимости H_{cr} от массовой доли включений при воздействии второй гармоники лазера. Зависимости вероятности взрыва образцов p для композитов тэн-Аl и тэн-Fe от плотности энергии лазерного импульса представлены на рисунках 4.24 и 4.25, соответственно.

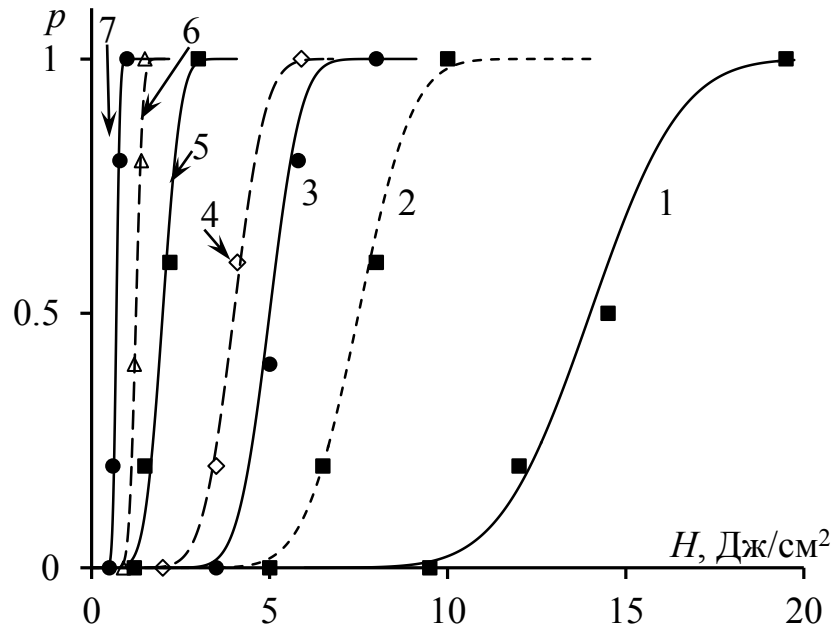


Рисунок 4.24 – Зависимости вероятности взрыва образцов тэна с включениями алюминия от плотности энергии лазерного импульса ($\lambda = 532$ нм): 1 – 1; 2 – 0,5; 3 – 0,3; 4 – 0,025; 5 – 0,2; 6 – 0,05; 7 – 0,1 масс.%

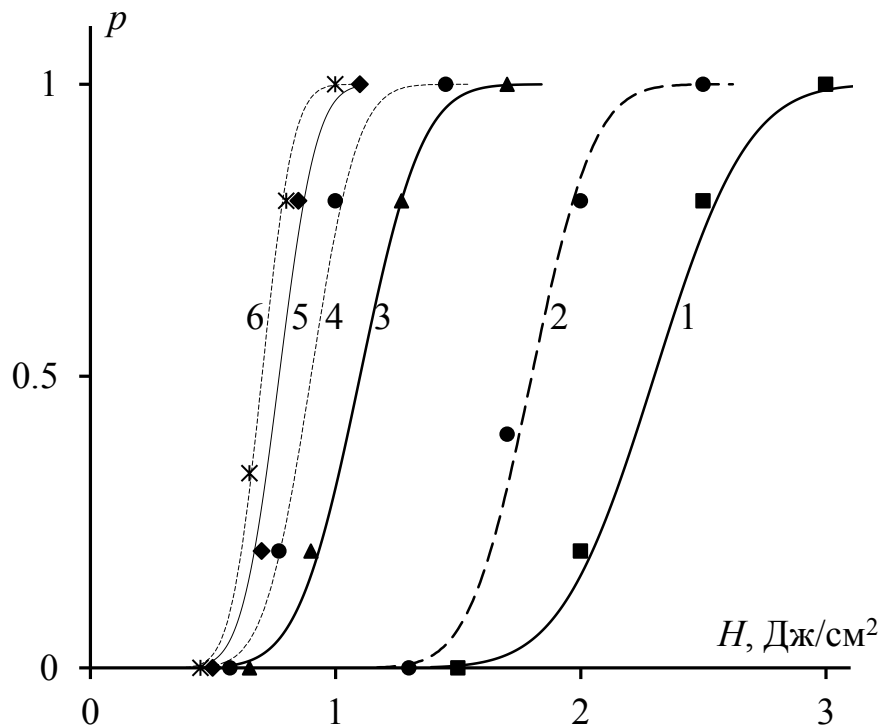


Рисунок 4.25 – Зависимости вероятности взрыва образцов тэна с включениями железа от плотности энергии лазерного импульса. ($\lambda = 532$ нм): 1 – 0,03; 2 – 1; 3 – 0,5; 4 – 0,3; 5 – 0,2; 6 – 0,1 масс.%

Полученные из данных рисунков 4.24 и 4.25 зависимости H_{cr} от массовой доли включений представлены на рисунках 4.26 и 4.27. Также на рисунках 4.26 и 4.27 для сравнения представлены результаты для первой гармоники.

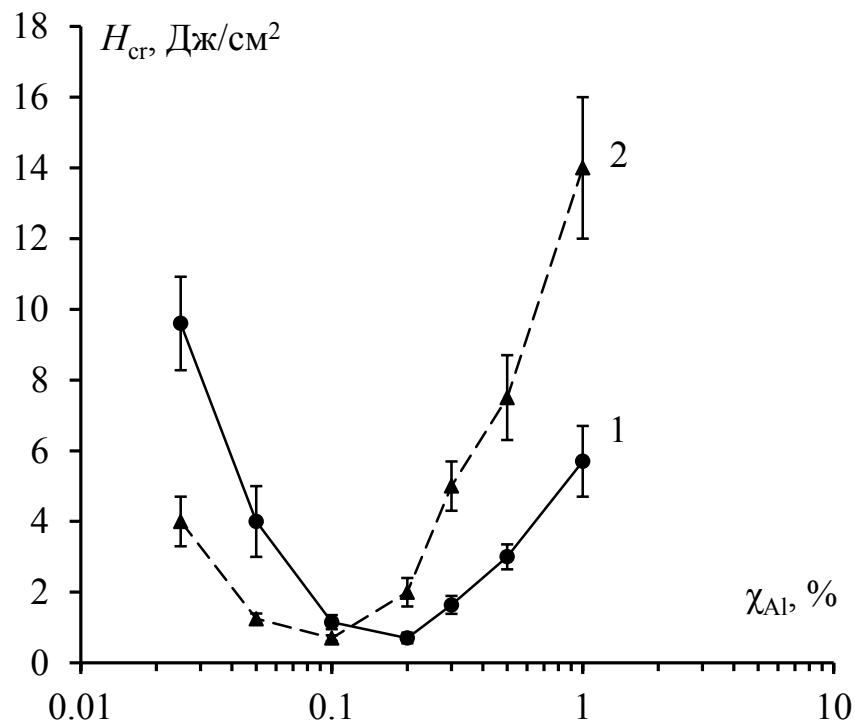


Рисунок 4.26 – Зависимость порога лазерного инициирования взрыва H_{cr} от массовой доли включений алюминия в образцах: 1 – 1064 нм; 2 – 532 нм

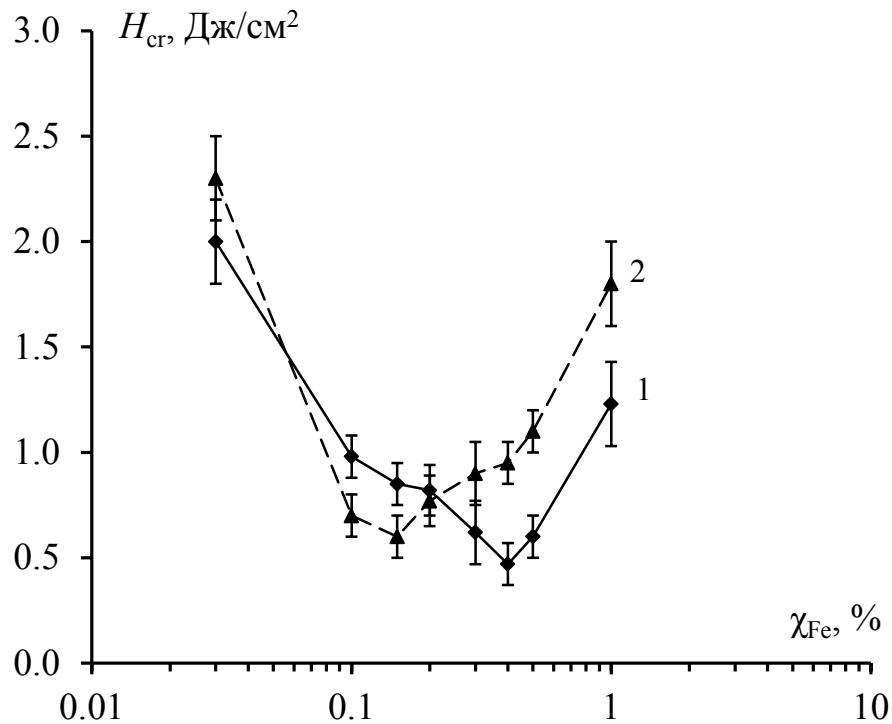


Рисунок 4.27 – Зависимость порога лазерного инициирования взрыва H_{cr} от массовой доли включений железа в образцах: 1 – 1064 нм; 2 – 532 нм

Экспериментальные результаты показывают, что при воздействии, как первой, так и второй гармоники наблюдается немонотонная зависимость $H_{cr}(\chi)$. Минимальные значения $H_{cr} = 0,7 \text{ Дж/см}^2$ в погрешности эксперимента для тэна с включениями частиц алюминия одинаковы при воздействии как первой так и второй гармониками, но достигается при массовых долях $\chi_1 = 0,2 \%$ и $\chi_2 = 0,1 \%$ соответственно. Для образцов тэна с включениями частиц железа $H_{cr} = 0,5 \text{ Дж/см}^2$ при оптимальных массовых долях $0,4 \%$ и $0,15 \%$ для первой и второй гармоник соответственно.

Рассмотрим результаты рисунков 4.26 и 4.27 с привлечением измерений амплитуды оптико-акустических сигналов в зависимости от массовой доли включений в образце (рисунки 4.28 и 4.29).

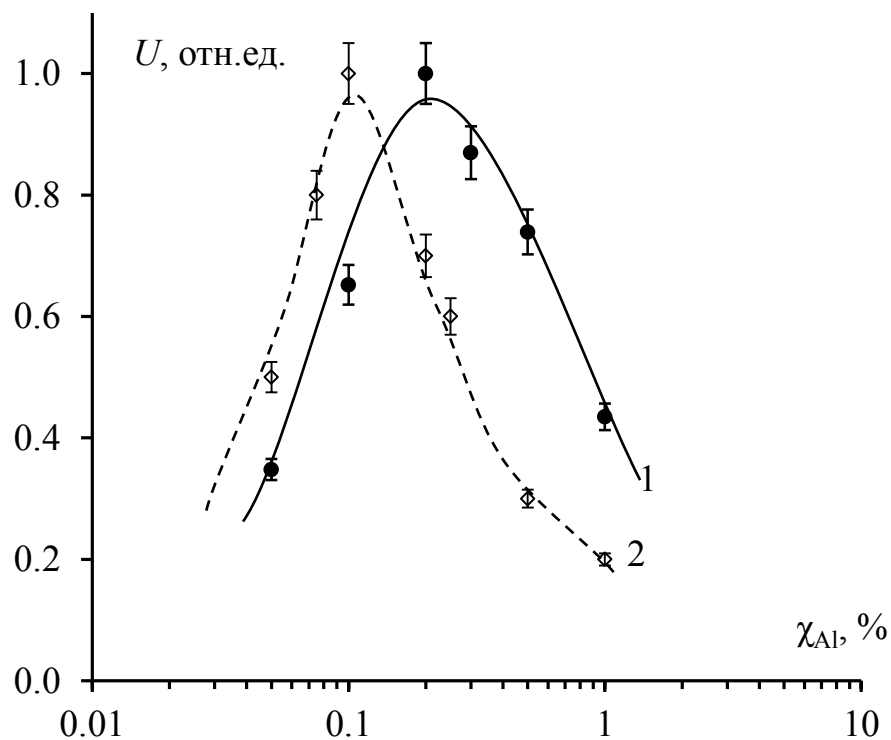


Рисунок 4.28 – Зависимость амплитуды опто-акустического сигнала образцов тэна с включениями алюминия от массовой доли включений в образце: 1 – 1064 нм; 2 – 532 нм; результаты нормированы на максимальные значения U

Согласно измерениям, представленным на рисунках 4.26-4.29 максимальные значения $U(\chi)$ соответствуют минимальным значениям $H_{cr}(\chi)$, полученным при воздействии излучения 1-ой и 2-ой гармоник. Следовательно, качественная закономерность зависимости $H_{cr}(\chi)$ при воздействии излучения 1-ой и 2-ой гармоник лазера одинаковы.

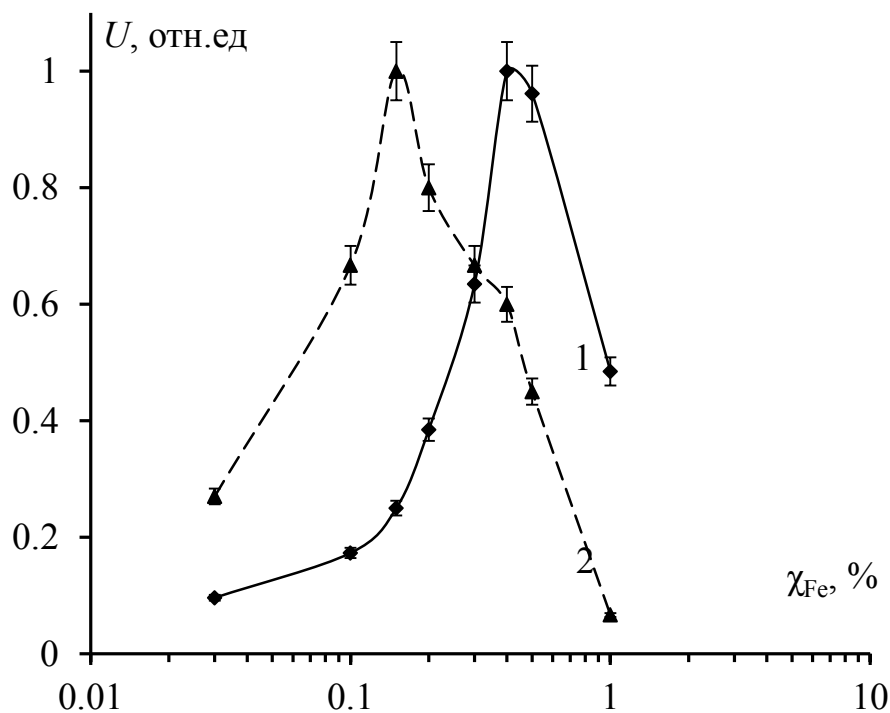


Рисунок 4.29 – Зависимость амплитуды опико-акустического сигнала от массовой доли включений Fe в образе: 1 – 1064 нм; 2 – 532 нм; результаты нормированы на максимальные значения U

Показатель поглощения излучения описывается формулой (4.4).

Минимальные значения для композитов тэн-АI

$$H_{cr}^{(1)} = H_{cr}^{(2)} \text{ при } \chi_1 = 2\chi_2, \quad (4.7)$$

где верхний индекс у критической плотности энергии H_{cr} (и далее коэффициента эффективности поглощения Q_{abs}) показывает номер гармоники лазера. Согласно теоретическим оценкам для наночастиц с диаметром 120 нм [167]:

$$Q_{abs}^{(2)}/Q_{abs}^{(1)} \approx 2. \quad (4.8)$$

Следовательно, критические плотности энергии $H_{cr}^{(1)}$ и $H_{cr}^{(2)}$ совпадают при одинаковых значениях показателей поглощения излучения k_a в соответствии с формулой (4.4). Причем эта закономерность выполняется не только для минимальных значений H_{cr} , но и для всех значений левых ветвей рисунков 4.26 и 4.27.

В соответствии с рисунками 4.26, 4.27 и 4.28, 4.29 максимальные значения U_1 и U_2 и минимальные значения $H_{cr}^{(1)}$ и $H_{cr}^{(2)}$ наблюдаются при оптимальных массовых долях включений. Например, для включений Fe значения $\chi = 0,4$ и $0,15$ масс.% соответственно, т.е. $\chi_1/\chi_2 = 2,7$. Поскольку $\chi \sim n$, то отношение коэффициентов поглощения

$$k_a^{(1)}/k_a^{(2)} = (Q_{abs}^{(1)}*n_1)/(Q_{abs}^{(2)}*n_2). \quad (4.9)$$

Из расчетных зависимостей $Q_{abs}^{(1)}$ и $Q_{abs}^{(2)}$, приведенных в [235] для наночастиц железа с диаметром 75 нм при $\lambda = 532$ нм в три раза больше, чем при $\lambda = 1064$ нм. Отсюда следует, что $K_1 \approx K_2$ для минимальных значений $H_{cr}^1 = H_{cr}^2$, что соответствует предложенной выше модели.

Таким образом, наблюдаемое различие H_{cr} для разных длин волн лазерного излучения связано с различием эффективности поглощения лазерного излучения Q_{abs} , причем H_{cr} одинаковы при одинаковых коэффициентах поглощения излучения различных длин волн.

4.4.2. Иницирование образцов тэна без включений излучением второй гармоники лазера

Результаты исследований опубликованы в работах [250, 251].

В условиях эксперимента с максимально возможной плотностью энергии $H = 30$ Дж/см² взрывчатое разложение образцов поликристаллического тэна плотностью 1,73 г/см³ 1-ой гармоникой неодимового лазера не происходит.

При использовании излучения 2-ой гармоники лазера показана возможность лазерного иницирования взрывчатого разложения тэна без включений. Измерена зависимость вероятности взрыва от плотности энергии воздействующего на образец импульса лазерного излучения (рисунок 4.30).

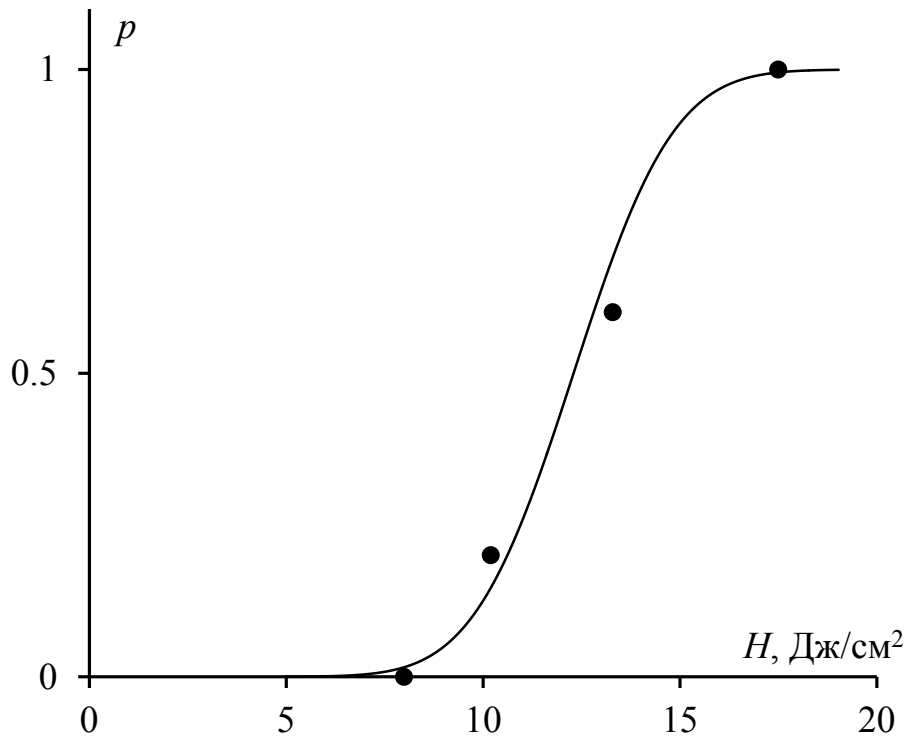


Рисунок 4.30 – Зависимость вероятности взрыва поликристаллов тэна без включений от плотности энергии лазерного излучения при инициировании 2-ой гармоникой неодимового лазера

Порог лазерного инициирования взрывчатого разложения составил величину $H_{cr} = 12,3 \pm 2$ Дж/см². Это показывает, что критическая плотность энергии инициирования взрывчатого разложения поликристаллов тэна с плотностью $\rho \approx 1,73$ г/см³ при воздействии 2-ой гармоники лазера более чем на порядок ниже, чем при использовании 1-ой гармоники. Данный результат позволяет выразить сомнение в том, что при воздействии на образец 2-ой гармоникой инициирование на начальном этапе осуществляется в результате ионизации на дефектах образца, свободных носителей заряда, лавинной ионизации и оптического пробоя, как это предполагается в [17, 163] при инициировании 1-ой гармоникой лазера.

Критическая напряженность электрического поля E_{cr} при которой происходит пробой в результате воздействия лазерных импульсов [252]:

$$E_{cr} = E_{cr}^0(0)\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (4.10)$$

где $E_{\text{cr}}^0(0)$ – напряженность поля пробоя диэлектрика в статическом электрическом поле, ω – частота лазерного излучения, τ – время релаксации импульса электрона в кристалле.

При $\omega^2\tau^2 \ll 1$, зависимость E_{cr} от частоты лазерного излучения отсутствует, при $\omega^2\tau^2 \geq 1$, $E_{\text{cr}}(\omega_2) > E_{\text{cr}}(\omega_1)$. Тогда объемная плотность поглощенной энергии в образце $W_{\text{cr}} \sim H_{\text{cr}}$. Однако $W_{\text{cr}} = (\epsilon\epsilon_0 E_{\text{cr}}^2)/2$, следовательно, при инициировании химической реакции взрывчатого разложения в результате оптического пробоя образца должно выполняться соотношение $H_{\text{cr}}(\omega_2) \geq H_{\text{cr}}(\omega_1)$. В эксперименте наблюдается прямо противоположный результат.

Мы предположили, что инициирование взрывчатого разложения тэна без включений при лазерном воздействии в условиях частичного блокирования газодинамической разгрузки излучением второй гармоники лазера возможно по механизму двухфотонного поглощения излучения молекулой тэна. Край фундаментального поглощения в кристаллах тэна находится при энергиях фотонов $E_f \geq 3,5$ эВ. Таким образом, если вероятность двухфотонного поглощения высока, то энергии $2E(\omega_2) - 4,66$ эВ вполне достаточно для запуска такого механизма.

В связи с этим было проведено измерение коэффициентов пропускания образцов тэна в зависимости от плотности энергии импульсов лазерного излучения H_0 . Схема эксперимента представлена на рисунке 4.31.

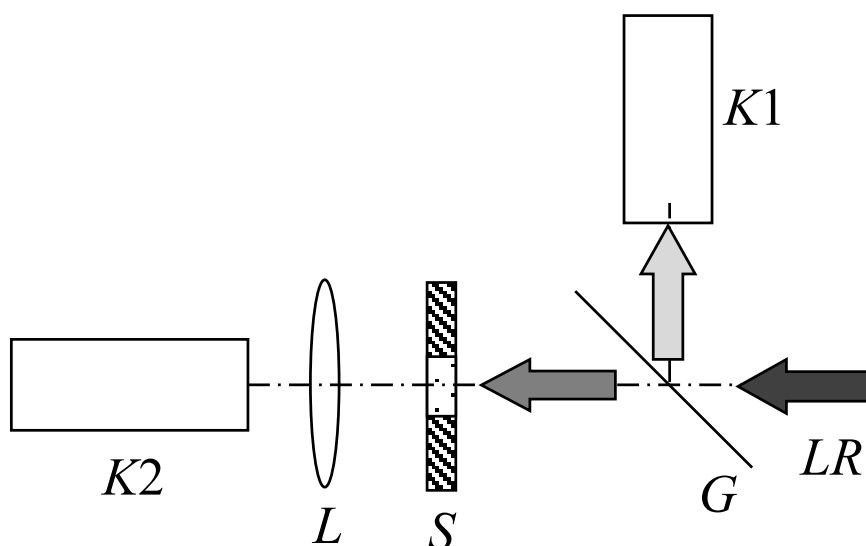


Рисунок 4.31 – Схема эксперимента для измерения коэффициента пропускания лазерного излучения образцом поликристаллического тэна: G – светоделительная пластина; S – образец; L – линза ($F = 10$ см); LR – лазерное излучение (532 нм), $K1$, $K2$ – калориметры

Доля энергии лазерного излучения (10 %) отводилась светоделительной пластиной и регистрировалась калориметром ИКТ-1Н, это позволяло узнать H_0 . Для измерения прошедшего через образец лазерного излучения использовался калориметр ИМО-2Н, где регистрировалось значение H_p . В результате коэффициент пропускания образца рассчитывался как $T = H_p/H_0$.

В этих экспериментах поверхности образцов были свободными. При каждой плотности энергии излучения использовался новый образец.

Таблица 4.4 – Результаты измерения при различных плотностях энергии H_0

№ образца	H_0 , Дж/см ²	I_0 , ГВт/см ²	H_p , Дж/см ²	I_p , ГВт/см ²	T	I_0/I_p
1	0,15	0,013	0,07	0,006	0,47	2,14
2	0,39	0,033	0,13	0,011	0,33	3
3	0,87	0,073	0,22	0,018	0,25	3,95
4	1,90	0,158	0,35	0,029	0,18	5,42
5	2,80	0,233	0,23	0,019	0,08	12,17
6	7,63	0,636	0,34	0,028	0,04	22,44
7	10,90	0,908	0,37	0,031	0,03	29,45

Результаты измерений представлены в таблице 4.4 и на рисунке 4.32. Минимальная используемая энергия лазерного излучения ограничена чувствительностью колориметра ИМО – 2Н. По данным рисунка 4.28 видно, что поглощение излучения существенно нелинейно. Стоит отметить, что для образцов №№ 1–4 визуальных изменений, как на поверхности так и в объеме образца, после облучения не происходило; у образца № 5 наблюдалось помутнение в объеме, для образца № 6 наблюдался частичный вылет массы с облучаемой поверхности, образец № 7 полностью разрушался, т.е. наблюдалось отсутствие образца в зоне воздействия. (Плотность энергии, воздействовавшей на образец № 7, соответствует вероятности взрыва $p \approx 0,2$ (рисунок 4.30)).

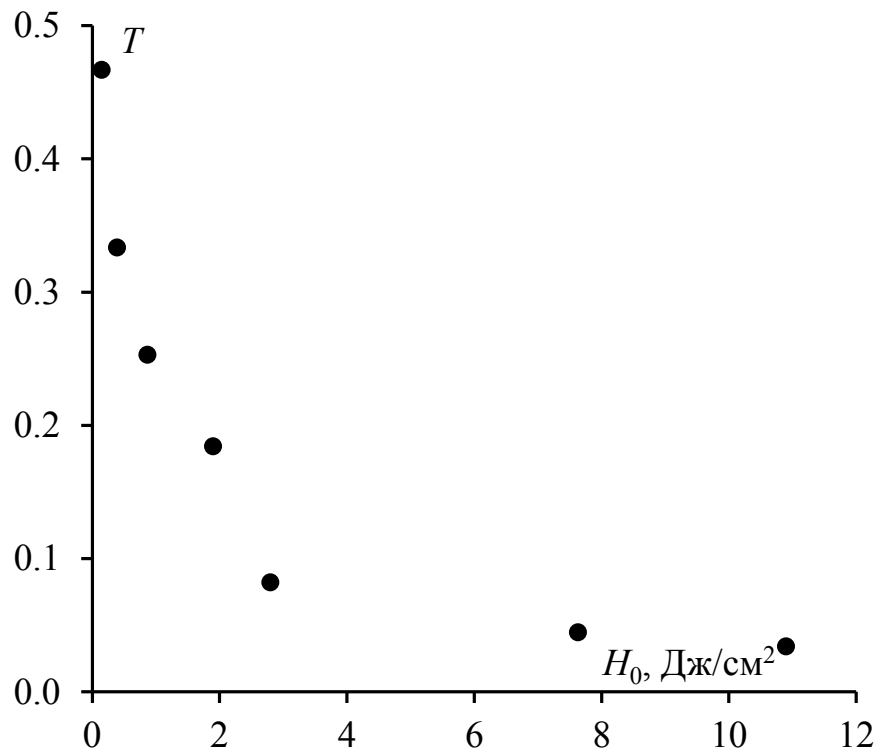


Рисунок 4.32 – Зависимость коэффициента пропускания тэна от плотности энергии импульсов излучения

Рассмотрим эти результаты в рамках механизма двухфотонного поглощения. Показатель поглощения образца в этом случае можно представить в виде:

$$\kappa = \kappa_0 + \beta I, \quad (4.11)$$

где κ_0 – линейный показатель поглощения (см⁻¹), β – показатель двухфотонного поглощения (см/Вт), I – интенсивность излучения (Вт/см²).

Пусть изменение интенсивности dI в слое образца dx :

$$dI = -(\kappa_0 + \beta I)I dx. \quad (4.12)$$

Интегрируем (4.12) по толщине образца d :

$$\int_{I(0)}^{I_p} \frac{dI}{I(\kappa_0 + \beta I)} = - \int_0^d dx, \quad (4.13)$$

где $I(0) = I_0(1-R)$, I_0 – интенсивность падающего на образец излучения, измеряемого ИКТ-1Н, R – коэффициент отражения образца.

В результате интегрирования (4.13) можно получить выражение:

$$\frac{I_0}{I_p} = \frac{e^{\kappa_0 d}}{1-R} + \frac{\beta(1-e^{-\kappa_0 d})}{\chi} I_0. \quad (4.14)$$

Видно, что правая часть уравнения (4.14) линейно зависит от I_0 .

На рисунке 4.33 представлена аппроксимация экспериментальных данных таблицы 4.4, что подтверждает правильность модели двухфотонного поглощения.

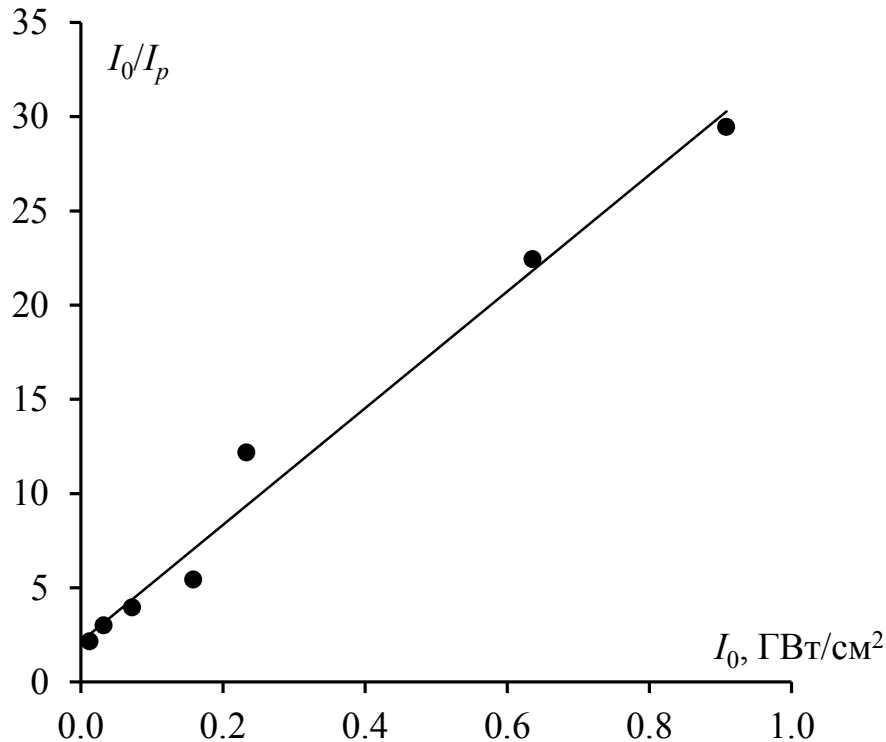


Рисунок 4.33 – Аппроксимация экспериментальных данных из таблицы 4.4. (коэффициент корреляции $R_{\text{err}} = 0,98$)

Т.к линейный показатель экстинкции тэна достаточно мал, то $\kappa_0 d \ll 1$. В этом случае (4.14) можно упростить

$$\frac{I_0}{I_p} = \frac{1}{1-R} + \beta d I_0. \quad (4.15)$$

Из наклона прямой следует $\beta d = 30 \text{ см}^2/\text{ГВт}$, а показатель двухфотонного поглощения $\beta = 300 \text{ см}/\text{ГВт}$ при толщине образца $d = 1 \text{ мм}$.

Сделаем еще некоторые оценки.

Решение уравнения (4.12) с учетом малости χ можно также представить в виде, если вести интегрирование правой части по текущей координате:

$$I(x) = \frac{I(0)}{1 + \beta I(0)x}. \quad (4.16)$$

Перейдем от интенсивности излучения к плотности потока энергии в импульсе:

$$H(x) = I(x) \cdot \tau. \quad (4.17)$$

Тогда из (4.16) с учетом (4.17) получим:

$$H(x) = \frac{H(0)}{1 + \beta_n H(0)x}, \quad (4.18)$$

где

$$\beta_n = \frac{\beta}{\tau} = 25 \text{ см/Дж}. \quad (4.19)$$

Соответственно, плотность поглощенной энергии на толщине x :

$$H_n(x) = H(0) - \frac{H(0)}{1 + \beta_n H(0)x} = \frac{\beta_n H^2(0)x}{1 + \beta_n H(0)x}. \quad (4.20)$$

Продифференцировав (4.20), получим выражение для распределения объемной плотности поглощенной энергии по глубине облученного слоя:

$$\frac{dH_n}{dx} = Q_v(x) = \frac{\beta_n H^2(0)}{[1 + \beta_n H(0)x]^2}. \quad (4.21)$$

Для 50 % вероятности взрыва $H_1 = 12,3 \text{ Дж/см}^2$, с учетом коэффициента отражения $H_1(0) = 5,68 \text{ Дж/см}^2$; для вероятности взрыва $p \sim 1$ $H_2 = 17 \text{ Дж/см}^2$ (см. рисунок 4.30), с учетом коэффициента отражения $H_2(0) = 8 \text{ Дж/см}^2$. Графики функции (4.21) с использованием $H_1(0)$ и $H_2(0)$ представлены на рисунке 4.34.

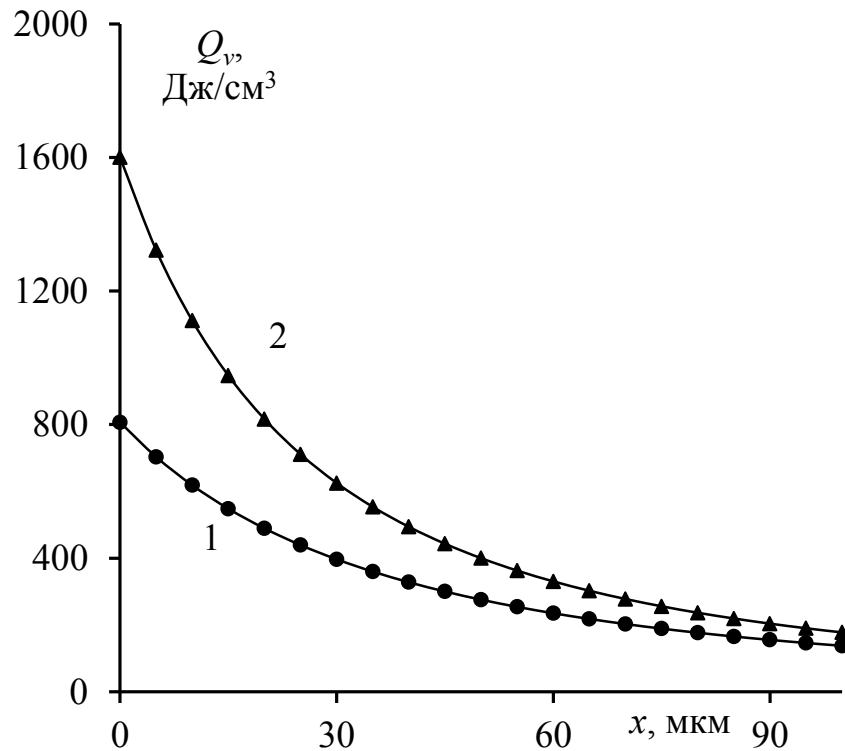


Рисунок 4.34 – Распределение объемной плотности поглощенной энергии по глубине облученного слоя: 1 – $H_1(0) = 5,68 \text{ Дж/см}^2$; 2 – $H_2(0) = 8 \text{ Дж/см}^2$

Если предположить, что вся поглощенная энергия в конечном итоге передается решетке кристалла, то можно оценить ее нагрев используя выражения:

$$Q_v = C_v \rho (T_m - T_0) + \lambda + C_v \rho (T - T_m), \quad (4.22)$$

где $T_0 = 293 \text{ К}$ – начальная температура, $T_m = 414 \text{ К}$ – температура плавления, T – конечная температура, $C_v = 1,13 \text{ Дж/(г·К)}$ – удельная теплоемкость, $\lambda = 9\text{--}100 \text{ кДж/моль} = 563 \text{ Дж/см}^3$ – удельная теплота плавления. После преобразования (4.22) получим распределение температуры нагрева образца:

$$T(x) = T_0 + \frac{Q_v(x) - \lambda}{C_v \rho}. \quad (4.23)$$

Расчетные значения $T(x)$, соответствующие кривым рисунка 4.30 представлены на рисунке 4.35.

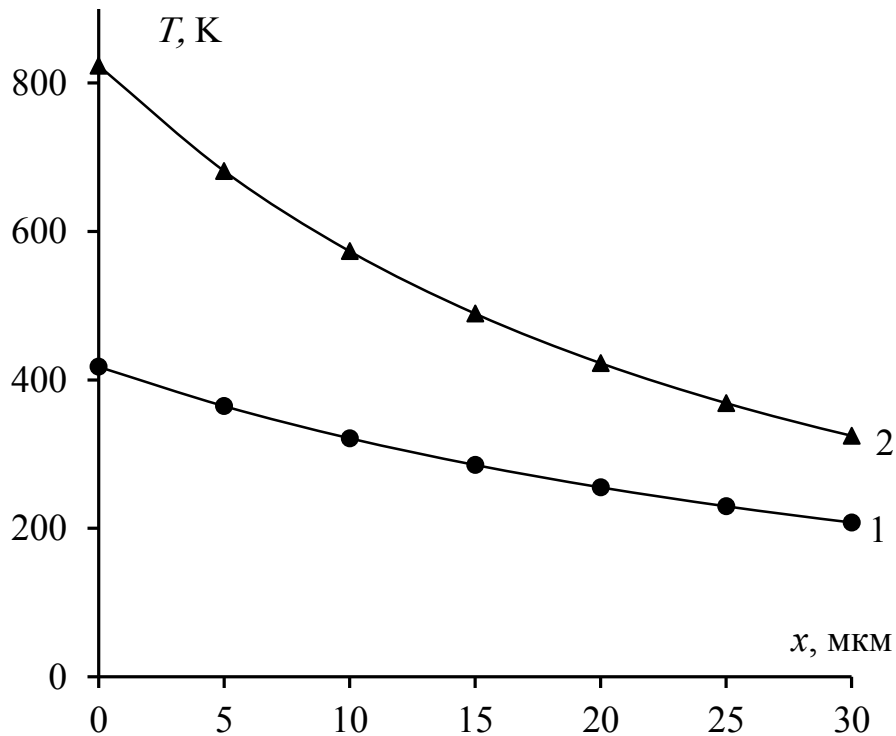


Рисунок 4.35 – Распределение температуры нагрева по глубине образца:
 1 – $H_1(0) = 5,68 \text{ Дж/см}^2$; 2 – $H_2(0) = 8 \text{ Дж/см}^2$

Будем считать в упрощенном варианте, что достаточно нагреть хотя бы часть образца до температуры вспышки T_{ign} . В литературе имеются данные для $T_{\text{ign}} = 528 \text{ К}$ [19] с задержкой вспышки в одну секунду. В случае нагрева коротким лазерным импульсом, очевидно, что T_{ign} имеет большее значение, поэтому в дальнейшем указанное значение T_{ign} рассматриваем, как нижнюю границу. Расчет по формуле (4.22) дает, что для нагрева до температуры $T = T_{\text{ign}}$ требуется объемная плотность энергии $Q_v = 1028 \text{ Дж/см}^3$. Из рисунка 4.30 следует, что для вероятности взрыва $p = 0.5$ такой нагрев невозможен, что противоречит эксперименту. Для $p = 1$ температуры вспышки достигается в поверхностном слое толщиной 0–12 мкм. Если учесть, что при нагреве коротким лазерным импульсом T_{ign} скорее всего имеет большее значение, то инициирование взрыва в такой упрощенной модели проблематично.

Однако учтем следующий факт. В рамках модели двухфотонного поглощения, первичная поглощенная энергия полностью расходуется на

ионизацию среды. В этом случае ситуация подобна электронно-пучковому инициированию взрыва. В работах [238–240, 253] показано, что во время ионизирующего импульса при относительно небольших плотностях энергии создаются NO_2 -радикалы. Далее инициируется химическая реакция взрывчатого разложения, которая дает дополнительное энергосодержание в облученном слое. Это энергосодержание приводит к дополнительному адиабатическому повышению температуры.

Таким образом, можно предположить, что лазерное инициирование взрывчатого разложения поликристаллов тэна излучением 2-ой гармоникой излучения подобно электронно-пучковому инициированию и проходит следующие стадии: ионизация, термализация и рекомбинация электронных возбуждений, экзотермический распад молекул тэна в окрестностях структурных дефектов. В приповерхностном слое образца формируется и распространяется ударная волна, что в результате приводит к взрыву образца по ударно-волновому механизму, также как и при электронно-пучковом воздействии [240].

4.5. Лазерное инициирование взрывчатого разложения образцов при повышенных начальных температурах образцов

Результаты исследований опубликованы в работах [254, 255].

4.5.1. Зависимости порогов взрывчатого разложения образцов тэна с включениями частиц алюминия от начальной температуры образца

В данном разделе приведены результаты исследований влияния начальной температуры образцов тэна и тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц алюминия с массовой долей в образце 0,1 масс.% на критические плотности энергии взрывчатого разложения при лазерном воздействии 1-ой (1064 нм) и 2-ой (532 нм) гармониками неодимового лазера.

Для определения зависимости порога взрывчатого разложения образцов от начальной температуры проводились эксперименты с нагревом объекта исследования. Схема ячейки представлена на рисунке 4.36.

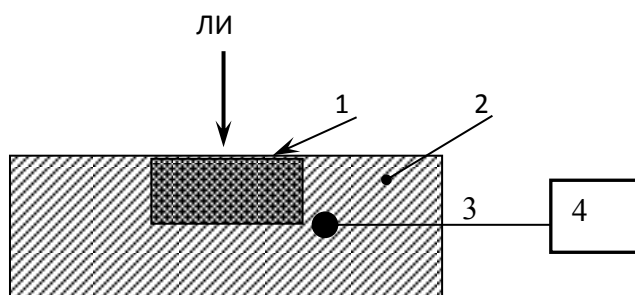


Рисунок 4.36 – Экспериментальная ячейка для определения температурной зависимости порога инициирования при импульсном лазерном воздействии: 1 – образец; 2 – медный нагреватель; 3 – термопара; 4 – термометр; ЛИ – лазерное излучение

Навеска порошка (1) массой 20 мг помещалась в медный нагреватель (2) в котором имеется лунка диаметром 3 мм и глубиной 2 мм. Производился нагрев до 450 К (температура плавления тэна $T_m = 414,3$ К [14]). Далее нагреватель выключался, и образец охлаждался до необходимой заданной температуры. Контролирование температуры образца производилось при помощи термопары (4).

Измерялась зависимость вероятности взрыва образца с открытой поверхностью со стороны излучения от плотности энергии инициирующего импульса H при различных начальных температурах образцов.

На рисунках 4.37 и 4.38 представлены экспериментальные результаты измерений $p(H)$ по взрыву тэна при лазерном инициировании первой и второй гармоникой.

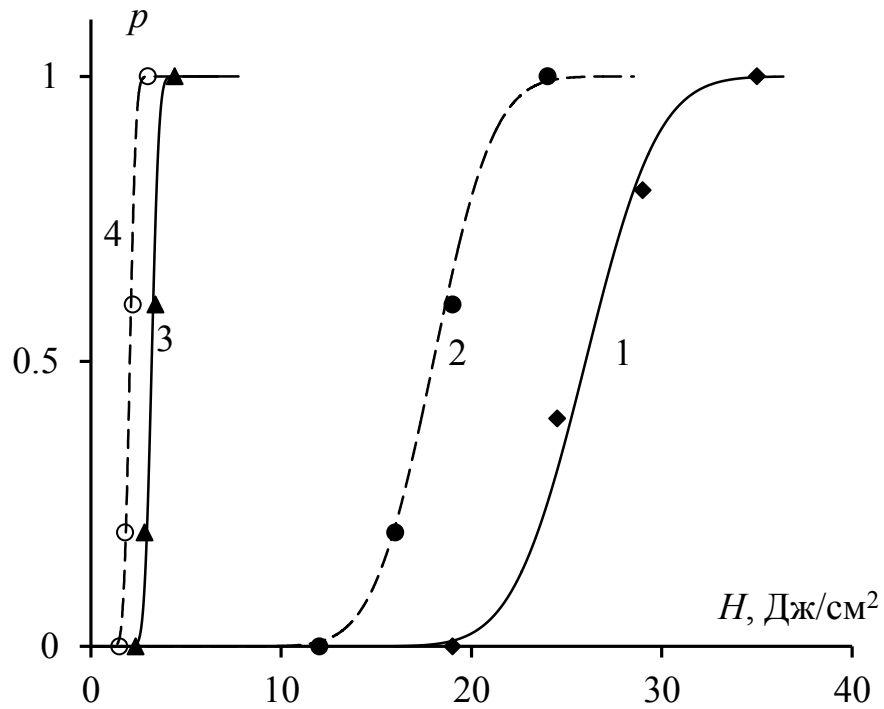


Рисунок 4.37 – Зависимость вероятности взрыва тэна p от плотности энергии излучения первой гармоники (1064 нм) инициирующего лазерного импульса H при различных температурах: 1 – 360 К; 2 – 373 К; 3 – 428 К; 4 – 445 К

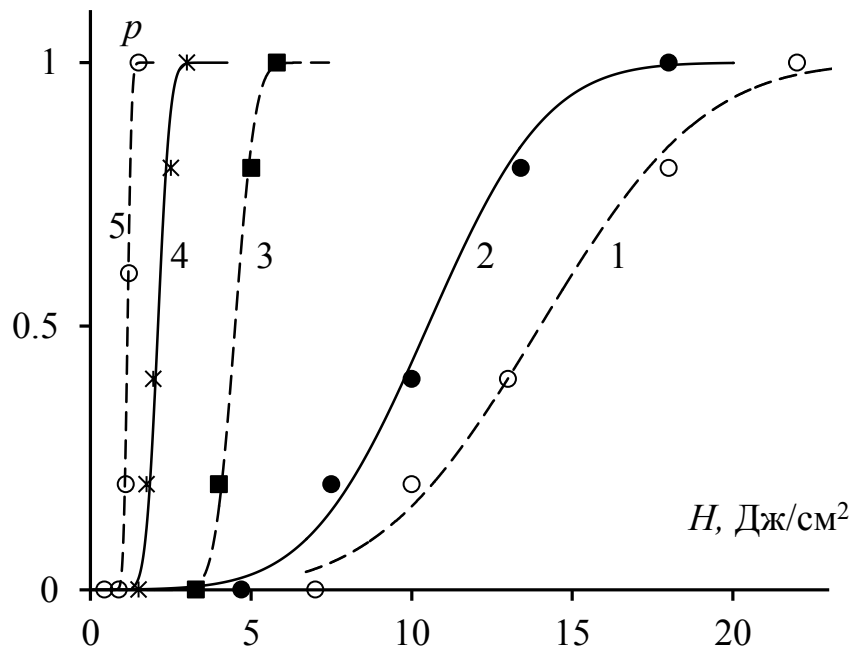


Рисунок 4.38 – Зависимость вероятности взрыва тэна p от плотности энергии излучения второй гармоники (532 нм) инициирующего лазерного импульса H при различных температурах: 1 – 360 К; 2 – 373 К; 3 – 398 К; 4 – 428 К; 5 – 445 К

По результатам, представленным на рисунках 4.37 и 4.38 определялись пороги H_{cr} в зависимости от начальной температуры образца при инициировании взрыва тэна взрыва первой (1064 нм) и второй гармоникой (532 нм) неодимового лазера. Результаты представлены на рисунке 4.39.

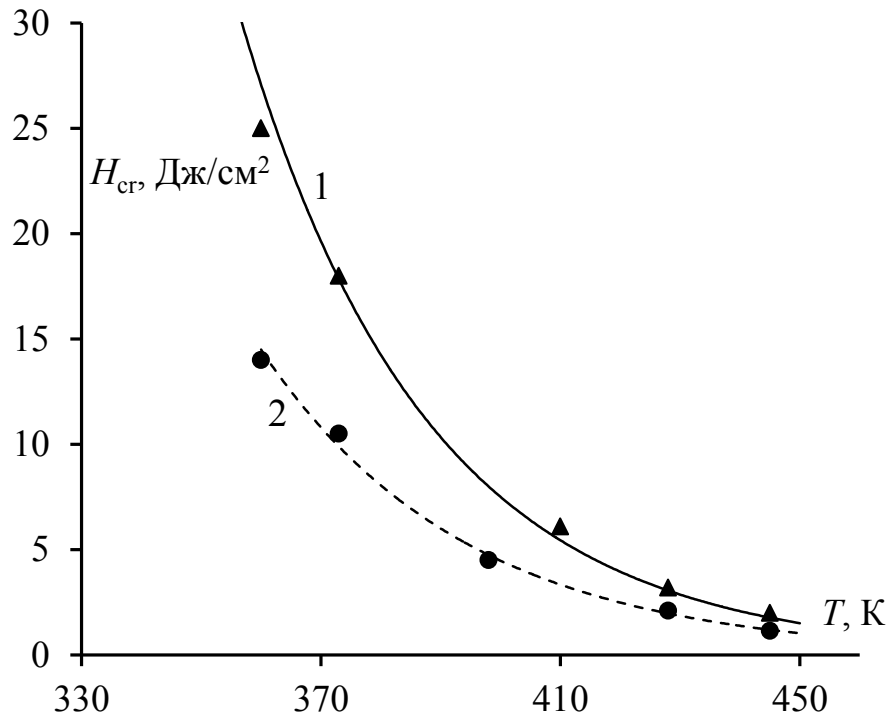


Рисунок 4.39 – Зависимость порога инициирования взрыва H_{cr} от начальной температуры для образцов тэна без включений: 1 – при инициировании первой гармоникой (1064 нм); 2 – при инициировании второй гармоникой (532 нм)

На рисунке 4.40 представлены результаты рисунка 4.39 в координатах $\ln(H_{cr})$ от $1/T$.

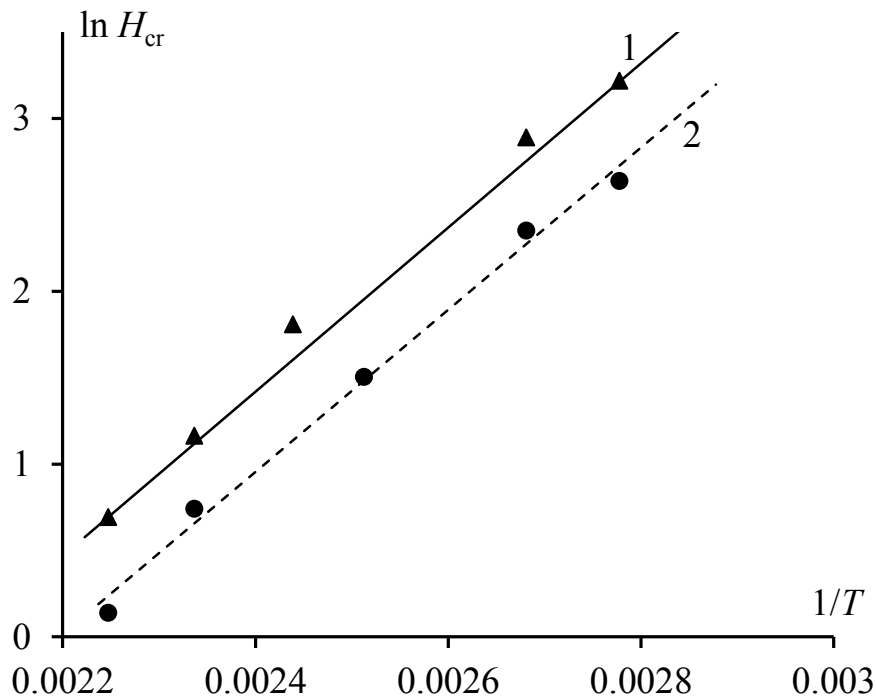


Рисунок 4.40 – Зависимость пороговой плотности энергии иницирования тэна H_{cr} от начальной температуры в координатах $\ln H_{cr}$ от $1/T$: 1 – при иницировании первой гармоникой (1064 нм); 2 – при иницировании второй гармоникой (532 нм); прямые – аппроксимация выражением (3.25)

В следующей серии экспериментов было исследовано влияние начальной температуры на порог лазерного иницирования тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц алюминия с массовой долей частиц в образце 0,1 масс.%.

Результаты представлены на рисунках 4.41 и 4.42.

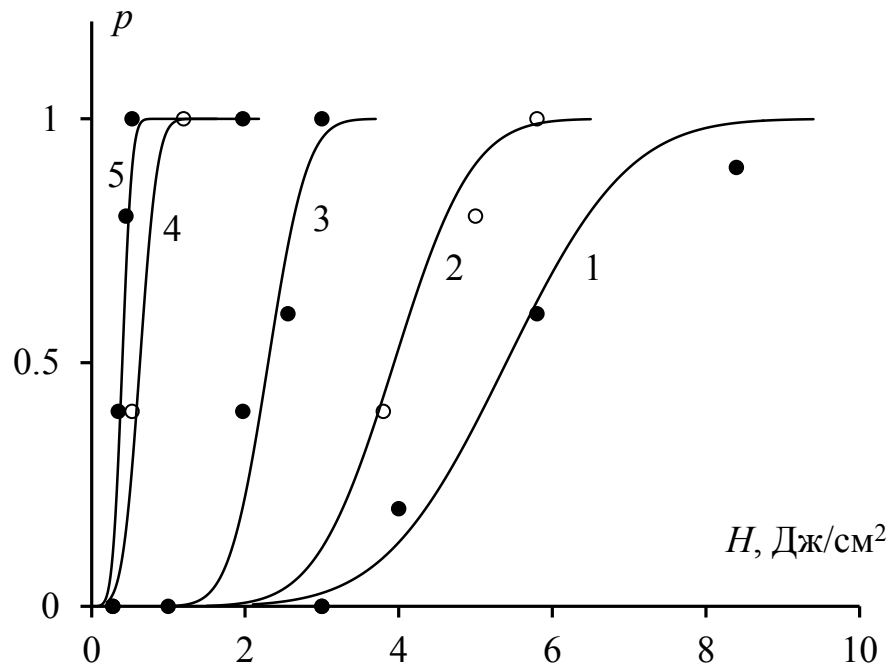


Рисунок 4.41 – Зависимость вероятности взрыва образцов тэна с включениями частиц алюминия 0,1 масс.% от плотности энергии лазера (1064 нм) при различных температурах: 1 – 300 К; 2 – 340 К; 3 – 375 К; 4 – 416 К; 5 – 435 К

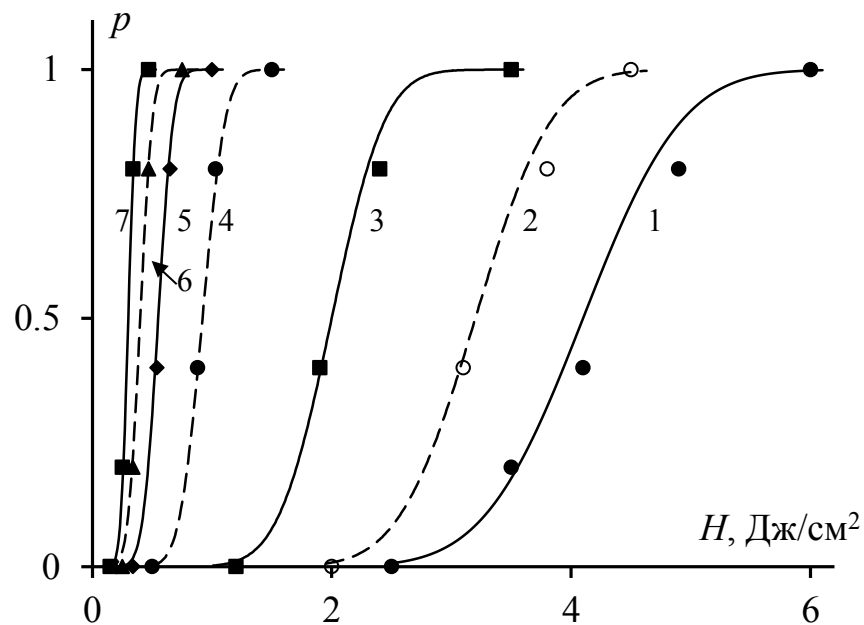


Рисунок 4.42 – Зависимость вероятности взрыва образцов тэна с включениями частиц алюминия 0,1 масс.% от плотности энергии лазера (532 нм) при различных температурах: 1 – 300 К; 2 – 340 К; 3 – 373 К; 4 – 398 К; 5 – 416 К; 6 – 428 К; 7 – 445 К

На рисунке 4.43 представлены результаты обработки семейства кривых рисунков 4.41 и 4.42 при инициировании взрыва образцов тэна с включениями частиц алюминия 0,1 масс.% взрыва 1-ой и 2-ой гармониками лазера.

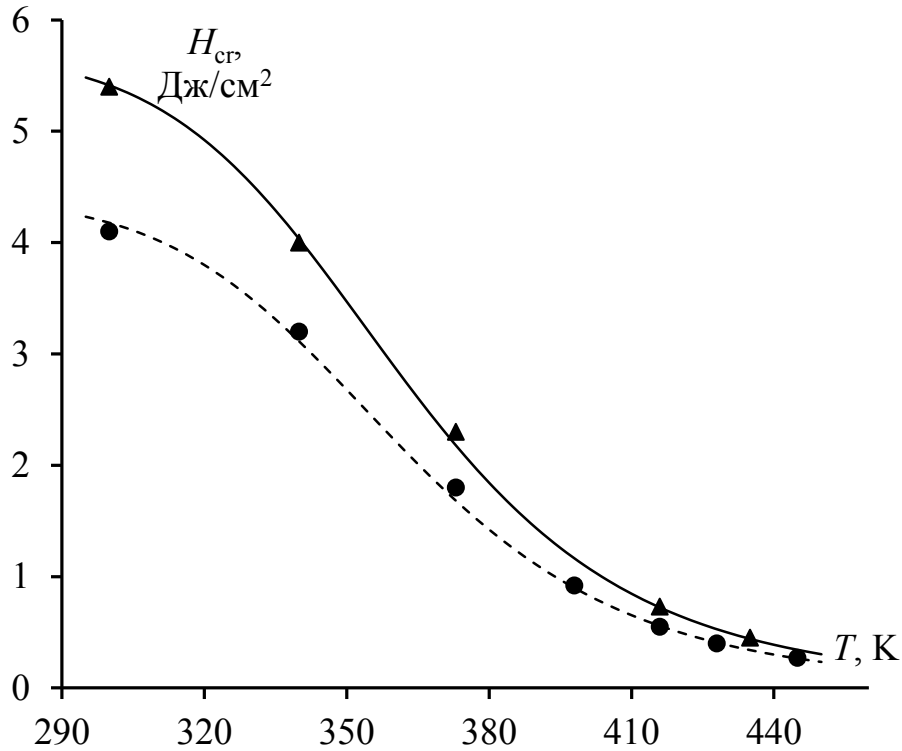


Рисунок 4.43 – Зависимость порога инициирования взрыва H_{cr} от начальной температуры для образцов тэна с включениями алюминия 0,1 масс.%. 1 – при инициировании первой гармоникой (1064 нм); 2 – при инициировании второй гармоникой (532 нм)

Данные для H_{cr} , полученных в результате обработки данных рисунков 4.41 и 4.42. представлены в координатах $\ln(H_{cr})$ от $1/T$ на рисунке 4.44.

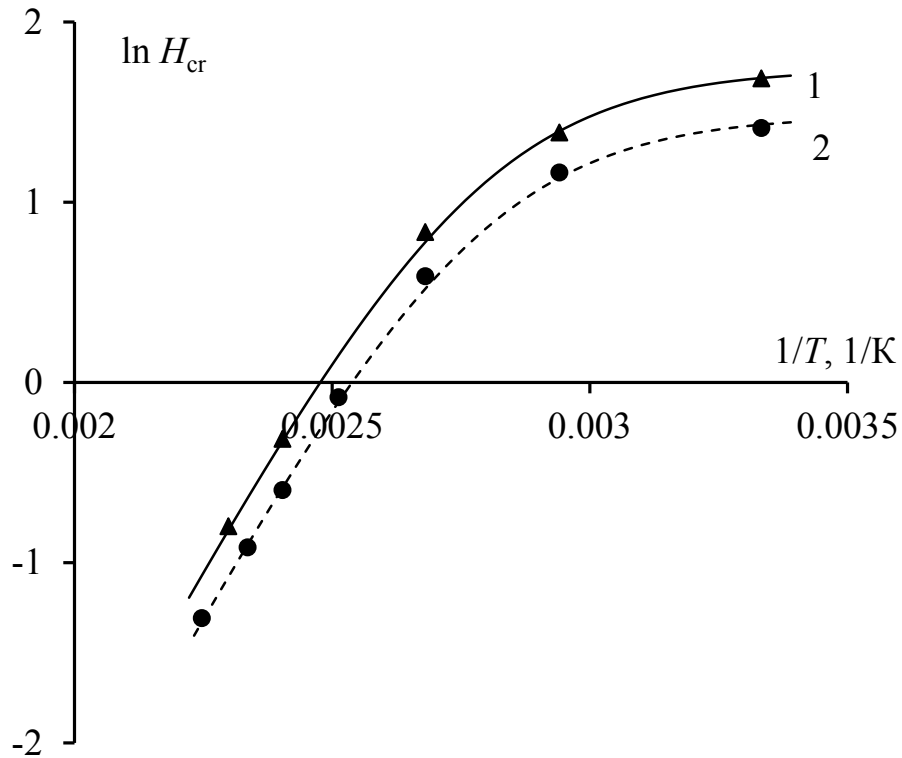


Рисунок 4.44 – Зависимость порога лазерного инициирования взрывчатого превращения H_{cr} от начальной температуры образцов тэна с включениями алюминия 0,1 масс.% в координатах $\ln(H_{cr})$ от $1/T$: 1 – первая гармоника (1064 нм); 2 – вторая гармоника (532 нм)

Таким образом, экспериментально получены зависимости порога инициирования тэна и тэна с включениями от начальной температуры при различных длинах волн лазерного излучения.

4.5.2. Эмпирическая модель, описывающая экспериментальные результаты

Пусть генерация очагов химического разложения происходит в результате поглощения лазерного излучения структурными дефектами тэна, концентрация которых $n_1 = \text{const}$. Природа этих дефектов рассмотрены в [256, 257]. Энергия лазерного излучения в тэне с включениями алюминия поглощается собственными дефектами n_1 и включениями алюминия, концентрация которых $n_2 = \text{const}$.

Из этого, показатель поглощения энергии лазерного излучения пропорционален концентрации поглощающих собственных дефектов тэна κ_1 и включений алюминия κ_2 . Так как концентрации n_1 и n_2 постоянны, то можно записать

$$\kappa = \kappa_1 + \kappa_2. \quad (4.24)$$

В [58] экспериментально установлено, что показатель поглощения «чистого» тэна κ_1 не зависит от температуры. В случае κ_2 – поглощение света происходит свободными электронами металлического включения $\kappa_2 \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$ и $\kappa_2 \sim (h\nu)^{-2}$ не зависит от температуры [258].

Образование центров химического разложения связано с разложением молекулы тэна. Необходимы затраты энергии, которую молекулы получают от нагретых лазерным излучением собственных дефектов тэна или включений алюминия в тэне.

Пусть в единице объема затраты энергии, которые необходимы на разрыв химической связи в молекулах – W_t . Также в образцах тэна без включений алюминия при начальной температуре $W_t = \text{const}$. Полагаем, что именно эта величина в рамках тепловой теории взрыва обуславливает зависимость порога взрывного разложения от начальной температуры, так как для разрыва химической связи в молекуле тэна требуется термическая энергия активации.

Экспоненциальное уменьшение порога лазерного инициирования взрыва тэна с ростом начальной температуры наблюдалось в работах [58, 88, 208]. В работе [208] показано, что по причине малого значения показателя поглощения тэна κ_1 , нагрев кристалла невелик, следовательно, заметно влияние начальной температуры и для величины W_t можно использовать выражение:

$$W_t = W_0 e^{E/kT}, \quad (4.25)$$

где W_0 – пред-экспоненциальный множитель, E – эффективная энергия активации инициирования химической реакции.

Для образцов тэна с включениями алюминия примем W_n – затраты энергии в единице объема на образование очагов химического разложения в окрестности включения, нагретого в результате поглощения энергии лазерного излучения. При заданной плотности и дисперсности, постоянной температуре образцов, а также постоянной концентрации включений $W_n = \text{const}$. Полагаем также, что W_n не зависит от начальной температуры. Так как показатель поглощения металлических частиц очень большой, то нагрев включений в результате поглощения энергии лазерного излучения может достичь $\Delta T \geq 10^3$ К. Эту точку зрения разделяют разные авторы [16, 69]. Оценки, приведенные в [18], также дают величину нагрева наночастицы $\Delta T \geq 10^3$ К. Кроме того, для этого предположения дает основание вид зависимости $H_{\text{ст}}(T)$, при температурах близких к 300 К (рисунок 4.43). Вполне вероятно, что при очень высокой температуре «горячей точки», изменение начальной температуры в интервале, используемом в эксперименте, не влияет на эффективность образования очагов химического разложения. Возможно также, что механизмы первичного разложения молекулы тэна при относительно слабом поглощении света в матрице и в окрестности включения, нагретого до высокой температуры, отличаются.

Рассмотрим результаты для образцов тэна без включений.

Пусть в единице объема образца поглощается энергия излучения dW , которая расходуется на нагрев структурных дефектов образца. В их окрестности в единице объема образуется dn центров химического разложения. При этом концентрация dn прямо пропорционально энергии dW , концентрации структурных дефектов, способных поглощать излучение ($n_1 - n$) и обратно пропорционально W_t . В этом случае можно записать следующее уравнение:

$$dn = \frac{1}{W_t} (n_1 - n) dW \quad (4.26)$$

Интегрирование (4.26):

$$n = n_1(1 - e^{-W/W_i}), \quad (4.27)$$

где W – объемная плотность энергии, поглощенная за импульс излучения.

Решение (4.27) имеет следующий физический смысл. С увеличением поглощенной энергии в образце за импульс излучения, концентрация центров химического разложения возрастает согласно (4.27) и ограничена исходной концентрацией n_1 поглощающих центров.

Объемную плотность поглощенной энергии W и экспериментально измеряемая величина падающей на образец энергии H можно связать выражением:

$$W = \kappa_1 H. \quad (4.28)$$

В случае образцов тэна с включениями

$$W = (\kappa_1 + \kappa_2)H = \alpha H. \quad (4.28a)$$

С учетом (4.25), (4.28) и того, что взрыв происходит при $H = H_{cr}$, выражение (4.27) можно представить в виде:

$$n_{cr} = n_1 \left(1 - e^{-\frac{\kappa_1 H_{cr} e^{-E/kT}}{W_0}} \right), \quad (4.29)$$

где n_{cr} – концентрация очагов химического разложения, при достижении которой происходит взрыв.

После преобразования получим

$$H_{cr} = -\frac{W_0 \ln(1 - \frac{n_{cr}}{n_1})}{\alpha_1} \cdot e^{E/kT}. \quad (4.30)$$

Введем обозначение

$$-W_0 \frac{\ln(1 - \frac{n_{cr}}{n_1})}{\alpha_1} = A \equiv \text{const}. \quad (4.31)$$

Тогда уравнение (8) примет вид:

$$H_{cr} = A e^{E/kT}. \quad (4.32)$$

Последнее уравнение линеаризуется в аррениусовых координатах

$$\ln H_{\text{cr}} = \ln A + \frac{E}{kT}. \quad (4.33)$$

На рисунке 4.40 прямые построены при значениях параметров $A = 4,6 \cdot 10^{-5}$ Дж/см², $E = 0,41$ эВ для 1-ой гармоники лазерного излучения и $A = 3,3 \cdot 10^{-5}$ Дж/см², $E = 0,41$ эВ для 2-ой гармоники.

Отметим один из результатов работы [259], в которой проводилось математическое моделирование инициирования тэна лазерным излучением при комнатной температуре. Расчеты в рамках модели показали, что инициирование взрыва в тэне протекает, если эффективная энергия активации химического разложения тэна лежит в интервале E 120–200 Дж/г, чему соответствует 0,39–0,66 эВ. Таким образом, величина E , полученная из результатов обработки температурной зависимости порога лазерного инициирования тэна, коррелирует с результатами модельных расчетов [259].

Рассмотрим процессы в образцах тэна с включениями.

В данном случае вместо уравнения (4.26) следует записать следующее выражение:

$$dn = \left[\frac{1}{W_t} (n_1 - n) + \frac{1}{W_n} (n_2 - n) \right] dW, \quad (4.34)$$

где первый член в квадратных скобках аналогичен уравнению (4.26) и связан с образованием центров химического разложения в окрестности структурных дефектов тэна; второй член связан с образованием центров химического разложения в окрестности включения алюминия.

Решение (4.34) дает:

$$n = \left(\frac{W_n n_1 + W_t n_2}{W_n + W_t} \right) \left[1 - e^{-\left(\frac{1}{W_n} + \frac{1}{W_t} \right) W} \right]. \quad (4.35)$$

Учитывая выражения (4.25), (4.28а) и $H = H_{\text{cr}}$ получим:

$$n_{cr} = \left(\frac{n_1 + \frac{W_0}{W_n} n_2 e^{E/kT}}{1 + \frac{W_0}{W_n} e^{E/kT}} \right) \left[1 - e^{-\frac{\kappa}{W_n} \left(1 + \frac{W_n}{W_0} e^{-E/kT} \right) H_{cr}} \right]. \quad (4.36)$$

После преобразования (4.36) относительно H_{cr} , получим:

$$H_{cr}(T) = -\frac{W_n}{\alpha} \frac{\ln \left(1 - \frac{n_{cr}}{n_2} \left(\frac{1 + \frac{W_0}{W_n} e^{E/kT}}{\frac{n_1}{n_2} + \frac{W_0}{W_n} e^{E/kT}} \right) \right)}{\left(1 + \frac{W_n}{W_0} e^{-E/kT} \right)}. \quad (4.37)$$

В первом приближении, логарифм в числителе (4.37), примем независимым от температуры, это следует как из структуры выражения, стоящего в логарифме, так и слабой зависимостью логарифма по сравнению с экспонентой, стоящей в знаменателе.

В этом случае введем обозначение:

$$-\frac{W_n}{\alpha} \ln \left(1 - \frac{n_{cr}}{n_2} \left(\frac{1 + \frac{W_0}{W_n} e^{E/kT}}{\frac{n_1}{n_2} + \frac{W_0}{W_n} e^{E/kT}} \right) \right) = B \equiv \text{const}. \quad (4.38)$$

Подставим (4.38) в (4.37):

$$H_{cr}(T) = \frac{B}{1 + \frac{W_n}{W_0} e^{-E/kT}}. \quad (4.39)$$

Выражение (4.39) содержит два параметра B и W_n/W_0 , поэтому его удобно представить в следующем виде

$$\ln \left(\frac{B}{H_{cr}} - 1 \right) = \ln \frac{W_n}{W_0} - \frac{E}{kT}. \quad (4.40)$$

Тогда уравнение линеаризуется, если в качестве аргумента использовать $1/T$. При этом остается единственный параметр B . Прямые на рисунке 4.44 построены при значении параметра $B = 5,7$ Дж/см² для инициирования первой гармоникой лазера при коэффициенте корреляций

0,99 и $B = 4,2 \text{ Дж/см}^2$ для инициирования второй гармоникой лазера при коэффициенте корреляций 0,98. Значения $W_n/W_0 = 2 \cdot 10^6$, $E = 0,45 \text{ эВ}$ совпадают для обеих прямых, что позволяет сделать вывод о том, что процессы инициирования химической реакции при воздействии на исследуемые образцы 1-ой и 2-ой гармониками излучения практически одинаковы. Сплошные кривые на рисунке 4.43 рассчитаны по формуле (4.39) с использованием выше указанных параметров. Значения энергии активации E , рассчитанное по полученным экспериментальным данным совпадают для первой и второй гармоник в пределах погрешности.

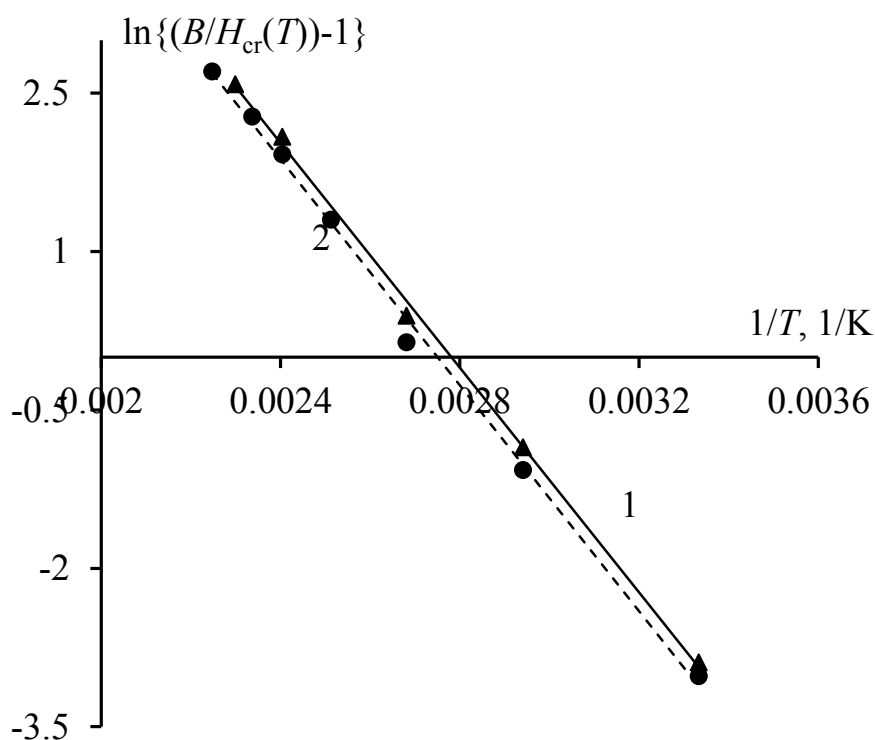


Рисунок 4.44 – Зависимость порога инициирования взрыва H_{cr} от температуры для образцов тэна с включениями алюминия 0,1 масс.% в координатах выражения (4.40): 1 – первая гармоника (1064 нм); 2 – вторая гармоника (532 нм)

Рассмотрим смысл коэффициентов A и B . При $T \rightarrow \infty$ из формулы (4.32) имеем $H_{cr}^{\infty} = A$. Таким образом, величина A – это минимальная плотность

энергии лазерного импульса, которая необходима для образования критической концентрации очагов химического разложения при $T \rightarrow \infty$.

При $T \rightarrow 0$ из формул (4.38) и (4.39) получим

$$H_{\text{cr}}^0 = B = \frac{W_n}{\kappa} \left(1 - \frac{n_{\text{cr}}}{n_2}\right). \quad (4.41)$$

Таким образом, величина B имеет смысл критической плотности энергии инициирования, когда вклад в образование очагов химического разложения при поглощении лазерного излучения структурными дефектами тэна отсутствует. Данные рисунка 4.43 показывают, что это условие выполняется при температурах $T \leq 300$ К. Таким образом, процесс взрывчатого разложения при комнатной температуре в основном определяется образованием очагов химического разложения в окрестности включения.

4.6. Влияние плотности образцов на пороги и динамические характеристики взрывчатого разложения при лазерном инициировании

В данном разделе представлены результаты исследования влияния плотности образцов на пороги и динамические характеристики взрывчатого разложения при импульсном лазерном воздействии. Результаты исследований опубликованы в работах [232, 260].

Исследование влияние плотности образцов на взрывчатые характеристики энергетических материалов в литературе представлено в малом количестве работ. Стоит упомянуть работы [7, 17], где представлены экспериментальные данные для образцов тэна в диапазоне плотностей 0,7–1,2 г/см³. Показано, что существует оптимальная плотность образцов, при которой достигается наименьший порог взрывчатого разложения при лазерном инициировании.

Представляет интерес исследование влияния плотности образцов тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц.

4.6.1. Зависимости порогов взрывчатого разложения образцов тэна с включениями пассивированных частиц алюминия от плотности образца

В данном подразделе исследовалось влияние плотности образцов тэна с включениями пассивированных частиц алюминия в зависимости от массовой доли включений алюминия на пороги взрывчатого разложения. Были выбраны следующие значения плотностей образцов: 0,9; 1,1; 1,3; 1,5; 1,7 г/см³.

Методом фотометрического шара (п. 2.6) были измерены коэффициенты диффузного отражения образцов в зависимости от массовой доли включений алюминия и плотности образца. Результаты представлены на рисунке 4.45.

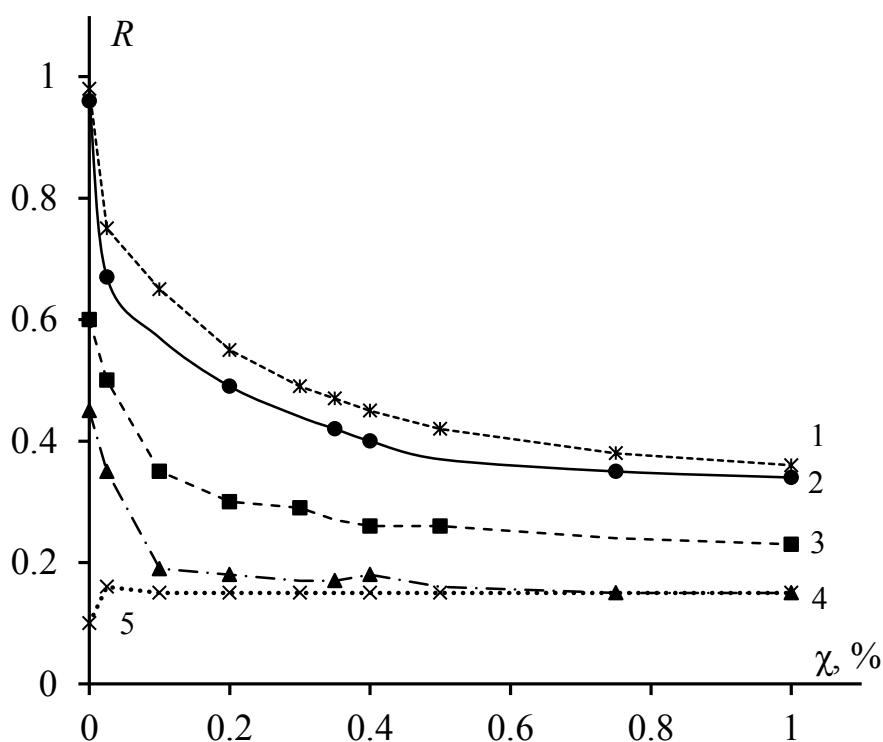


Рисунок 4.45 – Зависимость коэффициента диффузного отражения R от массовой доли χ частиц алюминия в образце тэна: 1 – 0,9 г/см³; 2 – 1,1 г/см³; 3 – 1,3 г/см³; 4 – 1,5 г/см³; 5 – 1,7 г/см³

Из данных рисунка 4.45. видно, что с увеличением плотности образца и массовой доли включений алюминия коэффициент диффузного отражения уменьшается.

Для каждой плотности образцов получали зависимости вероятности взрыва от плотности энергии лазерного излучения (1064 нм) при заданной массовой доле включений в образцах χ . Эксперимент проводился при варьировании χ при заданной плотности. Такая же экспериментальная процедура проводилась при различных фиксированных ρ и варьировании χ . Для примера на рисунке 4.45 представлены зависимости вероятности взрыва образцов тэна плотностью $1,1 \text{ г/см}^3$ с включениями алюминия от плотности энергии лазерного излучения.

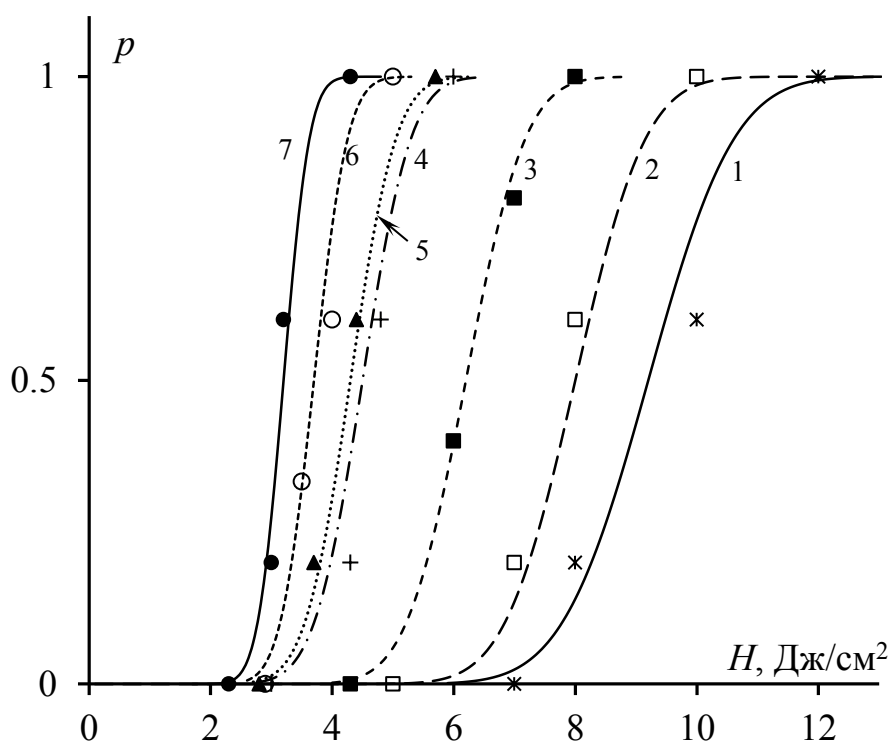


Рисунок 4.45 – Зависимости вероятности взрыва образцов тэна с включениями алюминия плотностью $1,1 \text{ г/см}^3$ от плотности энергии лазерного излучения (H): 1 – 1,0; 2 – 0,025; 3 – 0,1; 4 – 0,2; 5 – 0,75; 6 – 0,3; 7 – 0,5 масс. %

Пороги лазерного инициирования взрывчатого превращения H_{cr} образцов тэна различной плотности с включениями алюминия в зависимости от массовой доли включений χ представлены на рисунке 4.46. С увеличением плотности образца ρ уменьшается минимальный порог H_{cr}^{\min} .

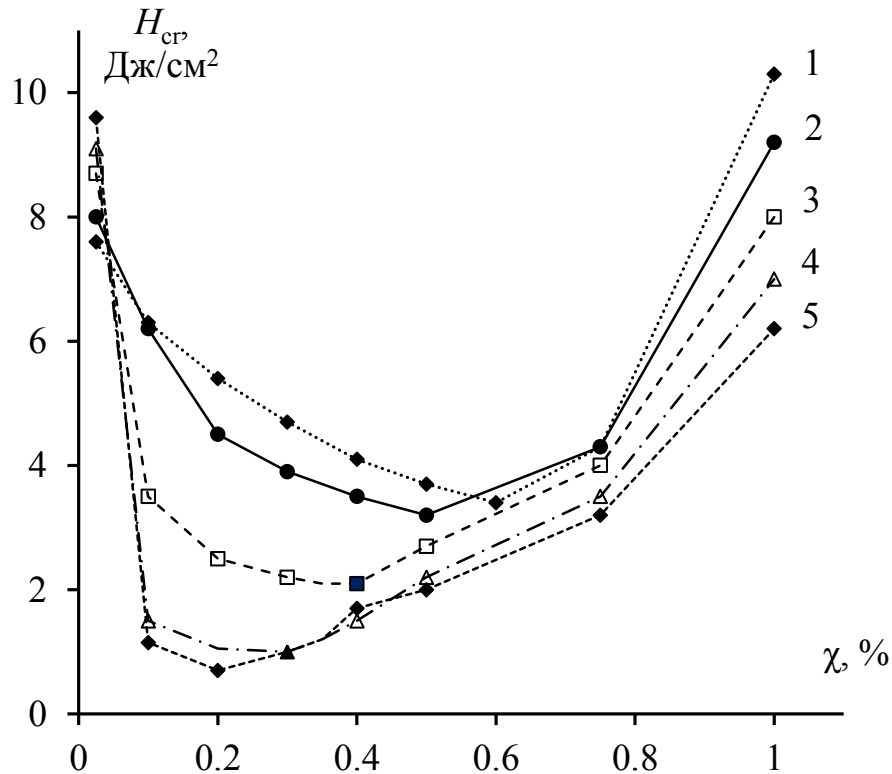


Рисунок 4.46 – Зависимость порога лазерного инициирования взрывчатого превращения (H_{cr}) тэна от массовой доли включений алюминия (χ) в образце: 1 – 0,9 г/см³; 2 – 1,1 г/см³; 3 – 1,3 г/см³; 4 – 1,5 г/см³; 5 – 1,7 г/см³

При этом массовая доля включений, при которой наблюдаются соответствующие H_{cr}^{\min} , также уменьшается. В дальнейшем эти массовые доли будем называть оптимальными χ_{opt} . Это наглядно видно из рисунка 4.47, на котором представлена зависимость χ_{opt} от плотности ρ образцов.

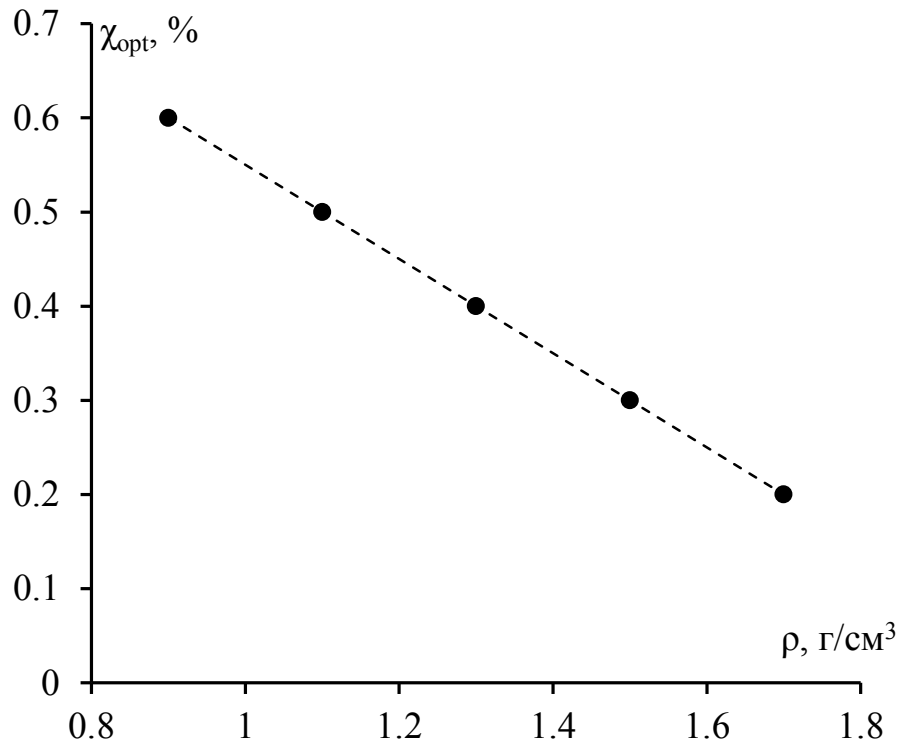


Рисунок 4.47 – Зависимость оптимальной массовой доли (χ_{opt}) включений алюминия в образце от плотности образцов (ρ)

В таблице 4.6 представлены H_{cr}^{min} и χ_{opt} в зависимости от плотности образцов.

Таблица 4.6 – Пороги инициирования и оптимальные массовые доли для различных значений плотностей образца

ρ , г/см ³	χ_{opt} , %	H_{cr}^{min} , Дж/см ²	ΔH_{cr}^{min} , Дж/см ²
0,9	0,6	3,3	0,3
1,1	0,5	3,2	0,3
1,3	0,4	2,1	0,3
1,5	0,3	1,0	0,2
1,7	0,2	0,7	0,1

Согласно литературным данным критические плотности энергии лазерного инициирования в тэне нормальной детонации должны увеличиваться с увеличением плотности образцов. Это определяется как из теории [175], так и экспериментальных работ [2, 3, 7, 17]. Это, на первый взгляд, противоречит нашим результатам. В указанных работах образцы имели размеры $5 \cdot 10 \text{ мм}^2$ [2, 3] и $4 \cdot 4 \text{ мм}^2$ [7, 17]. Указанные размеры образцов превышают критические размеры нормальной детонации, и качественное поведение зависимости N_{cr} совпадает с теоретическими представлениями.

В данной работе, образцы имели размера $3 \times 1 \text{ мм}^2$. Толщина заряда в нашем случае меньше «глубины возникновения детонации». В нашем случае следует учитывать, что существенную роль для наблюдения взрыва играет наличие акустически жесткой металлической подложки на тыльной стороне образца, тогда инициирование взрыва может начинаться на тыльной стороне образца. Поэтому были проведены специальные эксперименты, в которых в пластине-свидетеле (поз. 2 на рисунке 2.44) делалось отверстие размером, равным диаметру образца. Это обеспечивало отсутствие акустически жесткой подложки на тыльной стороне образца. В этом случае взрыв не происходил. Данный эффект наглядно виден при воздействии импульсным электронным пучком на тонкие (1,5 мм) монокристаллы тэна [241]. В [241] было показано, что свечение возникает на тыльной стороне образца при отражении ударной волны от жесткой преграды. Затем идет развитие реакции с детонационной скоростью. Если убрать акустически жесткую преграду с тыльной стороны образца, как и в нашем случае, то взрыв не происходил [241].

В связи с этим, результаты данной работы отличаются от классических экспериментальных и теоретических работ на образцах в условиях эксперимента, в которых развиваются нормальные детонационные процессы [2, 3, 7, 17]. При лазерном инициировании взрывчатого превращения тонких образцов ВВ следует говорить о низкоскоростной детонации [175]. В этом

случае закономерности взрывчатого разложения могут быть иными, чем при условиях для возникновения нормальной детонации.

Поэтому в следующем разделе проведено измерение динамических характеристик взрывчатого разложения тонких образцов тэна с включениями пассивированных частиц алюминия в зависимости от плотности образца при лазерном инициировании взрыва.

4.6.2. Динамические характеристики взрывчатого разложения тэна с включениями пассивированных частиц алюминия в зависимости от плотности образца

В работе использовалась экспериментальная методика на основе пьезодетектора, которая позволяет измерить скорости и давления ударных волн (УВ) в воздухе. Методика эксперимента подробно описана в п. 2.10. Для наглядности здесь приведен схему экспериментальной ячейки (рисунок 4.48). Результаты опубликованы в [232].

Продукты взрыва образца (1) разлетались через отверстие (5) в медной пластине (2) толщиной 1 мм, в воздухе возникала ударная волна (УВ) [175]. Пройдя промежуток L между образцов и пьезодетектором (6), ударная волна воздействовала на пьезодетектор (6). Регистрация сигнала с пьезодетектора осуществлялась при помощи осциллографа.

Для того чтобы зарегистрировать начало процесса роста давления (начало фронта) на пьезодетектор, величина деления чувствительности осциллографа составляла значение 0,005 мВ/дел. Результат представлен на рисунке 4.49.

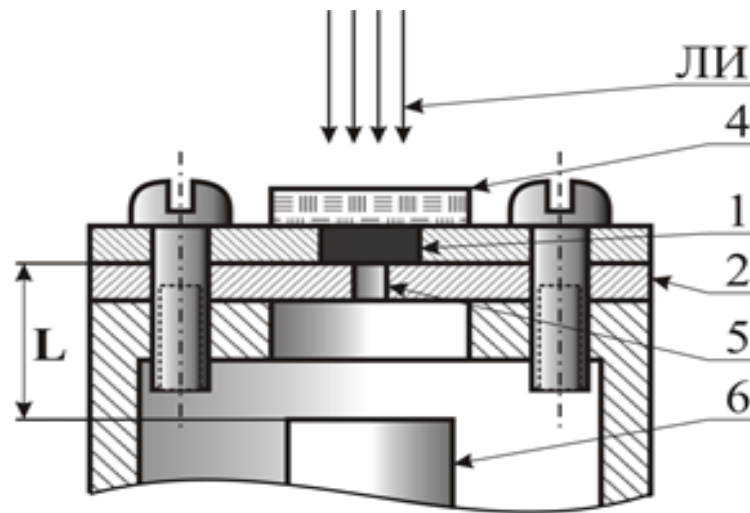


Рисунок 4.48 – Схема экспериментальной сборки. Обозначения приведены в тексте

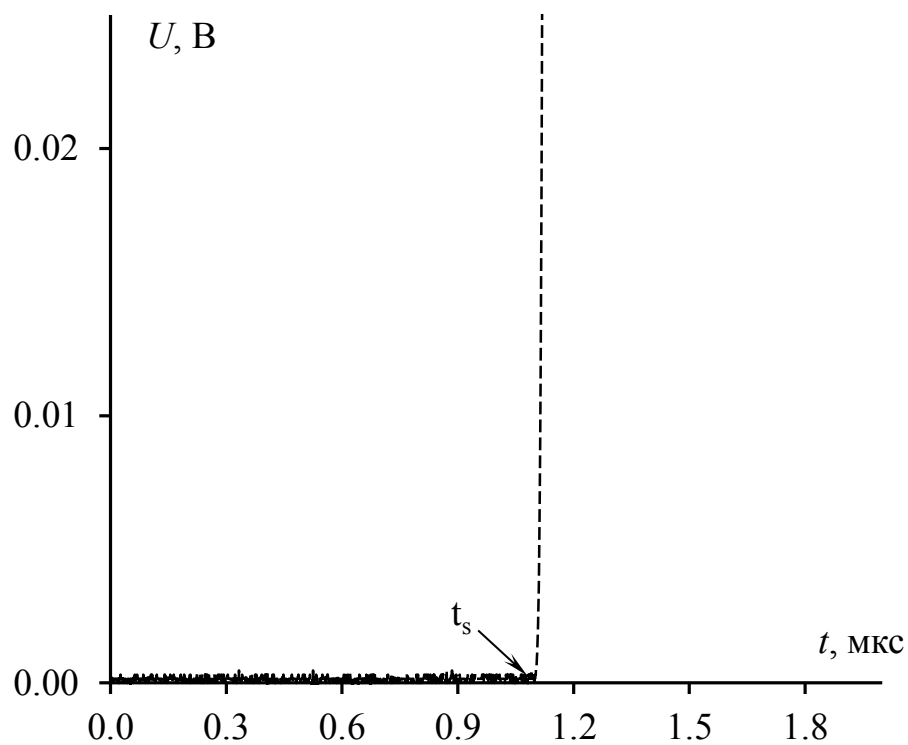


Рисунок 4.49 – Оциллограмма пьезодетектора регистрируемая осциллографом (чувствительность осциллографа 0,005 мВ/дел): образец – тэн с включениями пассивированных частиц алюминия 0,5 масс.%; плотность 1,1 г/см³; расстояние от образца до детектора $L = 3$ мм; τ_s – момент появления регистрируемого сигнала

В экспериментах тыльная сторона образца устанавливалась на различных расстояниях (L) от поверхности пьезодетектора (поз.1, рисунок 4.48) и регистрировалось время между воздействием лазерного импульса на образец и моментом появления регистрируемого сигнала t_s . Величина L варьировалась в диапазоне 2–6 мм.

Эксперимент проводился с образцами различных плотностей с оптимальной массовой долей включений χ_{opt} для каждой плотности, определенной в п. 4.6.1. Результаты представлены на рисунке 4.50.

Из рисунка 4.50 видно, что зависимость времени появления сигнала от расстояния L между тыльной поверхностью образца и пьезодетектором подчиняется линейному закону. Таким образом, по наклону прямых рисунка 4.50 можно определить скорости ударной волны в воздухе для каждой используемой плотности образца ρ_i . Уравнение прямых рисунка 4.50 можно представить в виде:

$$t_s = \tau_{zi} + \frac{1}{V_i} \cdot L_i, \quad (4.42)$$

где t_s – время распространения ударной волны от тыльной поверхности образца до пьезодетектора при каждом L_i , V_i – скорость УВ при соответствующих ρ_i , L_i – расстояние от тыльной поверхности образца до пьезодетектора, τ_{zi} – момент времени пересечения прямых (4.42) с осью ординат. Результаты для V_i и τ_{zi} , полученные с использованием рисунка 4.50 и уравнения (4.42) представлены в таблице 4.7.

Данные таблицы показывают, что с ростом плотности образцов ρ_i уменьшается скорость УВ, а время τ_{zi} растет с уменьшением концентрации включений n_{opt} .

С помощью пьезодетектора регистрируется производная давления по времени (см. п. 2.5.). Для получения относительных значений зависимости $P(t)$ можно интегрировать экспериментальные осциллограммы.

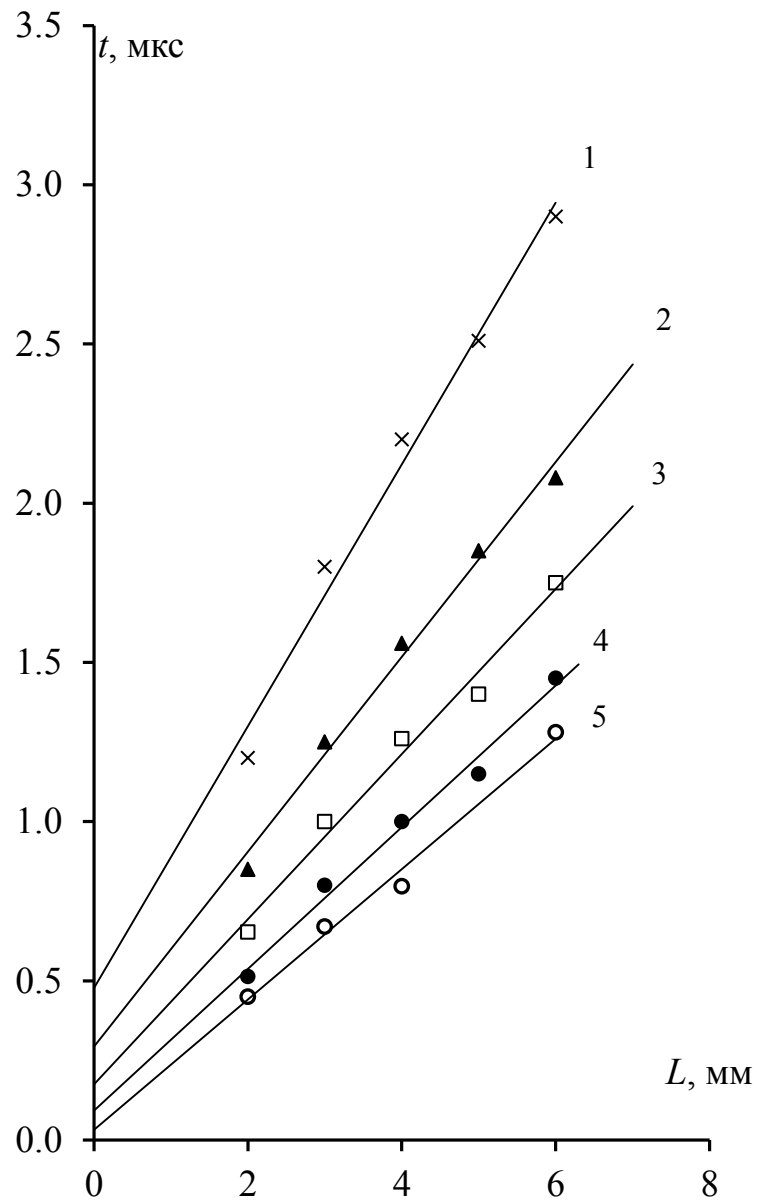


Рисунок 4.50 – Зависимость времени появления сигнала τ_s пьезодетектора от расстояния до образца L : 1 – $\chi_{\text{opt}} = 0,2\%$, $\rho = 1,7 \text{ г/см}^3$; 2 – $\chi_{\text{opt}} = 0,3\%$, $\rho = 1,5 \text{ г/см}^3$; 3 – $\chi_{\text{opt}} = 0,4\%$, $\rho = 1,3 \text{ г/см}^3$; 4 – $\chi_{\text{opt}} = 0,5\%$, $\rho = 1,1 \text{ г/см}^3$, 5 – $\chi_{\text{opt}} = 0,6\%$, $\rho = 0,9 \text{ г/см}^3$; плотность энергии 20 Дж/см^2

Таблица 4.7 – Динамические характеристики взрывчатого разложения образцов тэна с включениями пассивированных частиц алюминия. ρ – плотность образца, V – скорость ударной волны в воздухе, τ_{zi} – момент времени пересечения прямых (4.42) с осью ординат

ρ , г/см ³	0,9	1,1	1,3	1,5	1,7
V_i , км/с	4,8	4,5	3,8	3,2	2,4
τ_{zi} , нс	40	80	160	280	450

На рисунке 4.51 представлена осциллограмма в координатах $U(t)$, здесь U – сигнал с пьезодетектора, который регистрируется осциллографом. Тогда относительную зависимость $P(t)$ можно представить в виде:

$$P(t) \sim \int_{t_s}^t U(t) dt \quad (4.43)$$

Результат интегрирования осциллограммы рисунка 4.51 представлен на рисунке 4.52.

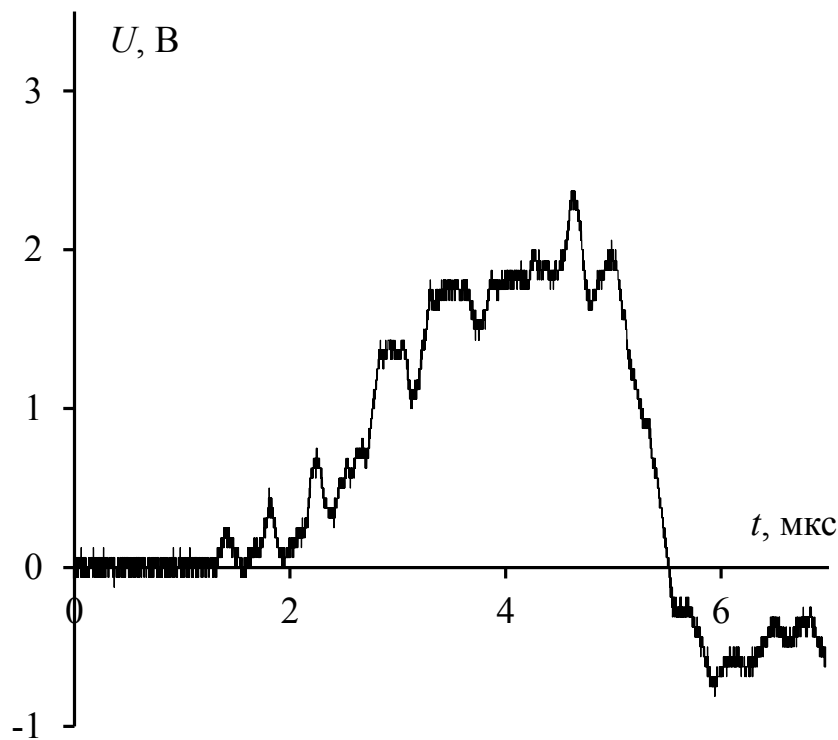


Рисунок 4.51 – Типичная осциллограмма пьезодетектора (чувствительность 2 В/дел): образец – тэн с включениями 0,5 масс.% частиц алюминия; плотность 1,1 г/см³; толщина образца 1 мм

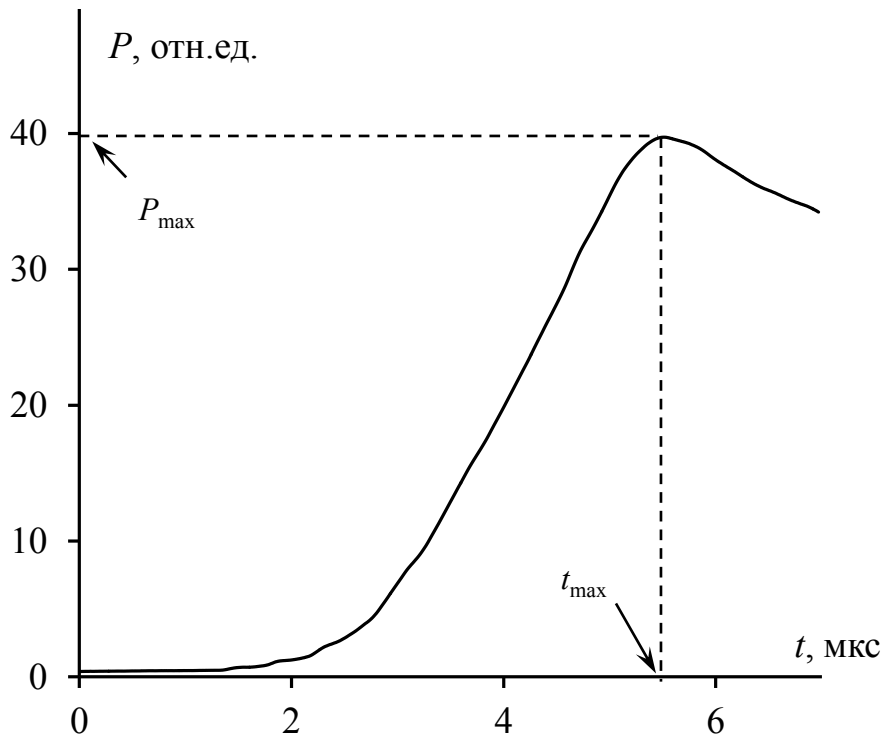


Рисунок 4.52 – Зависимость давления УВ от времени, полученная в результате численного интегрирования осциллограммы рисунка 4.51

В таблице 4.8 представлены максимальные значения P_{\max} и времени достижения t_{\max} для образцов с различными плотностями на фиксированном расстоянии ($L = 6$ мм) между пьезодетектором и тыльной поверхностью образца.

Таблица 4.8 – Динамические характеристики взрывчатого разложения образцов тэна с включениями пассивированных частиц алюминия. ρ – плотность образца, P_{\max} – максимальное значение давления (в отн.ед.) ударной волны в воздухе, t_{\max} – время достижения P_{\max}

ρ , г/см ³	0,9	1,1	1,3	1,5	1,7
P_{\max} , отн. ед.	46	40	30	17	8
t_{\max} , мкс	4,3	4,6	5,3	5,7	6,1

Из таблицы 4.8 следует, что с ростом плотности ρ образцов уменьшается P_{\max} и увеличивается t_{\max} достижения P_{\max} .

Зависимость максимального значения давления от расстояния L между пьезодетектором и тыльной поверхностью образца представлена на рисунке 4.53.

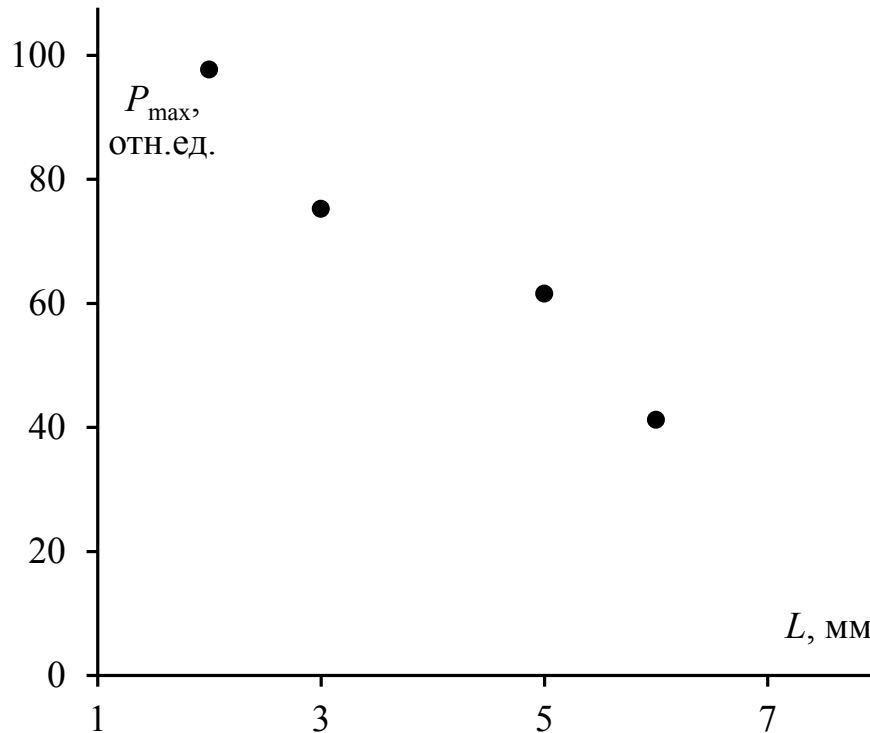


Рисунок 4.53 – Зависимость максимального давления от расстояния между пьезодетектором и тыльной поверхностью образца

Из рисунка 4.53 следует, что с увеличением L уменьшается P_{\max} .

Исследовалось влияние массы образца m на максимальное значение давления P_{\max} . Т.к. $m \sim h$, то использовались образцы с различной толщиной h . Полученная зависимость представлена на рисунке 4.54. Из рисунка. 4.54 следует, что $P_{\max} \sim \sqrt[3]{m}$.

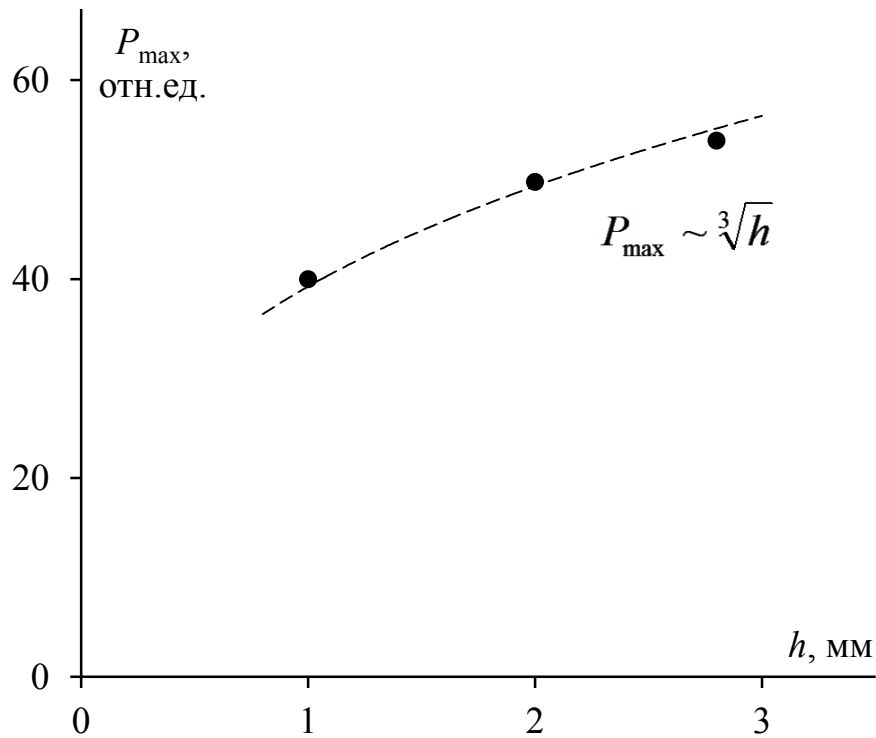


Рисунок 4.54 – Зависимость максимального давления от толщины образца

Таким образом, показано, что в тонких образцах тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц алюминия нормальная детонация не осуществляется, т.к. с ростом ρ образцов уменьшается V и P в ударных волнах (таблицы 4.7 и 4.8). Для нормальной детонации должна регистрироваться ситуация обратная [175]. По [175] наблюдаемые эффекты можно отнести к низкоскоростной детонации (НД).

Удельный импульс J , который переносит УВ в воздухе, при $L = \text{const}$:

$$J_i(t) \sim \int_0^t P_i(t) dt \quad (4.44)$$

Результат интегрирования, для примера кривой рисунка 4.52, представлен на рисунке 4.55.

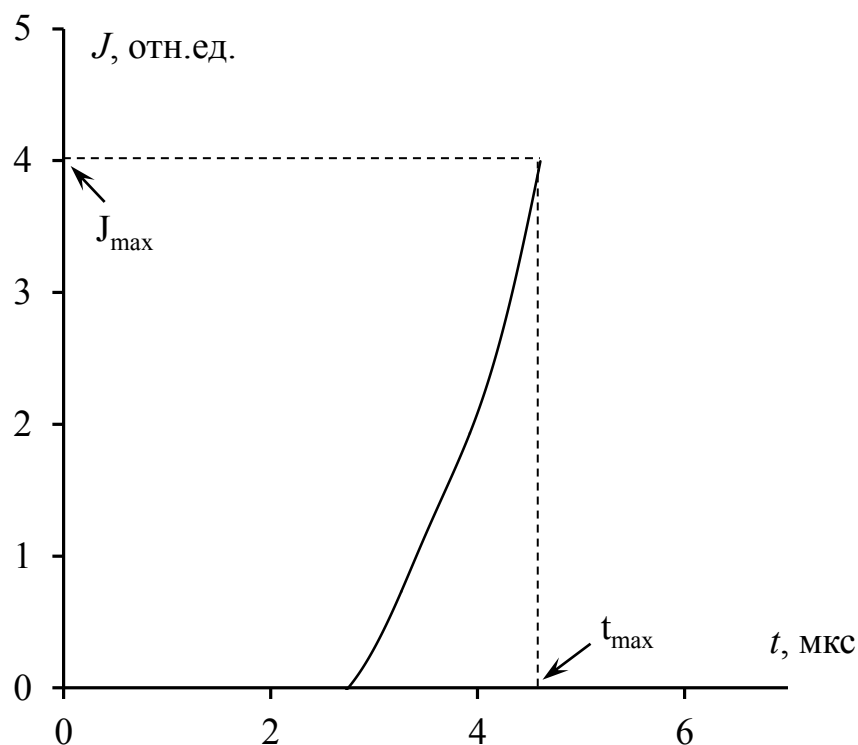


Рисунок 4.55 – Зависимость удельного импульса ударной волны от времени.
Результат интегрирования осциллограммы рисунка 4.52

Значения J_{\max} в моменты времени t_{\max} при достижении максимального давления P_{\max} , представлены в таблице 4.9.

Таблица 4.9 – Удельный импульс ударной волны для различных плотностях образца. ρ – плотность образца, J_{\max} – максимальное значение удельного импульса в момент времени t_{\max}

ρ , г/см ³	0,9	1,1	1,3	1,5	1,7
J_{\max} , отн.ед.	4,7	4,0	3,3	2,4	1,5

Для наглядности значения J_{\max} , представленных в таблице 4.9, нормированы на значения при плотностях образцов 1,7 г/см³.

Для J можно также записать выражение при определенном ρ_i :

$$J_i = m_i V_i, \quad (4.45)$$

где m_i – масса частиц среды, увлекаемых ударной волной.

Отсюда:

$$m_i = \frac{J_i}{V_i} \quad (4.46)$$

Результаты для m_i для каждой ρ_i представлены в таблице 4.10.

Таблица 4.10 – Масса частиц среды, увлекаемых ударной волной. ρ – плотность образца, m_i – масса частиц среды, увлекаемых ударной волной.

ρ , г/см ³	0,9	1,1	1,3	1,5	1,7
m_i , отн.ед.	0,97	0,89	0,86	0,75	0,63

Таким образом, совокупность результатов свидетельствует, что увеличение плотности образцов ρ приводит к уменьшению m_i , ρ_i , V_i , H_{cr}^{\min} , n_{opt} .

4.6.3. Модель лазерного инициирования взрывчатого разложения тонких образцов

Анализ совокупности результатов (см. таблица 4.11) позволяет объяснить закономерности лазерного инициирования взрывчатого разложения тонких образцов тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц алюминия.

Таблица 4.11 – Пороговые и динамические характеристики лазерного инициирования взрывчатого разложения тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц алюминия. ρ – плотность образца, H_{cr}^{\min} – минимальный порог лазерного инициирования взрыва образцов при оптимальной массовой доле χ_{opt} , V – скорость ударной волны в воздухе, τ_{zi} – момент времени пересечения прямых (4.42) с осью ординат, P_{max} – максимальное значение давления УВ в воздухе, t_{max} – время достижения P_{max} , J_{max} – максимальное значение удельного импульса в момент времени t_{max} , m_i – масса частиц среды, увлекаемых ударной волной

ρ , г/см ³	0,9	1,1	1,3	1,5	1,7
H_{cr}^{\min} , Дж/см ²	3,3 ± 0,3	3,2 ± 0,3	2,1 ± 0,3	1,0 ± 0,2	0,7 ± 0,1
χ_{opt} , масс %	0,6	0,5	0,4	0,3	0,2
V_i , км/с	4,8 ± 0,1	4,5 ± 0,1	3,8 ± 0,1	3,2 ± 0,1	2,4 ± 0,1
τ_{zi} , нс	40 ± 14	80 ± 14	160 ± 14	280 ± 14	450 ± 14
P_{max} , отн.ед.	46	40	30	17	8
t_{max} , мкс	4,3	4,6	5,3	5,7	6,1
J_{max} , отн.ед.	4,7	4,0	3,3	2,4	1,5
m_i , отн.ед.	0,97	0,89	0,86	0,75	0,63

Как показано в главе 3 поглощение лазерного излучения практически полностью происходит металлическими включениями, в результате чего они нагреваются до высоких температур. Это приводит к инициированию реакции в окрестности «горячей точки». Если концентрация таких «горячих точек» достаточна, то образуются макроочаги, которые перекрываясь, дают ударную волну и взрыв в образце.

Для плотных образцов ($\rho = 1,7$ г/см³) наблюдаемый относительно низкий порог лазерного инициирования взрыва можно объяснить «хорошим контактом» частиц тэна с включениями алюминия. Как показано в главе 3, при воздействии импульсного лазерного излучения на образцы с $\rho = 1,7$ г/см³

с пороговой плотностью энергии показатель экстинкции $k_{\text{eff}} \geq 200 \text{ см}^{-1}$, и, следовательно, инициирование химической реакции взрывчатого разложения происходит вблизи поверхности образца до глубины $d = k_{\text{eff}}^{-1} \leq 50 \text{ мкм}$. В этом слое образуются «горячие точки» – нагретые частицы алюминия и окружающую их оболочку тэна. Эта оболочка уже в течение длительности лазерного импульса прогревается до расстояния $L \sim 40 \text{ нм}$.

Оценочный расчет показал (см. п. 3.4), что при плотности энергии лазерного импульса $0,1 \text{ Дж/см}^2$ произойдет нагрев двухслойной сферы до 500 К и испарение тэна в последствии.

Если опираться на расчеты, то при плотностях энергии более $0,1 \text{ Дж/см}^2$ в очагах будет увеличиваться давление, то возможен выход газа к поверхности образца и при блокировании газодинамической разгрузки возникновение ударной волны в образце. Расчеты в рамках микроочаговой модели лазерного инициирования взрыва приведены в [261] для образцов тэна с включениями наноалюминия и в работе [168] для образцов тэна с включениями нанокобальта. Было показано, что при достижении пороговой плотности энергии температура включений достигает величины 1200 К . При этом очаги взрывчатого разложения, начинают формироваться в окружающей включение оболочке тэна уже во время облучения при достижении максимума интенсивности лазерного импульса. При этом температура в очагах быстро нарастает и еще до окончания длительности лазерного импульса превышает температуру включения. При этом в зоне лазерного излучения образца образуются газообразные продукты, увеличивается давление, образуется и распространяется в необлученную часть ударная волна, что и приводит к взрывчатому разложению. Однако эффективность этого процесса невысока. Так как толщина образца относительно мала, химическая реакция не успевает развиться в полной мере и поддерживать ударную волну для достижения ей детонационной скорости. В результате значительная часть образца разлетается, т.е. полнота взрыва не

высока, об этом свидетельствуют относительно малые значения V , P_{\max} , J_{\max} , m_i (см. таблицу 4.11).

С этой точки зрения порог лазерного инициирования взрывчатого разложения образца в большей степени определяется не сортом включения, от которого передается тепло матрице тэна, а свойствами самой матрицы. Подтверждение этому являются экспериментальные данные по измерению H_{cr} в исследованных образцах (см. таблицу 4.1): тэн-Al $H_{cr} = 0,7$ Дж/см² при оптимальной массовой доле включений $\chi_{opt} = 0,2$ %, тэн-Fe $H_{cr} = 0,5$ Дж/см² при $\chi_{opt} = 0,4$ %, тэн-Ni $H_{cr} = 0,7$ Дж/см² при $\chi_{opt} = 0,1$ %.

При уменьшении плотности образцов порог лазерного инициирования взрывчатого разложения возрастает вследствие ухудшения контакта частиц алюминия с матрицей тэна. Однако после воздействия лазерного излучения, из-за увеличения пористости и теплопроводности образцов [175], условия распространения температуры из «горячих точек» и инициирования химической реакции взрывчатого разложения в необлученной части образца улучшаются [175]. В этом случае инициирование химической реакции взрывчатого разложения в необлученной части образца может опережать ударную волну по механизму «взрывного горения», предложенному Апиным [262]. С уменьшением плотности образцов этот механизм дает увеличивающийся вклад. Одновременно, чем ниже плотность образцов, тем лучше динамические характеристики взрыва: увеличиваются значения V , P_{\max} , i_{\max} , m_i , уменьшается τ_{zi} (см. таблицу 4.11). Таким образом с уменьшением плотности образца растет полнота взрыва, т.е. увеличивается эффективность взрывчатого разложения.

Стоит отметить, что наблюдаемые закономерности характерны для относительно тонких образцов. С увеличением толщины образцов до дистанции пробега УВ до детонации скорость ударной волны в образце возрастет до детонационной и будут наблюдаться известные закономерности характеристик взрыва при нормальной детонации [175].

4.7. Выводы главы

1. Зависимость порога взрывчатого разложения от массовой доли включений при частичном блокировании газодинамической разгрузки имеет вид кривой с минимумом при оптимальной массовой доле χ_{opt} . При полном блокировании газодинамической разгрузки образцов, облучаемая поверхность является жесткозакрепленной и порог взрывчатого разложения H_{cr} снижается до постоянного значения.

2. Обнаружено влияние размеров включений при фиксированной массовой доле на порог взрывчатого разложения H_{cr} . Для включений с оптимальными размерами, для которых H_{cr} минимален, показатель экстинкции излучения k_{eff} максимален.

3. Экспериментально исследован порог взрывчатого разложения H_{cr} для композитов тэн-АI в зависимости от соотношения $\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3$, т.е. от массового содержания активного металла в частице включения. С уменьшением содержания Al уменьшается эффективность поглощения излучения Q_{abs} и растет значение H_{cr} .

4. Обнаружено влияние длины волны лазерного излучения на минимальный порог H_{cr} для одного сорта частиц. Показано, что это влияние связано с эффективностью поглощения излучения Q_{abs} , рассчитанного по теории Ми. Показано, что H_{cr} следует связывать не с Q_{abs} , а показателем экстинкции $k_{\text{eff}} \sim Q_{\text{abs}} \cdot n_{\text{opt}}$. При одинаковых значениях k_{eff} наблюдаются одинаковые значения H_{cr} для различных длин волн. При этом изменение Q_{abs} требует соответствующего изменения n_{opt} .

5. Показано, что инициирование тэна без включений возможно излучением второй гармоники лазера по механизму двухфотонного поглощения. Экспериментально измерен показатель двухфотонного поглощения $\beta = 300 \text{ см/ГВт}$.

6. Исследовано влияние плотности тонких образцов (1 мм) на порог взрывчатого разложения H_{cr} . Обнаружены следующие закономерности:

- с ростом плотности образцов уменьшаются пороги лазерного инициирования взрыва H_{cr} ;
- с ростом плотности образцов скорости ударных волн в воздухе уменьшаются;
- с ростом плотности образцов уменьшается давление ударных волн, образующихся при взрыве образцов в воздухе.

ГЛАВА 5. СПЕКТРАЛЬНО-КИНЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЗРЫВЧАТОГО СВЕЧЕНИЯ ОБРАЗЦОВ ТЭНА С ВКЛЮЧЕНИЯМИ УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ ПАССИВИРОВАННЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

В предыдущих главах диссертации определены пороги лазерного инициирования взрыва тэна в зависимости от массовой доли металлических (алюминия, никель, железо) включений (п. 4.1). Снижение порогов взрывчатого разложения, по сравнению с образцами тэна без включений связано с поглощением лазерного излучения включениями (глава III и п. 4.6.3). Показано, что эффективность поглощения света металлическими включениями в тэне зависит от их размеров и длины волны лазерного излучения (пп. 4.2, 4.4).

Таким образом, свет поглощается включениями, что приводит к их нагреву до высоких температур. Это запускает экзотермическую химическую реакцию в тэне, приводящую к взрыву образца [68, 74, 84, 166, 261]. Информацию для объяснения механизмов первичных химических превращений можно получить исследуя спектрально-кинетические характеристики свечения исследуемых образцов с высоким временным разрешением. Эти данные позволят проследить за процессами начиная от момента воздействия лазерного импульса еще на стадии конденсированной фазы.

Данная глава посвящена изучению спектрально-кинетических характеристик свечения тэна с включениями пассивированных металлических частиц (алюминия, никеля, железо) при инициировании импульсом неодимового лазера. Результаты исследований опубликованы в работах [211, 263, 264].

Для исследования спектрально-кинетических характеристик свечения образцов при импульсном лазерном воздействии в реальном режиме времени была разработана установка на базе спектрофотохронографа (рисунок 2.34).

Подробное описание установки и методика проведения и обработки результатов эксперимента представлены в Главе II, п. 2.8.

Исследованы спектрально-кинетические характеристики свечения образцов тэна с включениями железа с массовой долей $\chi = 0,1$ %, алюминия с $\chi = 0,2$ %, никеля с $\chi = 0,1$ %.

На рисунке 5.1 приведена полная кинетика интегрального по спектру взрывчатого свечения образцов измеренная при помощи ФЭУ.

Данные рисунка 5.1. показывают, что кинетика взрывчатого свечения имеет не элементарный характер. Наблюдается свечение в момент действия лазерного импульса (пик 1) и свечение в микросекундном диапазоне (пик 2, 3 и т.д.), которое связано со свечением продуктов взрыва.

Полная типичная регистрограмма свечения при временной развертке 10 мкс полученная при помощи спектрофотохронографа представлена на рисунке 5.2.

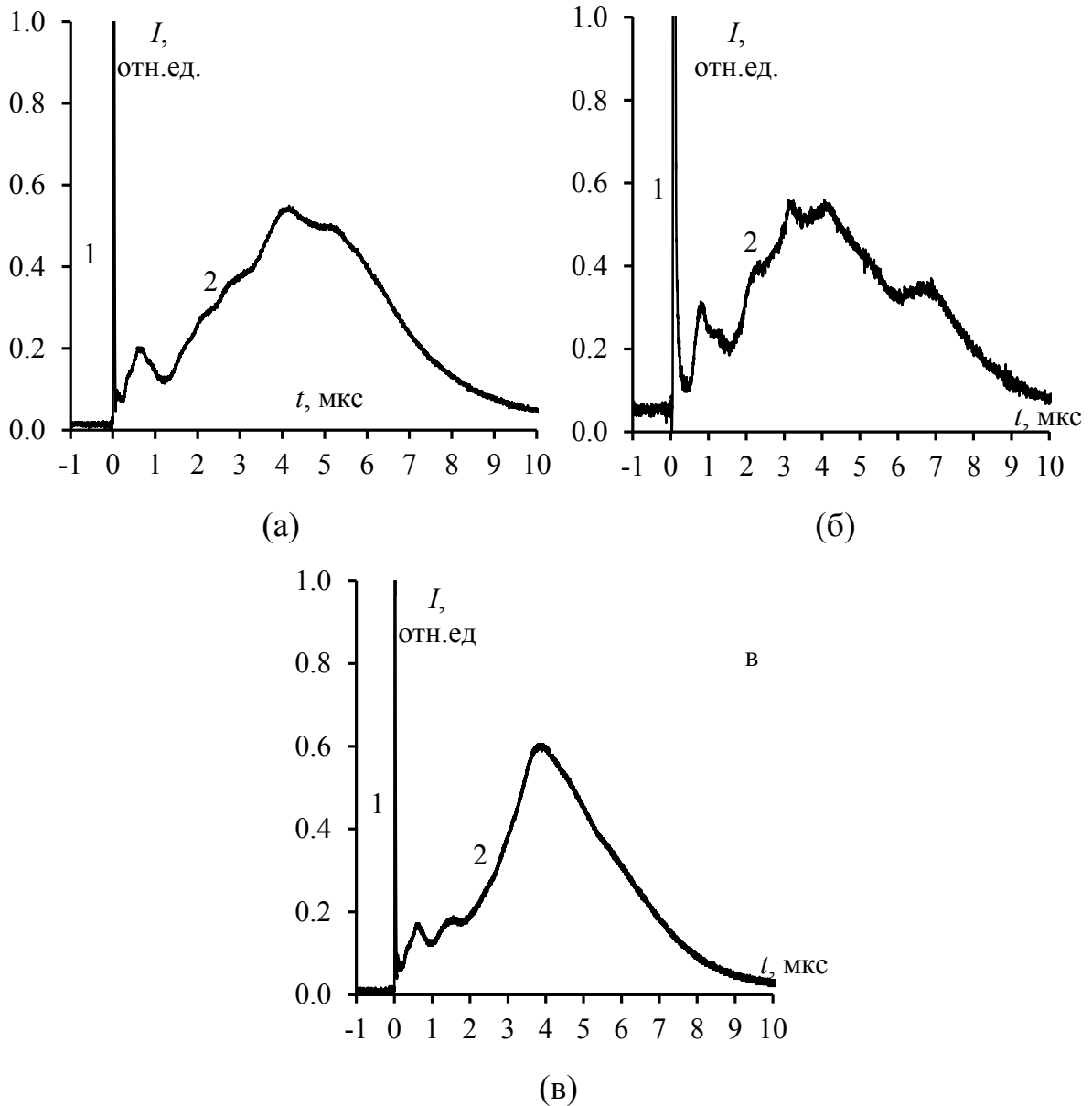


Рисунок 5.1 – Полные кинетики интегрального по спектру свечения, возникающего при взрыве образцов: (а) – тэн+Al; (б) – тэн+Fe; (в) – тэн+Ni; 1 – свечение, возникающее в момент воздействия лазерного импульса; 2 – свечение в микросекундном временном интервале; плотность энергии лазерного излучения 2 Дж/см^2

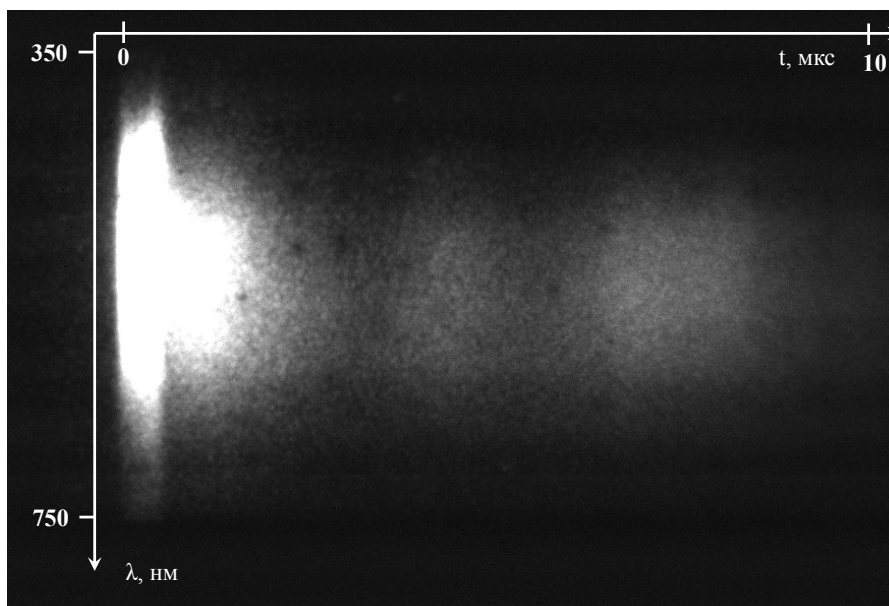


Рисунок 5.2 – Полная типичная регистрограмма свечения при временной развертке 10 мкс: образец – тЭн-Fe

Согласно рисункам 5.1 и 5.2 спектрально-кинетические характеристики свечения можно условно поделить на 2 участка. Первый – это свечение в течение длительности импульса лазерного излучения, которое появляется и при отсутствии взрывчатого разложения образца. Таким образом, можно предположить, что данное свечение возникает, когда образец еще находится в конденсированной фазе. Второй – это свечение в микросекундном диапазоне, которое появляется после воздействия лазерного импульса в результате развития химической реакции и сопровождает взрывчатое разложение образца.

Рассмотрим эти условные участки по отдельности.

5.1. Спектрально-кинетические характеристики свечения образцов тЭна с включениями под действием импульсного лазерного излучения

Для понимания механизма начальных процессов инициирования химической реакции лазерным излучением в тЭне с включениями

представляют интерес измерения спектров свечения, возникающих непосредственно во время воздействия лазерного импульса на образцы.

Применение короткой развертки спектрофотохронографа позволило зарегистрировать соответствующие спектрально-кинетические характеристики (временное разрешение составляло не хуже 10 нс и определялось длительностью лазерного импульса).

Кинетики интегрального по спектру свечения в соответствующем временном интервале представлены на рисунке 5.3. Кинетики интегрального по спектру свечения образцов имеют одинаковый характер. Рост интенсивности свечения наблюдается с момента воздействия лазерного импульса. Положения максимумов интенсивности свечения в пределах погрешности метода совпадают и соответствуют времени окончания импульса лазерного излучения.

На рисунке 5.4 представлена типичная регистрограмма свечения возникающего во время действия лазерного импульса при временной развертке 620 нс.

Свечение, зарегистрированное при помощи спектрофотохронографа по длительности в пределах погрешности методов измерений соответствует свечению зарегистрированного при помощи ФЭУ. Как видно из регистрограммы, представленной на рисунке 5.4. наблюдается яркое пятно в диапазоне длин волн 400–500 нм. Для однозначного получения спектра свечения регистрограммы типа рисунка 5.4. обрабатывались согласно методике п. 2.8.4.

Результат обработки в момент времени соответствующий самому яркому участку на рисунке 5.4. представлен на рисунке 5.5.

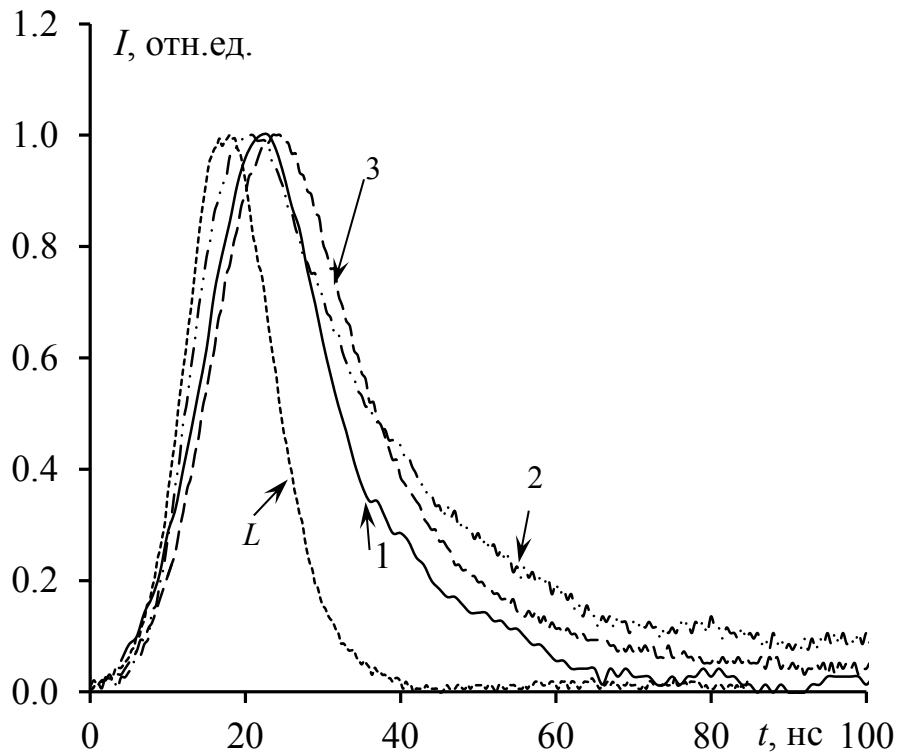


Рисунок 5.3 – Кинетика интегрального по спектру свечения тэна с включениями в момент воздействия лазерного импульса: 1 – алюминий; 2 – никель; 3 – железо; L – временной профиль лазерного импульса; плотность энергии 2 Дж/см^2

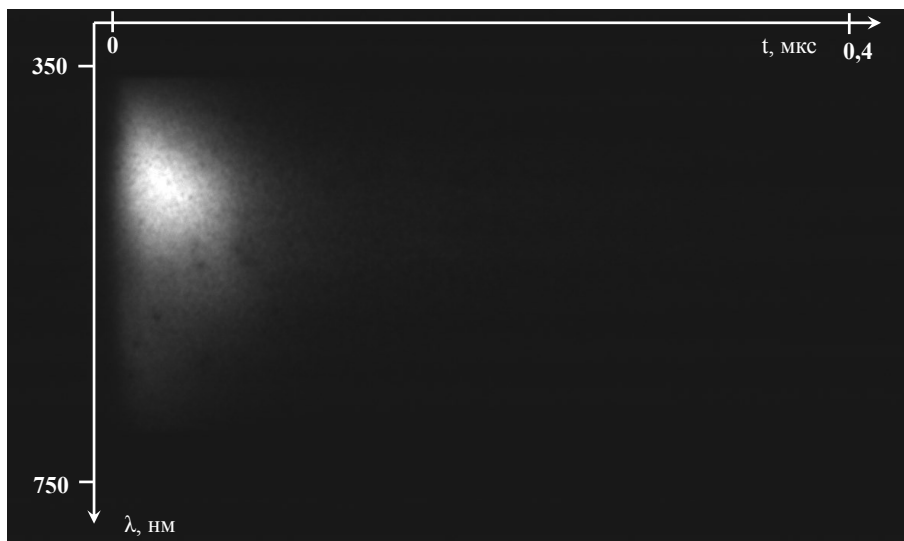


Рисунок 5.4 – Типичная регистраграмма свечения возникающего во время действия лазерного импульса при временной развертке 620 нс: плотность энергии 2 Дж/см^2

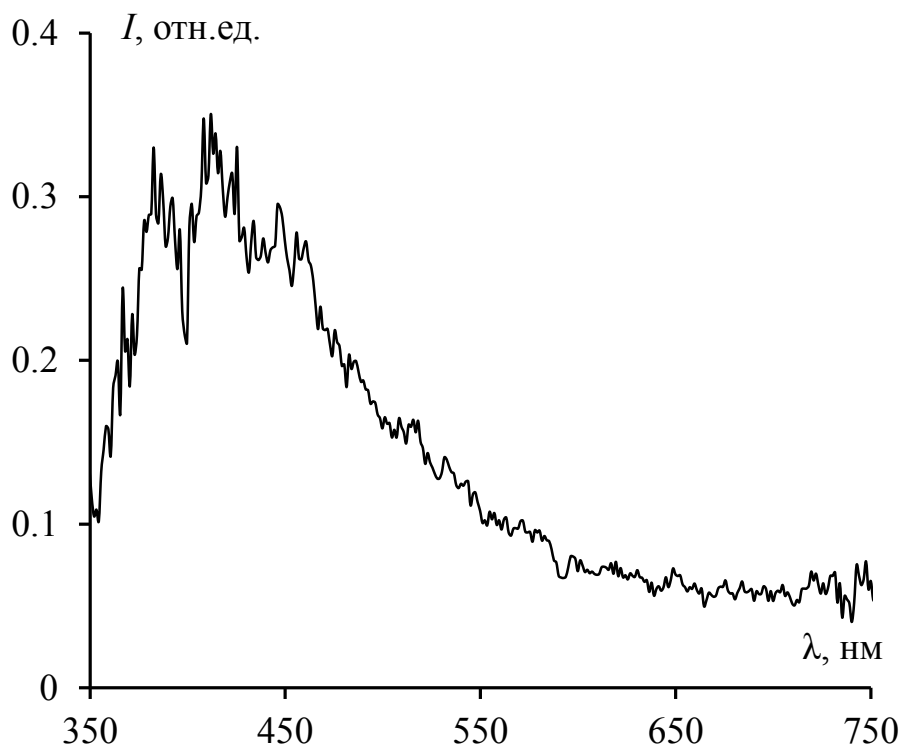


Рисунок 5.5 – Спектр свечения, полученный в результате обработки регистрограммы рисунка 5.4: момент времени 30 нс от начала воздействия импульса лазерного излучения; плотность энергии 2 Дж/см²

Далее исследовалась зависимость спектров свечения от плотности энергии инициирующего лазерного импульса.

На рисунке 5.6 представлены спектры свечения на примере образца тэн-Fe, в момент времени окончания лазерного импульса при плотностях энергий ($H_{cr} = 0,7$ Дж/см², рисунок 5.6а), с превышением порога в $\sim 2,5$ раза ($H_{cr} = 1,3$ Дж/см², рисунок 5.6б) и пятикратным превышением порога ($H_{cr} = 2,5$ Дж/см², рисунок 5.6в). Как видно из рисунка 5.6, форма спектра зависит от энергии инициирующего импульса. С увеличением плотности энергии происходит увеличение интенсивности свечения в коротковолновой области спектра. При увеличении интенсивности лазерного импульса до 5 Дж/см² форма спектра не изменяется относительно спектра рисунок. 5.6в.

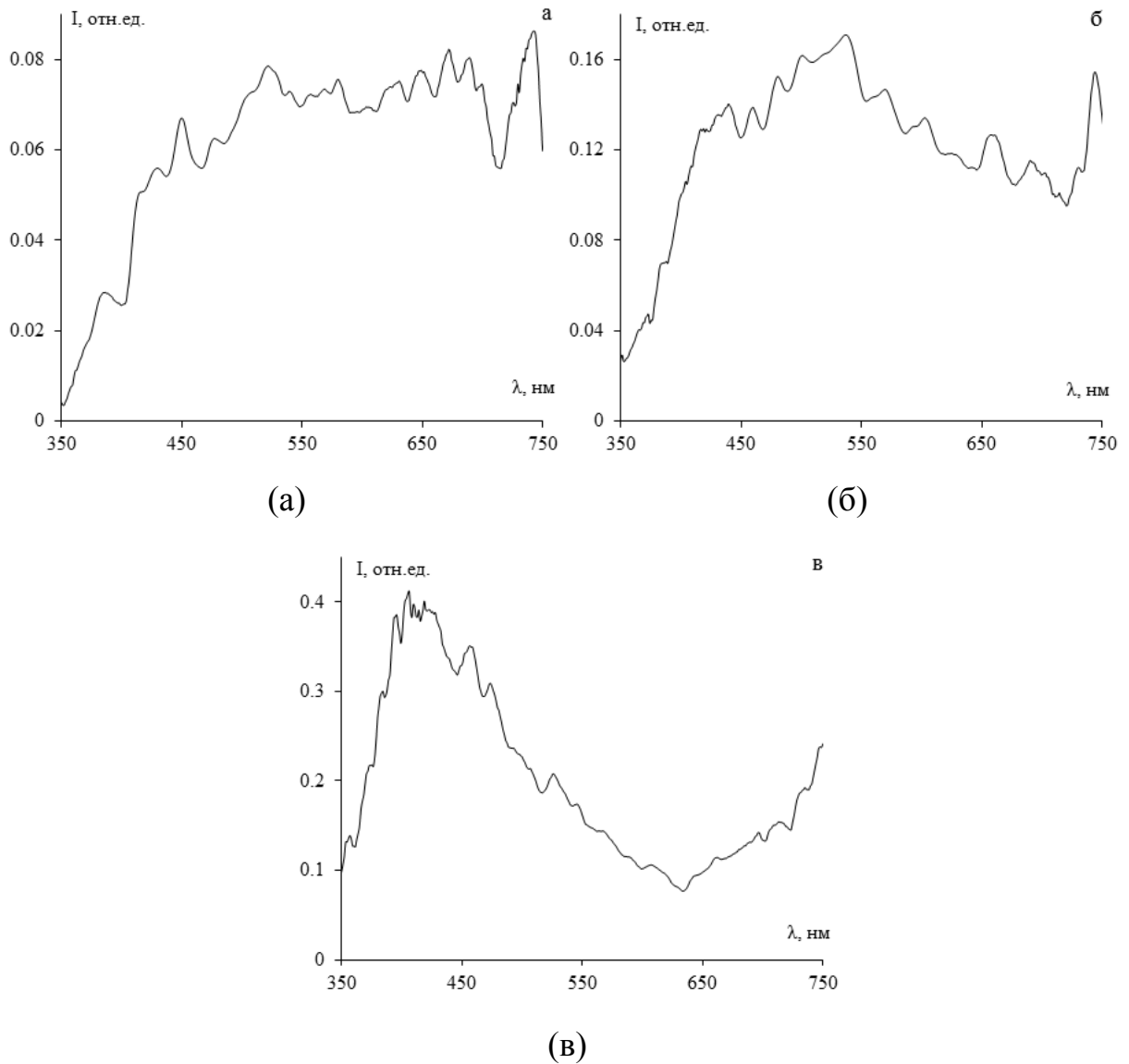


Рисунок 5.6 – Спектры свечения образца тэн-Fe, в момент времени окончания лазерного импульса при различных плотностях энергий: (а) – $0,7 \text{ Дж/см}^2$; (б) – $1,3 \text{ Дж/см}^2$; (в) – $2,5 \text{ Дж/см}^2$

Для других композитов характер зависимости спектров свечения от плотности энергии лазерного импульса аналогичен.

На рисунке 5.7 представлены спектры в максимуме кинетики свечения (рисунок 5.3) при плотности энергии инициирующего импульса $2,5 \text{ Дж/см}^2$ для различных композитов.

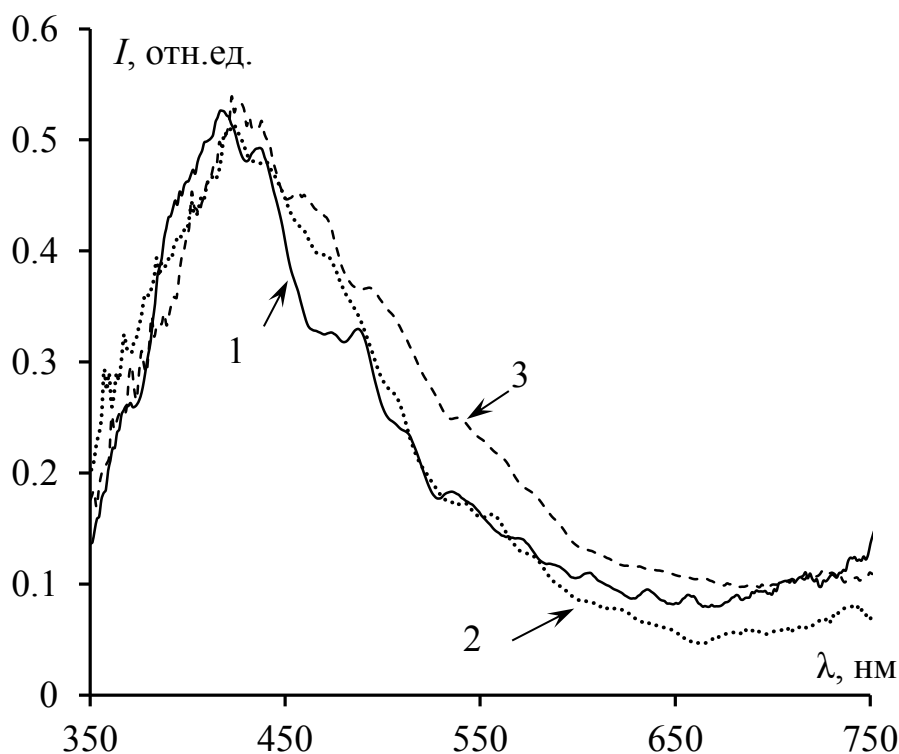


Рисунок 5.7 – Спектры в максимуме кинетики свечения рисунка 5.3: 1 – тэн-Al; 2 – тэн-Fe; 3 – тэн-Ni

Как видно из рисунка 5.7. спектры свечения образцов тэн-Al, тэн-Fe, тэн-Ni практически идентичны. Максимумы интенсивности свечения находятся при длине волны $\sim 420\text{--}430$ нм. Идентичность спектров свечения в момент окончания лазерного импульса может свидетельствовать о том, что в условиях нашего эксперимента природа включений ультрадисперсных металлических частиц, по крайней мере, слабо влияет на начальные стадии разложения молекулы тэна.

5.2. Спектрально-кинетические характеристики свечения, возникающее в результате развития химической реакции после воздействия импульса лазерного излучения

Рассмотрим свечение, возникающее после воздействия импульса лазерного излучения (рисунки 5.1 и 5.2).

Свечение в микросекундном временном интервале возникает в результате развития химической реакции и сопровождается взрывчатое разложение образца. Реакция распространяется из «горячих точек», охватывая весь образец, приводя к его взрыву в микросекундном временном интервале (рисунок 5.1).

Спектры свечения в момент времени $t = 1$ мкс (рисунок 5.1) и в момент времени $t = 4$ мкс (рисунок 5.1) представлены на рисунке 5.8.

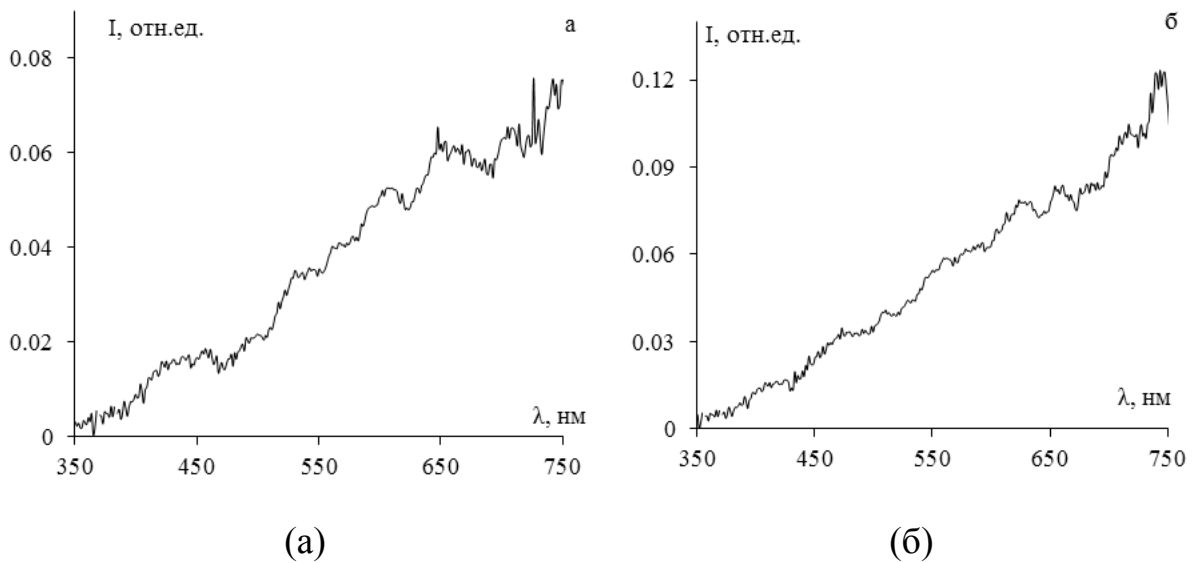


Рисунок 5.8 – Спектры свечения в различные моменты времени (рисунок 5.1): (а) – 1 мкс; (б) – 4 мкс

Наблюдаются сплошные спектры свечения, интенсивность которых нарастает в инфракрасную область. Природа свечения может быть связана со следующими процессами:

- 1 – неравновесное свечение возбужденных осколков молекул тэна, возникающих при взрыве – люминесценция;
- 2 – равновесное, возникающее в результате нагрева продуктов взрыва в ходе экзотермической реакции – тепловое свечение.

В данной работе спектральные измерения проводились в диапазоне 350–750 нм. Для проверки тепловой природы наблюдаемого свечения

применили метод спектральной пирометрии с использованием координат Вина [265].

На рисунке 5.9. представлены спектры рисунка 5.8 в координатах Вина. Линейность наблюдаемых спектров позволяет идентифицировать свечение как свечение, имеющее тепловую природу. Определяемая по наклону аппроксимирующей прямой температура дает значение 3400 ± 100 К. Аналогичный результат был получен при иницировании монокристаллов RDX электронным пучком [241].

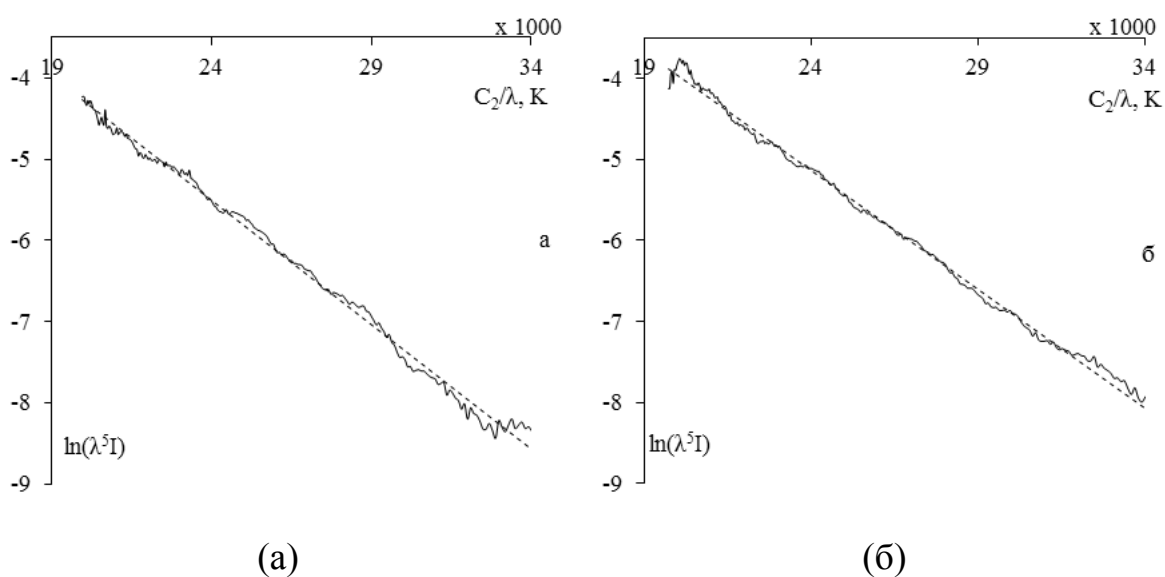


Рисунок 5.9 – Спектры свечения в координатах Вина в разные моменты времени: (а) – 1 мкс; (б) – 4 мкс; сплошная кривая – эксперимент; пунктирная прямая – линейная регрессия

Аналогичные измерения проведены на образцах тэна с включениями алюминия и никеля. Определены соответствующие значения температур продуктов взрыва тэна с включениями алюминия $T = 3400 \pm 100$ К (рисунок 5.10), с включениями никеля $T = 3300 \pm 100$ К (рисунок 5.11).

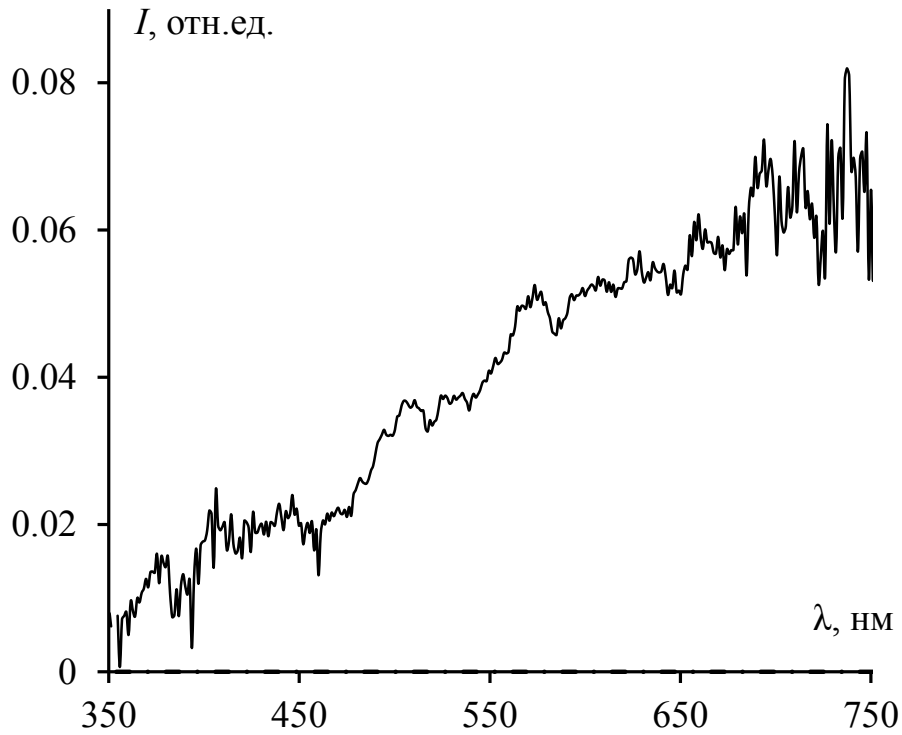


Рисунок 5.10 – Спектр свечения образцов тэна с включениями частиц алюминия в момент времени 4 мкс, соответствующий максимуму свечения на стадии взрывчатого разложения (рисунок 5.1)

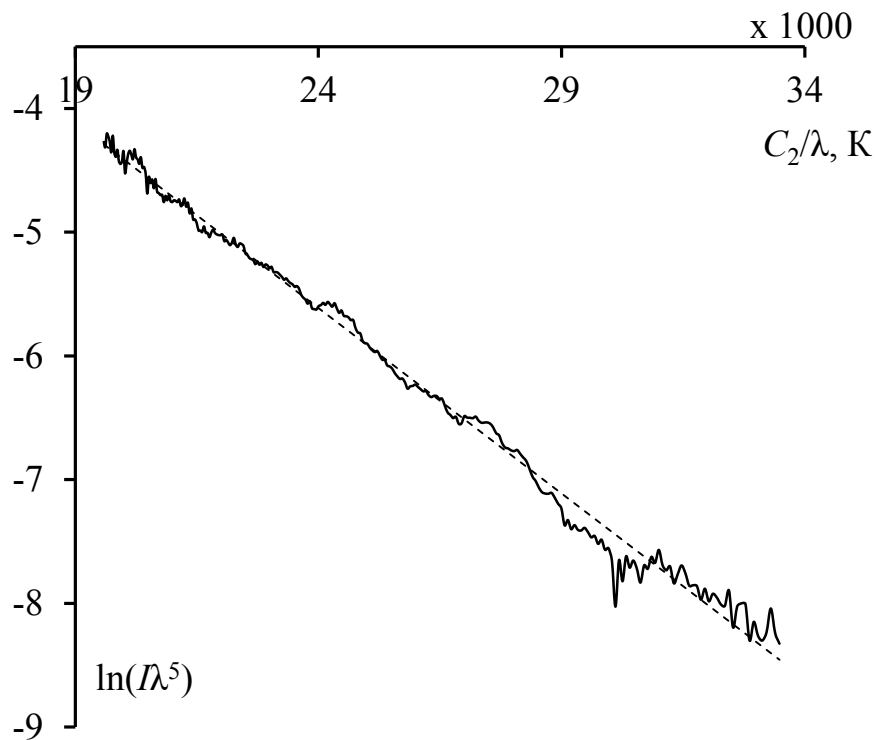


Рисунок 5.11 – Спектр рисунка 5.10 представленный в координатах Вина

По наклону прямой рисунка 5.11. определена температура продуктов взрыва образцов тэн-А1 $T = 3400 \pm 100$ К.

По наклону прямой рисунка 5.13. определена температура продуктов взрыва образцов тэн-Ni $T = 3300 \pm 100$ К.

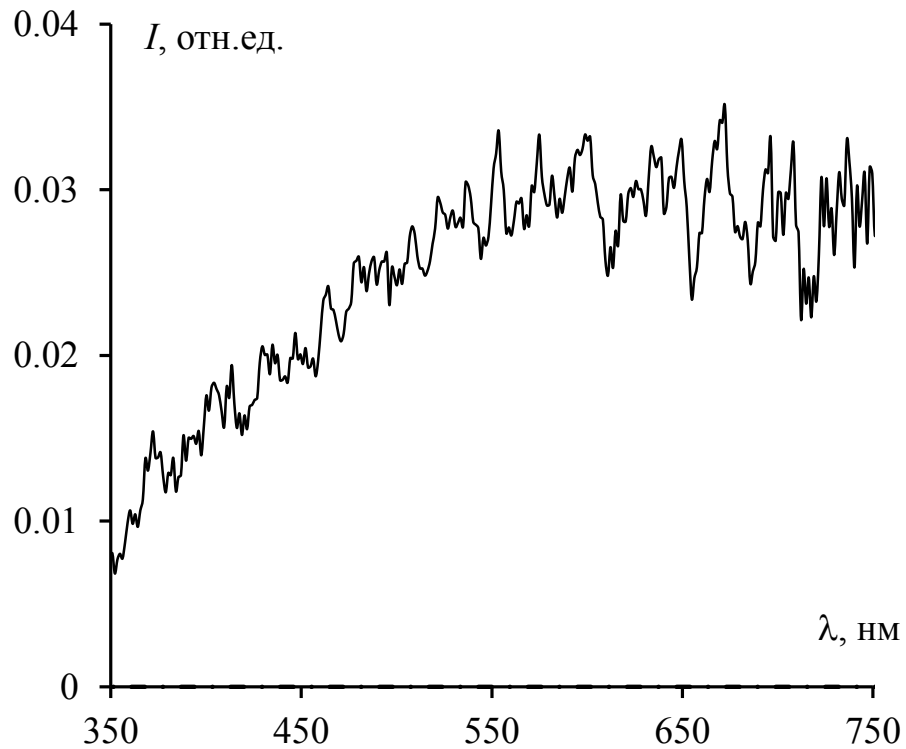


Рисунок 5.12 – Спектр свечения образцов тэна с включениями частиц никеля в момент времени 4 мкс, соответствующий максимуму свечения на стадии взрывчатого разложения (рисунок 5.1)

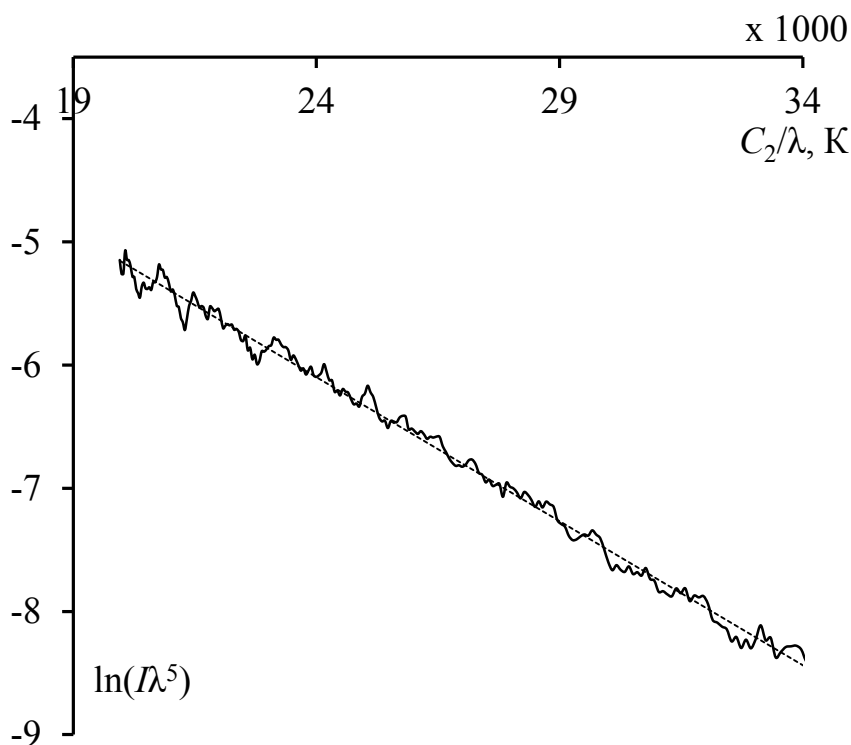


Рисунок 5.13 – Спектр рисунка 5.12 представленный в координатах Вина

5.3. Анализ результатов

Из полученных экспериментальных результатов видно, что спектрально-кинетические характеристики свечения, возникающего в результате импульсного лазерного воздействия на образцы тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц (алюминия никель железо) имеют близкий характер. Максимумы спектров свечения в исследованном спектральном диапазоне во время инициирующего импульса находятся при длине волны 420 нм (2,95 эВ). Поскольку наблюдаемое свечение не описывается формулой Планка то можно считать, что оно имеет не тепловую природу. Следовательно, свечение в момент лазерного импульса имеет люминесцентную природу и, наиболее вероятно, связано с люминесценцией слоя тэна, окружающего включение ультрадисперсного металла.

Отнесение наблюдаемого свечения к фотолюминесцентному переходу под действием лазерного импульса (1064 нм, 1,17 эВ) возможно только при

осуществлении образцом многофотонного возбуждения. Этот процесс маловероятен, кроме того при его возможном осуществлении непонятна роль ультрадисперсных металлических частиц, введение которых в матрицу тэна приводит к снижению критической плотности энергии лазерного зажигания.

Полученные в настоящей работе результаты показывают, что роль ультрадисперсных металлических включений связана с их нагревом в результате поглощения энергии лазерного импульса и прогревом слоя тэна ~ 40 нм за счет теплопроводности. Нагретый и частично разложенный слой так же может поглощать энергию излучения [266].

Из вышесказанного следует, что «горячей точкой» является включение и окружающий его слой толщиной ~ 40 нм, при воздействии импульсов лазера с модулированной добротностью ($\tau_i \sim 14$ нс).

Уже во время импульса лазерного излучения в нагретом слое, окружающем включение, инициируется экзотермическая химическая реакция, которая ведет к разложению молекулы тэна на первичные радикалы, которые могут нести избыточную энергию. Это предположение поддерживается результатами теоретических работ для образцов тэна с включениями алюминия и кобальта [166, 261]. Свечение одного из таких возбужденных продуктов реакции и наблюдается в исследуемом спектральном диапазоне. Таким образом, наблюдаемое свечение возникает на начальном этапе разложения молекулы тэна. Наиболее вероятно, что излучение связано малыми молекулами, обладающими меньшим числом степеней свободы, нежели большие осколки молекулы тэна, которые с большей вероятностью разменивают энергию на тепло, тем самым инициируя дальнейшее развитие химической реакции.

Анализ литературных данных показал, что наблюдаемое свечение можно связать с возбужденным диоксидом азота NO_2 , который образуется при разрыве $\text{O}-\text{NO}_2$ связи в молекуле тэна.

Флюоресценция NO_2 наблюдалась при облучении светом с $\lambda > 380$ нм. Спектр флюоресценции расположен в области от длин волн возбуждения до

750 нм и выше. На континуумы накладывается большое число вращательных и колебательных линий [267]. В работе [268] возбуждали NO_2 светом с длиной волны $\lambda = 435,8$ нм и наблюдали флюоресценцию в диапазоне от длины волны возбуждения до 700 нм с максимумом при 520 нм. В [269] изучали лазерно-индуцированную флюоресценцию NO_2 при возбуждении длинами волн 460, 532, 560, 584 и 640 нм. Во всех случаях флюоресценция возникает в диапазоне фактически от длины волны возбуждения до ограничения спектрального диапазона установки $\lambda = 850$ нм. В этом случае максимумы свечения наблюдались со сдвигом ~ 100 нм от длины волны возбуждения [269].

Из приведенных литературных данных следует, что форма спектра флюоресценции NO_2 зависит от степени возбуждения молекулы, т.е. заполнения колебательно-вращательных уровней возбужденного состояния.

Отсюда понятно различие форм спектров люминесценции, приведенных на рисунке 5.6, в зависимости от плотности энергии инициирования H . По мере увеличения H во время импульса возбуждения увеличивается температура «горячей точки», представляющей собой наночастицу с окружающей ее оболочкой тэна. При этом возрастает степень инициирования химической реакции в нагретой оболочке тэна и температура осколков реакции, что приводит к увеличению степени заполнения колебательно-вращательных уровней возбужденного состояния NO_2 . В результате наблюдается изменение формы спектров с увеличением интенсивности свечения в коротковолновой области спектра.

Отметим, что максимум спектра при $\lambda = 420$ нм не смещается в коротковолновую область при увеличении H от 2,5 до 5 Дж/см² и это может свидетельствовать о полном заполнении колебательно-вращательных уровней возбужденного состояния, поскольку при увеличении энергии возбуждения происходит диссоциация молекулы $\text{NO}_2 \rightarrow \text{NO} + \text{O}$ при переданной молекуле энергии $\geq 3,11$ эВ [270].

Был проведен модельный эксперимент по измерению спектров фотолюминесценции порошков KNO_3 и KNO_2 на приборе «Фрюорат-Панорама». Длительность импульса возбуждения ~ 1 мкс. Возбуждение флюоресценции проводилось на длине волны $\lambda = 270$ нм. Спектры представлены на рисунке 5.14. Из рисунка 5.14 видно, что в кристалле KNO_2 максимум свечения, возникающий при поглощении света в NO_2 группе кристалла, находится при $\lambda = 420$ нм, что является доводом в пользу того, что наблюдаемое в образцах свечение связано с возбужденными молекулами диоксида азота.

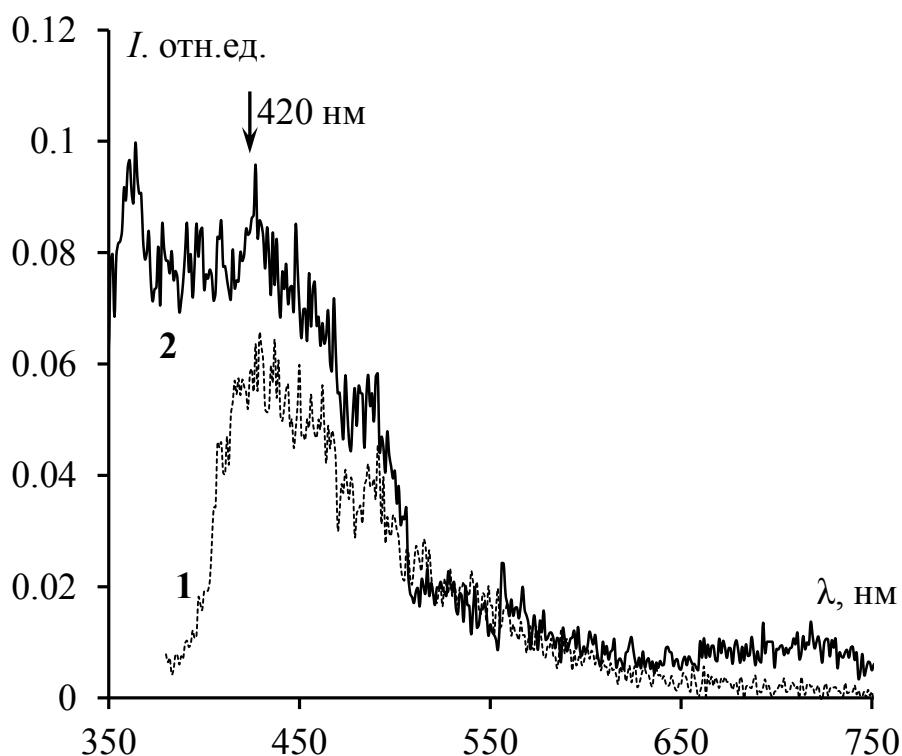


Рисунок 5.14 – Спектры фотолюминесценции порошков KNO_2 (кривая 1) и KNO_3 (кривая 2): длина волны возбуждения 270 нм

Наблюдаемое некоторое несоответствие ширин спектров на рисунке 5.7 может быть связано как с погрешностями метода измерений на стрик-камере, так и некоторым различием температур нагрева молекул NO_2 в различных образцах. Если обратиться к кинетике взрывчатого свечения композитов, представленных на рисунке 5.1, то следует сделать вывод, что

химическая реакция распространяется из области «горячих точек». В интервале $\sim 0,5\text{--}5$ мкс наблюдается рост интенсивности свечения, охватывая весь образец, приводя к его взрыву в микросекундном временном диапазоне.

5.4. Выводы главы

1. При воздействии лазерного излучения на образцы тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц химическая реакция, приводящая к взрывчатому разложению, начинается непосредственно во время лазерного импульса.

2. Спектры свечения образцов тэна с включениями пассивированных ультрадисперсных металлических частиц (алюминий никель, железо), под действием импульса лазерного излучения зависят от плотности энергии и имеют одинаковые кинетики интенсивности свечения и полосы свечения с максимумом при $\lambda = 420$ нм.

3. Наблюдаемое свечение связано с возбужденными молекулами диоксида азота NO_2 , являющегося одним из первичных продуктов реакции, возникающих в «горячей точке», которая представляет собой нагретую частицу металла и окружающую его оболочку тэна, нагретую выше температуры плавления за время лазерного импульса в результате теплопроводности.

4. Развитие реакции приводит к ее распространению из «горячих точек» в микросекундном временном диапазоне, что приводит к взрывчатому разложению, сопровождающемуся свечением продуктов взрыва.

5. Спектры свечения образцов на стадии взрывчатого разложения имеют тепловую природу. Определена температура продуктов взрыва для образцов тэн-Al ($T = 3400 \pm 100$ К), тэн-Fe ($T = 3400 \pm 100$ К), тэн-Ni ($T = 3300 \pm 100$ К).

ГЛАВА 6 ПРОЦЕССЫ, ПРОТЕКАЮЩИЕ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ИНИЦИИРОВАНИИ ВЗРЫВА КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ СЛАБОПОГЛОЩАЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЕ ВВ И ВКЛЮЧЕНИЙ УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ ПАССИВИРОВАННЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

Проведем анализ полученных экспериментальных данных с позиций наиболее обсуждаемых в литературе моделей лазерного инициирования ВВ.

1. Цепная модель лазерного инициирования ВВ.

Вероятность реализации этой модели доказана для инициирующих ВВ, в частности для азидов тяжелых металлов [147, 160]. Однако в органических бризантных ВВ, как считают большинство исследователей, эта модель не осуществляется. В работе [168] рассмотрены закономерности инициирования цепного и теплового взрыва энергетических материалов при лазерном воздействии. Показано, что кристаллы азиды серебра инициируются лазерным излучением по механизму цепного взрыва. Сформулированы критерии, которые позволяют различить механизмы цепного и теплового взрыва при лазерном воздействии. Для цепного взрыва характерно наличие индукционного периода, отсутствие влияния условий газодинамической разгрузки, что характерно для азиды серебра. Для тэна и композитов на его основе характерно отсутствие индукционного периода [261], допороговые эффекты типа каверн [227], и сильное влияние условий газодинамической разгрузки [223, 224]. Согласно этим критериям цепная модель инициирования взрыва в исследуемых в данной работе объектах не осуществляется.

2. Модель фоторезонансного инициирования предложена в работах [18, 58, 88]. Модель базируется на весьма слабом оптическом поглощении излучения первой гармоники лазера ($k_{\text{eff}} \sim 0,01 \text{ см}^{-1}$) и возможности увеличения поглощения в тэне за счёт введения светорассеивающих примесей, увеличивающих пробег фотонов в материале и, соответственно,

показатель экстинкции k_{eff} , что должно приводить к уменьшению порога взрывчатого разложения. В [18, 58, 88] поглощение в области длины волны первой гармоники неодимового лазера связывали с переходом $n \rightarrow \pi^*$ нитрогруппы молекулы тэна. Согласно как экспериментальным спектральным зависимостям поглощения света тэном, так и результатам квантовохимических расчетов [271], максимум полосы поглощения должен находиться в области 266 нм, что соответствует четвертой гармонике неодимового лазера. Поглощение в ближней инфракрасной области резонанно связать с обертонами колебаний СН-групп, возбуждение которых не может привести к фотохимическому разложению.

В качестве рассеивающих включений авторы [88] применяли частицы MgO. Получено снижение порога взрывчатого разложения в ~ 3 раза относительно тэна без добавок при повышенной температуре (~ 350 K). В более поздних работах были рассмотрены комплексы нитрогруппы молекул тэна и октогена с поверхностными дефектами оксида магния и был сделан вывод, что их полоса поглощения попадает в видимую область [89, 272]. На этом основании, авторы [89] заключили, что поглощение света данными дефектами объясняют снижение порога лазерного инициирования тэна при добавлении добавок оксида магния. Следует отметить, что даже при принятии точки зрения авторов, такой механизм может вызвать лишь изначальное разложение ограниченного количества молекул тэна в монослой на границе с оксидом магния. Процессы переноса энергии приведут к быстрому перераспределению тепла, соответственно возникающий очаг не может стать саморазвивающимся.

В настоящей работе показано, что введение металлических частиц ультрадисперсных размеров увеличивает показатель экстинкции k_{eff} за счет поглощения излучения включениями [216–218, 221]. В результате поглощения излучения происходит нагрев включений вплоть до температур плавления и выше [166], что свидетельствует в пользу микроочаговой модели. Наблюдается снижение порога лазерного инициирования

взрывчатого разложения при оптимальной массовой доле включений в десятки раз относительно тэна без включений [77–79, 234, 236, 237]. Эти факты позволяют рассматривать возможные процессы, связанные с фоторезонансной моделью в композитах тэн-металлы, как эффекты второго порядка.

3. Модель оптического пробоя.

Модель рассматривалась в пористых образцах тэна без включений [17] с плотностью $\rho < \rho_m$ (ρ_m – плотность монокристалла). В результате рассеяния излучение не проникает в глубину образца. В поверхностном слое создается высокая напряженность электрического поля, и создаются условия для оптического пробоя. В каналах пробоя развивается высокая температура, образуется плазма, газификация материала и инициирование химической реакции, приводящей в конечном итоге к взрыву образца. В [273] предложена гидродинамическая модель лазерного инициирования с использованием эмпирических уравнения состояния и кинетики реакции разложения тэна. Возможно, эта модель работает на образцах с низкой плотностью, однако однозначных экспериментальных доказательств нет. В этих условиях ей можно противопоставить модель взрывного горения [262].

В композитных материалах с высокой плотностью модель оптического пробоя не поддерживают результаты работы [249]. В [249] проведены измерения порогов взрывчатого разложения тэна с добавкой 0,1 масс.% наночастиц алюминия при воздействии первой и второй гармоник неодимового лазера. Критические плотности энергии для первой гармоники $H(\omega_1) = 1,15 \text{ Дж/см}^2$ и для второй $H(\omega_2) = 0,7 \text{ Дж/см}^2$. Этот результат позволяет исключить оптический пробой образца, как основной механизм лазерного инициирования взрыва тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц алюминия.

Таким образом, модель оптического пробоя не позволяет интерпретировать результаты экспериментов, приведенных в данной работе.

4. Микроочаговая модель лазерного инициирования.

Модель основана на предположении о том, что в объеме прозрачного взрывчатого материала находятся включения, эффективно поглощающие лазерное излучения [4, 16, 27, 82]. В результате происходит нагрев включения, приводящий к увеличению температуры окружающего энергетического материала и образованию очагов самоподдерживающейся экзотермической реакции.

В настоящей работе, показано, что включения металлов ультрадисперсных размеров являются центрами поглощения световой энергии в композитах на основе тэна и RDX. В рамках теории Ми рассчитаны значения коэффициенты эффективности поглощения излучения включений металлов в тэне для различных длин волн излучения и размеров включений. Расчеты коррелируют с экспериментальными результатами. Таким образом, результаты, изложенные в данной работе, во многом поддерживают микроочаговую модель.

С нашей точки зрения, в качестве «горячей точки» следует рассматривать не только частицу металлического включения, но и окружающую ее оболочку тэна.

Действительно, тепло, поглощённое включением, например Al, в результате температуропроводности за время длительности лазерного импульса τ_i , нагревает окружающую матрицу до расстояния, определяемого формулой (20).

Простые оценки, приведенные в [227], показывают, что за время импульса с плотностью энергии $H > 0,1 \text{ Дж/см}^2$ возможен нагрев оболочки тэна, окружающей металлическое включение, до температуры испарения, что может привести к инициированию экзотермической реакции в «горячей точке». В работах [166, 168, 261] микроочаговая модель получила дальнейшее развитие. Проведен учет плавления металлического включения и окружающей матрицы. Проведены модельные расчеты температуры включения и распределения температуры в окружающей матрице в композите тэн-Al [261], тэн-Co [168].

Из расчетов следует, что нагрев включений при превышении пороговой плотности энергии лазерного излучения H_{cr} на величину $\sim 10\%$ достигает $T_m \sim 1200$ К, а в прилегающей оболочке в окрестности включения уже в момент достижения максимального значения плотности энергии импульса излучения формируется очаг взрывчатого разложения с температурой $T > T_m$.

В работе экспериментально показана зависимость H_{cr} от размеров включений в тэн [245, 246], зависимость H_{cr} и Q_{abs} от соотношения Al/Al_2O_3 в частице [247], что также объясняется в рамках модернизированной микроочаговой модели.

Спектрально-кинетические измерения, с нашей точки зрения, говорят в пользу микроочаговой модели. Во время лазерного импульса, как указывалось выше, происходит нагрев оболочки тэна и отрыв возбужденного радикала NO_2 , спектр которого зависит от H и, следовательно, нагрева тэна в «горячей точке» [211, 263].

Таким образом, результаты, представленные в данном анализе, в наибольшей степени поддерживают микроочаговую модель лазерного инициирования ВВ.

6.1. Экспериментально обоснованная модель взрывчатого разложения слабопоглощающих излучение ВВ с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц под действием импульсного лазерного излучения

Анализ результатов экспериментов, проведенных в предыдущих главах, позволяет сделать краткое описание процессов, протекающих при лазерном инициировании взрыва композитов на основе слабопоглощающих излучение ВВ с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц с точки зрения микроочаговой модели лазерного инициирования.

При воздействии лазерных импульсов на композиты излучение поглощается металлическими включениями. В результате происходит нагрев включений до температуры $T \sim 1000$ К. За счет теплопроводности во время импульса прогревается слой ВВ, окружающий металлическое включение, толщиной $\sim 30\text{--}40$ нм. Температура прогретого слоя превышает температуру плавления и испарения тэна. При достижении плотности энергии $H_{\text{сг}}$ в расплавленном слое происходит диссоциация молекул тэна на возбужденный радикал NO_2^\bullet и радикальный остаток R^\bullet . Дезактивация радикала NO_2^\bullet происходит в наносекундном временном интервале (~ 60 нс) путем излучения квантов флюоресценции. В радикальном остатке молекулы R^\bullet развивается экзотермическая химическая реакция с образованием газообразных продуктов, которые нагреваются до температур $T \sim 3400$ К. Таким образом, на первом этапе происходит поглощение излучения и нагрев «горячих точек», состоящих из частицы металлического включения и окружающей ее оболочки матрицы ВВ, с последующим запуском химической реакции дополнительным разогревом «горячих точек». Этот процесс происходит в слое поглощения энергии излучения ~ 50 мкм.

В результате повышения температуры и появления газообразных продуктов в окрестности «горячих точек» в облученном слое повышается давление и возникает ударная волна, которая распространяется в необлученную часть образца. Если не блокировать газодинамическую разгрузку, то взрыва не происходит. Будут образовываться кратеры на поверхности образца.

Если блокировать газодинамическую разгрузку со стороны облучения, при отражении от блокирующей преграды ударная волна распространяется в необлученную часть образца, инициируя в ней разложение молекул тэна по ударно-волновому типу и развитию экзотермической химической реакции в микросекундном временном интервале. В образцах, толщина которых превышает длину пробега ударной волны до детонации, будет развиваться детонационная волна и развитие реакции в соответствии с классическими

представлениями [175]. В тонких образцах ($d = 1$ мм), использованных в данной работе, наблюдаются иные закономерности, нежели, чем в [175]: с ростом плотности образцов уменьшаются пороги лазерного инициирования взрыва H_{cr} , скорости и давление ударных волн, образующиеся при взрыве образцов в воздухе;

Количественное значение порога инициирования взрыва H_{cr} весьма сильно зависит от условий газодинамической разгрузки. При неизменных условиях газодинамической разгрузки величина H_{cr} зависит от массовой доли включений, что показано экспериментально и обосновано с привлечением теоретических оценок характеристик давления в слое поглощения энергии при блокировании газодинамической разгрузки [223, 224]. Варьирование массовой доли включений при других фиксированных параметрах позволяет производить регулирование H_{cr} в широких пределах.

Экспериментально показано, что порог инициирования H_{cr} композитов зависит от размера включений при других фиксированных параметрах и может регулироваться в широких пределах [245, 246]. Зависимости H_{cr} от размеров частиц дано теоретическое обоснование в рамках теории Ми [166, 169, 178].

Различие H_{cr} композитов при воздействии лазерного излучения различных длин волн связано с различием коэффициента эффективности поглощения излучения Q_{abs} включениями от длины волны [222, 235, 249]. Это показано экспериментально и теоретически обосновано в рамках теории Ми [167].

Изменение плотности образцов позволяет варьировать взрывчатые характеристики (пороги, скорости и давления ударных волн в воздухе) в широких пределах при других фиксированных параметрах [232, 274].

Таким образом, процесс взрывчатого разложения исследованных материалов определяется всеми выше перечисленными факторами, которые действуют одновременно. Используя результаты, полученные в работе,

можно целенаправленно влиять на действие того или иного фактора в зависимости от необходимости.

Все выше изложенное позволяет сформулировать экспериментально обоснованную модель взрывчатого разложения композитов на основе слабопоглощающих излучение бризантных ВВ (тэна, RDX) с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц при лазерном инициировании, включающая следующие этапы:

а) поглощение лазерного излучения металлическими частицами, нагрев частиц и прилегающих слоев ВВ до температуры выше температуры плавления ВВ. Частица и ее нагретое окружение ВВ представляют собой «горячую точку»;

б) при превышении плотности энергии порогового значения происходит диссоциация молекулы ВВ (тэн, RDX) на возбужденный радикал NO_2^\bullet и остаточный радикал R^\bullet ;

в) радикал NO_2^\bullet флуоресцирует за время ~ 60 нс. В остаточном радикале R^\bullet протекает экзотермическая химическая реакция, приводящая к превращению образца в газообразные продукты и взрыву. Процесс происходит в микросекундном временном интервале и сопровождается тепловым свечением с температурой $T \sim 3400$ К;

г) для каждого типа включений в образце существуют оптимальная массовая доля и оптимальный размер, при которых порог лазерного инициирования взрывчатого разложения минимален;

д) необходимым условием взрыва является блокирование газодинамической разгрузки образца. Во время импульса поглощение энергии излучения при оптимальной массовой доле включений происходит в поверхностном слое образца глубиной $d \approx 50$ мкм. В результате развития химической реакции в «горячих точках» происходит повышение температуры и давления в облученном слое, что приводит к возникновению ударной волны и распространению ее в необлученную часть образца.

Развитие взрывчатого разложения в необлученном слое образца происходит по ударно-волновому механизму.

Одним из важных результатов работы, который будет иметь практическое применение – это экспериментальное обнаружение корреляции оптико-акустических и взрывчатых характеристик композитных материалов. Амплитуда оптико-акустических сигналов максимальна при массовых долях включений χ_{opt} . При этих же значениях χ_{opt} порог взрывчатого разложения H_{cr} для исследованных композитов минимален. При фиксированной массовой доле включений амплитуда акустических сигналов максимальна при оптимальных размерах частиц d_{opt} . При таких же d_{opt} порог H_{cr} минимален.

Поскольку оптико-акустические эксперименты можно проводить в довзрывном режиме, то это позволит исследовать различные композиты с целью нахождения материала с минимальным H_{cr} при лазерном воздействии без проведения серии взрывчатых испытаний, ограничиваясь теоретическими расчетами и оптико-акустическими измерениями, что резко сократит трудозатраты и стоимость экспериментальных работ.

Таким образом, рассмотренная модель процесса позволяет сформулировать научно-обоснованный алгоритм получения материалов на основе слабопоглощающих излучение бризантных ВВ с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц с минимальными плотностями энергии инициирования H_{cr} , не прибегая к взрывным экспериментам:

1. Рассчитать коэффициент эффективности поглощения $Q_{\text{abs}}(d)$ в зависимости от размера включений d определенного металла в матрице при заданной плотности определенного бризантного ВВ (PETN, RDX, HMX и т.д.) на необходимой длине волны лазерного излучения. Методики расчета в рамках модифицированной теории Ми в прозрачных и рассеивающих средах предложены в работах [169, 275].

2. Рассчитать зависимость $Q_{\text{abs}}(d)/d$ и определить размер частицы d_{opt} в максимуме полученной зависимости.

3. Используя частицы соответствующего металла с размерами d_{opt} изготовить образцы ВВ с различной массовой долей включений χ .

4. Провести оптико-акустические измерения зависимости амплитуды (U) акустического сигнала от массовой доли включений (χ) в образце.

5. Из полученной зависимости $U(\chi)$ определить оптимальную массовую долю включений χ_{opt} , соответствующую максимуму зависимости $U(\chi)$.

6. Использовать образцы ВВ с включениями металла с оптимальными размерами d_{opt} и оптимальной массовой долей χ_{opt} во взрывчатых экспериментах, которые дадут минимальный порог лазерного инициирования взрыва H_{cr} при выбранной плотности ВВ.

Таким образом, проведенные комплексные исследования позволили сформулировать модель процесса взрывчатого разложения композитов на основе слабопоглощающих излучение бризантных ВВ с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц при лазерном инициировании, учитывающую действие различных факторов на порог взрывчатого разложения H_{cr} . В рамках модели сформулированы условия получения композитного материала с минимальными порогами взрывчатого разложения H_{cr} для заданной плотности образца и на необходимой длине волны лазерного излучения.

6.2. Проверка модели с использованием композитных материалов на основе RDX и включений ультрадисперсных пассивированных металлических частиц при воздействии лазерных импульсов

Для апробации предложенной модели и алгоритма получения материалов на основе слабопоглощающих излучение бризантных ВВ с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц с минимальными плотностями энергии инициирования были проведены исследования взрывчатого разложения гексогена (RDX) с включениями металлических частиц. В качестве включений выбраны металлические

частиц Al, Ni, Fe аналогичные, что и в случае композитов на основе тэна. Результаты исследований опубликованы в работах [276–280].

RDX, в отличие от тэна (класс нитрат спиртов), относится к классу нитраминов, и также как и тэн содержит нитрогруппу NO₂, как и многие представители бризантных ВВ – тротил, октоген и т.д. Структурная формула RDX представлена на рисунке 6.1.

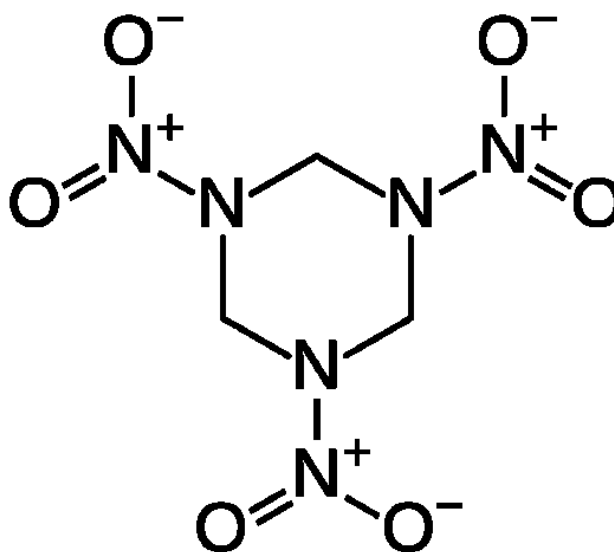


Рисунок 6.1 – Структурная формула RDX

Также как и тэн, RDX является слабопоглощающим излучение на длинах волн 532 и 1064 нм.

6.2.1. Расчет коэффициента эффективности поглощения в зависимости от размера включений определенного металла в матрице RDX при заданной плотности на необходимой длине волны лазерного излучения

Звековым А.А. рассчитаны зависимости коэффициентов эффективности поглощения (Q_{abs}) для наночастиц Ni, Fe, и Al в матрице RDX. Результаты представлены на рисунке 6.2.

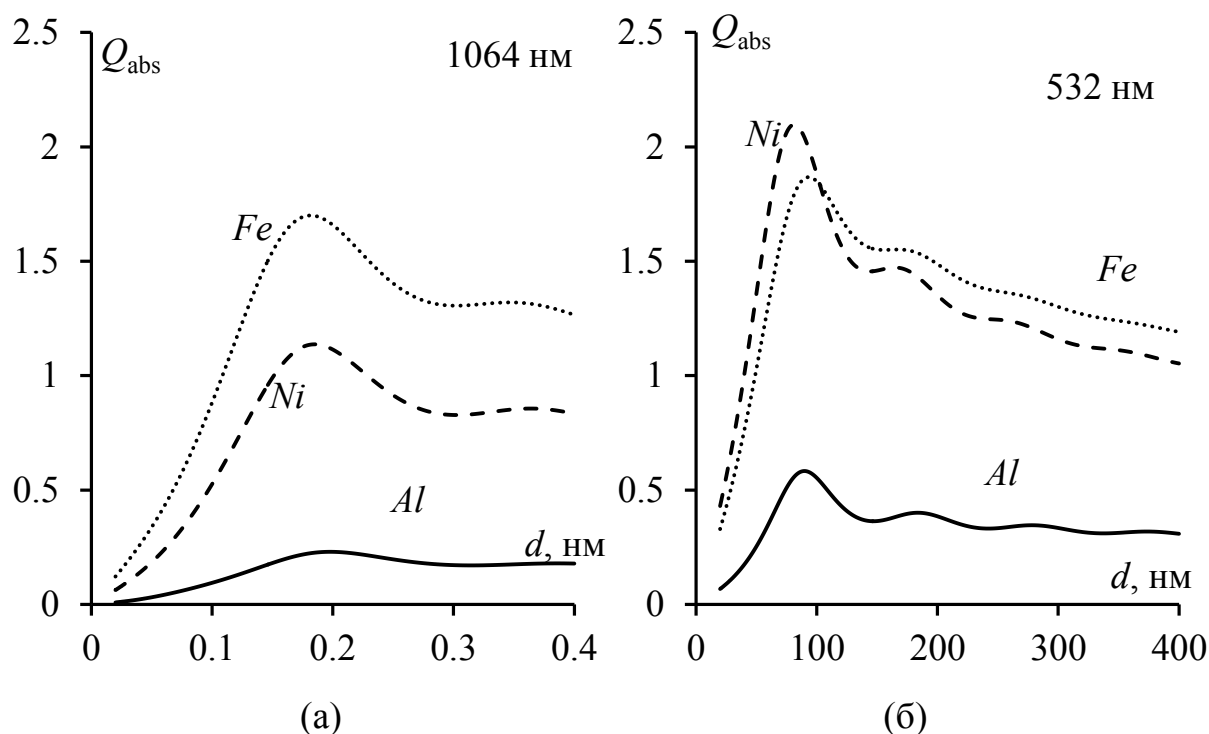


Рисунок 6.2 – Рассчитанные зависимости коэффициентов эффективности поглощения, наночастиц алюминия, никеля и железа от диаметра при длине волны 1064 нм (а) и 532 нм (б)

Из результатов расчетов следует, что наибольшее значение Q_{abs} имеют наночастицы Ni и Fe. При проведении большинства экспериментов с использованием композитов на основе RDX с включением металлов имеющихся размеров целесообразно применение излучения второй гармоники лазера (532 нм), т.к. в этом случае Q_{abs} значительно выше, чем для излучения первой гармоники лазера (см. рисунок 6.2).

6.2.2. Определение оптических характеристик композитов RDX-включения в дозрывном режиме с помощью фотометрического шара

Оптические измерения проводили на установке, включающий фотометрический шар, подробно описанной в разделе 2.6.

Для композитов RDX-Al проведено экспериментальное измерение коэффициентов пропускания T , суммы коэффициентов полного отражения и

пропускания $T+R$ и коэффициент отражения R в зависимости от массовой доли включений в образце. Результаты представлены на рисунке 6.3.

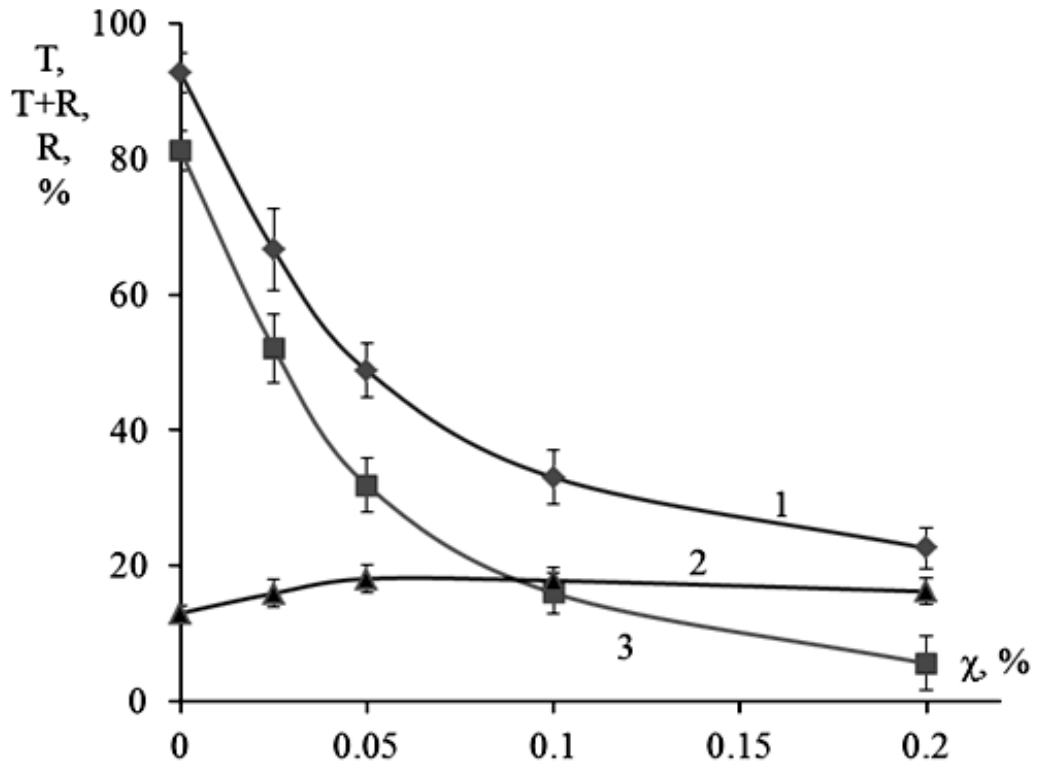


Рисунок 6.3 – Зависимость суммы коэффициентов отражения и пропускания $T+R$ (1), коэффициента пропускания T (2), коэффициента отражения R (3) от массовой доли включений наночастиц в образце

Был выполнен расчет показателя экстинкции $k_{eff} = \frac{1}{d} \ln \frac{(1-R)}{T}$.

Результаты представлены на рисунке 6.4.

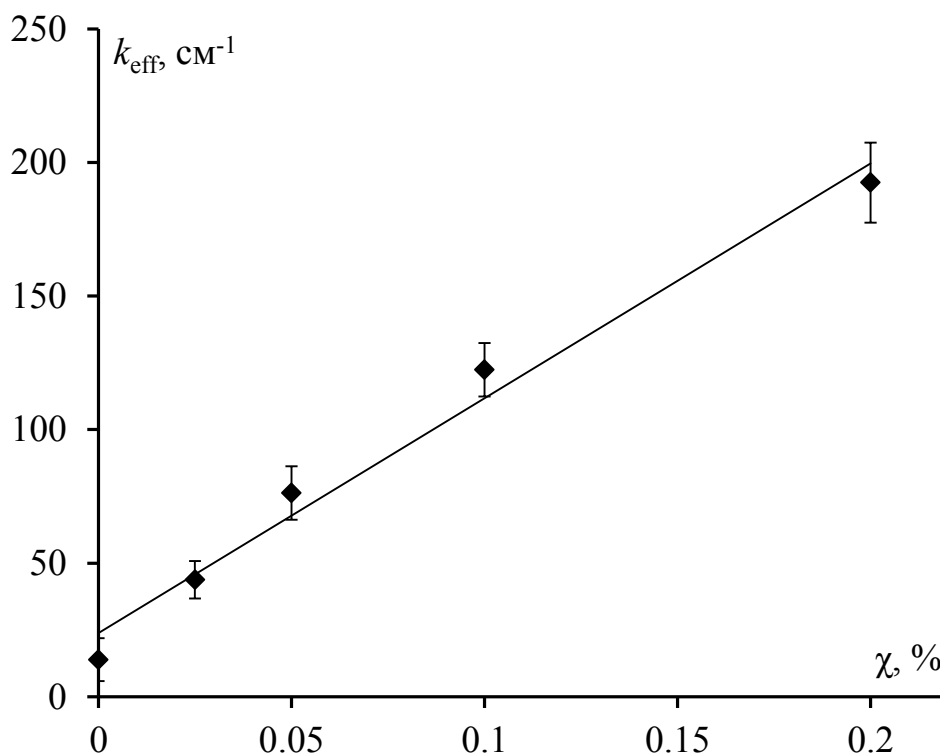


Рисунок 6.4 – Зависимость показателя экстинкции k_{eff} от массовой доли включений в образце для композитов RDX-Al

Из линейной зависимости k_{eff} от массовой доли включений на рисунке 6.4 следует, что в экспериментах с использованием RDX с включениями Al излучение поглощается включениями [5]. Вклад матрицы в формирование оптических свойств для использованных образцов значительно слабее, чем наночастиц.

Аналогичные экспериментальные результаты и закономерности получены для композитов на основе тэна с включениями (см. п. 3.1).

6.2.3. Определение оптико-акустических характеристик композитов с помощью пьезодетектора при лазерном воздействии

Методика изготовления экспериментальных образцов и эксперимента подробно описаны в разделе 2.5.

На рисунке 6.5 приведены некоторые осциллограммы акустического отклика образцов RDX-Al.

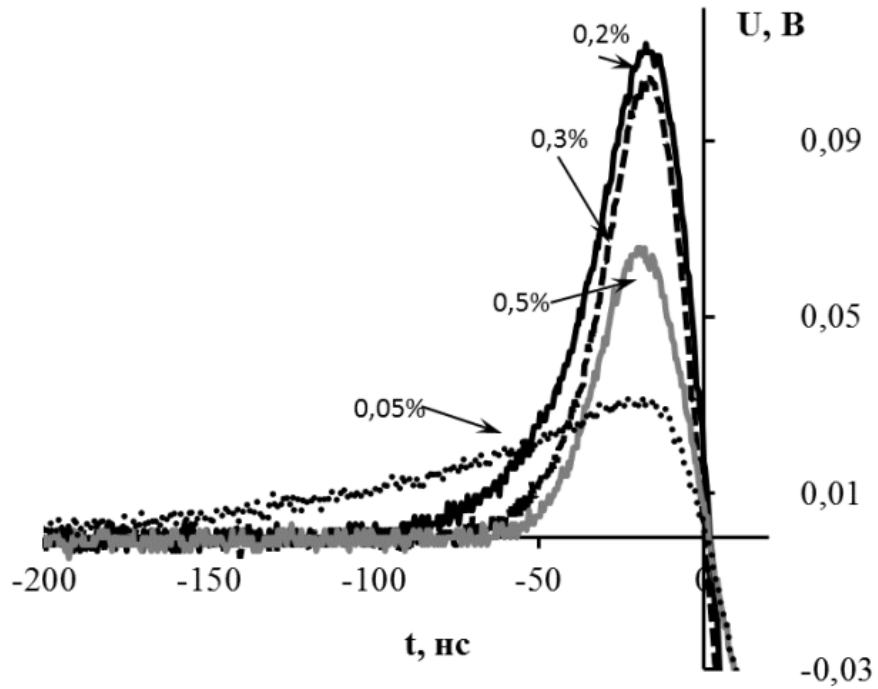


Рисунок 6.5 – Осциллограммы акустического отклика на лазерное воздействие RDX с содержанием включений алюминия: 0,05; 0,2; 0,3; 0,5 масс. %

Из экспериментальных осциллограмм определяли τ_a и рассчитывали значения k_{eff} по формуле (2.12, см. п. 2.5), которые представлены на рисунке 6.6.

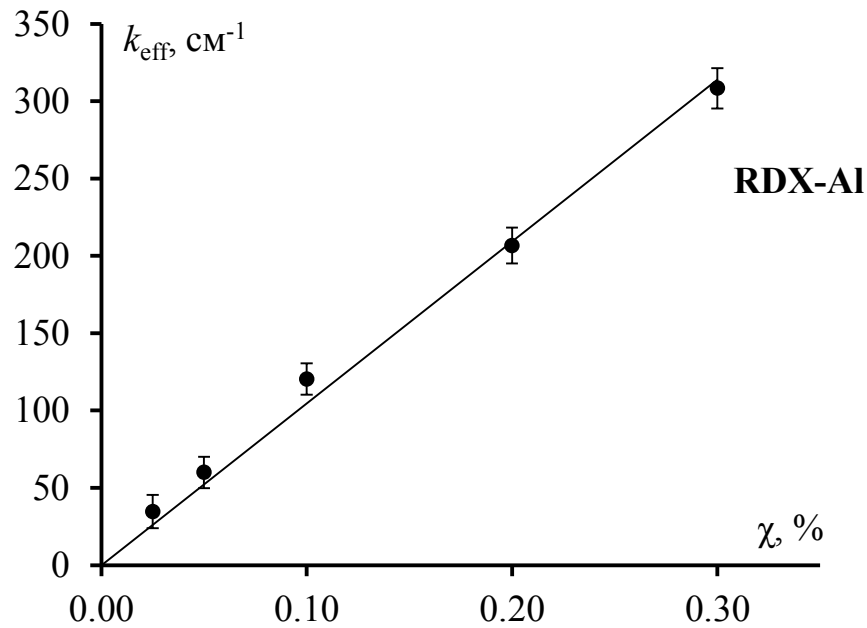


Рисунок 6.6 – Зависимость k_{eff} (показателя экстинкции) от массовой доли включений для композитов RDX-Al

Последний результат в погрешности эксперимента совпадает с результатом, представленным на рисунке 6.4, полученным с помощью фотометрического шара.

Аналогичные измерения проведены с использованием композитов RDX-Ni и RDX-Fe. Результаты измерений и расчета k_{eff} для RDX-Ni представлены на рисунке 6.7.

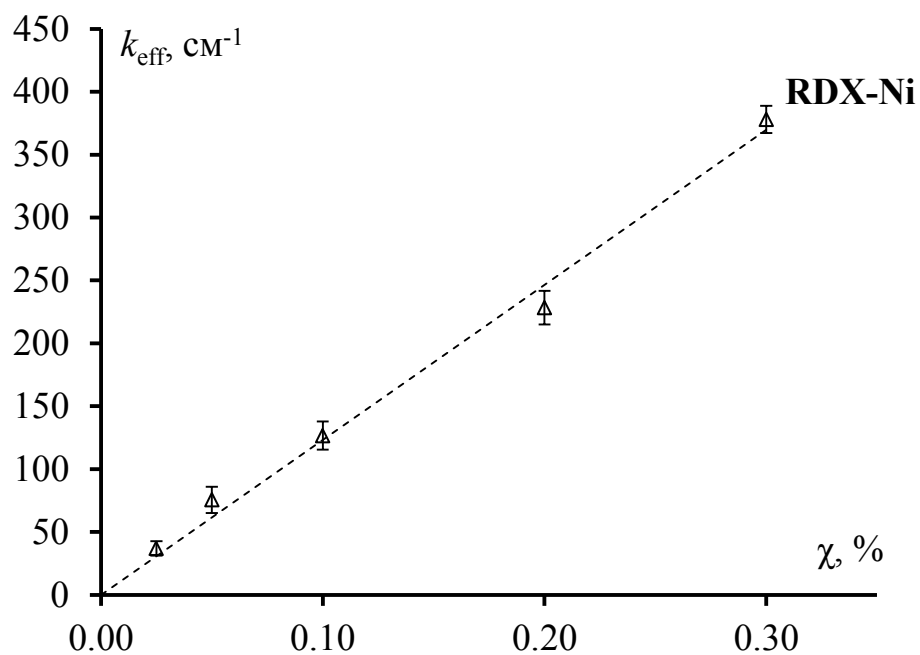


Рисунок 6.7 – Зависимость показателя экстинкции k_{eff} от массовой доли включений наночастиц Ni в образце

Для композитов RDX-Fe получены показатели экстинкции с использованием не только второй (532 нм), но и первой гармоники лазера (1064 нм). Результаты представлены на рисунке 6.9.

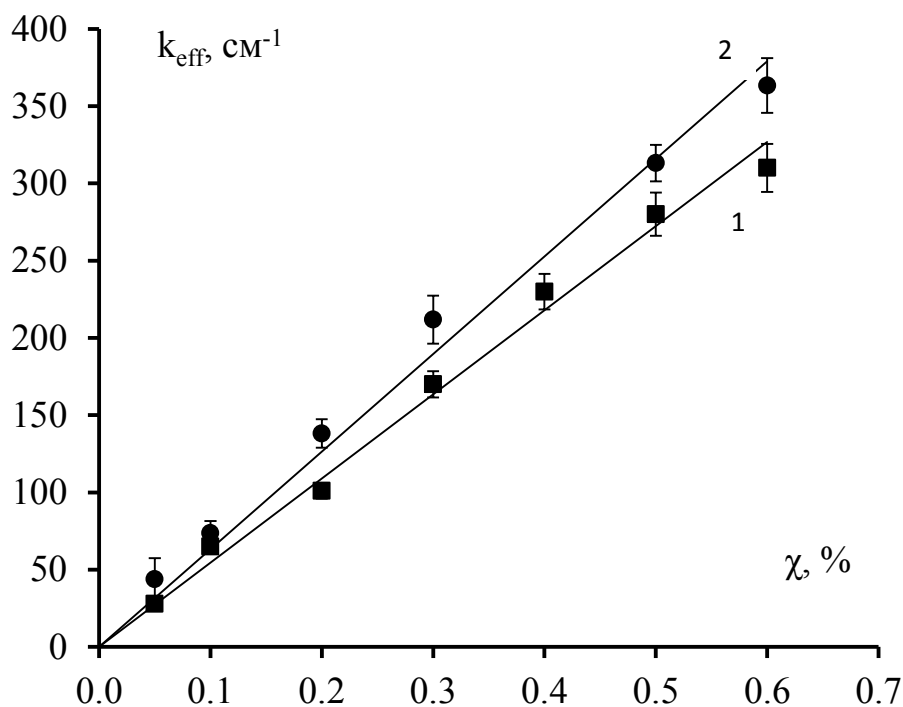


Рисунок 6.9 – Зависимость показателя экстинкции k_{eff} от массовой доли включений для образца RDX с включениями железа: 1 – при воздействии излучения первой гармоники; 2 – при воздействии излучения второй гармоники

Линейность зависимостей на рисунках 6.7–6.9 свидетельствует о том, что во всех исследованных композитах поглощение излучения происходит преимущественно включениями наночастиц металлов [197], как и в композитах на основе тэна с включениями (см. п. 3.2.1).

Зависимости амплитуды акустического сигнала от массовой доли включений в композитах RDX-Al и RDX-Ni при воздействии на образцы второй гармоникой лазерного излучения представлены на рисунках 6.10 и 6.11, соответственно. (Зависимости $U(\chi)$ для композитов тэн-включения при воздействии первой гармоникой лазера рассмотрены в разделе 3.2.2).

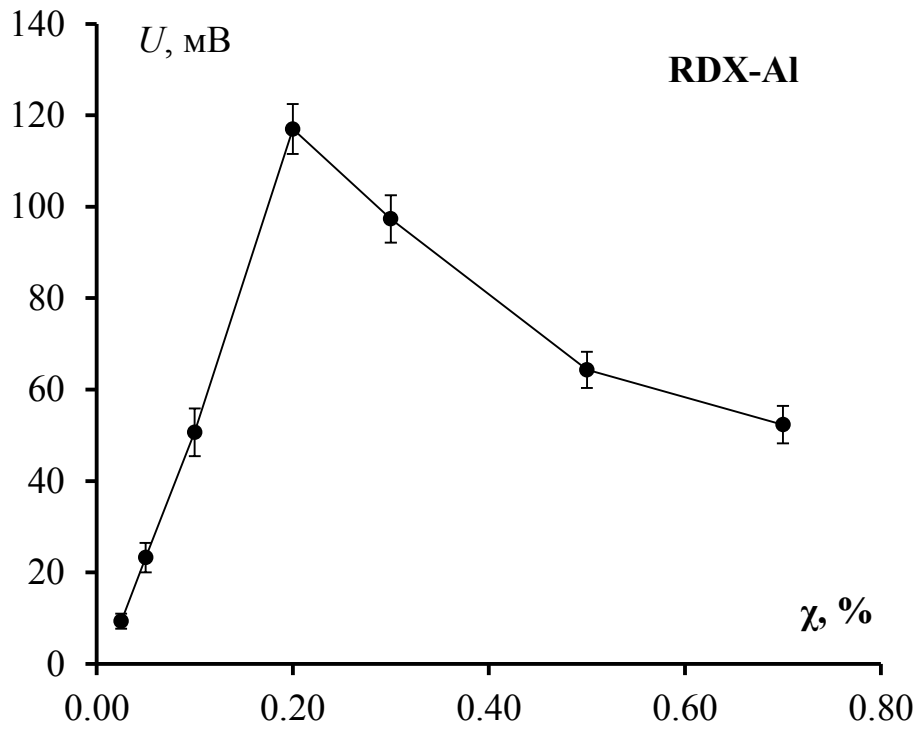


Рисунок 6.10 – Амплитуда акустического сигнала при воздействии на образец RDX с включениями алюминия второй гармоники лазера в зависимости от массовой доли включений Al

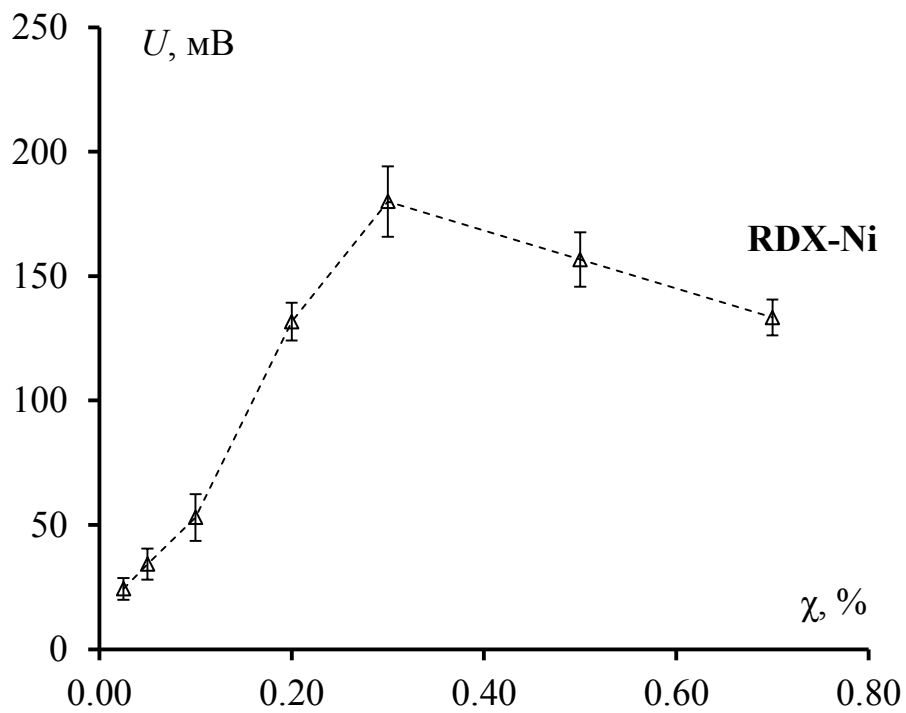


Рисунок 6.11 – Зависимость амплитуды акустического сигнала образцов RDX с включениями никеля от массовой доли частиц Ni

Зависимости имеют немонотонный характер. Максимальная амплитуда для RDX-Al наблюдалась при массовой доле включений 0,2 %, для RDX-Ni – при 0,3 %. Из рисунков 6.10 и 6.11 следует, что наблюдаются те же закономерности, что и для композитов на основе тэна (см. раздел 3.2.2).

Зависимость амплитуды акустического сигнала от массовой доли включений в композитах RDX-Fe исследована при воздействии первой и второй гармоник лазера. Результаты представлены на рисунке 6.12.

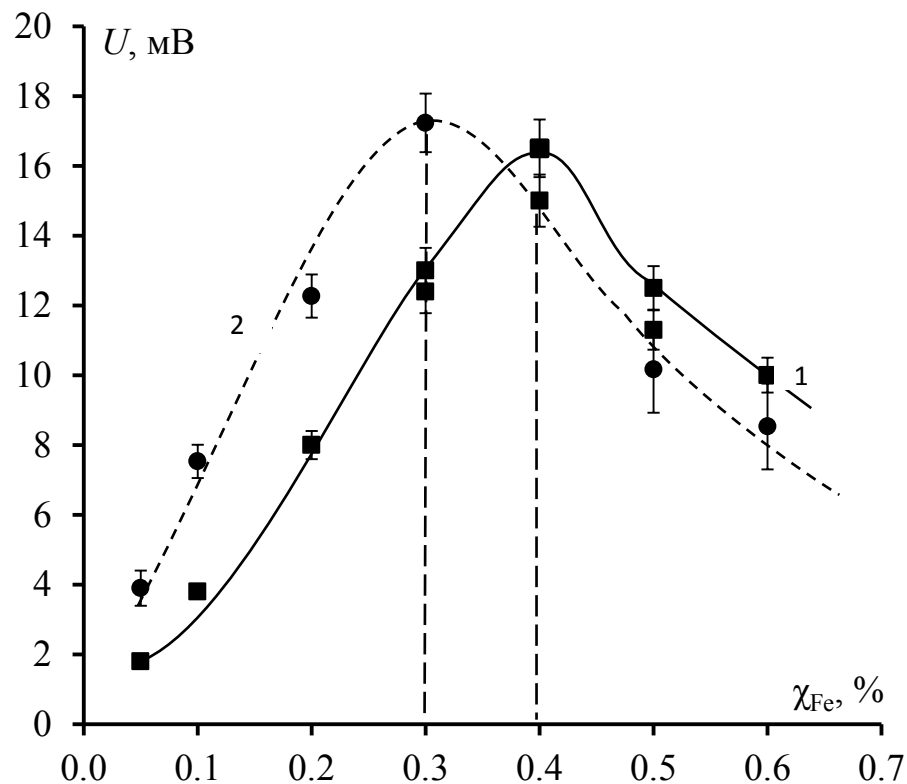


Рисунок 6.12 – Амплитуда оптико-акустического сигнала при лазерном воздействии на образцы RDX с включениями железа от массовой доли включений: 1 – излучение первой гармоники; 2 – излучения второй гармоники

Зависимости также имеют немонотонный характер. Оптимальные χ_{opt} , при которых акустические сигналы при воздействии излучения лазера имеют максимальные амплитуды: для первой гармоники $\chi_{opt}^{(1)} = 0,4$ масс.%, для второй гармоники $\chi_{opt}^{(2)} = 0,3$ масс.%.

Из результатов, представленных на рисунке 6.9, следует, что при равных массовых долях включений в композитах RDX-Fe k_{eff} для второй гармоники лазера превышает k_{eff} для первой гармоники, т.е. поглощение излучения второй гармоники более эффективно.

Из рисунка 6.12 следует, что максимальное значение акустического сигнала $U_{2 \text{ max}} = (17,2 \pm 0,5)$ мВ при воздействии второй гармоники на образцы наблюдается при массовой доле включений $\chi_{\text{opt}}^{(2)} = 0,3$ %. При воздействии первой гармоники $U_{1 \text{ max}} = (16,5 \pm 0,5)$ мВ наблюдается при массовой доле включений $\chi_{\text{opt}}^{(1)} = 0,4$ %. Хотя значение $U_{1 \text{ max}}$ несколько меньше значения $U_{2 \text{ max}}$, однако, в пределах доверительного интервала эти значения практически совпадают, т.е. в пределах погрешности можно принять:

$$U_{1 \text{ max}} \approx U_{2 \text{ max}}. \quad (6.1)$$

Из рисунка 6.12 для второй гармоники при $\chi_{\text{opt}}^{(2)} = 0,3$ масс. % $k_{2 \text{ eff}} = (210 \pm 10) \text{ см}^{-1}$, для первой гармоники при $\chi_{\text{opt}}^{(1)} = 0,4$ масс. % $k_{1 \text{ eff}} = (230 \pm 10) \text{ см}^{-1}$. Отсюда следует, что в пределах погрешности эксперимента, можно принять:

$$k_{1 \text{ eff}} \approx k_{2 \text{ eff}}. \quad (6.2)$$

Воспользуемся выражением:

$$k_{\text{eff}} = Q_{\text{abs}} \sigma_{\text{geom}} n, \quad (6.3)$$

где n – концентрация включений [см^{-3}], Q_{abs} – эффективность поглощения излучения.

Поскольку $c \sim \chi$, то из (3) и (4) следует:

$$Q_{1 \text{ abs}} \chi_{\text{opt}}^{(1)} = Q_{2 \text{ abs}} \chi_{\text{opt}}^{(2)}. \quad (6.4)$$

Откуда:

$$Q_{2 \text{ abs}}/Q_{1 \text{ abs}} = \chi_{\text{opt}}^{(1)} / \chi_{\text{opt}}^{(2)} \approx 1,3. \quad (6.5)$$

Из представленных результатов экспериментов следует, что эффективность поглощения излучения второй гармоники композитов RDX-Fe превышает эффективность поглощения первой гармоники в 1,3 раза.

Таким образом, оптико-акустические характеристики композитов RDX-Al, RDX-Ni, RDX-Fe качественно аналогичны характеристикам полученным при использовании композитов тэн-Al, тэн-Ni, тэн-Fe (см. п. 3.2).

Для композитов RDX-Ni исследованы оптико-акустические характеристики в зависимости от размера включений Ni при воздействии второй гармоники лазера.

В экспериментах использовались образцы композитов с одинаковым содержанием включений частиц Ni 0,3 масс.%, но с различными размерами в максимумах гистограмм распределения $d = 80, 120, 160$ и 280 нм. Зарегистрированные оптико-акустические сигналы для образцов с различными размерами включений представлены на рисунке 6.13.

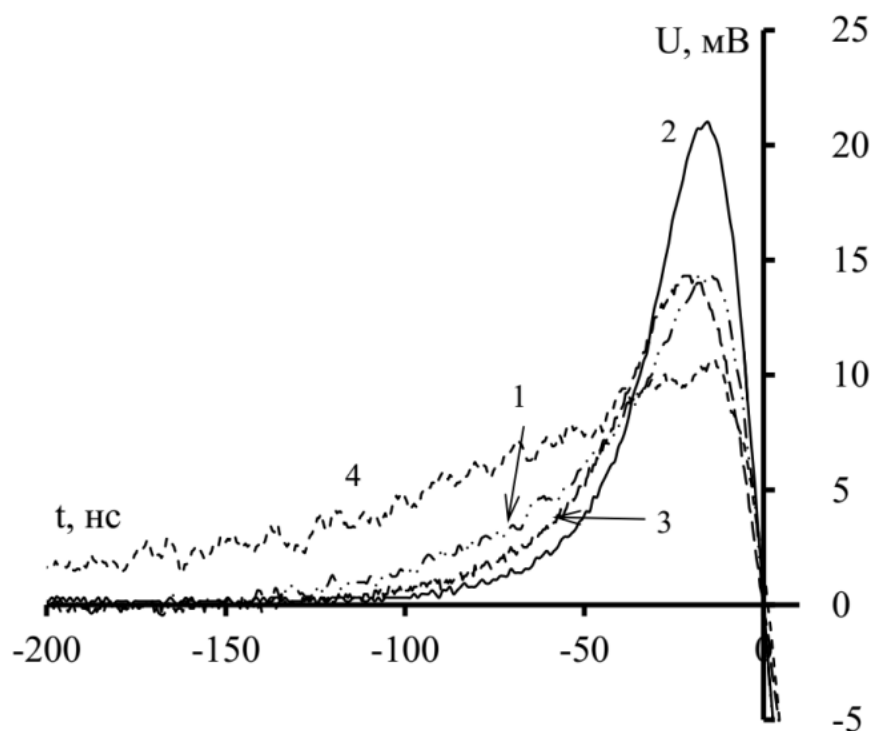


Рисунок 6.13 – Оптико-акустические сигналы при воздействии излучения второй гармоники лазера на образцы RDX с включениями никеля с различными размерами включений: 1 – 80 нм; 2 – 120 нм; 3 – 160 нм; 4 – 280 нм

По экспоненциальному спаду осциллограмм определялось время акустической релаксации τ_a и рассчитывались показатели экстинкции k_{eff} , представленные на рисунке 6.14, на котором так же приведены амплитудные значения оптико-акустических сигналов U_{max} в зависимости от размеров включений. Из представленных экспериментальных данных следует, что зависимости U_{max} и k_{eff} от размеров включений имеют немонотонный характер. Максимальные значения U_{max} и k_{eff} наблюдаются в композитах с размерами включений $d = 120$ нм.

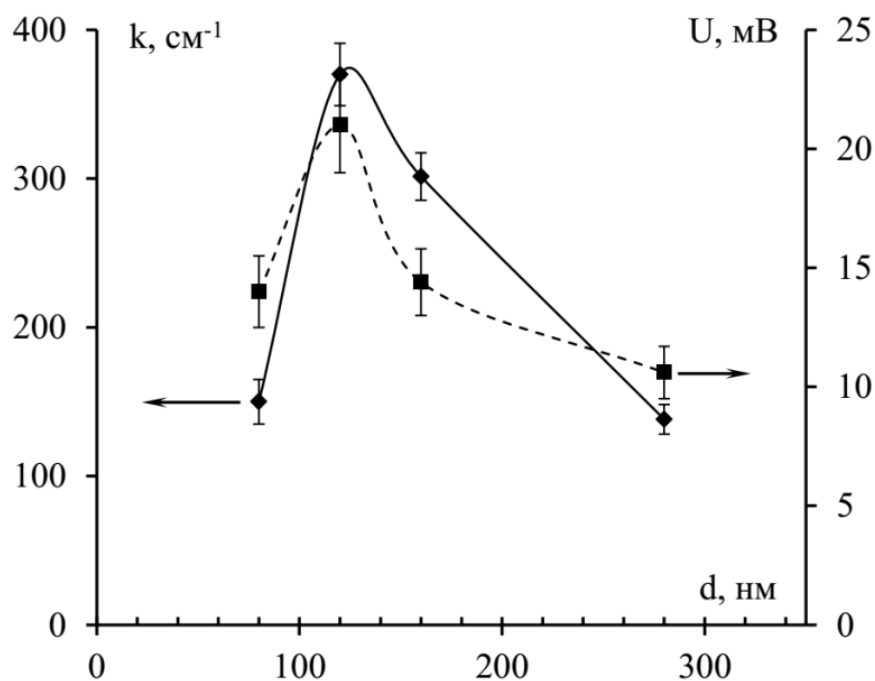


Рисунок 6.14 – Зависимость показателя экстинкции k_{eff} и амплитуды оптико-акустического сигнала U от размеров включений Ni в образцах RDX-Ni

Стоит отметить, что порошок RDX обладает плохой способностью к спрессовыванию. Прессованные таблетки RDX, не содержащие ультрадисперсных частиц металлов, непрозрачны, в отличие от прессованных образцов тэна. Поры, находящиеся в объеме образца, способны не только приводить к увеличению показателя рассеяния [276], но и влиять на оптические свойства наночастиц при их попадании в поры [275]. Для интерпретации экспериментальной зависимости показателя поглощения

композита RDX-Ni от размера включений выполнены расчеты эффективного показателя поглощения с учетом многократного рассеяния излучения в композите в рамках теории переноса. Для расчета оптических свойств пористых образцов Звековым А.А. выполнена адаптация методики моделирования оптических свойств композитов RDX-Al с учетом пор [275, 276] для расчета оптических свойств RDX-Ni.

Результаты расчетов и экспериментальные точки для k_{eff} с размерами частиц Ni $d = 90, 120, 160$ и 280 нм при массовой доле 0,05 % представлены на рисунке 6.15.

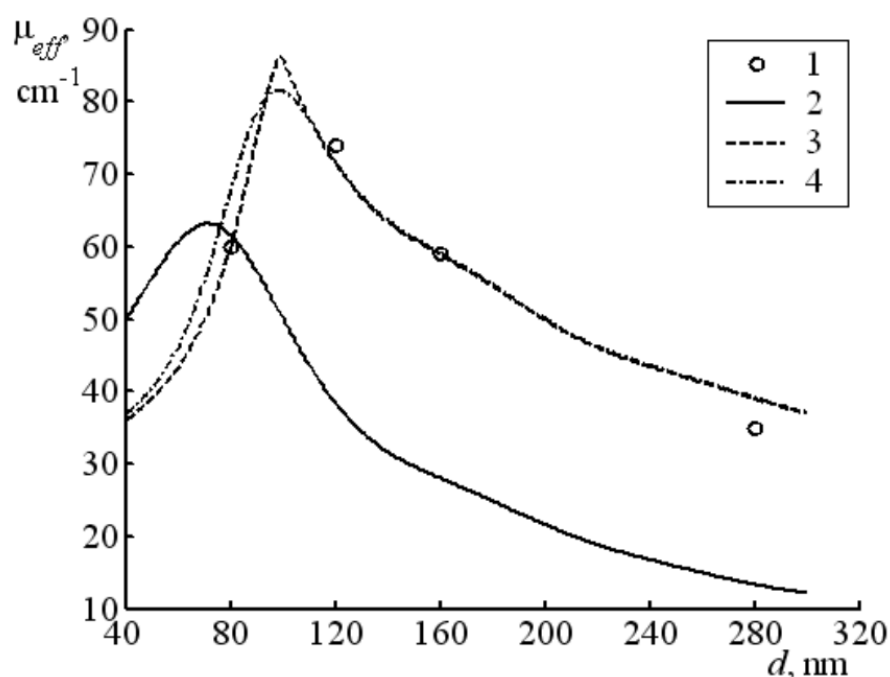


Рисунок 6.15 – Влияние диаметра наночастиц никеля на показатель поглощения образцов RDX-Ni: 1 – экспериментальные данные, полученные опто-акустическим методом; 2 – расчет при пренебрежении порами; 3 – расчет с учетом пор диаметром 99 нм и концентрацией $1,3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$; 4 – расчет при тех же значениях средней концентрации и диаметра пор с дисперсией 20 нм [278]

Экспериментальные точки удовлетворительно аппроксимируются теоретической кривой, рассчитанной с учетом пор диаметром 99 нм с дисперсией 20 нм и концентрацией $1,3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, предлагаемая модель применима не только к сплошным, но и пористым образцам.

6.2.4. Экспериментальное определение порогов взрывчатого разложения композитов на основе RDX и включений металлов ультрадисперсных размеров при лазерном воздействии и установление связи их с оптическими и оптико-акустическими характеристиками

Проведено исследование порогов взрывчатого разложения композитов RDX-Al при инициировании взрыва второй гармоникой лазера. Методика измерения H_{cr} подробно описана в разделе 2.8. Следует отметить, что при блокировании газодинамической разгрузки с помощью веса стеклянной пластины композиты на основе RDX не взрывались, в отличие от образцов на основе тэна. Для лучшего блокирования газодинамической разгрузки к стеклянной пластине, которая накрывала образец, прикладывалась нагрузка, создавая давление $P = 17 \text{ МПа}$, что улучшало контакт стеклянной пластины и образца.

Зависимость H_{cr} от массовой доли Al для RDX-Al представлена на рисунке 6.16.

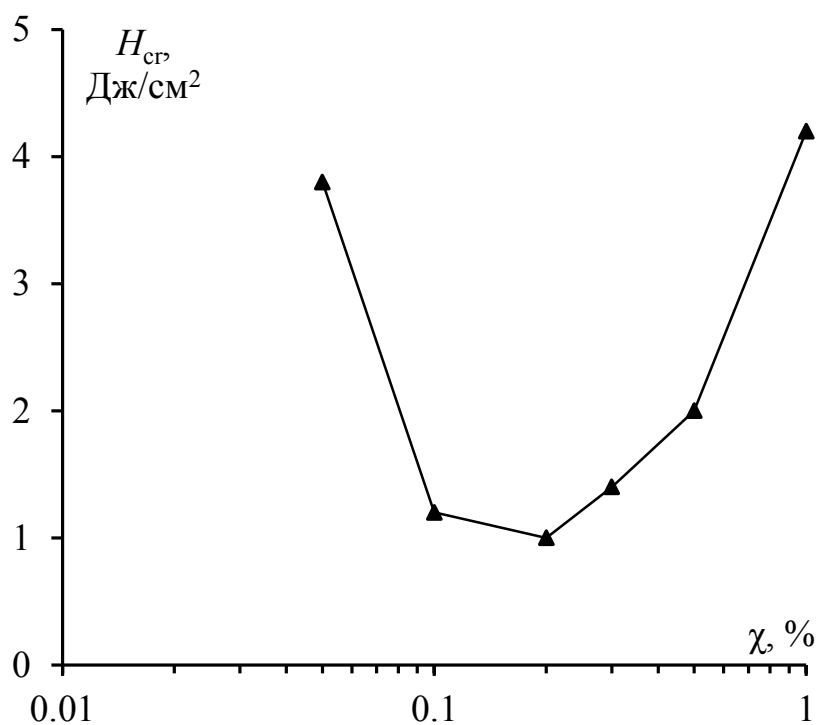


Рисунок 6.16 – Зависимости критической энергии инициирования взрыва (H_{cr}) композит RDX-Al от массовой доли включений алюминия (χ) в образце

Из рисунка 6.16 видно, что минимальный порог инициирования для композита RDX-Al $H_{cr}^{\min} = 1$ Дж/см² при концентрации включений $\chi_{opt} = 0.2$ масс. %. (В аналогичных условиях газодинамической разгрузки для образцов тэн-Al плотностью 1,7 г/см³ минимальный порог инициирования 0,3 Дж/см². При этом ударное давление, измеренное с помощью пьезопреобразователя в композите RDX-Al значительно выше, чем в композите тэн-Al. Следовательно, в RDX химическая реакция иницируется при больших H_{cr} и дает большее энергосодержание, чем в тэне).

Аналогичным образом проведены измерения зависимости H_{cr} от массовой доли включений для образцов RDX-Ni с фиксированным размером частиц Ni $d = 120$ нм. Результат представлен на рисунке 6.17.

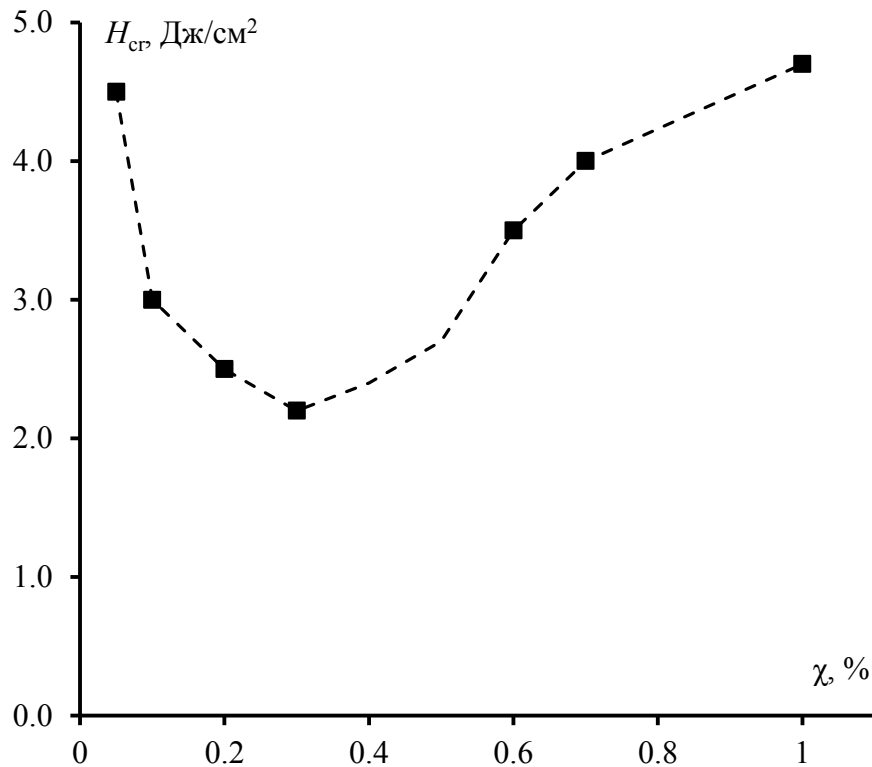


Рисунок 6.17 – Зависимость критической плотности энергии лазерного излучения H_{cr} , соответствующей 50 % вероятности взрыва образцов RDX-Ni от массовой доли включений Ni

Как и в предыдущем случае, зависимость имеет немонотонный характер. Минимальное значение $H_{cr} = 2,2$ Дж/см² достигается при массовой доле включений Ni $\chi_{opt} = 0,3$ масс. %.

С использованием композитов RDX-Ni проведено измерение H_{cr} в зависимости от размеров частиц Ni при фиксированной массовой доле включений 0,3 масс. %. Результат представлен на рисунке 6.18.

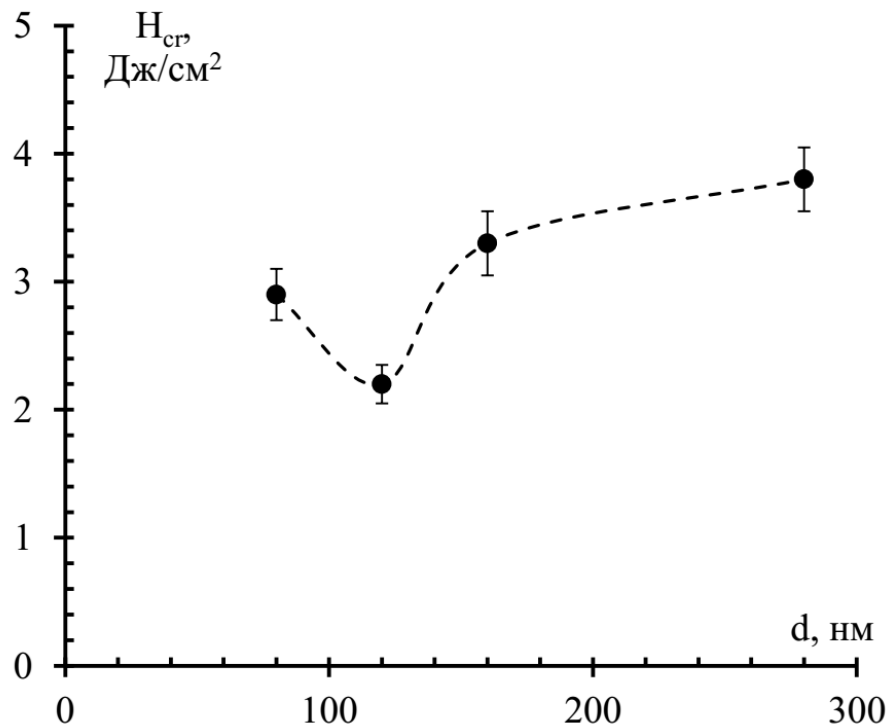


Рисунок 6.18 – Зависимость порогов взрывчатого разложения H_{cr} при лазерном инициировании композитов RDX-Ni от размера включений Ni в образце

Зависимость рисунка 6.18 имеет немонотонный характер. Минимальное значение $H_{cr} = 2,2 \text{ Дж/см}^2$ наблюдается в композитах с размерами включений $d = 120 \text{ нм}$.

Исследованы пороги взрывчатого разложения композитов RDX-Fe при воздействии второй гармоники лазера.

Зависимость H_{cr} от массовой доли включений представлена на рисунке 6.19.

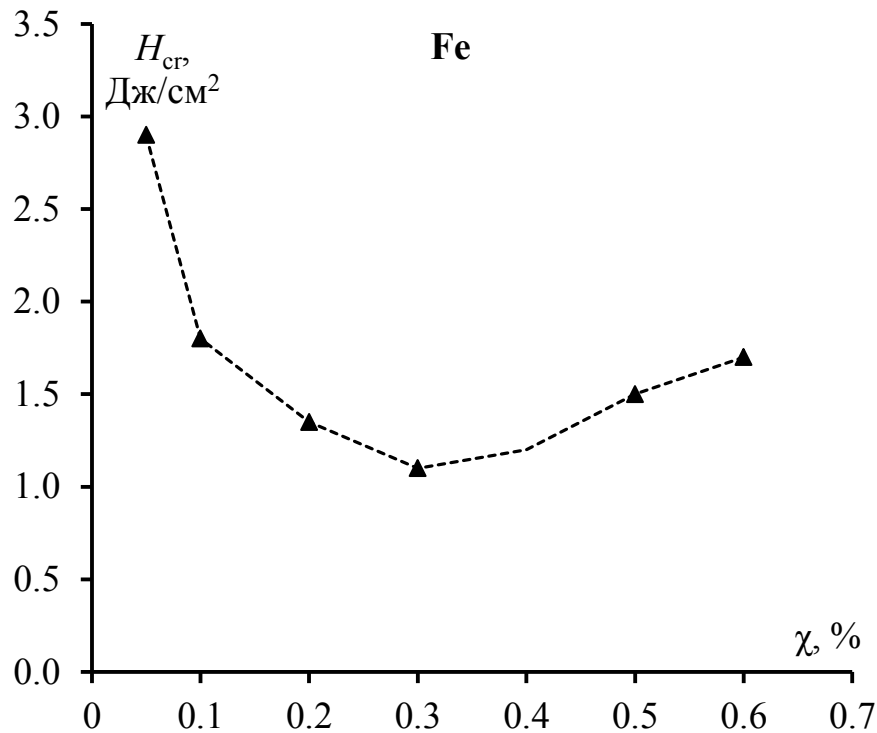


Рисунок 6.19 – Зависимость критической плотности энергии инициирования взрыва композита RDX-Fe излучением второй гармоники лазера от массовой доли включений Fe

Как и для других композитов, зависимость имеет немонотонный характер. Минимальное значение $H_{cr} = (1,1 \pm 0,1)$ Дж/см² достигается при оптимальной массовой доле включений Fe $n_{opt} = 0,3\%$.

Для всех исследованных композитных материалов наблюдаются экстремальные зависимости амплитуды акустического сигнала $U(\chi)$ и порогов взрывчатого разложения H_{cr} от массовой доли включений χ . Причем U_{max} и H_{cr}^{min} наблюдаются при одинаковых массовых долях $\chi = \chi_{opt}$ для соответствующих композитов (рисунки 6.10, 6.11, 6.16, 6.17, 6.19).

Из результатов оптико-акустических и взрывчатых экспериментов (рисунки 6.14, 6.18) с использованием композитов RDX-Ni с различными размерами включений следует, что минимальные пороги H_{cr}^{min} наблюдаются в композитах с размерами включений, у которых коэффициенты экстинкции k_{eff} и амплитуда акустических сигналов имеют максимальное значение. Из

анализа экспериментальных результатов видна связь оптико-акустических и взрывчатых характеристик при импульсном лазерном инициировании ВВ.

Таким образом, для композитов на основе RDX наблюдаются те же закономерности, что и для композитов на основе тэна (см. раздел 4.1, 4.2), которые описываются в рамках предложенной модели (раздел 6.1.).

6.2.5. Экспериментальные измерения спектрально-кинетических характеристик взрывчатого свечения исследуемых объектов в реальном масштабе времени, идентификация первичных продуктов взрывчатого разложения методом оптической спектроскопии и определение температуры взрыва методом оптической пирометрии

Методика измерения спектрально-кинетических характеристик свечения, возникающего при взрыве энергетических материалов в режиме реального времени описана в разделе 2.10. Использовались образцы с одинаковой концентрацией включений Al 0,2 масс.%. Размеры, масса и плотность образцов полностью соответствовали образцам, применяемым в предыдущих разделах.

На рисунке 6.20 представлена типичная кинетическая закономерность свечения образца RDX-Al. Во время воздействия лазерного импульса наблюдается интенсивное свечение (см. врезку рисунка 6.20).

Зависимость интенсивности свечения, представленная на врезке рисунка 6.20 имеет такой же характер как у образца PETN-Al (рисунок 5.3). На рисунке 6.21 представлены спектры свечения образцов RDX-Al, измеренные в момент окончания лазерного импульса с различной плотностью энергии.

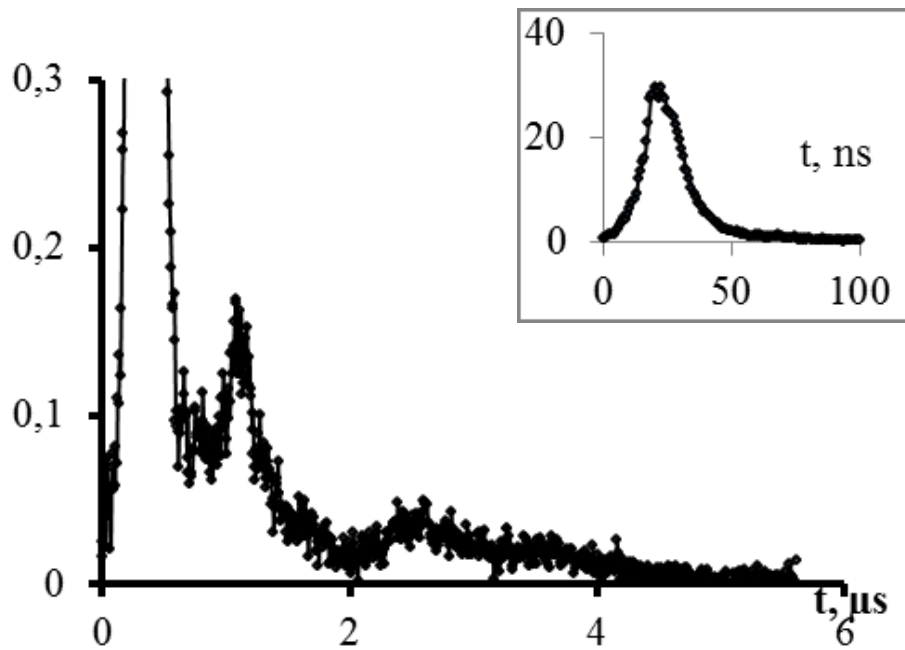


Рисунок 6.20 – Зависимость интенсивности свечения от времени при лазерном иницировании RDX-Al ($\lambda = 560$ нм, $H = 3$ Дж/см²): на врезке – зависимость интенсивности свечения от времени в момент воздействия лазерного импульса

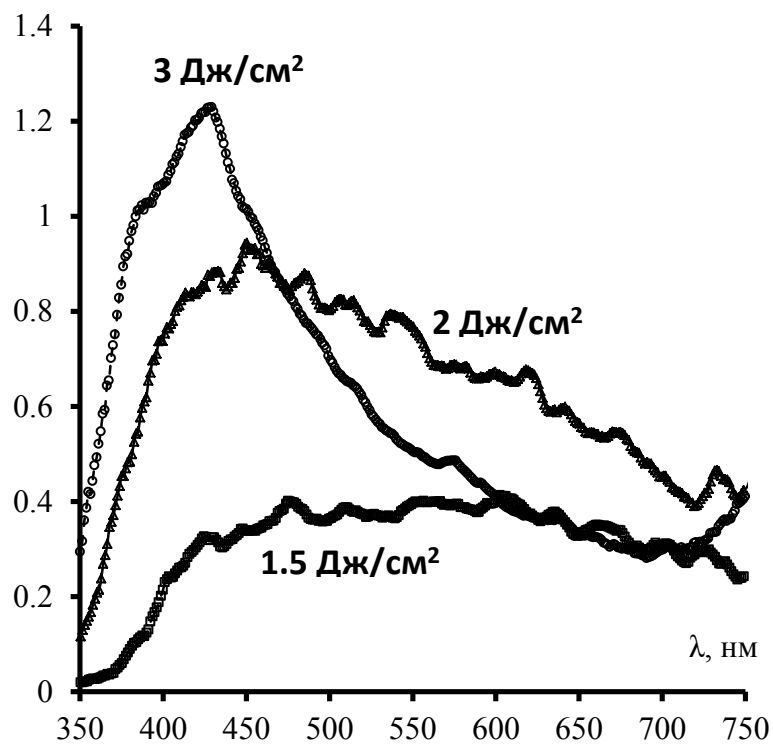


Рисунок 6.21 – Спектры свечения RDX-Al, регистрируемые через 20 нс после начала лазерного импульса

Наблюдается качественно аналогичное поведение спектров, как и для образцов PETN-Al (рисунок 5.6). С ростом плотности энергии максимум спектров смещается из видимой в ультрафиолетовую область (рисунок 6.21). При $H \geq 3$ Дж/см² положение максимума интенсивности спектра свечения не изменяется. На рисунке 6.22 представлен спектр свечения образца RDX-Al через 1 мкс после лазерного импульса. Как и в случае PETN-Al, интенсивность свечения монотонно возрастает с ростом длины волны.

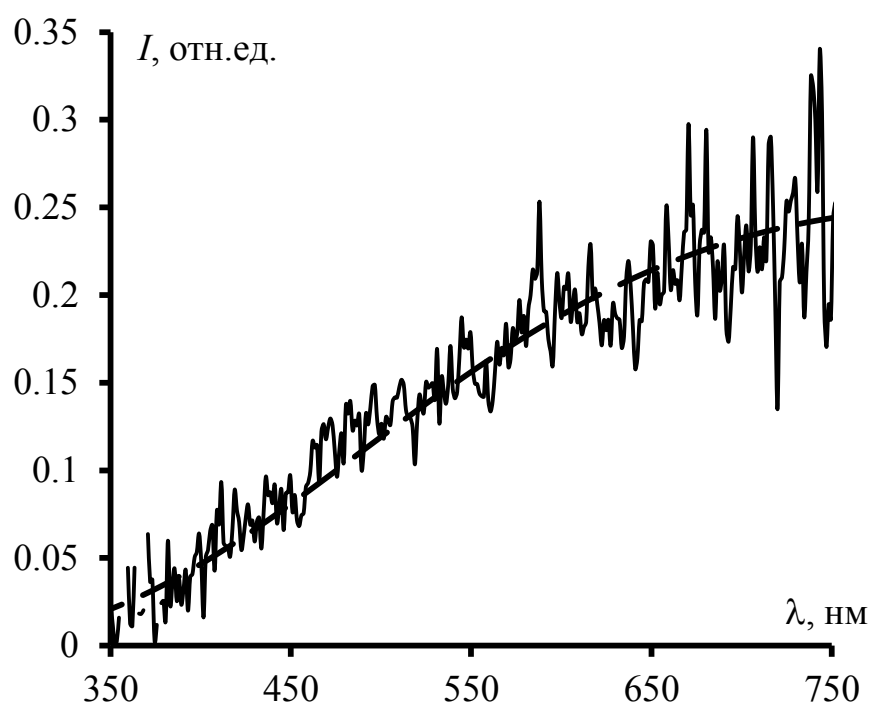


Рисунок 6.22 – Спектр свечения RDX-Al в момент времени 1 мкс, соответствующий максимуму свечения на стадии взрывчатого разложения

Аналогичные исследования проведены с использованием композитов RDX-Fe. Содержание включений частиц железа в образцах составляло 0,3 масс.%.

На рисунке 6.23 представлена полная кинетическая зависимость свечения, возникающего при воздействии лазерного импульса с плотностью энергии $H = 2$ Дж/см². Интенсивное свечение, возникающее в начальный момент, представлено на врезке рисунок 6.23. Фронт свечения соответствует

интегралу от длительности лазерного импульса. Спад свечения происходит за время ~ 60 нс. В микросекундном временном интервале наблюдается немонокотное свечение (рисунок. 6.23).

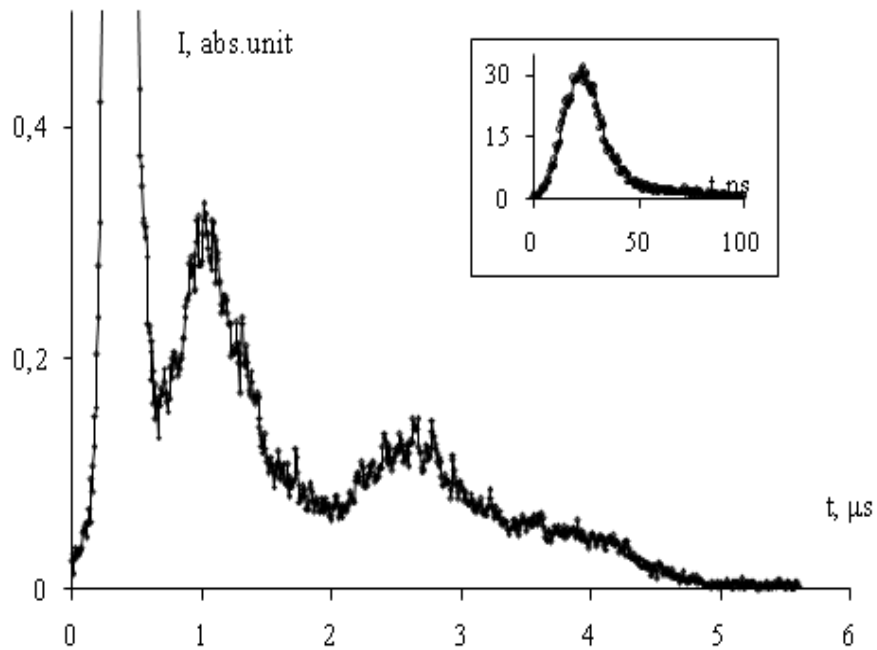


Рисунок 6.23 – Зависимость интенсивности свечения от времени на длине волны $\lambda = 560$ нм при взрыве образца RDX-Fe. $H = 2$ Дж/см²: на врезке – интенсивность свечения сразу после воздействия лазерного импульса

Спектры свечения в момент окончания лазерного импульса при различных плотностях энергии H приведены на рисунке 6.24.

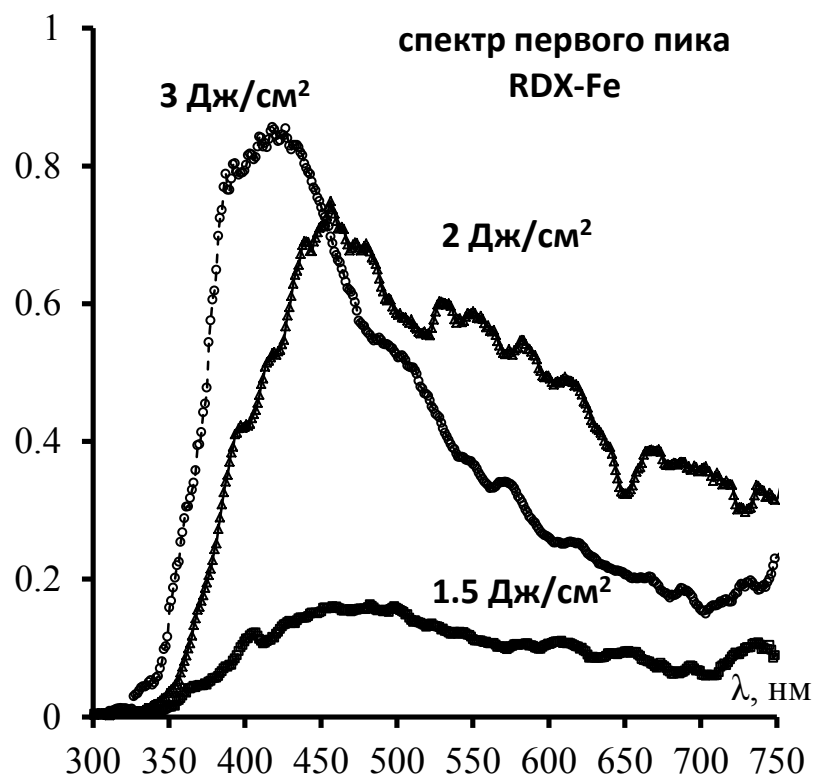


Рисунок 6.24 – Спектр свечения RDX-Fe через 30 нс от начала воздействия лазерных импульсов с различной плотностью энергии

С увеличением H максимум в спектрах смещается из видимой в ультрафиолетовую область. При плотности энергии $H \geq 3 \text{ Дж/см}^2$ положение максимума свечения ($\lambda \approx 420 \text{ нм}$) не изменяется.

Таким образом, закономерности свечения композитов на основе RDX с включениями металлов во время действия лазерного импульса полностью аналогичны наблюдаемым на композитах на основе тэна с включениями металлов (см. раздел 5.1). Это свидетельствует об идентичности процессов, протекающих в композитах на основе RDX и тэна с включениями металлов во время воздействия лазерного импульса. Трактовка рассмотренных процессов подробно приведена в разделе 5.3.

Спектр свечения RDX-Fe через 1 мкс после лазерного импульса представлен на рисунок 6.25. Как и в случае RDX-Al интенсивность свечения монотонно нарастает с ростом длины волны.

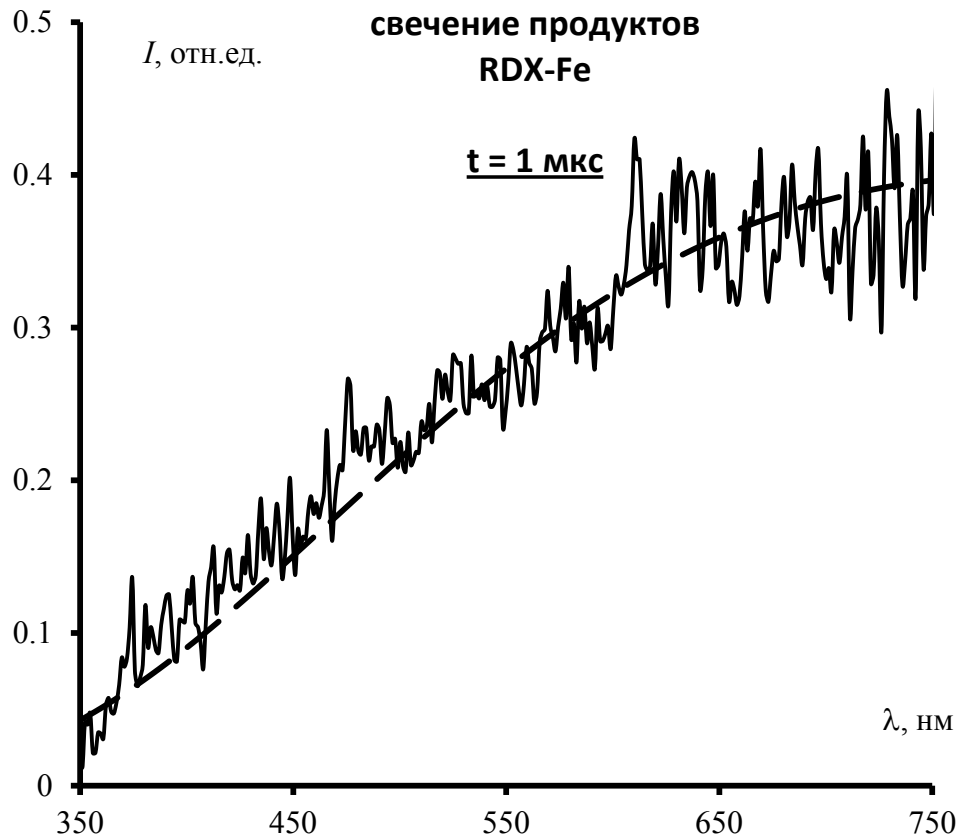


Рисунок 6.25 – Спектр свечения продуктов взрыва образца RDX-Fe через 1 мкс после воздействия лазерного импульса

Взрыв сопровождается экспериментально наблюдаемым свечением в микросекундном временном интервале (рисунки 6.20, 6.23). Зависимость интенсивности свечения от времени имеет немонотонный характер и связана с индивидуальными особенностями распространения химической реакции в объеме образца в процессе перехода конденсированной фазы в газообразные продукты.

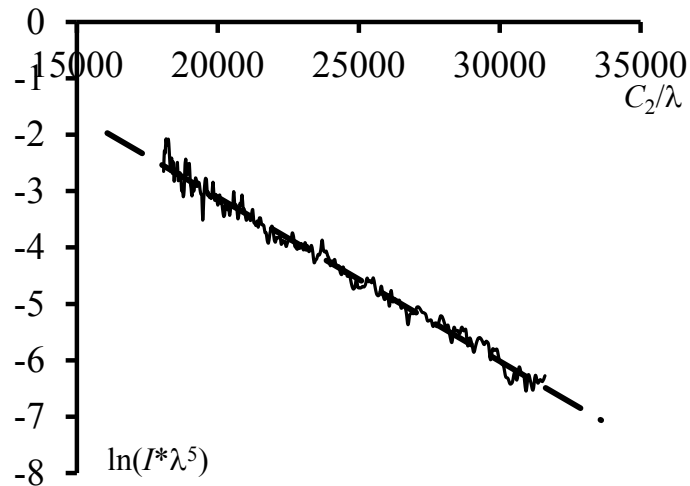


Рисунок 6.26 – Спектр свечения RDX-Al представленный на рисунке 6.22 в координатах Вина

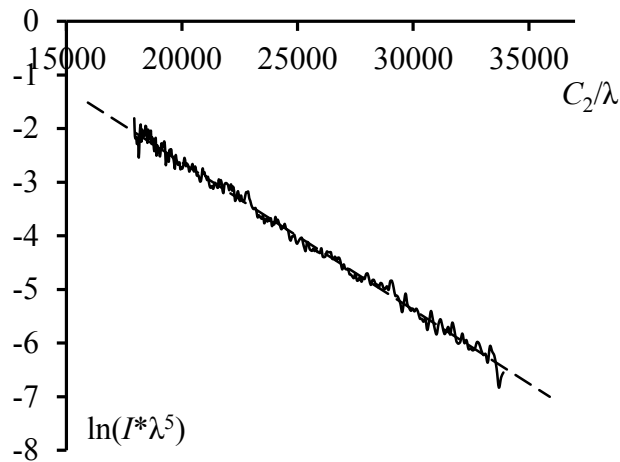


Рисунок 6.27 – Спектр свечения RDX-Fe представленный на рисунке 6.25 в координатах Вина

На рисунках 6.26 и 6.27 представлены спектры рисунков 6.22, 6.25, соответственно, в координатах Вина. Спектры удовлетворительно аппроксимируются линейным законом (рисунки 6.26, 6.27). Следовательно, наблюдаемое свечение при взрыве композитов RDX-Al и RDX-Fe является тепловым.

Из рисунков 6.26, 6.27 определили температуру продуктов взрыва для RDX-Al $T = 3500 \pm 100$ К, для RDX-Fe $T = 3500 \pm 100$ К.

6.3. Выводы главы

1. Предложена экспериментально обоснованная модель взрывчатого разложения композитов на основе слабопоглощающих излучение бризантных ВВ с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц при лазерном инициировании.

2. Предложен научно-обоснованный алгоритм получения материалов на основе слабопоглощающих излучение бризантных ВВ с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц с минимальными плотностями энергии инициирования H_{cr} , не прибегая к взрывным экспериментам:

3. Показано, что в композитах RDX-Al, RDX-Ni, RDX-Fe поглощение лазерного излучения происходит преимущественно включениями частиц металлов, как и в композитах на основе тэна с включениями металлов.

4. Проведено сравнительное исследование оптико-акустических и взрывчатых свойств композитов RDX-Al, RDX-Ni, RDX-Fe при лазерном воздействии. Зависимости амплитуды акустических сигналов и порогов взрывчатого разложения композитов от массовой доли включений металлических частиц с фиксированными размерами имеют экстремальный характер. Минимальные значения порогов взрывчатого разложения и максимальная амплитуда акустических сигналов наблюдается при одинаковых оптимальных концентрациях включений для каждого из композитов. Зависимости амплитуды акустических сигналов и порогов взрывчатого разложения от размеров включений при фиксированной массовой доле имеют экстремальный характер. Минимальные пороги взрывчатого разложения и максимальная амплитуда акустических сигналов наблюдается при одинаковых оптимальных размерах включений.

5. Проведено измерение спектрально-кинетических характеристик свечения, возникающего при взрыве композитов RDX-Al, RDX-Ni, RDX-Fe, инициированных лазерными импульсами в режиме реального времени.

При превышении порогов взрывчатого разложения молекула RDX во время лазерного импульса диссоциирует на возбужденный радикал NO_2^* и остаточный радикал молекулы R^* во всех исследованных композитах. Флюоресценция возбужденных радикалов NO_2^* происходит в наносекундном временном интервале. Взрывчатое разложение остаточных радикалов молекулы происходит в микросекундном временном интервале и сопровождается свечением, спектры которого имеют тепловой характер. Методом оптической пирометрии с временным разрешением определена температура продуктов взрыва композитов $T \approx 3500 \text{ K}$.

6. Сравнение экспериментальных результатов и обнаруженных закономерностей по лазерному инициированию композитов на основе тэна и RDX с включениями частиц Al, Ni, Fe показывает, что предложенная модель удовлетворительно описывает взрывчатое разложение композитов на основе слабопоглощающих излучение бризантных ВВ с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Диссертация является научно-квалификационной работой в рамках научного направления – изучение механизмов взрывчатого разложения тонких (1 мм) поликристаллов слабопоглощающих излучение бризантных взрывчатых веществ с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц при воздействии импульсного лазерного излучения наносекундной длительности. Результаты работы позволили установить модель взрывчатого разложения указанных материалов (на примере тэна и RDX) с учетом факторов, влияющих на порог взрыва ВВ и определить условия целенаправленного регулирования их чувствительности к импульсам лазерного излучения.,

Основные результаты и выводы по работе состоят в следующем:

1. В тэне и RDX с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц поглощение лазерного излучения происходит непосредственно включениями. Увеличение поглощения матрицей ВВ в результате рассеяния излучения на включениях играет второстепенную роль.

2. При плотностях энергии $H > 0,1$ Дж/см² наблюдается нелинейный рост показателя экстинкции k_{eff} тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц алюминия, что приводит к экспоненциальному росту амплитуды оптико-акустического сигнала U , пропорционального давлению P , и линейному росту P с увеличением объемной плотности поглощенной энергии лазерного излучения Q_v .

3. Зависимость порога взрывчатого разложения при лазерном инициировании тэна и RDX с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц Al, Ni, Fe от массовой доли включений χ при частичном блокировании газодинамической разгрузки имеет вид кривой с минимумом при оптимальной массовой доле χ_{opt} . Экспериментально показано, что для χ_{opt} давление P в облученном слое имеет максимальное значение. Модельные расчеты зависимости амплитуды давления в слое

поглощения энергии лазерных импульсов в условиях почти свободной облучаемой поверхности от экстинкции k_{eff} объясняет наличие максимума на кривой $P(k_{\text{eff}})$ переходом от режима "мгновенного" адиабатического нагрева без релаксации давления за время действия лазерного импульса к квазистатическому режиму, когда за время импульса облученный слой успевает расшириться. При полном блокировании газодинамической разгрузки образцов, облучаемая поверхность является жесткозакрепленной и при лазерном воздействии возникает только волна сжатия. В этом случае с ростом массовой доли включений давление возрастает до максимальной величины, а порог взрывчатого разложения H_{cr} снижается до постоянного значения.

4. Пороги взрывчатого разложения при лазерном инициировании тэна и RDX с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц зависят от размера включений. Для включений с оптимальными размерами, для которых H_{cr} минимален, показатель экстинкции излучения k_{eff} максимален. Расчеты, проведенные в рамках теории Ми связывают обнаруженный эффект с зависимостью сечения поглощения излучения от размеров частиц.

5. Порог взрывчатого разложения H_{cr} для тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц Al зависит от соотношения Al/Al₂O₃, т.е. от массового содержания активного металла в частице включения. С уменьшением содержания Al растет значение H_{cr} . При этом уменьшается коэффициент эффективности поглощения излучения Q_{abs} .

6. Пороги взрывчатого разложения при лазерном инициировании тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц зависят от длины волны излучения. Показано, что H_{cr} следует связывать с показателем экстинкции $k_{\text{eff}} \sim Q_{\text{abs}} \cdot n_{\text{опт}}$, при этом значение коэффициента эффективности поглощения излучения Q_{abs} для различных длин волн различно. При одинаковых значениях k_{eff} наблюдается одинаковые значения H_{cr} для различных длин волн.

7. Инициирование взрывчатого разложения тэна без включений при лазерном воздействии в условиях частичного блокирования газодинамической разгрузки возможно излучением второй гармоники лазера по механизму двухфотонного поглощения излучения молекулой тэна. Экспериментально измерен показатель двухфотонного поглощения $\beta = 300$ см/ГВт.

8. Инициирование тонких образцов (1 мм) тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц Al при лазерном воздействии подчиняется следующим закономерностям – с ростом плотности образцов уменьшаются пороги лазерного инициирования взрыва H_{cr} , скорости и давление ударных волн, образующихся при взрыве образцов в воздухе.

9. Исследовано влияние начальной температуры образца на порог H_{cr} . Для тэна без включений H_{cr} уменьшается в интервале температур 400–450 К с эффективной энергией активации $E_a = 0,4$ эВ при воздействии первой и второй гармоник лазера. Обе зависимости описываются одинаковыми закономерностями. Для тэна с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц Al при воздействии первой и второй гармоник лазера H_{cr} слабо зависит от начальной температуры в интервале 295–350 К. В интервале температур 400–450 К, порог взрывчатого разложения снижается с эффективной энергией активации $E_a = 0,4$ эВ. Количественное различие связано с различной эффективностью поглощения Q_{abs} излучения первой и второй гармоник.

10. Кинетики свечения тэна и RDX с включениями ультрадисперсных пассивированных частиц Al, Ni, Fe имеют качественно одинаковый характер: интенсивность свечения растет во время воздействия лазерного импульса с последующим спадом за время ~ 60 нс; свечение в микросекундном временном интервале связано со взрывчатым разложением ВВ.

11. Спектры свечения, наблюдаемые во время воздействия лазерного импульса, связаны с возбужденными радикалами NO_2^\bullet , образующимися в «горячей точке» в результате диссоциации молекул ВВ. Спектры свечения на

стадии взрывчатого разложения имеют тепловой характер. Определена температура свечения продуктов взрыва образцов тЭН-Al $T = 3400 \pm 100$ К, тЭН – Fe $T = 3400 \pm 100$ К, тЭН-Ni $T = 3300 \pm 100$ К, RDX-Al $T = 3500 \pm 100$ К, RDX-Fe $T = 3500 \pm 100$ К.

12. Предложена экспериментально обоснованная модель взрывчатого разложения композитов на основе слабопоглощающих излучение бризантных ВВ (тЭна, RDX) с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц при лазерном инициировании.

13. Совокупность результатов работы позволяют сформулировать научно-обоснованный алгоритм получения оптимальных материалов для применения в устройствах с лазерным инициированием взрыва на основе слабопоглощающих излучение ВВ и ультрадисперсных металлов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kennedy, J. E.* Spark and Laser Ignition / под ред. В. Asay. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2010. – P. 583–605.
2. *Бриш, А. А.* Возбуждение детонации конденсированных ВВ излучением оптического квантового генератора / *А. А. Бриш, И. А. Галеев, Б. Н. Зайцев, Е. А. Сбитнев, Л. В. Татаринцев* // Физика горения и взрыва. – 1966. – Т. 2, № 3. – С. 132–138.
3. *Бриш, А. А.* О механизме инициирования конденсированных ВВ излучением ОКГ / *А. А. Бриш, И. А. Галеев, Б. Н. Зайцев, Е. А. Сбитнев, Л. В. Татаринцев* // Физика горения и взрыва. – 1969. – Т. 5, № 4. – С. 475–480.
4. *Буркина, Р. С.* Инициирование реакционно-способного вещества потоком излучения при его поглощении оптическими неоднородностями вещества / *Р. С. Буркина, Е. Ю. Морозова, В. П. Ципилев* // Физика горения и взрыва. – 2011. – Т. 47, № 5. – С. 95–105.
5. *Kuklja, M. M.* Achieving tunable chemical reactivity through photo-initiation of energetic materials at metal oxide surfaces / *M. M. Kuklja, R. Tsyshevsky, A. S. Zverev, A. Mitrofanov, N. Ilyakova, D. R. Nurmukhametov, S. N. Rashkeev* // Physical Chemistry Chemical Physics. – 2020. – Vol. 22, No. 43. – P. 25284–25296.
6. *Шейков, Ю. В.* О механизме инициирования алюминизированных бризантных взрывчатых веществ лазерным излучением / *Ю. В. Шейков, С. М. Батьянов, О. Н. Калашникова, О. М. Луковкин, Д. В. Мильченко, С. А. Вахмистров, А. Л. Михайлов* // Физика горения и взрыва. – 2018. – Т. 54, № 5. – С. 57–64.
7. *Таржанов, В. И.* Лазерное инициирование низкоплотных смесей тэна с металлическими добавками / *В. И. Таржанов, В. И. Сдобнов, А. Д. Зинченко, А. И. Погребов* // Физика горения и взрыва. – 2017. – Т. 53, № 2. – С. 118–125.
8. *Илюшин, М. А.* Влияние добавок ультрадисперсных частиц углерода на порог лазерного инициирования полимерсодержащего

светочувствительного взрывчатого состава / М. А. Илюшин, И. В. Целинский, И. А. Угрюмов, А. С. Козлов, В. Ю. Долматов, И. В. Шугалей, А. Н. Головчак, А. В. Веденецкий, Д. В. Королев, В. Б. Осташев // Химическая физика. – 2005. – Т. 24, № 10. – С. 49–56.

9. *Maiman, T. H.* Stimulated Optical Radiation in Ruby / *T. H. Maiman* // *Nature*. – 1960. – Vol. 187, No. 4736. – P. 493–494.

10. *Javan, A.* Population Inversion and Continuous Optical Maser Oscillation in a Gas Discharge Containing a He-Ne Mixture / *A. Javan, W. R. Bennett, D. R. Herriott* // *Physical Review Letters*. – 1961. – Vol. 6, No. 3. – P. 106–110.

11. *Прохоров, А. М.* Квантовая электроника / *А. М. Прохоров* // *Успехи физических наук*. – 1965. – Т. 85, № 4. – С. 599–604.

12. *Басов, Н. Г.* Генерация, усиление и индикация инфракрасного и оптического излучений с помощью квантовых систем / *Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Ю. М. Попов* // *Успехи физических наук*. – 1960. – Т. 72, № 10. – С. 161–209.

13. *Blachowski, T.* Development of an optical BNCP/HNS detonator for various aircrew escape system applications / *T. Blachowski, P. Ostrowski* // 36th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit. – 2000.

14. *Krupa, T. J.* Optical R&D at the Army Research Laboratory / *T. J. Krupa* // *Optics and Photonics News*. – 2000. – Vol. 11, No. 6. – P. 16.

15. *Bourne, N. K.* On the laser ignition and initiation of explosives / *N. K. Bourne* // *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. – 2001. – Vol. 457, No. 2010. – P. 1401–1426.

16. *Александров, Е. И.* Влияние поглощающих примесей на зажигание ВВ лазерным излучением / *Е. И. Александров, А. Г. Вознюк, В. П. Ципилев* // *Физика горения и взрыва*. – 1989. – Т. 25, № 1. – С. 3–9.

17. *Таржанов, В. И.* Лазерное инициирование тэна / *В. И. Таржанов, А. Д. Зинченко, В. И. Сдобнов, В. В. Токарев, А. И. Погребнов, А. А. Волкова* // *Физика горения и взрыва*. – 1996. – Т. 32, № 4. – С. 113–119.

18. *Aluker, E. D.* Laser Initiation of Energetic Materials: Selective Photoinitiation Regime in Pentaerythritol Tetranitrate / *E. D. Aluker, A. G. Krechetov, A. Y. Mitrofanov, D. R. Nurmukhametov, M. M. Kuklja* // The Journal of Physical Chemistry C. – 2011. – Vol. 115, No. 14. – P. 6893–6901.

19. *Bowden, F. P.* Fast reaction in solid / *F. P. Bowden, A. D. Yoffe* – London: Butterworths Scientific Publications, 1958.

20. *Roth, J.* Initiation of Lead Azide by High-Intensity Light / *J. Roth* // The Journal of Chemical Physics. – 1964. – Vol. 41, No. 7. – P. 1929–1936.

21. *Адуев, Б. П.* Синхронизованные лазерные пикосекундные и электронные субнаносекундные плотные пучки для возбуждения прозрачных диэлектриков. / *Б. П. Адуев, Д. И. Вайсбурд, А. А. Кондрашов, П. А. Пальянов* // Приборы и техника эксперимента. – 1991. № 3. – С. 155–158.

22. *Александров, Е. И.* Иницирование азидов свинца лазерным излучением / *Е. И. Александров, А. Г. Вознюк* // Физика горения и взрыва. – 1978. – Т. 14, № 4. – С. 86–91.

23. *Hagan, J. T.* Low energy laser initiation of single crystals of α -lead azide / *J. T. Hagan, M. M. Chaudhri* // Journal of Materials Science. – 1981. – Vol. 16, No. 9. – P. 2457–2466.

24. *Александров, Е. И.* Размерный эффект при иницировании прессованного азидов свинца лазерным моноимпульсным излучением / *Е. И. Александров, В. П. Ципилев* // Физика горения и взрыва. – 1981. – Т. 17, № 5. – С. 77–81.

25. *Александров, Е. И.* Влияние режима генерации на особенности размерного эффекта при лазерном иницировании прессованного азидов свинца / *Е. И. Александров, В. П. Ципилев* // Физика горения и взрыва. – 1982. – Т. 18, № 6. – С. 60–62.

26. *Александров, Е. И.* Влияние модовой структуры лазерного излучения на устойчивость азидов свинца / *Е. И. Александров, В. П. Ципилев* // Физика горения и взрыва. – 1983. – Т. 19, № 4. – С. 143–146.

27. *Александров, Е. И.* Исследование влияния длительности

возбуждающего импульса на чувствительность азидов свинца к действию лазерного излучения / *Е. И. Александров, В. П. Ципилев* // Физика горения и взрыва. – 1984. – Т. 20, № 6. – С. 104–108.

28. *Александров, Е. И.* Статистические закономерности лазерного инициирования экзотермической реакции разложения азидов свинца / *Е. И. Александров, А. Н. Бондаренко, В. П. Ципилев* // Журнал физической химии. – 1987. – Т. 61, № 11. – С. 3068–3070.

29. *Карабанов, Ю. Ф.* Зажигание инициирующих взрывчатых веществ импульсом лазерного излучения / *Ю. Ф. Карабанов, В. К. Бобылев* // Доклады АН СССР. – 1981. – Т. 256, № 5. – С. 1152–1154.

30. *Рябых, С. М.* Кинетика взрывного разложения азидов серебра и свинца, инициируемого импульсом электронов Свердловск: Межвуз, 1988. – 51–55с.

31. *Рябых, С. М.* Нетермическое инициирование взрыва азидов серебра и свинца импульсом быстрых электронов / *С. М. Рябых, В. С. Долганов, К. Ш. Карабукаев* // Физика горения и взрыва. – 1993. – Т. 29, № 2. – С. 75–77.

32. *Рябых, С. М.* Критерий возбуждения взрывного разложения азидов серебра импульсным излучением / *С. М. Рябых, В. С. Долганов* // Физика горения и взрыва. – 1992. – Т. 28, № 4. – С. 87–90.

33. *Адуев, Б. П.* Предвзрывная проводимость азидов серебра / *Б. П. Адуев, Э. Д. Алукер, Г. М. Белокуров, А. Г. Кречетов* // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1995. – Т. 62, № 3. – С. 203–204.

34. *Адуев, Б. П.* Предвзрывная люминесценция азидов серебра / *Б. П. Адуев, Э. Д. Алукер, А. Г. Кречетов* // Письма в ЖТФ. – 1996. – Т. 22, № 16. – С. 24–27.

35. *Aduev, B. P.* Explosive Luminescence of Heavy Metal Azides / *B. P. Aduev, E. D. Aluker, A. G. Krechetov, A. Y. Mitrofanov* // Physica Status Solidi (b). – 1998. – Т. 207, № 2. – С. 535–540.

36. *Захаров, Ю. А.* Предвзрывные явления в азидовых тяжелых металлов /

Ю. А. Захаров, Э. Д. Алукер, Б. П. Адуев, Г. М. Белокуров, А. Г. Кречетов – Москва: ЦЭИ «Химмаш», 2002.

37. *Адуев, Б. П.* Дивакансионная модель инициирования азидов тяжелых металлов / *Б. П. Адуев, Э. Д. Алукер, А. Г. Кречетов* // Физика горения и взрыва. – 2004. – Т. 40, № 2. – С. 94–99.

38. *Go, C. H. L.* Photoinitiated autocatalytic chain decomposition of phenyl azide / *C. H. L. Go, W. H. Waddell* // Journal of the American Chemical Society. – 1984. – Vol. 106, No. 3. – P. 715–718.

39. *Feilchenfeld, N. B.* Transient absorption spectral evidence for phenyl nitrene as the chain propagator in the photo-initiated autocatalytic chain decomposition of phenyl azide and phenyl isocyanate / *N. B. Feilchenfeld, W. H. Waddell* // Chemical Physics Letters. – 1983. – Vol. 98, No. 2. – P. 190–194.

40. *Зарко, В. Е.* Лазерное инициирование кристаллизованных смесей фуразанотетразиндиоксида и динитродиазапентана / *В. Е. Зарко, В. Н. Симоненко, П. И. Калмыков, А. А. Квасов, Е. Н. Чесноков, К. Э. Купер* // Физика горения и взрыва. – 2009. № 6. – С. 131–134.

41. *Akhmetshin, R.* Effect of laser radiation wavelength on explosives initiation thresholds / *R. Akhmetshin, A. Razin, V. Ovchinnikov, A. Skripin, V. Tsipilev, V. Oleshko, V. E. Zarko, A. Yakovlev* // Journal of Physics: Conference Series. – 2014. – Vol. 552. – P. 012015.

42. *Fang, X.* Laser Ignition of an Optically Sensitised Secondary Explosive by a Diode Laser / *X. Fang, S. R. Ahmad* // Central European Journal of Energetic Materials. – 2016. – Vol. 13, No. 1. – P. 103–115.

43. *Yan, Z.* Laser initiation of RDX crystal slice under ultraviolet and near-infrared irradiations / *Z. Yan, W. Liu, Y. Jiang, Y. Xie, C. Zhang, J. Wang, G. Zhou, L. Yang, X. Xiang, X. Li, W. Liao, H. Wang, J. Li, B. Tan, M. Huang, Z. Yang, Z. Li, L. Li, M. Li, X. Yuan, X. Zu* // Combustion and Flame. – 2018. – Vol. 190. – P. 112–118.

44. *Yong, L. V de* Laser Ignition of Explosives, Pyrotechnics and Propellants: A Review. / *L. V de Yong, T. C. Nguyen, J. A. Waschl* // DSTO

Aeronautical and Maritime Research Laboratory. – 1995. – No. B0018R1HMY.

45. *Быхало, А. И.* Инициирование тэна мощным лазерным излучением / *А. И. Быхало, Е. В. Жужукало, И. Г. Ковальский, А. Н. Коломийский, В. В. Коробов, А. Д. Рожков, А. И. Юдин* // *Физика горения и взрыва.* – 1985. – Т. 21, № 4. – С. 54–58.

46. *Paisley, D. L.* Prompt detonation of secondary explosives by laser / *D. L. Paisley* // *Los Alamos National Lab.* – 1989. – No. LA-UR-8, № CONF-890811-9.

47. *Yang, L. C.* Detonation of Insensitive High Explosives by a Q -Switched Ruby Laser / *L. C. Yang, V. J. Menichelli* // *Applied Physics Letters.* – 1971. – Vol. 19, No 11. – P. 473–475.

48. *Renlund, A. M.* Laser initiation of secondary explosives. - 1989.

49. *Renlund, A. M.* Laser initiation of secondary explosives / *A. M. Renlund, P. L. Stanton, W. M. Trott* // *9th International Symposium on Detonation.* – 1989.

50. *Волкова, А. А.* Временные характеристики инициирования тэна лазерным излучением / *А. А. Волкова, А. Д. Зинченко, И. В. Санин, В. И. Таржанов, Б. Б. Токарев* // *Физика горения и взрыва.* – 1977. – № 5. – С. 760–766.

51. *Chengwei, S.* Laser initiation of explosives and its applications / *S. Chengwei* // *17th International Pyrotechnics Seminar.* – 1991. – P. 836–843.

52. *Landry, M. J.* Laser used as optical sources for initiating explosives / *M. J. Landry* // *16th International Pyrotechnics Seminar.* – 1991.

53. *Grishina, V. G.* Dependence of the Dynamics and Threshold of Laser Supported Detonation Wave on Pressure of Surrounding Gas, Intensity Distribution and Radius of Pulsed CO(2) Laser Beam / *V. G. Grishina, D. D. Malyuta, V. S. Mezhevov, V. Semak* // *Laser Physics.* – 1991. – Vol. 1. – P. 196–204.

54. *Hasue, K.* Initiation of some explosives by irradiation of CO2 laser / *K. Hasue, H. Khono, M. Shubuya, H. Sato, S. Nakahara* // *Kogyo Kayaku.* – 1993. – Vol. 54. – P. 178–188.

55. *Hasue, K.* Direct initiation of some secondary explosives by means of

CO2 laser irradiation / *K. Hasue, A. Iwama* // 20th International Pyrotechnics Seminar. – 1994. – P. 367–380.

56. *Chen, M.-W.* Hot spot generation in energetic materials created by long-wavelength infrared radiation / *M.-W. Chen, S. You, K. S. Suslick, D. D. Dlott* // Applied Physics Letters. – 2014. – Vol. 104, No. 6. – P. 061907.

57. *McGrane, S. D.* Continuous Wave Laser Irradiation of Explosives / *S. D. McGrane, D. S. Moore* // Propellants, Explosives, Pyrotechnics. – 2011. – Vol. 36, No. 4. – P. 327–334.

58. *Алукер, Э. Д.* Эффективность лазерного инициирования и спектры поглощения тэна / *Э. Д. Алукер, Н. Л. Алукер, Г. М. Белокуров, А. Г. Кречетов, Б. Г. Лобойко, Д. Р. Нурмухаметов, А. В. Тупицын, В. П. Филин* // Химическая физика. – 2010. – Т. 29, № 1. – С. 152–160.

59. *Алукер, Э. Д.* Лазерное инициирование ТЭНа в режиме резонансного фотоинициирования / *Э. Д. Алукер, Н. Л. Алукер, А. Г. Кречетов, А. Ю. Митрофанов, Д. Р. Нурмухаметов, В. Н. Швайко* // Химическая физика. – 2011. – Т. 30, № 1. – С. 48–55.

60. *Алукер, Э. Д.* Модель фотостимулированной фрагментации молекул ТЭНа при селективном фотоинициировании / *Э. Д. Алукер, А. Г. Кречетов, А. Ю. Митрофанов, Ю. П. Сахарчук* // Химическая физика. – 2011. – Т. 30, № 10. – С. 57–59.

61. *Карабанов, Ю. Ф.* Зажигание твердых вторичных ВВ коротким импульсом ОКГ Черноголовка, 1977. – 5–8с.

62. *Скрипин, А. С.* Лазерное инициирование порошков тэна в условиях объемного сжатия / *А. С. Скрипин, В. П. Ципилев, Е. Ю. Морозова* // Известия Томского политехнического университета. Энергетика. – 2010. – Т. 37, № 4. – С. 149–155.

63. *Xu, J.* Effects of dopants and confined windows on laser initiation sensitivity of explosives / *J. Xu, L. Wu, S. Ruiqi, Y. H. Ye, Y. Hu* // Huozhayao Xuebao/Chinese Journal of Explosives and Propellants. – 2011. – Vol. 34. – P. 77-79+85.

64. *Dixon, W. J.* A Method for Obtaining and Analyzing Sensitivity Data / *W. J. Dixon, A. M. Mood* // Journal of the American Statistical Association. – 1948. – Vol. 43, No. 241. – P. 109–126.

65. *Ng, W. L.* Thermal, fracture, and laser-induced decomposition of pentaerythritol tetranitrate / *W. L. Ng, J. E. Field, H. M. Hauser* // Journal of Applied Physics. – 1986. – Vol. 59, No. 12. – P. 3945–3952.

66. *Dang, N. C.* Time-Resolved Spectroscopic Measurements of Shock-Wave Induced Decomposition in Cyclotrimethylene Trinitramine (RDX) Crystals: Anisotropic Response / *N. C. Dang, Z. A. Dreger, Y. M. Gupta, D. E. Hooks* // The Journal of Physical Chemistry A. – 2010. – Vol. 114, No. 43. – P. 11560–11566.

67. *Dreger, Z. A.* Shock Wave Induced Decomposition Chemistry of Pentaerythritol Tetranitrate Single Crystals: Time-Resolved Emission Spectroscopy / *Z. A. Dreger, Y. A. Gruzdkov, Y. M. Gupta, J. J. Dick* // The Journal of Physical Chemistry B. – 2002. – Vol. 106, No. 2. – P. 247–256.

68. *Bourne, N. K.* On the laser ignition and initiation of explosives / *N. K. Bourne* // Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. – 2001. – Vol. 457, No. 2010. – P. 1401–1426.

69. *Иоффе, В. Б.* Воспламенение алюминийсодержащих конденсированных систем лазерным моноимпульсным излучением / *В. Б. Иоффе, А. В. Долголантев, В. Е. Александров, А. П. Образцов* // Физика горения и взрыва. – 1985. – Т. 21, № 3. – С. 54–58.

70. *Yan, Q. L.* Highly energetic compositions based on functionalized carbon nanomaterials / *Q. L. Yan, M. Gozin, F. Q. Zhao, A. Cohen, S. P. Pang* // Nanoscale. – 2016. – Vol. 8, No. 9. – P. 4799–4851.

71. *Skripin, A. S.* Dependence of explosion initiation threshold of PETN with absorptive additives on the uniform compression pressure of the sample / *A. S. Skripin, V. A. Ovchinnikov, V. P. Tsipilev, A. N. Yakovlev* // Изв. ВУЗов. Физика. – 2012. No. 11/3. – P. 217–219.

72. *Aleksandrov, E. I.* Effect of absorbing impurities on explosive initiation by laser light / *E. I. Aleksandrov, A. G. Voznyuk, V. P. Tsipilev* // Combustion,

Explosion, and Shock Waves. – 1989. – Vol. 25, No. 1. – P. 1–7.

73. *Comet, M.* Use of nanodiamonds as a reducing agent in a chlorate-based energetic composition / *M. Comet, V. Pichot, B. Siegert, D. Spitzer, J. P. Moeglin, Y. Boehrer* // *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*. – 2009. – Vol. 34, No. 2. – P. 166–173.

74. *Arkhipov, V. A.* The influence of aluminum powder dispersity on composite solid propellants ignitability by laser radiation / *V. A. Arkhipov, A. G. Korotkikh* // *Combustion and Flame*. – 2012. – Vol. 159, No. 1. – P. 409–415.

75. *Konovalov, A. N.* Increasing the heating efficiency and ignition rate of certain secondary explosives with absorbing particles under continuous infrared laser radiation / *A. N. Konovalov, N. V. Yudin, V. I. Kolesov, V. A. Ul'yanov* // *Combustion and Flame*. – 2019. – Vol. 205. – P. 407–414.

76. *Fang, X.* Optical sensitisation of energetic crystals with gold nanoparticles for laser ignition / *X. Fang, M. Sharma, C. Stennett, P. P. Gill* // *Combustion and Flame*. – 2017. – Vol. 183. – P. 15–21.

77. *Адуев, Б. П.* Влияние добавок наночастиц монокарбида никеля на чувствительность тетранитропентаэритрита к лазерному воздействию / *Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, А. В. Пузынин* // *Химическая физика*. – 2009. – Т. 28, № 11. – С. 50–53.

78. *Адуев, Б. П.* Исследование чувствительности механической смеси тетранитропентаэритрита и наночастиц Ni-C к инициированию взрыва импульсами лазера / *Б. П. Адуев, Г. М. Белокуров, А. Г. Кречетов, Н. В. Нелюбина, Д. Р. Нурмухаметов* // *Физика горения и взрыва*. – 2009. – Т. 45, № 1. – С. 68–72.

79. *Адуев, Б. П.* Влияние добавок ультрадисперсных частиц Al-C на чувствительность пентаэритриттетранитрата к лазерному воздействию / *Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, В. П. Ципилев, Р. И. Фурева* // *Физика горения и взрыва*. – 2013. – Т. 49, № 2. – С. 102–105.

80. *Skripin, A. S.* Dependence of explosion initiation threshold of PETN with absorptive additives on the uniform compression pressure of the sample / *A. S.*

Skripin, V. A. Ovchinnikov, V. P. Tsipilev, A. N. Yakovlev // Известия Вузов. Физика. – 2012. № 11/3. – С. 217–219.

81. *Ahmad, S. R. Laser-Induced Deflagration of Unconfined HMX - The Effect of Energetic Binders / S. R. Ahmad, D. A. Russell, P. Golding // Propellants, Explosives, Pyrotechnics. – 2009. – Vol. 34, No. 6. – P. 513–519.*

82. *Ассовский, И. Г. Физика горения и внутренняя баллистика / И. Г. Ассовский – Москва: Наука, 2005. – 357с.*

83. *Assovskiy, I. G. Reduction of energy of laser initiation of energetic materials / I. G. Assovskiy, V. V. Kozynda // Doklady Physical Chemistry. – 2012. – Vol. 442, No. 2. – P. 40–44.*

84. *Yang, Y. Fast Spectroscopy of Laser-Initiated Nanoenergetic Materials / Y. Yang, Z. Sun, S. Wang, D. D. Dlott // The Journal of Physical Chemistry B. – 2003. – Vol. 107, No. 19. – P. 4485–4493.*

85. *Conner, R. W. Comparing Boron and Aluminum Nanoparticle Combustion in Teflon Using Ultrafast Emission Spectroscopy / R. W. Conner, D. D. Dlott // The Journal of Physical Chemistry C. – 2012. – Vol. 116, No 4. – P. 2751–2760.*

86. *Peng, Y. Simulation of the absorption spectra of nanometallic Al particles with core–shell structure: size-dependent interband transitions / Y. Peng, Y. Wang, Y. Yang, D. D. Dlott // Journal of Nanoparticle Research. – 2010. – Vol. 12, No. 3. – P. 777–787.*

87. *Yang, Y. Near-Infrared and Visible Absorption Spectroscopy of Nano-Energetic Materials Containing Aluminum and Boron / Y. Yang, S. Wang, Z. Sun, D. D. Dlott // Propellants, Explosives, Pyrotechnics. – 2005. – Vol. 30, No. 3. – P. 171–177.*

88. *Алукер, Э. Д. Лазерное инициирование тетранитрата пентаэритрита со светорассеивающими добавками / Э. Д. Алукер, Г. М. Белокуров, А. Г. Кречетов, А. Ю. Митрофанов, Д. Р. Нурмухаметов // Письма в журнал технической физики. – 2010. – Т. 36, № 6. – С. 80–85.*

89. *Tsyshevsky, R. V. Defect states at organic–inorganic interfaces: Insight*

from first principles calculations for pentaerythritol tetranitrate on MgO surface / *R. V. Tsyshevsky, S. N. Rashkeev, M. M. Kuklja* // *Surface Science*. – 2015. – Vol. 637–638. – P. 19–28.

90. *Menichelli, V. J.* Direct laser initiation of insensitive explosives / *V. J. Menichelli, L. C. Yang* // *7th Symposium on Explosives and Pyrotechnics*. – 1971. – P. 2–8.

91. *Renlund, A. M.* Laser initiation of secondary explosives / *A. M. Renlund, P. L. Stanton, W. M. Trott* – Albuquerque, 1988.

92. *Таржанов, В. И.* Инициирование тэна с помощью взрываеваемой светом металлической пленки / *В. И. Таржанов, А. Д. Зинченко, Б. Н. Смирнов, А. И. Погребов, В. И. Сдобнов, Б. Б. Токарев* // *Физика горения и взрыва*. – 1996. № 2. – С. 111–116.

93. *Sheffield, S. A.* Particle Velocity Measurements in Laser Irradiated Foils Using ORVIS / *S. A. Sheffield, G. A. Fisk* // *Shock Waves in Condensed Matter*. – 1984. – P. 243–246.

94. *Paisley, D. L.* Interferometry and High Speed Photography of Laser-Driven Flyer Plates / *D. L. Paisley, N. I. Montoya, D. B. Stahl, I. A. Garcia* // *Ultrahigh Speed and High Speed Photography, Photonics and Videography*. – 1989. – P. 245–249.

95. *Paisley, D. L.* Laser-driven miniature flyer plates for shock initiation of secondary explosives / *D. L. Paisley* // *American Physical Society topical conference on shock compression of condensed matter*. – 1989.

96. *Trott, W. M.* Studies of laser-driven flyer acceleration using optical fiber coupling / ed. by S.C. SCHMIDT, R.D. DICK, J.W. FORBES, D.G. TASKER. Amsterdam: Elsevier, 1992. – P. 829–832.

97. *Paisley, D. L.* Laser-Driven Flyer Plate / *D. L. Paisley* – 1991.

98. *Paisley, D. L.* Fiber Optic Mounted Laser Driven Flyer Plates / *D. L. Paisley* – 1991.

99. *Paisley, D. L.* Laser-driven flat plate impacts to 100 GPa with sub-nanosecond pulse duration and resolution for material property studies / *D. L.*

Paisley, R. H. Warnes, R. A. Kopp // Shock Compression of Condensed Matter. – 1991. – P. 825–828.

100. *Lawrence, R. J. Theoretical analysis of a pulsed-laser-driven hypervelocity flyer launcher / R. J. Lawrence, W. M. Trott // International Journal of Impact Engineering. – 1993. – Vol. 14, No. 1–4. – P. 439–449.*

101. *Paisley, D. L. Subnanosecond optical diagnostics of laser-material interaction and dynamic microstructure of materials / D. L. Paisley, D. B. Stahl // Proc. SPIE 1801, 20th International Congress on High Speed Photography and Photonics. – 1993. – P. 880.*

102. *Farnsworth, A. V. Laser acceleration of thin flyers / A. V. Farnsworth // AIP Conference Proceedings. – 1996. – Vol. 370. – P. 1225–1228.*

103. *Frank, A. M. Stop-motion microphotography of laser-driven plates / A. M. Frank, W. M. Trott // Optics & Photonics. – 1994. – P. 196.*

104. *Stahl, D. B. Carbon-assisted flyer plates / D. B. Stahl, D. L. Paisley – 1994.*

105. *Paisley, D. L. Experimental techniques for subnanosecond resolution of laser-launched plates and impact studies / D. L. Paisley, R. H. Warnes, D. B. Stahl // Proc. SPIE 2273, Ultrahigh- and High-Speed Photography, Videography, and Photonics '94. – 1994.*

106. *Trott, W. M. Investigation of the dynamic behavior of laser-driven flyers / W. M. Trott // AIP Conference Proceedings. – 1994. – Vol. 309. – P. 1655–1658.*

107. *Trott, W. M. High-speed optical studies of the driving plasma in laser acceleration of flyer plates / W. M. Trott // AIP Conference Proceedings. – 1996. – Vol. 370. – P. 921–924.*

108. *Labaste, J. L. Shocks induced by laser driven flyer plates 1-experiments / J. L. Labaste, M. Doucet, P. Joubert // AIP Conference Proceedings. – 1996. – Vol. 370, No. 1. – P. 1213–1216.*

109. *Cazalis, B. Shocks induced by laser driven flyer plates: 2. numerical simulations / B. Cazalis, C. Boissière, G. Sibille // AIP Conference Proceedings. –*

1996. – Vol. 370, No. 1. – P. 1217–1220.

110. *Hatt, D. J.* A study of laser-driven flyer plates / *D. J. Hatt, J. A. Waschl* // AIP Conference Proceedings. – 1996. – Vol. 370, No. 1. – P. 1221–1224.

111. *Paisley, D. L.* Optical techniques for determining dynamic material properties Los Alamos, NM, 1997. – P. 581–584.

112. *Chengwei, S.* Shock initiation of explosives impacted by laser-driven flyers / *S. Chengwei, W. Chunyan, Y. Yonghua, L. Changling, G. Yuanzheng* // 26th International Pyrotechnics Seminar. – 1999. – P. 490–497.

113. *Labaste, J. L.* Initiation Optique: Optimisation de la Mise en Vitesse d'un Projectile Initie par Laser / *J. L. Labaste, M. Doucet, D. Brisset* // 7th Congres International de Pyrotechnic. – 1999. – P. 497–507.

114. *Watson, S.* Measurement of the ablated thickness of films in the launch of laser-driven flyer plates / *S. Watson, J. E. Field* // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2000. – Vol. 33, No. 2. – P. 170–174.

115. *Trott, W. M.* Investigation of the dynamic behavior of laser-driven flyers / *W. M. Trott* // AIP Conference Proceedings. – 1994. – Vol. 309, No. 1. – P. 1655–1658.

116. *He, H.* Time-resolved measurement on ablative acceleration of foil plates driven by pulsed laser beam / *H. He, T. Kobayashi, T. Sekine* // Review of Scientific Instruments. – 2001. – Vol. 72, No. 4. – P. 2032–2035.

117. *Greenaway, M. W.* A laser-accelerated flyer system / *M. W. Greenaway, W. G. Proud, J. E. Field, S. G. Goveas* // International Journal of Impact Engineering. – 2003. – Vol. 29, No. 1–10. – P. 317–321.

118. *Bowden, M. D.* The initiation of fine particle hexanitrostilbene using laser driven flyer plates / *M. D. Bowden, R. C. Drake, M. P. Maisey, J. Richardson, L. J. Whitehorn, A. R. Williams* // Proceedings of the 13th International Detonation Symposium, IDS 2006. – 2006.

119. *Bowden, M. D.* The initiation of high surface area Pentaerythritol Tetranitrate using fiber-coupled laser-driven flyer plates / *M. D. Bowden, R. C. Drake* // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering.

– 2007. – Vol. 6662. – P. 66620D.

120. *Landry, M. J.* Large laser energy and power densities through optical fibers (A) / *M. J. Landry* // *Journal of the Optical Society of America* (1917-1983). – 1978. – Vol. 68. – P. 1408.

121. *Allison, S. W.* Pulsed laser damage to optical fibers / *S. W. Allison, G. T. Gillies, D. W. Magnuson, T. S. Pagano* // *Applied Optics*. – 1985. – Vol. 24, No. 19. – P. 3140.

122. *Allison, S. W.* Pulsed-power-handling capability of optical fibers / *S. W. Allison, R. M. Cates, T. G. Gillies* // *Oak Ridge Gaseous Diffusion Plant, Oak Ridge, TN, USA*. – 1986.

123. *Trott, W. M.* High-power Nd:glass laser transmission through optical fibers and its use in acceleration of thin foil targets / *W. M. Trott, K. M. D.* // *Journal of Applied Physics*. – 1990. – Vol. 67, No. 7. – P. 3297–3301.

124. *Setchell, R. E.* End-face preparation methods for high-intensity fiber applications / под ред. G.J. Exarhos, A.H. Guenther, M.R. Kozlowski, M.J. Soileau. , 1998. – 390p.

125. *Su, D.* Beam delivery by large-core fibers: effect of launching conditions on near-field output profile / *D. Su, A. P. Boechat, J. D. . C. Jones* // *Applied Optics*. – 1992. – Vol. 31, No. 27. – P. 5816.

126. *Klingsporn, P. E.* Surface preparation and characterizaion of a 400 micron diameter fused silica optical fiber for direct optical initiation (DOI) applications / *P. E. Klingsporn* // *Provided by the SAO/NASA Astrophysics Data System*. – 1992.

127. *Carlson, N. M.* Pulsed laser energy through fiberoptics for generation of ultrasound / *N. M. Carlson, J. A. Johnson* // *Journal of Nondestructive Evaluation*. – 1993. – Vol. 12, No. 3. – P. 187–192.

128. *Sweatt, W. C.* Kinoform/lens system for injecting a high-power laser beam into an optical fiber / *W. C. Sweatt, M. W. Farn* – 1994. – Vol. 2114. – P. 82–86.

129. *Reng, N.* Comparison of different types of fibers for high-power cw

Nd:YAG lasers / *N. Reng, T. Beck, M. Ostermeyer* // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. – 1994. – Vol. 2206. – P. 443–454.

130. *Setchell, R. E.* Very high intensity fiber transmission systems / *R. E. Setchell* – Albuquerque, 1995.

131. *Setchell, R. E.* An optimized fiber delivery system for Q-switched, Nd:YAG lasers / *R. E. Setchell* – Albuquerque, 1996.

132. *Frank, A. M.* High-energy laser pulse multiplexing into a fused silica fiber array / ed. by *F.M. Dickey, S.C. Holswade*, 2000. – 85p.

133. *Honig, J. N.* A 1Joule laser for a 16-fiber injection system / *J. N. Honig* – 2019.

134. *Greenaway, M. W.* The effect of surface finish on the high power transmission characteristics of fused-silica optical fibres / *M. W. Greenaway, W. G. Proud, J. E. Field, S. G. Goveas, R. C. Drake* // 32nd Annual Boulder Damage Symposium. – 2000. – P. 599–607.

135. *Clarkin, J. P.* Shaped fiber tips for medical and industrial applications / *J. P. Clarkin, R. J. Timmerman, J. H. Shannon* // Optical Fibers and Sensors for Medical Applications IV. – 2004. – P. 70–80.

136. *Brown, D. M.* Design considerations for multi-fiber injection / ed. by *W.J. Thomes Jr., F.M. Dickey*. , 2005. – 587106p.

137. *Bowden, M. D.* Characterization of novel optical fibers for use in laser detonators / *M. D. Bowden, R. C. Drake, C. A. Singleton* // Proc. SPIE 6287, Optical Technologies for Arming, Safing, Fuzing, and Firing II. – 2006. – Vol. 628701. – P. 628701.

138. *Salas, J.* Development of a Laser Ignited Actuator / *J. Salas, E. Tibbitts, S. Kalemba* // 39th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit. – 2003. – P. 137.

139. *Ewick, D.* Laser initiated detonator - Recent developments / *D. Ewick, D. Ewick* // 33rd Joint Propulsion Conference and Exhibit. – 1997.

140. *Akinci, A. A.* On the development of a laser detonator / ed. by *W.J. Thomes Jr., F.M. Dickey*. 2005. – 587109p.

141. Explosives Engineering : Paul W. Cooper : 9780471186366 [Электронный ресурс]. URL: <https://www.bookdepository.com/Explosives-Engineering-Paul-W-Cooper/9780471186366> (accessed: 11.09.2019).

142. *Rae, P. J.* A review of the mechanism by which exploding bridge-wire detonators function / *P. J. Rae, P. M. Dickson* // Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. – 2019. – Vol. 475, No. 2227. – P. 20190120.

143. *Akinci, A. A.* Optical initiation spot size effects in low-density PETN / *A. A. Akinci, S. A. Clarke, K. A. Thomas, A. C. Munger* // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. – 2006. – P. 628709.

144. *Welle, E. J.* Deflagration-to-detonation characteristics of a laser exploding bridge detonator / *E. J. Welle, K. J. Fleming, S. K. Marley* // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. – 2006. – Vol. 6287. – P. 62870A.

145. *Kennedy, J. E.* Motivations for laser detonator and firing system developments / *J. E. Kennedy* // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. – 2006. – P. 628708.

146. *Aduев, B. P.* Study of silver azide explosive decomposition by spectroscopic methods with high temporal resolution / *B. P. Aduев, E. D. Aluker, V. G. Kriger, Y. A. Zakharov* // Solid State Ionics. – 1997. – Vol. 101–103. – P. 33–36.

147. *Адуев, Б. П.* Взрывное разложение азидов тяжелых металлов / *Б. П. Адуев, Э. Д. Алукер, Г. М. Белокуров, Ю. А. Захаров, А. Г. Кречетов* // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1999. – Т. 14, № 5. – С. 1676–1693.

148. *Адуев, Б. П.* Предвзрывная люминесценция азиды свинца / *Б. П. Адуев, Э. Д. Алукер, Г. М. Белокуров, А. К. Дробчик, А. Г. Кречетов, М. М. Кукля, А. Ю. Митрофанов, А. Б. Куниц, Э. Х. Юнк* // Изв. ВУЗов. Физика. – 2000. – Т. 43, № 3. – С. 17–22.

149. *Kuklja, M. M.* Role of electronic excitations in explosive decomposition

of solids / *M. M. Kuklja, B. P. Aduев, E. D. Aluker, V. I. Krasheninин, A. G. Krechetov, A. Y. Mitrofanov* // *Journal of Applied Physics*. – 2001. – Vol. 89, No. 7. – P. 4156–4166.

150. *Адуев, Б. П.* Кинетика ранних стадий предвзрывной проводимости азидов серебра / *Б. П. Адуев, Э. Д. Алукер, Г. М. Белокуров, А. Г. Кречетов, А. Ю. Митрофанов* // *Физика Горения и Взрыва*. – 2002. – Т. 38, № 3. – С. 141–144.

151. *Адуев, Б. П.* Динамическая топография предвзрывной люминесценции азидов серебра / *Б. П. Адуев, Э. Д. Алукер, А. Г. Кречетов, А. Ю. Митрофанов* // *Физика Горения и Взрыва*. – 2003. – Т. 39, № 5. – С. 105–108.

152. *Адуев, Б. П.* Распространение цепной реакции взрывного разложения в кристаллах азидов серебра / *Б. П. Адуев, Э. Д. Алукер, А. Г. Кречетов, А. Ю. Митрофанов* // *Физика Горения и Взрыва*. – 2003. – Т. 39, № 6. – С. 104–106.

153. *Алукер, Э. Д.* Влияние плотности энергии инициирующего импульса на кинетику предвзрывных процессов в азиде серебра / *Э. Д. Алукер, А. Г. Кречетов, А. Ю. Митрофанов, А. С. Паппекин* // *Письма в ЖТФ*. – 2004. – Т. 30, № 18. – С. 42–45.

154. *Aluker, E. D.* Early Stages of Explosive Decomposition of Energetic Materials / под ред. S.Z. Jiang. New York: Nova Science Publishers Inc, 2006. – P. 55–88.

155. *Gordienko, A. B.* Electronic Structure of Metal Azides / *A. B. Gordienko, Y. N. Zhuravlev, A. S. Poplavnoi* // *physica status solidi (b)*. – 1996. – Vol. 198, No. 2. – P. 707–719.

156. *Gordienko, A. B.* Electronic structure of heavy-metal azides / *A. B. Gordienko, A. S. Poplavnoi* // *Russian Physics Journal*. – 2004. – Vol. 47, No. 10. – P. 1056–1061.

157. *Кругер, В. Г.* Иницирование азидов тяжелых металлов импульсным излучением / *В. Г. Кругер, А. В. Каленский* // *Химическая*

физика. – 1995. – Т. 14, № 4. – С. 152–160.

158. *Кригер, В. Г.* Диффузионная модель разветвленной цепной реакции взрывного разложения азидов тяжелых металлов / *В. Г. Кригер, А. В. Каленский* // Химическая физика. – 1995. – Т. 14, № 4. – С. 152–160.

159. *Кригер, В. Г.* Собственно-дефектная модель разложения азидов тяжелых металлов / *В. Г. Кригер, А. В. Каленский, В. В. Вельк* // Известия вузов. Физика. – 2000. – Т. 43, № 11. – С. 118–123.

160. *Кригер, В. Г.* Диффузионная модель разветвленной цепной реакции взрывного разложения азидов тяжелых металлов / *В. Г. Кригер, А. В. Каленский, А. А. Звеков, М. В. Ананьева, А. П. Боровикова* // Химическая физика. – 2014. – Т. 28, № 8. – С. 67–71.

161. *Каленский, А. В.* Коэффициент захвата электронных носителей заряда на экранированном отталкивающем центре / *А. В. Каленский, М. В. Ананьева, В. Г. Кригер, А. А. Звеков* // Химическая физика. – 2014. – Т. 33, № 4. – С. 11–16.

162. *Кригер, В. Г.* Релаксация электронно-возбужденных продуктов твердофазной реакции в кристаллической решетке / *В. Г. Кригер, А. В. Каленский, А. А. Звеков* // Химическая физика. – 2012. – Т. 31, № 1. – С. 18–22.

163. *Зинченко, А. Д.* Лазерное воздействие на пористое ВВ без его инициирования / *А. Д. Зинченко, В. И. Сдобнов, В. И. Таржанов, Б. Б. Токарев, А. И. Погребов* // Физика горения и взрыва. – 1991. – Т. 28, № 2. – С. 97–101.

164. *Зинченко, А. Д.* Оптические характеристики некоторых порошкообразных ВВ / *А. Д. Зинченко, А. И. Погребов, В. И. Таржанов, Б. Б. Токарев* // Физика горения и взрыва. – 1992. – Т. 28, № 5. – С. 80–87.

165. *Мержанов, А. Г.* Теория теплового взрыва от Н.Н. Семенова до наших дней / *А. Г. Мержанов, В. В. Барзыкин, В. Г. Абрамов* // Химическая физика. – 1996. № 6. – С. 345.

166. *Адуев, Б. П.* Микроочаговая модель лазерного инициирования

энергетических материалов с учетом плавления / *Б. П. Адуев, М. В. Ананьева, А. А. Звеков, А. В. Каленский, В. Г. Кригер, А. П. Никитин* // *Физика горения и взрыва*. – 2014. – Т. 50, № 6. – С. 115–118.

167. *Каленский, А. В.* Влияние длины волны лазерного излучения на критическую плотность энергии инициирования энергетических материалов / *А. В. Каленский, А. А. Звеков, М. В. Ананьева, И. Ю. Зыков, Б. П. Адуев, В. Г. Кригер* // *Физика горения и взрыва*. – 2014. – Т. 50, № 3. – С. 98–104.

168. *Адуев, Б. П.* Закономерности инициирования цепного и теплового взрыва энергетических материалов импульсным лазерным излучением / *Б. П. Адуев, В. А. Ананьев, А. П. Никитин, А. А. Звеков, А. В. Каленский* // *Химическая физика*. – 2016. – Т. 35, № 11. – С. 26–36.

169. *Кригер, В. Г.* Влияние эффективности поглощения лазерного излучения на температуру разогрева включений в прозрачных средах / *В. Г. Кригер, А. В. Каленский, А. А. Звеков, И. Ю. Зыков, Б. П. Адуев* // *Физика горения и взрыва*. – 2012. – Т. 48, № 6. – С. 54–58.

170. *Fang, X.* Optical sensitisation of energetic crystals with gold nanoparticles for laser ignition / *X. Fang, M. Sharma, C. Stennett, P. P. Gill* // *Combustion and Flame*. – 2017. – Vol. 183. – P. 15–21.

171. *Wang, S.* Fast spectroscopy of energy release in nanometric explosives / *S. Wang, Y. Yang, Z. Sun, D. D. Dlott* // *Chemical Physics Letters*. – 2003. – Vol. 368, No. 1–2. – P. 189–194.

172. *Адуев, Б. П.* Давление продуктов взрывного разложения смеси тетранитропентаэритрита и наночастиц монокарбида никеля при импульсном лазерном инициировании / *Б. П. Адуев, Г. М. Белокуров, Д. Р. Нурмухаметов, А. В. Пузынин* // *Химическая физика*. – 2010. – Т. 29, № 1. – С. 70–74.

173. *Шифрин, К. С.* Рассеяние света в мутной среде / *К. С. Шифрин* – , 1951. Вып. Гос. изд-в.

174. *Хюлст, Г. ван Д.* Рассеяние света малыми частицами / *Г. ван Д. Хюлст* – М.: Изд-во иностр. лит, 1961.

175. *Орленко, Л. П.* Физика взрыва / *Л. П. Орленко* – Москва:

ФИЗМАТЛИТ, Т1, 2004.

176. Рабинович, В. Я. Краткий химический справочник / В. Я. Рабинович, З. Я. Хавин – Л.: Химия, 1991.

177. Звеков, А. А. Моделирование распределения интенсивности в прозрачной среде с френелевскими границами, содержащей наночастицы алюминия / А. А. Звеков, А. В. Каленский, А. П. Никитин, Б. П. Адуев // Компьютерная оптика. – 2014. – Т. 38, № 749–756.

178. Звеков, А. А. Расчет оптических свойств композитов пентаэритрит тетранитрат - наночастицы кобальта / А. А. Звеков, А. В. Каленский, Б. П. Адуев, М. В. Ананьева // Журнал прикладной спектроскопии. – 2015. – Т. 82, № 219–226.

179. Каленский, А. В. Особенности плазмонного резонанса в наночастицах различных металлов / А. В. Каленский, А. А. Звеков, А. П. Никитин, М. В. Ананьева, Б. П. Адуев // Оптика и спектроскопия. – 2015. – Т. 118, № 6. – С. 1012–1021.

180. Лисицын, В. М. Влияние длины волны лазерного излучения на энергетический порог инициирования азидов тяжелых металлов / В. М. Лисицын, В. П. Ципилев, Ж. Дамам, Д. Малис // Физика горения и взрыва. – 2011. – Т. 47, № 5. – С. 106–116.

181. Bowden, M. D. Laser initiation of energetic materials: a historical overview / M. D. Bowden, M. Cheeseman, S. L. Knowles, R. C. Drake // Optical Technologies for Arming, Safing, Fuzing, and Firing III. – 2007. – Vol. 6662. – No. 666208.

182. Орлова, Е. Ю. Химия и технология бризантных взрывчатых веществ / Е. Ю. Орлова / под ред. Л.Б. Мясниковой. – Л.: “Химия,” 1973. – 688с.

183. Pristera, F. Analysis of Explosives Using Infrared Spectroscopy / F. Pristera, M. Halik, A. Castelli, W. Fredericks // Analytical Chemistry. – 1960. – Vol. 32, No. 4. – P. 495–508.

184. Valiev, R. . Bulk nanostructured materials from severe plastic

deformation / R. . Valiev, R. . Islamgaliev, I. . Alexandrov // Progress in Materials Science. – 2000. – Vol. 45, No. 2. – P. 103–189.

185. *Suryanarayana, C.* Synthesis of Nanostructured Materials by Inert-Gas Condensation Methods Elsevier, 2007. – P. 47–90.

186. *Yermakov, A. Y.* Structure and Surface States of Cu-O Based Nanocrystalline Powders / A. Y. Yermakov, M. A. Uimin, V. R. Galakhov, A. A. Mysik, O. V. Koryakova, V. G. Kharchuk, V. A. Vykhodetz, V. S. Gaviko, K. Kuepper, S. Robin, M. Neumann // Journal of Metastable and Nanocrystalline Materials. – 2005. – Vol. 24–25. – P. 43–48.

187. *Звеков, А. А.* Закономерности инициирования взрывного разложения кристаллов азида серебра и прессованных таблеток тетранитрат пентаэритрита-наночастицы металлов импульсным лазерным излучением / А. А. Звеков // Дисс. ... докт. физ.-мат. наук: 02.00.04.–Кемерово. – 2017. – С. 309.

188. *Bell, A. G.* The production of sound by radiant energy / A. G. Bell // Science. – 1881. – Vol. os-2, No. 49. – P. 242–253.

189. *Бункин, Ф. Н.* Оптическое возбуждение звуковых волн. Обзор / Ф. Н. Бункин, В. М. Комиссаров // Акустический журнал. – 1973. – Т. 19, № 3. – С. 305–320.

190. *Rosencwaig, A.* Theory of the photoacoustic effect with solids / A. Rosencwaig, A. Gersho // The Journal of the Acoustical Society of America. – 1975. – Vol. 58, No. S1. – P. S52–S52.

191. *Rosencwaig, A.* Theory of the photoacoustic effect with solids / A. Rosencwaig, A. Gersho // Journal of Applied Physics. – 1976. – Vol. 47, No 1. – P. 64–69.

192. *Лямшев, Л. М.* Оптическая генерация звука в жидкости. Тепловой механизм / Л. М. Лямшев, Л. В. Седов // Акустический журнал. – 1981. – Т. 27, № 1. – С. 5–29.

193. *Жаров, В. П.* Лазерная оптико-акустическая спектроскопия / В. П. Жаров, В. С. Летохов – М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1984.– 320с.

194. *Гусев, В. Э.* Лазерная оптоакустика / В. Э. Гусев, А. А. Карабутов – Москва: Наука, 1991.
195. *Hutchins, D. A.* Mechanisms of pulsed photoacoustic generation / *D. A. Hutchins* // *Canadian Journal of Physics*. – 1986. – Vol. 64, No. 9. – P. 1247–1264.
196. *Карабутов, А. А.* Прямое измерение пространственного распределения интенсивности света в рассеивающей среде / *А. А. Карабутов, И. М. Пеливанов, Н. Б. Подымова, С. Е. Скипетров* // *Письма ЖЭТФ*. – 1990. – Т. 70, № 3. – С. 187–192.
197. *Карабутов, А. А.* Измерение оптических характеристик рассеивающих сред лазерным оптико-акустическим методом / *А. А. Карабутов, И. М. Пеливанов, Н. Б. Подымова, С. Е. Скипетров* // *Квантовая электроника*. – 1999. – Т. 29, № 3. – С. 215–220.
198. *Scruby, C. B.* Some applications of laser ultrasound / *C. B. Scruby* // *Ultrasonics*. – 1989. – Vol. 27, No. 4. – P. 195–209.
199. *Бондаренко, А. Н.* Лазерные методы возбуждения и регистрации акустических сигналов / *А. Н. Бондаренко* – М.: Изд-во Стандартов, 1989.
200. *Tam, A. C.* Applications of photoacoustic sensing techniques / *A. C. Tam* // *Reviews of Modern Physics*. – 1986. – Vol. 58, No. 2. – P. 381–431.
201. *Sullivan, B.* Profile of laser-produced acoustic pulse in a liquid / *B. Sullivan, A. C. Tam* // *The Journal of the Acoustical Society of America*. – 1984. – Vol. 75, No. 2. – P. 437–441.
202. *Kremkau, F. W.* Diagnostic Ultrasound. Principles and Instruments (sixth edition) / *F. W. Kremkau* – W.B. Saunders Company, 2002. – 428p.
203. *Королев, М. В.* Широкополосные ультразвуковые пьезопреобразователи / *М. В. Королев, А. Е. Карпельсон* – М.: Наука, 1982.
204. *Бабичев, А. П.* Физические величины: Справочник / *А. П. Бабичев, Н. А. Бабушкина, А. М. Братковский* / под ред. *И.С. Григорьев, Е. З. Мейлихов*. – Москва: Энергоатомиздат, 1991. – 162с.
205. *Тиходеев, П. М.* Световые измерения в светотехнике. (Фотометрия) / *П. М. Тиходеев* – М.: Госэнергоиздат, 1962. – 466с.

206. ГОСТ Р 55702-2013 Источники света электрические. Методы измерений электрических и световых параметров / – , 2014.

207. *Вейнберг, И.* Каталог цветного стекла / И. Вейнберг – М.: Машиностроение, 1967.– 62с.

208. *Алукер, Э. Д.* Влияние температуры на лазерное инициирование тетранитрата пентаэритрита / Э. Д. Алукер, А. Г. Кречетов, Б. Г. Лобойко, Д. Р. Нурмухаметов, В. П. Филлин, Е. А. Казакова // Химическая физика. – 2008. – Т. 27, № 5. – С. 67–70.

209. *Ван дер Варден, Б. Л.* Математическая статистика / Б. Л. Ван дер Варден – М.: Изд-во иностр. лит., 1960.

210. *Швайко, В. Н.* Экспериментальный комплекс для исследования спектрально-кинетических и пространственно-динамических характеристик взрывного разложения энергетических материалов / В. Н. Швайко, А. Г. Кречетов, Б. П. Адуев, А. В. Гудилин, С. А. Серов // Журнал технической физики. – 2005. – Т. 75, № 6. – С. 59–62.

211. *Адуев, Б. П.* Спектрально-кинетические характеристики свечения тетранитропентаэритрита с включениями наночастиц железа при инициировании взрыва лазерными импульсами / Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, Г. М. Белокуров, Н. В. Нелюбина // Оптика и спектроскопия. – 2017. – Т. 122, № 3. – С. 522–528.

212. *Левшин, Л. В.* Люминесценция и ее измерения / Л. В. Левшин, А. М. Салецкий – М.: МГУ, 1989.– 279с.

213. *Швайко, В. Н.* Управление фотохронографом «Взгляд-2А» – Сервер (Sight-2A Server) / В. Н. Швайко – 2004.

214. *Швайко, В. Н.* Управление фотохронографом «Взгляд-2А» – Клиент (Sight-2A Client) / В. Н. Швайко – 2004.

215. *Швайко, В. Н.* Управление фотохронографом «Взгляд-2А» – Обработка (Sight-2A Processing) / В. Н. Швайко – 2004.

216. *Адуев, Б. П.* Исследование вкладов рассеяния и поглощения света включениями наночастиц алюминия в тэне / Б. П. Адуев, Д. Р.

Нурмухаметов, Г. М. Белокуров, Р. И. Фурега // Физика горения и взрыва. – 2015. – Т. 51, № 3. – С. 70–75.

217. *Адуев, Б. П. Исследование оптических свойств наночастиц алюминия в тетранитропентаэритрите с использованием фотометрического шара / Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, Г. М. Белокуров, А. А. Звеков, А. В. Каленский, А. П. Никитин, И. Ю. Лисков // Журнал технической физики. – 2014. – Т. 84, № 9. – С. 126–131.*

218. *Адуев, Б. П. Определение оптических свойств светорассеивающих систем с помощью фотометрического шара / Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, А. А. Звеков, А. П. Никитин, Н. В. Нелюбина, Г. М. Белокуров, А. В. Каленский // Приборы и техника эксперимента. – 2015. № 6. – С. 60–66.*

219. *Gardner, C. M. Light transport in tissue: Accurate expressions for onedimensional fluence rate and escape function based upon Monte Carlo simulation / C. M. Gardner, S. L. Jacques, A. J. Welch // Lasers in Surgery and Medicine. – 1996. – Vol. 18, No. 2. – P. 129–138.*

220. *Jacques, S. L. Light Distributions from Point, Line and Plane Sources for Photochemical Reactions and Fluorescence in Turbid Biological Tissues / S. L. Jacques // Photochemistry and Photobiology. – 1998. – Vol. 67, No. 1. – P. 23–32.*

221. *Адуев, Б. П. Исследование поглощения света компаундами на основе ТЭНа и наночастиц алюминия при воздействии лазерных импульсов / Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, Р. И. Фурега, И. Ю. Лисков // Химическая физика. – 2014. – Т. 33, № 12. – С. 29–32.*

222. *Адуев, Б. П. Особенности лазерного инициирования композитов на основе тэна с включениями ультрадисперсных частиц алюминия / Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, А. А. Звеков, А. П. Никитин // Физика горения и взрыва. – 2016. – Т. 52, № 6. – С. 108–115.*

223. *Адуев, Б. П. Лазерное инициирование тэна с включениями наночастиц алюминия при приложении статического давления / Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, Г. М. Белокуров, А. А. Звеков, Н. В. Нелюбина // Физика горения и взрыва. – 2019. – Т. 55, № 2. – С. 127–134.*

224. Адуев, Б. П. Влияние изменения газодинамической разгрузки на лазерное инициирование композита ТЭН-алюминий / Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, А. А. Звекон, И. Ю. Лисков, Г. М. Белокуров, Н. В. Нелюбина // Журнал технической физики. – 2019. – Т. 89, № 2. – С. 174.

225. Делоне, Н. Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. Курс лекций. Учебное руководство / Н. Б. Делоне – Москва: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989.

226. Олинджер, Б. Ударная сжимаемость ТЭНа, ТАТБ, CO₂ и H₂O при давлениях до 10 ГПа, рассчитанная на основании экспериментальных данных по гидростатическому сжатию. В сборнике статей «Детонация и взрывчатые вещества» (под ред. Борисова А.А.) / Б. Олинджер, Г. Кейди – Москва: Наука, 1981.

227. Адуев, Б. П. Оптико-акустические эффекты в тетранитрате пентаэритрита с включениями ультрадисперсных частиц алюминия при импульсном лазерном воздействии / Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, Г. М. Белокуров, Н. В. Нелюбина // Оптика и спектроскопия. – 2018. – Т. 3, № 124. – С. 29–32.

228. Борн, М. Основы оптики. Изд. 2-е / М. Борн, Э. Вольф – Москва: Наука, 1973.

229. Шелудяк, Ю. Е. Теплофизические свойства компонентов горючих систем / Ю. Е. Шелудяк, Л. Я. Кашпоров, Л. А. Малинин, В. Н. Цалков – М.: НПО Информ ТЭИ, 1992. – 184с.

230. Ландсберг, Г. С. Оптика / Г. С. Ландсберг – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. Вып. 6-е изд., – 848с.

231. Быстрое инициирование ВВ. Особые режимы детонации / / под ред. В.И. Таржанов. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 1998. – 168с.

232. Адуев, Б. П. Пороги инициирования и динамические характеристики взрыва для тонких образцов композитов тэн-А1 при лазерном воздействии / Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, Н. В. Нелюбина, И. Ю. Лисков // Журнал технической физики. – 2019. – Т. 89, № 6. – С. 918–924.

233. Адуев, Б. П. Влияние добавок наночастиц алюминия на чувствительность тетранитропентаэритрита к лазерному воздействию / Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов // Химическая физика. – 2011. – Т. 30, № 3. – С. 65–67.

234. Адуев, Б. П. Светочувствительный материал на основе смеси пентаэритриттетранитрата и наночастиц Al / Б. П. Адуев, Г. М. Белокуров, Д. Р. Нурмухаметов, Н. В. Нелюбина // Физика горения и взрыва. – 2012. – Т. 48, № 3. – С. 127–132.

235. Адуев, Б. П. Лазерное инициирование композитных материалов на основе тэна и наночастиц железа / Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, А. П. Никитин, А. А. Звекон, Р. Ю. Ковалев // Химическая физика. – 2016. – Т. 35, № 7. – С. 38–43.

236. Адуев, Б. П. Регулирование чувствительности пентаэритриттетранитрата к лазерному воздействию с помощью добавок наночастиц металлов никеля и алюминия / Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, Р. И. Фурега, А. А. Звекон // Химическая физика. – 2014. – Т. 33, № 6. – С. 37–41.

237. Адуев, Б. П. Модификация свойств взрывчатых материалов добавками нанодисперсных энергоемких металлических частиц / Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, А. А. Звекон, А. В. Каленский, А. П. Никитин // Химия в интересах устойчивого развития. – 2015. – Т. 23, № 2. – С. 183–192.

238. Адуев, Б. П. Инициирование взрывного разложения кристаллов тетранитропентаэритрита электронным пучком / Б. П. Адуев, Г. М. Белокуров, С. С. Гречин // Известия ВУЗов. Физика. – 2009. – Т. 52, № 8/2. – С. 249–252.

239. Адуев, Б. П. Детонация монокристаллов тэна, инициируемая электронным пучком / Б. П. Адуев, Г. М. Белокуров, С. С. Гречин, А. В. Пузынин // Физика горения и взрыва. – 2010. – Т. 46, № 6. – С. 111–118.

240. Адуев, Б. П. Роль ударных волн при инициировании взрыва тетранитропентаэритрита импульсным пучком электронов / Б. П. Адуев, Г. М. Белокуров, С. С. Гречин, А. В. Пузынин // Химическая физика. – 2010. – Т. 29,

№ 6. – С. 54–57.

241. Адуев, Б. П. К вопросу о возбуждении детонации в бризантных взрывчатых веществах сильноточным электронным пучком / Б. П. Адуев, Г. М. Белокуров, С. С. Гречин, И. Ю. Лисков // Журнал технической физики. – 2014. – Т. 84, № 1. – С. 61–66.

242. Aduiev, B. P. The nature of glow arising in PETN monocrystals' explosion initiated by a pulsed electron beam / B. P. Aduiev, G. M. Belokurov, S. S. Grechin, I. . Y. Liskov, A. V. Kalenskii, A. A. Zvekov // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. – 2015. – Vol. 81, No. 012038.

243. Sharma, J. Atomic Force Microscopy of Hot Spot Reaction Sites in Impacted RDX and Laser Heated AP / J. Sharma, C. S. Coffey, A. L. Ramaswamy, R. W. Armstrong // MRS Proceedings. – 1995. – Vol. 418, No. 1. – P. 215–220.

244. Kuklja, M. M. An excitonic mechanism of detonation initiation in explosives / M. M. Kuklja, E. V. Stefanovich, A. B. Kunz // Journal of Chemical Physics. – 2000. – Vol. 112, No. 7. – P. 3417–3423.

245. Адуев, Б. П. Влияние размера включений ультрадисперсных частиц никеля на порог лазерного инициирования тэна / Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, А. А. Звеков, И. Ю. Лисков // Физика горения и взрыва. – 2015. – Т. 51, № 4. – С. 82–86.

246. Адуев, Б. П. Взрывчатое разложение таблеток пентаэритриттетранитрата, содержащих наночастицы никеля различного радиуса / Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, Р. П. Колмыков, А. П. Никитин, М. В. Ананьева, А. А. Звеков, А. В. Каленский // Химическая физика. – 2016. – Т. 35, № 8. – С. 37–43.

247. Адуев, Б. П. Влияние массовой доли оксида в наночастицах алюминия на порог взрывного разложения и эффективность поглощения света в компаунде на основе тэна / Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, А. А. Звеков, Н. В. Нелюбина // Физика горения и взрыва. – 2014. – Т. 50, № 5. – С. 87–90.

248. Aden, A. L. Scattering of Electromagnetic Waves from Two Concentric

Spheres / *A. L. Aden, M. Kerker* // *Journal of Applied Physics*. – 1951. – Vol. 22, No. 10. – P. 1242–1246.

249. *Адуев, Б. П.* Взрывчатое разложение ТЭНа с нанодобавками алюминия при воздействии импульсного лазерного излучения различной длины волны / *Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, Р. И. Фурега, А. А. Звеков, А. В. Каленский* // *Химическая физика*. – 2013. – Т. 32, № 8. – С. 39–42.

250. *Адуев, Б. П.* Инициирование взрыва тэна при воздействии импульсом второй гармоники неодимового лазера / *Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, И. Ю. Лисков, Р. И. Фурега* // *Физика горения и взрыва*. – 2014. – Т. 50, № 1. – С. 124–129.

251. *Адуев, Б. П.* Закономерности инициирования взрывчатого разложения ТЭНа импульсным излучением второй гармоники неодимового лазера / *Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, И. Ю. Лисков, А. В. Каленский, М. В. Ананьева, А. А. Звеков* // *Химическая физика*. – 2015. – Т. 34, № 11. – С. 44–49.

252. *Шапиро, С.* Сверхкороткие световые импульсы / *С. Шапиро* – Москва: Мир, 1981. – 480с.

253. *Адуев, Б. П.* Спектры нестационарного оптического поглощения кристаллов тетранитропентаэритрита при облучении импульсным пучком электронов / *Б. П. Адуев, Г. М. Белокуров, С. С. Гречин, А. В. Пузынин* // *Известия ВУЗов. Физика*. – 2008. – Т. 51, № 11/2. – С. 104–106.

254. *Адуев, Б. П.* Температурная зависимость порога инициирования композита тетранитропентаэритрит–алюминий второй гармоникой неодимового лазера / *Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, И. Ю. Лисков, А. А. Звеков, А. В. Каленский* // *Химическая физика*. – 2015. – Т. 34, № 7. – С. 54–57.

255. *Адуев, Б. П.* Влияние начальной температуры на порог лазерного инициирования тетранитропентаэритрита с добавками наночастиц алюминия / *Б. П. Адуев, Г. М. Белокуров, Д. Р. Нурмухаметов* // *Химическая физика*. – 2012. – Т. 31, № 7. – С. 56–61.

256. Адуев, Б. П. Лазерное инициирование смеси тэна с наночастицами NiC при повышенных температурах / Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, А. В. Пузынин // Химическая физика. – 2010. – Т. 29, № 5. – С. 71–75.

257. Пузынин, А. В. Инициирование взрывного разложения тетранитропентаэритрита и смесевых составов на его основе при электронно-пучковом и лазерном воздействии / А. В. Пузынин // Дисс. ... канд. физ.-мат. наук: 02.00.04.–Кемерово. – 2010. – С. 154.

258. Гроссе, Р. Свободные электроны в твердых телах / Р. Гроссе – М.: Мир, 1982.

259. Таржанов, В. И. Математическое моделирование инициирования тэна лазерным излучением Москва: ОИХФ АН СССР, 1978. – 46–50с.

260. Адуев, Б. П. Влияние плотности композитов тэн-алюминий на пороги взрывчатого разложения при лазерном инициировании / Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, Н. В. Нелюбина // Физика горения и взрыва. – 2019. – Т. 55, № 6. – С. 93–98.

261. Каленский, А. В. Кинетические закономерности взрывчатого разложения таблеток тетранитропентаэритрит-алюминий / А. В. Каленский, М. В. Ананьева, А. А. Звеков, А. П. Никитин // Журнал технической физики. – 2015. – Т. 85, № 3. – С. 119–123.

262. Апин, А. Я. О детонации и взрывном горении взрывчатых веществ / А. Я. Апин // Доклады АН СССР. – 1945. – Т. 50, – С. 285–288.

263. Адуев, Б. П. Спектрально-кинетические характеристики свечения начального этапа взрывчатого разложения композитов на основе тэна и включений наночастиц металлов при лазерном инициировании / Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, И. Ю. Лисков, А. А. Звеков, А. В. Каленский // Химическая физика. – 2017. – Т. 36, № 6. – С. 45–51.

264. Адуев, Б. П. Измерение температуры продуктов взрыва тэна с включениями железа / Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, И. Ю. Лисков, Р. Ю. Ковалев, Я. В. Крафт // Физика горения и взрыва. – 2017. – Т. 53, № 3. – С. 115–118.

265. Магунов, А. Н. Спектральная пирометрия (обзор) / А. Н. Магунов // Приборы и техника эксперимента. – 2009. № 4. – С. 5–28.
266. Щербакова, В. А. Теплофизическая модель инициирования химической реакции в энергетическом материале при поглощении энергии лазерного излучения малой долей продукта / В. А. Щербакова, А. Г. Князева // Известия ВУЗов: Физика. – 2014. – Т. 57, № 9–3. – С. 273–729.
267. Окабе, Х. Фотохимия малых молекул / Х. Окабе – М.: Мир, 1981. – 504с.
268. Myers, G. H. Quenching of NO₂ Fluorescence / G. H. Myers, D. M. Silver, F. Kaufman // The Journal of Chemical Physics. – 1966. – Vol. 44, No. 2. – P. 718–723.
269. Oh, D. Nitrogen dioxide fluorescence from N₂O₅ photolysis / D. Oh, S. Sisk, A. Young, H. Johnston // Journal of Chemical Physics. – 1986. – Vol. 85, No. 12. – P. 7176–7181.
270. Kurkal, V. NO₂: Global potential energy surfaces of the ground (1 2A₁) and the first excited (1 2B₂) electronic states / V. Kurkal, P. Fleurat-Lessard, R. Schinke // The Journal of Chemical Physics. – 2003. – Vol. 119, No. 3. – P. 1489–1501.
271. Cooper, J. K. Experimental and TD-DFT Study of Optical Absorption of Six Explosive Molecules: RDX, HMX, PETN, TNT, TATP, and HMTD / J. K. Cooper, C. D. Grant, J. Z. Zhang // The Journal of Physical Chemistry A. – 2013. – Vol. 117, No. 29. – P. 6043–6051.
272. Kuklja, M. M. Effect of Polar Surfaces on Decomposition of Molecular Materials / M. M. Kuklja, R. V. Tsyshevsky, O. Sharia // Journal of the American Chemical Society. – 2014. – Vol. 136, No. 38. – P. 13289–13302.
273. Chesnokov, A. A. Numerical Simulation of Laser Radiation Interaction with PETN in the Hydrodynamic Approximation / A. A. Chesnokov, S. E. Kuratov // Russian Journal of Physical Chemistry B. – 2018. – Vol. 12, No. 1. – P. 83–90.
274. Адуев, Б. П. Влияние плотности композитов тэн-алюминий на пороги взрывчатого разложения при лазерном инициировании / Б. П. Адуев,

Д. Р. Нурмухаметов, Н. В. Нелюбина // Физика горения и взрыва. – 2019. – Т. 55, № 6. – С. 93–98.

275. *Звеков, А. А. Методика расчета оптических характеристик композитов на основе прозрачной матрицы с остаточной пористостью и наночастиц металлов / А. А. Звеков, М. В. Ананьева, А. В. Каленский, Б. П. Адуев, Е. В. Галкина // Журнал прикладной спектроскопии. – 2019. – Т. 86, № 3. – С. 438–446.*

276. *Адуев, Б. П. Исследование оптических свойств композитов гексоген--алюминий / Б. П. Адуев, Г. М. Белокуров, Д. Р. Нурмухаметов, И. Ю. Лисков, Н. В. Нелюбина, А. А. Звеков, А. В. Каленский // Журнал технической физики. – 2018. – Т. 125, № 11. – С. 600.*

277. *Адуев, Б. П. Поглощение импульсного лазерного излучения композитами на основе гексогена и наночастиц алюминия / Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, А. А. Звеков, А. В. Каленский, И. Ю. Лисков // Квантовая электроника. – 2019. – Т. 49, № 2. – С. 141–144.*

278. *Адуев, Б. П. Оптоакустическое исследование и моделирование оптических свойств композитов циклотриметилентринитрамин-ультрадисперсные частицы никеля / Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, А. А. Звеков, Н. В. Нелюбина, С. А. Созинов, А. В. Каленский, М. В. Ананьева, Е. В. Галкина // Оптика и спектроскопия. – 2020. – Т. 128, № 5. – С. 659.*

279. *Aduев, B. P. Laser pulse initiation of RDX-Al and PETN-Al composites explosion / B. P. Aduев, D. R. Nurmukhametov, I. Y. Liskov, A. V. Tupitsyn, G. M. Belokurov // Combustion and Flame. – 2020. – Vol. 216. – P. 468–471.*

280. *Aduев, B. P. RDX-Al and PETN-Al composites' glow spectral kinetics at the explosion initiated with laser pulse / B. P. Aduев, D. R. Nurmukhametov, I. Y. Liskov, A. A. Zvekov // Combustion and Flame. – 2021. – Vol. 223. – P. 376–381.*