

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ТОМСКИЙ
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи

Яковлев Алексей Николаевич

**ЗАКОНОМЕРНОСТИ И ОСОБЕННОСТИ ЛАЗЕРНОГО И
ЭЛЕКТРОННО – ПУЧКОВОГО ИМПУЛЬСНОГО
ИНИЦИИРОВАНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ
РАЗЛИЧНЫХ КЛАССОВ**

Специальность 1.3.14 – Теплофизика и теоретическая теплотехника

Специальность 1.3.8 – Физика конденсированного состояния

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени доктора технических наук

Научный консультант:
доктор физико-математических наук,
профессор, Ципилев Владимир Папилович

Томск – 2023

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	8
Глава 1. АНАЛИЗ НАУЧНЫХ РАЗРАБОТОК В ОБЛАСТИ ЛАЗЕРНОГО И ЭЛЕКТРОННО - ПУЧКОВОГО ИНИЦИИРОВАНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ.....	26
1.1. Инициирование азидов тяжелых металлов импульсом лазерного излучения. Результаты экспериментальных исследований. Модельные представления и их критический анализ.	26
1.1.1. Очаговая модель инициирования – инициирование в результате разогрева поглощающих микронеоднородностей (80-е ...90-е гг.).....	29
1.1.2. Цепные фотохимические модели инициирования азидов тяжелых металлов	37
1.2. Инициирование вторичных (бризантных) энергетических материалов импульсом лазерного излучения. Модельные представления.	40
1.2.1. Инициирование по механизму поглощающих неоднородностей.....	40
1.2.2. Модель оптического пробоя.....	43
1.2.3. Модель фоторезонансного инициирования	46
1.2.4. Инициирование тэна с включениями ультрадисперсных металлических частиц	47
1.3. Инициирование азидов тяжелых металлов сильноточным электронным пучком и импульсным электрическим полем, формируемым электронным пучком. Результаты экспериментальных исследований. Модельные представления и их критический анализ	52
1.3.1. Цепные модели инициирования азидов тяжелых металлов.....	52
1.3.2. Закономерности взрывного разложения AgN_3 и ФТДО.....	65
1.3.2.1 Спектрально-кинетические характеристики импульсной катодолюминесценции азидов тяжелых металлов	66
1.3.2.2 Спектральные характеристики взрывного свечения азидов тяжелых металлов	67
1.3.2.3 Физическая природа взрывного свечения и поглощения азидов тяжелых металлов.....	75

1.3.2.4 Инициирование взрывного разложения AgN_3 электрическим разрядом, индуцированным сильноточным электронным пучком	80
1.3.2.5 Инициирование взрыва фуразанотетразиндиоксида.....	85
1.4. Взрывное разложение прессованных порошков и монокристаллов тетранитропентаэритрита (тэна) при возбуждении сильноточным электронным пучком.....	88
1.4.1. Детонация прессованных порошков тэна.....	89
1.4.2. Электрический пробой и взрывное разложение монокристаллов тэна	101
1.5. Электрическая природа инициирования энергетических материалов сильноточным электронным пучком	104
1.5.1. Электроразрядная модель инициирования монокристаллов AgN_3 и тэна	104
1.5.2. Физическая модель инициирования прессованных порошков тэна	105
1.6. Анализ экспериментальных результатов и предложенных физических моделей по инициированию энергетических материалов сильноточным электронным пучком и лазерным излучением.....	107
1.7. Постановка цели и задач диссертационного исследования.....	112
Глава 2. ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ, МЕТОДИКА И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА	114
2.1. Объекты исследования	114
2.2. Основные методы и подходы.....	118
2.3. Разработка лазерного стенда для экспериментальных исследований....	121
2.4. Подготовка образцов и экспериментальных ячеек.....	125
Выводы по главе 2.....	127
Глава 3. ИССЛЕДОВАНИЕ НИЗКОПороГОВОГО ОПТИЧЕСКОГО И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И ИНЕРТНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЛАЗЕРНЫМИ И ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ.....	129
3.1. Функциональная схема экспериментальной установки для измерения параметров горячих точек в энергетических и инертных материалах.....	130

3.2. Результаты экспериментов по оптическому пробою и образованию горячих точек.....	132
3.2.1. Свечение прессованных порошков энергетических и инертных материалов в широком диапазоне плотностей энергии лазерного воздействия.....	132
3.2.2. Экспериментальное обнаружение и закономерности образования горячих точек	142
Выводы по главе 3.....	163
Глава 4. ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕТОВОГО РЕЖИМА В ОБЪЕМЕ И НА ПОВЕРХНОСТИ РАССЕЙВАЮЩИХ СРЕД ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ.....	167
4.1. Экспериментальные измерения коэффициентов диффузного отражения исследуемых образцов.....	167
4.2. Численное моделирование светового режима в объеме энергетических материалов.....	171
4.2.1. Разработка алгоритмов Монте-Карло для определения пространственной освещенности в объеме рассеивающей полубесконечной среды при лазерном облучении поверхности (прессованные порошки энергетических материалов больших размеров).....	171
4.2.2. Результаты численных расчетов светового режима для полубесконечных сред и сред различной толщины h	180
4.2.3. Определение коэффициентов связи между освещенностью поверхности, задаваемой лазерным пучком, и освещенностью в объеме образцов в зависимости от размера лазерного пучка. Размерный эффект.	190
4.2.4. Учет коэффициента связи F_0 при оценке температур нагрева матрицы и нагрева горячих точек	191
Выводы по главе 4.....	195
Глава 5. ИНИЦИИРОВАНИЕ ВЗРЫВНОГО РАЗЛОЖЕНИЯ «ЧИСТЫХ» (БЕЗ СПЕЦИАЛЬНО ВВЕДЕННЫХ ПРИМЕСЕЙ) ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ ВНЕШНИМ ИМПУЛЬСОМ. ЭКСПЕРИМЕНТ.	197
5.1. Влияние длины волны лазерного излучения на энергетические пороги инициирования прессованных порошков азидов тяжелых металлов и	

тетранитрата пентаэритрита. Кинетические характеристики инициирования	197
5.2. Влияние давления прессования (давления прижатия входного прозрачного окна) на энергетические пороги инициирования АТМ, тэн и фуразано-тетразин-диоксида (ФТДО). Кинетические характеристики процесса инициирования.....	213
5.3. Размерные эффекты при лазерном импульсном инициировании.....	222
5.4. Влияние длительности лазерного импульса на энергетические пороги (чувствительность) инициирования энергетических материалов. Кинетические характеристики процесса.....	229
5.5. Энергетические пороги инициирования азидов тяжелых металлов сильноточным электронным пучком. Кинетические характеристики процесса взрывного разложения.	235
5.6. Энергетические пороги инициирования тэна и ФТДО сильноточным электронным пучком. Кинетические характеристики процесса взрывного разложения.....	238
5.7. Основные закономерности и особенности поведения энергетических материалов различных типов. Выводы по главе 5.	241
Глава 6. ЛАЗЕРНОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ С ДОБАВКАМИ ПОГЛОЩАЮЩИХ НАНОРАЗМЕРНЫХ ЧАСТИЦ	244
6.1. Инициирование композитов на основе тэна. Измерения порогов при различных давлениях прижатия входного окна (давлениях всестороннего сжатия).....	244
6.2. Кинетические характеристики процесса инициирования	251
6.3. Инициирование пиротехнических составов.....	253
Выводы по главе 6.....	260
Глава 7. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И РАСЧЕТ ЗАДАЧ ЗАЖИГАНИЯ ИССЛЕДУЕМЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ЛАЗЕРНОМ И ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОМ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ.....	263

7.1. Моделирование и численный расчет задач лазерного импульсного зажигания азидов тяжелых металлов. Выявление основных критериев зажигания	263
7.2. Моделирование и численный расчет задач зажигания тэна и композитов на его основе (добавки наноразмерных порошков сажи и Al). Выявление основных критериев зажигания. Выявление природы инициирования тэна, не содержащего поглощающих добавок	267
7.3. Параметры тепловых очагов в окрестности сажных и алюминиевых частичек.....	270
7.4. Моделирование зажигания азид свинца и тэна импульсом сильноточного электронного пучка в двух постановках	278
7.4.1. Модель нагретого слоя	278
7.4.2. Модель зажигания одиночным стримерным разрядом	280
7.4.3. Модель зажигания множеством стримерных разрядов	283
Выводы по главе 7.....	287
Глава 8. СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ РЕЗУЛЬТАТАМИ. РАЗРАБОТКА ЕДИНОЙ МОДЕЛИ ЛАЗЕРНОГО И ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОГО ИНИЦИИРОВАНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ	289
8.1. Сопоставление расчетных и экспериментальных значений энергетических порогов и кинетических характеристик инициирования ЭМ лазерным импульсом	289
8.2. Сопоставление расчетных и экспериментальных значений энергетических порогов инициирования тэна лазерным импульсом различной длительности.....	297
8.3. Сопоставление расчетных и экспериментальных значений энергетических порогов инициирования азидов тяжелых металлов и тэна импульсом ускоренных электронов	301
8.4. Гипотеза о единой электроразрядной модели инициирования взрывного разложения энергетических материалов лазерным импульсом и сильноточным электронным пучком	306

8.5. Феноменологические модели лазерного и электронно-пучкового инициирования энергетических материалов различного класса	308
8.5.1. Инициирование порошков азидов тяжелых металлов импульсом неодимового лазера ($\lambda_0 = 1,064$ мкм)	309
8.5.2. Модель инициирования макрокристаллов	313
8.5.3. Инициирование излучением УФ-лазера ($\lambda_0 = 266 \dots 0,308 \dots 0,337$ мкм)	314
8.5.4. Инициирование импульсом CO ₂ -лазера ($\lambda_0 = 10,6$ мкм; 20 нс)..	316
8.5.5. Инициирование азидов тяжелых металлов сильноточным электронным пучком	316
8.5.6. Инициирование азидов тяжелых металлов пучком ускоренных электронов.....	317
8.5.7. Лазерное инициирование вторичных (газифицирующихся) энергетических материалах	318
8.5.8. Инициирование тэна и ФТДО в УФ и ИК - областях спектра лазерного излучения	321
8.5.9. Лазерное инициирование композитов на основе тэна	321
8.5.10. Зажигание ПХА+УДА пучком лучей неодимового лазера	322
8.5.11. Инициирование тэна электронным пучком	324
Выводы по главе 8.....	326
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	329
ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ.....	336
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	337
Приложение А	367
Приложение Б.....	381
Приложение В.....	383
Приложение Г	385

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность исследования

Изучению процессов зажигания энергетических материалов (ЭМ) и порохов при воздействии импульсных потоков энергии посвящено достаточно много работ как экспериментального, так и теоретического плана. Первые опыты по лазерному инициированию ЭМ были проведены в нашей стране и за рубежом в первой половине 60-х годов, сразу же, как только появились первые лазеры достаточной мощности. К концу 80-х годов был выявлен ряд закономерностей зажигания инициирующих энергетических материалов и бризантных энергетических материалов при лазерном воздействии и инициирующих ЭМ при электронно-пучковом. На протяжении полувека интерес к этим способам импульсного зажигания не ослабевает и связан с тем, что в них реализуется возможность сверхкоротких воздействий за времена от единицы до десятых долей наносекунд, что на несколько порядков меньше длительности индукционного периода развития взрыва. Это открывает возможность изучения первичных элементарных актов поглощения, передачи и локализации энергии возбуждения и развития взрыва, что необходимо для разработки способов управления взрывными процессами, включая повышение безопасности ЭМ (предотвращение отказов и несанкционированных взрывов). Открывается возможность установления механизмов инициирования и развития взрыва на уровне, позволяющем прогнозировать поведение энергетических материалов различных типов в любых штатных ситуациях и управлять их поведением. С научной точки зрения важно определить возможности описания поведения ЭМ различных классов под воздействием лазерных и электронных пучков с позиций классических представлений тепловой очаговой теории инициирования ЭМ внешним импульсом.

В прикладном аспекте актуальность определяется тем, что традиционные электрические капсули-воспламенители на основе ЭМ и порохов принципиально не могут быть защищены от электромагнитного импульсного и радиационного воздействия. Соответственно, электрические системы инициирования на базе таких воспламенителей отличаются низкой помехозащищенностью, что приводит к опасным ситуациям в их производстве, снаряжении и эксплуатации, т.е. данная проблема непосредственно связана с безопасностью жизнедеятельности во многих областях промышленности.

Создание лазерных систем зажигания капсулей-воспламенителей может обеспечить исключительно высокую помехозащищенность исполнительных устройств от внешних воздействующих факторов и полную безопасность в обращении с ними, что представляет исключительную важность в аэрокосмической технике и горнодобывающей промышленности и может явиться альтернативой традиционным электрическим системам.

Степень разработанности темы.

Первые исследования в этой области были проведены на инициирующих взрывчатых веществах, где была показана сама возможность низкопорогового лазерного инициирования ЭМ в той области спектра лазерного излучения, где матрица ЭМ прозрачна, т.е. в области, где вещество практически не взаимодействует с излучением. Этот удивительный факт привел к появлению различных физических моделей лазерного инициирования прозрачных ЭМ. Несмотря на огромный накопленный экспериментальный материал, к настоящему времени не сформировано единого мнения о природе взрывного разложения даже наиболее простейших и наиболее изученных представителей класса инициирующих ЭМ – азидов тяжелых металлов.

Требуют уточнения и предложенные к настоящему времени модели инициирования бризантных ЭМ, поскольку в них не выявлена

относительная роль электронных возбуждений и оптического пробоя на поглощающих неоднородностях (ПН) различного вида.

Известно, что энергетический порог инициирования азидов тяжелых металлов (АТМ), вторичных ЭМ и пиротехнических составов (ПС) сильно зависит от внешних воздействующих факторов (давление сжатия ЭМ, размер зоны облучения, длительность воздействующего импульса, длина волны лазерного импульса (ЛИ)). Обнаружено, что при переходе из видимой и ближней ИК - области спектра (ЭМ прозрачен) в УФ - область, где ЭМ сильно поглощает падающий поток (область фундаментального поглощения), порог инициирования резко возрастает. При инициировании некоторых ЭМ наблюдается большая длительность индукционного периода, превосходящая длительность воздействующего импульса на 3-4 порядка величины. Кроме того, вторичные газифицирующиеся ЭМ инициируются только в условиях, когда облучаемая поверхность закрыта прозрачным диэлектриком. Эти результаты не получили до сих пор какого-либо обоснованного объяснения. Ряд экспериментальных результатов, полученных различными авторами по влиянию длины волны, плотности ЭМ на пороги лазерного инициирования и той роли, которая отводится таким фундаментальным процессам, как оптический пробой и цепные модели, основанные на генерации неравновесных носителей заряда и экситонов, часто противоречат друг другу, что говорит о пока еще достаточно низком уровне методологического и методического обеспечения опытов.

Тем не менее, накоплен огромный материал, который можно использовать для некоторых обобщений. Огромный вклад в эту базу вложен советскими и российскими учеными, такими как – Бриш А.А., Боболев В.К. (г. Москва); Таржанов В.И. (г. Снежинск); Александров Е.И., Ципилев В.П., Медведев В.В., Олешко В.И. (г. Томск); Кригер В.Г., Алукер Э.Д., Адуев Б.П. (г. Кемерово); Зарко В.Е., Фомин В.М.

(г. Новосибирск), а также некоторыми зарубежными исследователями – Yang L.C., Menichelli, Hagan J.T. (США); G. Dammame (Франция).

Однако до сих пор не было ясно, существуют ли общие закономерности инициирования не только для энергетических материалов различных классов, но и для веществ конкретного типа при возбуждении лазерным импульсом в различных областях спектра (УФ, ИК, видимая область). При таком уровне знаний невозможно прогнозирование поведения ЭМ и пиротехнических составов в различных штатных ситуациях. Это определяет необходимость формирования и развития более точных представлений о механизмах лазерного зажигания широкого круга ЭМ.

Сходные с вышеизложенными, существуют проблемы изучения механизмов инициирования ЭМ пучком ускоренных электронов. В этой связи возникает интерес выявления общих закономерностей и отличительных особенностей инициирования взрывного разложения ЭМ лазерными и электронными пучками и возможности описания природы инициирования с одних позиций, а именно с позиций оптического (электрического) пробоя с последующим образованием тепловых (высокотемпературных) микроочагов, так называемых горячих точек.

Для решения этих проблем представляется целесообразным комплексный подход к исследованию поведения ЭМ при различных способах возбуждения, включающий дополнительные надежные сведения об энергетических порогах зажигания (ЭПЗ) ЭМ различных классов и достоверные данные о пространственных, кинетических и спектральных характеристиках процессов взрывного разложения в реальном масштабе времени. Последнее представляет особую важность в плане изучения поведения ЭМ на ранних стадиях реакции взрывного разложения и, в ряде случаев (например, АТМ), может оказаться ключевым моментом для выявления механизмов инициирования внешним импульсом.

Перспективность такого подхода не вызывает сомнений, однако ряд принципиально новых положений, касающихся методологии таких исследований, или до сих пор не сформулированы или формулируются на ошибочных представлениях и подходах, не учитывающих специфику взрывных процессов и особенности взаимодействия интенсивных лазерных и электронных пучков с веществом.

Цель работы

Установление основных закономерностей и отличительных особенностей лазерного и электронно-пучкового импульсного инициирования энергетических материалов различных классов и создание модельных представлений о механизмах инициирования на уровне, обеспечивающем прогнозирование поведения этих материалов в различных штатных ситуациях.

Задачи:

1. Провести критический анализ экспериментальных данных и существующих моделей инициирования взрывчатых веществ лазерными и электронными пучками, обеспечить постановку задач теоретических и экспериментальных исследований.
2. Разработать и усовершенствовать методики экспериментальных исследований нелинейных процессов, возбуждаемых лазерными импульсами в энергетических и инертных материалах.
3. Измерить амплитудные, спектральные, кинетические и пространственные характеристики свечения энергетических и инертных материалов при возбуждении свободной поверхности лазерными импульсами в режиме однократного и многоимпульсного облучения.
4. Провести экспериментальные и теоретические исследования светового режима в объеме прессованных порошков тэна в условиях полубесконечной среды, а также в пространственно ограниченных средах (таблетках).

5. Выявить связи между оптическими характеристиками ЭМ и их чувствительностью к действию лазерного импульса в различных областях спектра.
6. Выполнить комплексные исследования порогов взрывного разложения от длительности лазерного импульса, давления всестороннего сжатия, длины волны излучения и размера пучка на поверхности образцов ЭМ. Выявить основные закономерности и особенности поведения ЭМ в различных пространственно-временных масштабах воздействующего импульса и пространственно-временных масштабах тепловой и газодинамической разгрузки.
7. Провести численное моделирование и анализ процессов зажигания ЭМ лазерным импульсом и сильноточным электронным пучком (СЭП) с позиции тепловой микроочаговой модели инициирования как для чистых (беспримесных) порошков и монокристаллов ЭМ, так и порошков, содержащих поглощающие примеси (смесевые составы).
8. Выполнить сравнительный анализ результатов численного моделирования процессов зажигания с экспериментальными результатами. Установить общности и различия в поведении инициирующих (АТМ) и вторичных (тЭН) взрывчатых веществ. Определить основные критерии лазерного импульсного инициирования.
9. Создать модельные представления инициирования ЭМ внешним импульсом, способные адекватно объяснить имеющийся (накопленный) экспериментальный материал по лазерному и электронно-пучковому инициированию, позволяющие прогнозировать поведение ЭМ в различных штатных ситуациях. Проверить гипотезу о единой электрической природе инициирования энергетических материалов лазерными и электронными пучками.

Научная новизна

1. Впервые разработана и сформулирована экспериментально обоснованная физическая модель формирования «горячих точек» (ГТ) в

прозрачных прессованных порошках инертных материалов (оксид магния, сахар), порошках АТМ, чистого (не содержащего специально введенных примесей) тэна, ФТДО и ПХА при лазерном воздействии ($\lambda_0 = 1064$ нм), основанная на явлении низкопорогового оптического пробоя на поглощающих микронеоднородностях. Показано, что воздействие лазерного импульса в области фундаментального поглощения ($\lambda = 266$ нм) формирует тепловой очаг, в виде лазерно-индуцированной микроплазмы, образующейся в момент импульса облучения в тонком (около 10^{-5} см) приповерхностном слое, а в дальней ИК - области ($\lambda_0 = 10600$ нм) – в окрестности поглощающей неоднородности (в случае АТМ) или в приповерхностном, толщиной около 10^{-3} см, слое (в случае тэна или ФТДО).

2. Впервые обобщены и сопоставлены результаты экспериментальных и теоретических исследований поведения энергетических материалов различных классов, выявлены основные закономерности, общности в их поведении и принципиальные различия. Показано, что природа лазерного импульсного инициирования, как «чистых» порошков тэна, так и с добавками нано- и микроразмерных частиц алюминия и сажи, является тепловой микроочаговой.

3. Установлено, что наиболее вероятное фазовое состояние энергетического материала на стадии зажигания следующее: в азидах тяжелых металлов процесс происходит в твердой фазе, в тэне и ФТДО – в газовой, а в ПХА + Al – в жидкой фазе.

4. Впервые с помощью методов и алгоритмов Монте-Карло установлены закономерности светорассеяния в прессованных порошках прозрачных энергетических материалов в пространственно ограниченных слоях (таблетках). Установлена связь между пространственной освещенностью в объеме образца, коэффициентом диффузного отражения и освещенностью его поверхности.

5. Показано, что наблюдаемый экспериментально размерный эффект лазерного инициирования определяется тремя основными факторами – закономерностями светорассеяния, возникновением спекл-структуры в объеме образца и вероятностью попадания оптической неоднородности в каустику лазерного пучка.

6. Впервые проведено численное моделирование и расчет задачи зажигания азида свинца и тэна лазерным пучком в широком диапазоне длительностей воздействующего импульса. Для объяснения несоответствия расчета с экспериментом в области больших длительностей введены представления о «коллективном эффекте».

7. Впервые проведено численное моделирование и расчет задачи зажигания азида свинца и тэна пучком ускоренных электронов. Определены пороги инициирования, размеры и наиболее вероятное количество стримеров для этих материалов.

8. На основании комплекса экспериментальных и теоретических исследований выявлены для всех типов ЭМ следующие общие критерии инициирования.

При $\tau_u \ll \tau_{rel}$: по отношению к внешнему воздействующему импульсу критерием инициирования является:

- достижение необходимой величины энергии W_{05} , подводимой к поверхности образца при предельно малых размерах пучка ($d_n < 10$ мкм);
- достижение необходимой величины плотности энергии H_{05} , подводимой к поверхности образца при предельно больших размерах пучка ($d_n > 2$ мм).

По отношению к внутреннему состоянию образца критерием инициирования является:

- достижение необходимого критического уровня запаса тепла в ГТ.

При $\tau_u \gg \tau_{rel}$: по отношению к внешнему воздействующему импульсу критерием инициирования является:

- достижение необходимой величины плотности энергии H_{05} , подводимой к поверхности образца при предельно малых размерах пучка ($d_n < 10$ мкм);
- достижение необходимой величины плотности потока q_{05} , подводимого к поверхности образца при предельно больших размерах пучка ($d_n > 2$ мм).

По отношению к внутреннему состоянию образца критерием инициирования является:

- достижение необходимого критического уровня температуры в окрестности ГТ.

9. Впервые сформулированы научные представления, адекватно объясняющие с единых позиций имеющиеся к настоящему времени результаты исследований закономерностей лазерного и электронно-пучкового инициирования энергетических материалов: формирование теплового микроочага является результатом оптического пробоя (при лазерном) и стримерного разряда (при электронном) внешнем импульсном воздействии.

Теоретическая значимость

Впервые сформулированы модельные представления, с единых позиций описывающие поведение различных типов ЭМ при лазерном и электронно-пучковом импульсном инициировании, а именно, с позиций локализации энергии внешнего импульса и образования высокотемпературных тепловых очагов (горячих точек) в результате низкопорогового оптического (электрического) пробоя в окрестности оптических (или электрических) микронеоднородностей.

Разработана математическая модель и алгоритмы численного расчета формирования ГТ в тетранитрате пентаэритрита, содержащем включения частиц сажи и алюминия различных размеров, с учетом длительности лазерного импульса. Показано, что каждой длительности ЛИ соответствует

размер частиц, в окрестности которых формируется ГТ с максимальной температурой, а тепловые микроочаги имеют максимальный запас тепла и максимальную реакционную способность.

Впервые разработаны алгоритмы Монте-Карло для моделирования закономерностей светорассеяния в прозрачных порошках ЭМ ограниченных размеров (таблетки). Алгоритмы использованы для численного расчета пространственной освещенности в объеме порошков. Рассчитано распределение пространственной освещенности по глубине образца в зависимости от размера лазерного пучка, коэффициента диффузного отражения и альбедо однократного рассеяния. Показано светораспределение, как в чистых порошках, так и содержащих поглощающие примеси (сажа, алюминий). Показано, что пространственная освещенность в объеме очень тонких слоев (менее средней длины свободного пробега фотонов) может превосходить освещенность, задаваемую лазерным пучком на поверхности образцов до десяти крат.

Практическая значимость работы определяется:

1. разработанными аппаратными комплексами для исследования энергетических порогов зажигания (инициирования) и спектрально-кинетических характеристик процесса взрывного разложения в широком диапазоне изменений параметров воздействующего внешнего импульса;
2. возможностью использования полученной базы данных (на уровне создания паспорта характеристик чувствительности для каждого типа ЭМ) и модельных представлений для прогнозирования поведения ЭМ в штатных ситуациях, предсказательных оценок энергетических порогов зажигания и целенаправленным управлением чувствительностью ЭМ к импульсному лазерному воздействию;
3. возможностью использования результатов для оптимального и эффективного применения исследованных объектов в исполнительных устройствах различного назначения.

Методология, методы и объекты исследования

Основное внимание в исследованиях уделялось экспериментальному измерению энергетических порогов зажигания (ЭПЗ) в различных условиях воздействия и измерениям кинетических параметров процесса взрывного разложения с высоким временным и пространственным разрешением, являющихся наиболее информативными факторами для модельных построений. Для этого разработан экспериментальный стенд, включающий узлы для измерений спектрально-кинетических, визуальных и акустических характеристик с высоким спектральным ($\sim 1,5$ нм), пространственным (~ 10 мкм) и временным (~ 2 нс) разрешением. Стенд обеспечивает возможность регистрации различных типов свечений (люминесценции, свечения плазмы оптического пробоя и плазмы взрыва), морфологии разрушений и акустического отклика. Стенд обеспечивает возможность формирования пучка на поверхности ЭМ высокого качества (высокая однородность по поперечному сечению, высокий контраст на краях пучка). Для достижения этой цели фокусировка пучка производилась проекционным способом.

Для увеличения достоверности в интерпретации измеряемых кинетических характеристик использовалась специально разработанная схема наблюдения взрывного свечения отдельно из зоны лазерного воздействия и отдельно за ее пределами. Поскольку инициирование взрывного разложения ЭМ носит вероятностный характер, для определения порога инициирования в каждом из условий эксперимента проводились многократные испытания с построением вероятностной кривой (кривой частоты), по форме которой находился порог (по уровню 50% вероятности).

Большое значение придавалось теоретическому исследованию закономерностей светорассеяния в порошках ЭМ и расчету задач зажигания. Постановка и расчет задач зажигания выполнены

применительно к условиям эксперимента и на уровне, обеспечивающем корректное сопоставление результатов эксперимента с результатами расчета.

Применительно к задачам лазерного зажигания порошкообразных ЭМ разработаны собственные оригинальные методы и алгоритмы исследования светового режима в их объеме с учетом многократного рассеяния (на основе методов Монте-Карло). Выбор объектов исследования обоснован тем, что они различаются не только теплофизическими и термокинетическими характеристиками, но и типом основной реакции взрывного разложения. Это дает возможность сопоставлений, обобщения результатов и описания механизма инициирования с общих позиций.

Учитывая большое разнообразие ЭМ, а также сложность и разнообразие процессов взаимодействия, определяющихся с одной стороны параметрами ЛИ (интенсивность, когерентность, длина волны генерации) и физико-химическими, оптическими и газодинамическими характеристиками среды – с другой, внимание было сосредоточено на изучении модельных объектов, для которых картина явлений наиболее проста. По этой причине исследования проводились на модельных представителях ЭМ: инициирующие ЭМ (АТМ, азиды свинца и серебра); бризантные ЭМ (тетранитрат пентаэритрита); фуразанотетразиндиоксид (ФТДО) и ПС (смесь перхлората аммония с алюминием). Данный выбор объясняется тем, что четыре основных типа ЭМ различаются видом реакции разложения. В первом представителе основную реакцию разложения принято считать, протекающей в твердой фазе. В тэне и ФТДО (по нашему мнению) основная реакция происходит в газовой фазе, а в ПС (наиболее вероятно) – в жидкой.

Положения, выносимые на защиту

1. В области прозрачности матрицы в условиях облучаемой поверхности, плотно закрытой прозрачным диэлектриком, реализуется механизм низкопорогового лазерного импульсного инициирования энергетических материалов, в основе которого лежит локализация энергии лазерного импульса на поглощающих микронеоднородностях (характерный размер около 10^{-5} см) с последующим оптическим (электрическим) низкопороговым пробоем в их окрестности и образованием «горячих точек».
2. В области собственного и фононного поглощения в условиях облучаемой поверхности, плотно закрытой прозрачным диэлектриком, реализуется высокопороговое лазерное инициирование энергетических материалов, в основе которого лежит создание микроочагов плоской конфигурации в приповерхностном слое толщиной $10^{-5} - 10^{-3}$ см в результате прямого разогрева матрицы энергетических материалов.
3. В условиях открытой поверхности наблюдается резкое повышение порогов лазерного инициирования прессованных порошков энергетических материалов по сравнению с закрытой поверхностью и связано:
 - для АТМ при воздействии в области собственного поглощения – с газодинамической разгрузкой продуктов взрывного разложения через свободную поверхность образца на стадии, следующей за стадией разложения;
 - для тэна практическая невозможность инициирования (при воздействии во всех областях спектра лазерного импульса) и для ФТДО в области собственного поглощения – с быстрой газодинамической разгрузкой продуктов газификации из зоны химической реакции на стадии, предшествующей стадии взрывного разложения. А для электронного пучка

с открытой поверхностью образца высокий порог инициирования тэна связан также с газодинамической разгрузкой на стадии газификации.

4. Эффект увеличения чувствительности (до 10^3 крат) «чистых» прессованных порошков АТМ, тэна и ФТДО с увеличением диаметра лазерного пучка на поверхности образца от 10 до 10^4 мкм («размерный эффект») связан с тремя основными факторами: – увеличением среднего значения пространственной освещенности за счет процессов светорассеяния; – увеличением контраста спекл-структуры в объеме порошков и увеличением вероятности попадания поглощающих оптических неоднородностей в каустику лазерного пучка.

5. Явление уменьшения пороговой плотности энергии исследованных типов «чистых» энергетических материалов, а также содержащих поглощающие примеси (наноразмерные частички сажи или алюминия до 1% по массе), с увеличением давления всестороннего сжатия (АТМ, ФТДО, тэн) связано с уменьшением газодинамической разгрузки «горячих точек», как в близлежащие к «горячим точкам» поры, так и через границу раздела «прозрачная пластина – облучаемая поверхность образца».

6. Для всех типов энергетических материалов как «чистых», так и содержащих специально введенные поглощающие примеси, увеличение пороговой плотности энергии с ростом длительности лазерного импульса (с одновременным уменьшением пороговой плотности мощности) связано с относительным увеличением тепловой релаксации из объема микроочага.

7. Для исследованных энергетических материалов установлены шесть основных критериев лазерного импульсного инициирования в области прозрачности матрицы, вытекающие из найденных связей между пространственно-временными параметрами воздействующего импульса и пространственно-временными релаксационными масштабами энергетических материалов.

8. Наносекундные задержки инициирования азидов тяжелых металлов (до 100 нс) и микросекундные для тэна (до 100 мкс) с точки зрения

микроочагового зажигания вызваны тем, что основная реакция разложения в азидах тяжелых металлов происходит в твердой фазе, а основная реакция в образцах и композитах тэна происходит в газовой фазе, где процесс газификации и определяет большие длительности задержки.

9. При лазерном и электронно-пучковом инициировании энергетических материалов реализуется единый электроразрядный механизм с образованием плазменных микроочагов («горячих точек») за счет локализации энергии лазерного импульса на оптических (или электрических, в случае электронного пучка) неоднородностях.

Достоверность полученных результатов и обоснованность выводов обусловлена корректностью постановки задач исследования, комплексным подходом к их решению, использованием апробированных методик проведения экспериментов по лазерному импульсному инициированию АТМ и тэна, отработанной методикой приготовления образцов, анализом экспериментальных данных в рамках классических представлений о тепловом очаговом зажигании ЭМ под воздействием внешнего импульса с использованием классических представлений о механизмах оптического пробоя и разрушения конденсированных сред лазерным импульсом, известных представлений о механизме электрического пробоя инертных диэлектриков и ЭМ при облучении электронным пучком, использованием апробированных алгоритмов моделирования и численных расчетов задач зажигания ЭМ лазерным импульсом, использованием апробированных алгоритмов имитационного моделирования (алгоритмы Монте-Карло) светорассеяния в прессованных порошках (таблетках) ЭМ, сравнениями с результатами других авторов и обобщениями на основе этих сравнений.

Личный вклад автора

В диссертации обобщены результаты работ, выполненных как лично автором, так и совместно с сотрудниками отделения материаловедения Инженерной школы новых производственных технологий Томского

политехнического университета. В работах, опубликованных в соавторстве, автору принадлежат результаты, сформулированные в защищаемых положениях и выводах диссертации.

Связь работы с научными программами и грантами.

Тема диссертации соответствует приоритетным направлениям развития науки, технологий и техники в Российской Федерации (Указ Президента Российской Федерации от 07.07.2011 № 899): «Безопасность и противодействие терроризму», «Перспективные виды вооружения, военной и специальной техники», «Транспортные и космические системы», «Энергоэффективность, энергосбережение, ядерная энергетика».

Исследования частично проведены при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 06-03-32724-а «Инициирование взрывного разложения ВВ и ПС импульсом радиации»; проект 08-08-00153-а «Закономерности взрывного разложения энергетических материалов при инициировании внешним импульсом и проблемы создания чувствительных, быстродействующих лазерных капсулей-инициаторов на их основе); при поддержке федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009 –2013 годы» (Государственный контракт № П 517 от 14.05.10 «Лазерные оптоволоконные системы инициирования – альтернатива электрическим системам по безопасности и помехозащищенности».

Апробация результатов.

Основные положения и результаты диссертации докладывались и обсуждались на:

1. 10,11 - Международных конференциях и «Радиационная физика и химия неорганических материалов», 1999, 2000.

2. VI Всероссийской научной конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики» (Томск, 2008 г.);
3. 3rd International Congress on Radiation Physics and Chemistry of Condensed Matter, High Current Electronics and Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows (Томск, 2012 г.);
4. 5th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects 2016.
5. International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE-2014, 2016, 2018, 2020, 2022).
6. 10th International Conference on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows (Томск, 2010 г.);
7. XIV Международная конференция «HEMs-2018» (Томск, 2018 г.).
8. 12th International Conference on Radiation Physics and Chemistry of inorganic Materials (Tomsk, Russia, 2003).
9. III Всероссийская конференция, Черноголовка, 2006 г.
10. The 6th International Symposium on Energetic Materials and their Applications (6-10 November, 2017, Tohoku University, Sendai, JAPAN).
11. Международной конференции «Радиационная физика и химия неорганических материалов», 2018, 2020, 2022.

Публикации

Результаты диссертации изложены в 33 работах, в том числе 21 в журналах, рекомендованных ВАК для публикации основных научных результатов диссертации или приравненных к ним. Опубликованы 19 статей в международных рецензируемых журналах, индексируемых базами данных «Web of Science» и «Scopus», в том числе 10 статей первого квартиля и 4 статьи - второго.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 8 глав, основных результатов и выводов, заключения, списка литературы и приложений. Изложена на 387

страницах машинописного текста, включая 99 рисунков и 18 таблиц. Библиография включает 258 наименований.

Благодарности. Автор выражает глубокую благодарность своему учителю и научному консультанту доктору физико-математических наук, профессору Владимиру Папиловичу Ципилёву за всестороннюю помощь и плодотворное обсуждение материалов диссертационных исследований, а также искренне признателен доктору физико-математических наук, профессору Владимиру Ивановичу Олешко за ценные консультации по темам: сильноточные электронные пучки, электрический пробой, низкотемпературная приповерхностная плазма. Автор чрезвычайно признателен своим соавторам, коллегам и ученикам, которые помогли решению целого ряда задач во время выполнения работы: сотрудникам Отделения материаловедения Инженерной школы новых производственных технологий Томского политехнического университета и других его подразделений. Особую благодарность автор выражает своему первому учителю и наставнику в высшей школе доктору физико-математических наук, профессору Виктору Михайловичу Лисицыну за неоценимую помощь в формировании траектории автора как ученого и за личный пример научного руководителя – наставника.

Автор благодарен семье за поддержку и понимание.

Глава 1. АНАЛИЗ НАУЧНЫХ РАЗРАБОТОК В ОБЛАСТИ ЛАЗЕРНОГО И ЭЛЕКТРОННО - ПУЧКОВОГО ИНИЦИИРОВАНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

1.1. Инициирование азидов тяжелых металлов импульсом лазерного излучения. Результаты экспериментальных исследований.

Модельные представления и их критический анализ.

Модельные представления раннего этапа исследований

(60-е ...70-е гг.)

Уже первые работы по инициированию ЭМ лазерным излучением [1-3] выявили ряд особенностей этого процесса по сравнению с инициированием ЭМ импульсными световыми потоками от некогерентных источников света – ламп-вспышек [4] или фронта ударной волны в тяжелом газе [5], а именно – возможность инициирования не только иницирующие ЭМ, но и бризантные ЭМ и, самое главное, что возбуждение взрыва в опытах с лазерами осуществлялось излучением, соответствующим области прозрачности ЭМ. Данный факт сразу же поставил вопрос о механизме инициирования, поскольку для инициирования взрыва необходимо энергетическое изменение начального состояния ЭМ, представляющего относительно неустойчивую систему с тем, чтобы это изменение было способно привести к быстрым экзотермическим превращениям в объеме ЭМ.

Определенную трудность представляло то, что при воздействии мощного импульсного излучения на конденсированную среду в её объеме в зависимости от параметров излучения и оптико-физических свойств веществ может реализоваться сложная ситуация [6], адекватная разогреву поверхностного слоя, электрическому пробое, высокоскоростному удару и т. д., т. е. могут возникнуть явления, каждое из которых способно обусловить инициирование взрыва [7]. Но поскольку следующие за возбуждением процессы экзотермичны и вуалируют механизм

взаимодействия, построение более или менее удовлетворительной модели инициирования ЭМ лазерным излучением еще более усложняется.

В связи с многообразием и сложностью процессов, связанных с взаимодействием лазерного излучения с конденсированными средами, на начальных этапах исследований обсуждались различные модельные представления о механизмах инициирования. Например:

- инициирование в результате преобразования энергии светового импульса в энергию ударной волны [1,3,8,9]. При этом были высказаны мнения как в пользу прямого волнообразования в результате поглощения световой энергии в слое ЭМ [1, 9], так и в пользу определяющей роли химической реакции, активизируемой вводимой в слой ЭМ энергией [8], с последующим формированием ударной волны;

- инициирование в результате фотохимического разложения освещаемого слоя [1, 10];
- инициирование в результате электрического пробоя в поле лазерного излучения [1];
- инициирование в результате разогрева приповерхностного слоя [1, 2].

Однако все эти взгляды не получили последующего развития и долгое время вопрос о механизме инициирования оставался открытым. В значительной мере это объясняется тем, что на указанном этапе исследования носили постановочный характер, а основное внимание уделялось инженерной стороне дела – конструкциям лазерного капсуля [11, 12], лазерным системам инициирования [13], разработке лазеров для систем инициирования [14], способам контроля [15], поскольку решение большинства практических задач представлялось возможным и при отсутствии четких знаний о механизме лазерного возбуждения взрыва. Да и технический уровень ограничивал экспериментальные возможности получения высококачественных лазерных пучков, управления их параметрами и контроля. Особенно это касалось таких важных

характеристик излучения лазеров, как модовая структура излучения, распределение энергии по поперечному сечению пучка, воспроизводимость пространственно-временных характеристик. В силу этого результаты немногочисленных исследований были отрывочны, разрознены, несопоставимы.

Тем не менее, авторы отмеченных работ внесли огромный вклад, как в постановку, так и в понимание основных трудностей и существа проблемы. К основным результатам раннего этапа исследований необходимо отнести следующее:

- определены условия, при которых возможно инициирование практически любого ЭМ [2];
- показано, что в подавляющем большинстве чувствительность инициирующих ЭМ значительно выше, чем у бризантных ЭМ [1, 2, 16, 17];
- установлено, что в некоторых условиях (высокое внешнее давление при объемном сжатии) чувствительность вторичных ЭМ становится близкой к чувствительности инициирующих ЭМ [10, 18];
- в области прозрачности ЭМ по отношению к падающему световому потоку поведение инициирующих ЭМ и бризантных ЭМ имеет характерные различия. Внешне это проявляется в разрушении и разлете поверхностных слоев, открытых образцов бризантных ЭМ при их отказе, чего у инициирующих ЭМ не наблюдается. Однако при облучении некоторых инициирующих ЭМ (азид свинца) лазерным импульсом в ультрафиолетовой области спектра (случай поглощения в тонком приповерхностном слое) наблюдались полные аналогии с поведением бризантных ЭМ [19].

1.1.1. Очаговая модель инициирования – инициирование в результате разогрева поглощающих микронеоднородностей (80-е ...90-е гг.)

С выходом в свет работ [19-22] начался новый этап в исследовании механизма инициирования ЭМ лазерным излучением. В этих работах впервые с высокой точностью были определены пороги инициирования азидов тяжелых металлов (АТМ) при воздействии на поверхность широким световым пучком^{1*}. Найденные пороги инициирования излучением неодимового лазера ($\lambda_0 = 1,06$ мкм) составили для плотности энергии H на поверхности образца соответственно:

- $3,8 \pm 0,4$ мДж/см² – для азиды свинца;
- $5,1 \pm 0,3$ мДж/см² – для азиды кадмия;
- $9,1 \pm 0,6$ мДж/см² – для азиды серебра;
- $23,6 \pm 0,6$ мДж/см² – для азиды таллия.

Исследовались задержки свечения по отношению к возбуждающему импульсу, а также влияние начальной температуры и начального разложения на пороговые характеристики и, самое главное, проведен критический обзор различных точек зрения на механизмы возбуждения взрыва ЭМ лазерным импульсом и предложена внутренне непротиворечивая модель явления.

Следует сказать, что фундаментом современных представлений о чувствительности ЭМ к различного рода внешним воздействиям является теория теплового взрыва [23], сводящая этот вопрос к задаче образования очагов разогрева, которые в своих окрестностях стимулируют термическое разложение вещества, а также способных при превышении теплоприхода в зоне химической реакции над теплоотводом трансформироваться в развивающийся очаг взрывчатого превращения [7]. В связи с этим при обсуждении вероятных механизмов инициирования АТМ авторы [22]

¹ Под широким пучком понимается пучок света такой апертуры, когда краевые эффекты не влияют на закономерности распределения освещенности в объеме ЭМ.

исходили из общих представлений о возбуждении взрыва ЭМ при внешнем воздействии [24] считая, что различие моделей инициирования в одинаковых условиях заключается, в конечном итоге, в различном взгляде на механизм образования начального очага разложения, что соответствует первой стадии возбуждения взрыва.

Вторым исходным пунктом в подходе авторов к решению задачи явилось постулирование того, что при конкуренции различных процессов, способных привести к возбуждению взрыва, порог взрыва ЭМ будет обусловлен процессом, характеризующимся минимальным световым потоком, который необходим для инициирования. Таким образом, для обсуждения механизмов наиболее надежным критерием является энергетический порог зажигания (ЭПЗ). Энергетический подход позволил дискриминировать все обсуждавшиеся ранее механизмы инициирования по измеренным пороговым значениям H и предложить следующую схему процесса инициирования [22].

В объеме прозрачного (для падающего излучения) ЭМ содержатся локальные поглощающие неоднородности (ПН) с характерными размерами $\leq 10^{-5}$ см, имеющие более высокий показатель поглощения μ по сравнению с показателем самого ЭМ и неизбежно присутствующие в его объеме как продукты частичного распада [4, 25-27] и как посторонние включения [28, 29]. По мнению авторов, за время действия лазерного импульса ($\tau_u \approx 3 \cdot 10^{-8}$ с) процессы переноса и перераспределения энергии затруднены, поэтому энергия лазерного излучения локализуется в объеме поглощающих неоднородностей. Это приводит к созданию тепловых очагов в их окрестности («горячих точек»). Основная реакция, обеспечивающая тепловое ускорение процесса, дается выражением [4]

$$N_3 + N_3 = 3N_2 + Q, \quad (1.1)$$

где N_3 – радикалы; $Q = 1-2$ кДж/г (≈ 10 эВ на акт).

В рамках модели существование ЭПЗ связывается с необходимостью создания определенного запаса тепла в очаге, обеспечивающего его развитие с учетом сброса тепла из очага за счет разгрузки. Индукционный период трактуется как время, необходимое для перехода очага горения в детонационный. Кинетика процесса теплового разложения в очаге бесконечных размеров для реакции первого порядка дается соотношением [23]

$$\frac{dT}{dt} = \frac{Q}{C} \frac{dn}{dt} = \frac{Q}{C} k_0 (1-n) \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad (1.2)$$

где n - относительная концентрация прореагировавшего вещества (глубина превращения); k_0 – предэкспонент); E – энергия активации; T - абсолютная температура очага; R – универсальная газовая постоянная; t - время.

Таким образом, неоднородность, обладающая высоким μ ($\mu \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$, что характерно для металлов и частиц типа сажи) может стать центром очага химического разложения. Далее процесс развивается согласно общим представлениям об очаговом тепловом взрыве [7, 24, 30]. Резкое увеличение пороговой плотности энергии, наблюдаемое в экспериментах [22] с переходом от режима моноимпульсного облучения (короткий импульс) к режиму цуга импульсов свободной генерации (длинный импульс), объяснено авторами сильным влиянием релаксационных процессов с увеличением времени воздействия, а слабая зависимость от начальной температуры образца – высокой температурой в центре очага при воздействии импульсом пороговой величины.

К достоинствам модельных представлений [22] можно отнести то, что они, допуская количественную проверку:

- соответствуют классическим представлениям об очаговом характере инициирования при внешнем импульсном воздействии [24];

- соответствуют общепринятым представлениям о механизме взаимодействия лазерного излучения с прозрачными диэлектриками, приводящего к возникновению неустойчивости в их объеме [31-35].

В 80-е годы эта концепция представлялась наиболее вероятной и была принята в качестве исходной в дальнейших исследованиях. Показательно в этой связи то, что в ряде работ других авторов по лазерному импульсному инициированию ЭМ [36-39] прослеживается тенденция связывать чувствительность ЭМ с наличием каких-либо поглощающих неоднородностей (ПН), например, собственных дефектов в прессованных образцах АТМ [37] или кристаллах азидов свинца [36], различных добавок в модельных смесях тэна [39], горючего в смесевых составах [38].

Тем не менее, возникал вопрос, связанный с возможностью создания пороговым световым потоком очага способного вызвать инициирование всей массы ЭМ. Для его уяснения оценим разогрев включения в виде абсолютно черного шарика радиуса R_0 в поле плоской световой волны. При мгновенном нагреве ($\tau_u \rightarrow 0$) средняя температура T_0 для теплопроводящего включения без учета фазовых переходов

$$T_0 = T_n + 3NF_0/(c_1\rho_1 R_0), \quad (1.3)$$

где F_0 – коэффициент, связывающий количество освещения в окрестности включения с плотностью энергии H на поверхности ЭМ; $c_1\rho_1$ – теплоемкость и плотность включения. Оценки T_0 с учетом длительности воздействия τ_u [40-41] показывают, что при пороговых значениях $H = 3,8$ мДж/см² и $\tau_u = 30$ нс (условия эксперимента [22]) частицы радиуса $R_0 \sim 10^{-5}$ см, если принять $F_0 = 1$, нагреваются до температуры $T_0 = 360$ К, что значительно ниже температуры вспышки АТМ. Для достаточного разогрева очагов (~ 800 К [4]) необходимо, чтобы значение F_0 было значительно больше 1. В расчетах [22] было использовано значение $F_0 = 3$, однако достаточного обоснования такому выбору не приведено. Дальнейшие этапы исследований были посвящены этому вопросу и

вопросам влияния условий воздействия на энергетические пороги зажигания АТМ.

В [37] обнаружено, что ЭПЗ прессованных образцов АТМ различных типов резко возрастает при переходе от воздействия «коротким» ($\tau_u = 50$ нс; $H = 0,01 \dots 0,1$ Дж/см²) к воздействию «длинным» ($\tau_u = 1$ мс; $H = 2 \dots 4$ Дж/см²) импульсом. В [42, 43] сообщается о пороге инициирования АТМ в пикосекундной области длительностей, который составляет порядка единиц мДж/см². В [44] на примере азида свинца экспериментально установлено, что с увеличением τ_u пороговая плотность энергии плавно нарастает, а пороговая плотность потока уменьшается. Такое поведение ЭМ удовлетворительно объяснено авторами очаговым характером процесса зажигания в рамках модели разогрева поглощающих включений. В [44, 45] рассчитана задача зажигания азида свинца свинцовыми включениями размером $10^{-6} \dots 10^{-4}$ см, присутствующими в объеме ЭМ в виде коллоидных частиц. Расчетные значения ЭПЗ в области длительностей лазерного воздействия $5 \cdot 10^{-9} \dots 10^{-6}$ с хорошо согласуются с экспериментальными, однако в миллисекундной области такого согласия не наблюдается.

Достаточно детально изучено влияние размера лазерного пучка, падающего на поверхность образца АТМ, на его чувствительность к действию лазерного импульса. В [46-48] обнаружен ярко выраженный размерный эффект на прессованных порошках азида свинца, который заключается в уменьшении пороговой энергии W_{05} зажигания и увеличении плотности энергии H_{05} от нескольких мДж/см² до нескольких Дж/см² с уменьшением размера пучка $d_{\text{п}}$ в диапазоне от 3 мм до 20 мкм. Качественно похожий размерный эффект обнаружен в опытах [49] как на прессованных порошках, так и на макрокристаллах азида серебра. Авторы работ связывают размерный эффект, наблюдаемый при инициировании макрокристаллов АТМ, с изменением вероятности попадания оптической

неоднородности (ОН) в область каустики лазерного пучка при изменении ее размеров, что приводит к изменению вероятности возникновения теплового очага и развития взрыва. Подобные представления согласуются с результатами и подходами [32], полученными при исследовании размерных зависимостей порогов оптического пробоя прозрачных диэлектриков и являются, вероятно, достаточно общими для катастрофических явлений в прозрачных средах при импульсном энергетическом воздействии.

Наблюдаемый при зажигании прессованных образцов АТМ размерный эффект определяется, по мнению авторов [46, 49], закономерностями светорассеяния в прозрачных порошках ЭМ. Эти закономерности были изучены численным моделированием процесса светорассеяния с помощью разработанных алгоритмов на основе метода Монте-Карло [50, 51], где показано, что с уменьшением размера светового пучка пространственная освещенность в объеме ЭМ резко уменьшается, что и приводит к необходимости повышения освещенности на поверхности ЭМ для обеспечения инициирования и, соответственно, к повышению пороговой плотности энергии H_{05} . Показано, что в условиях облучения бесконечно широким пучком ($d > 3$ мм) пространственная освещенность превосходит поверхностную в $F_0 = 13N_0^3/(N + 1)^2$ крат, где N_0 – показатель преломления ЭМ.

С учетом этого фактора оценена температура в окрестности ОН в момент окончания короткого лазерного импульса, которая для поглощающего включения размером $\sim 10^{-5}$ см составляет около 2000 К.

Давление сжатия образца достаточно сильно изменяет его чувствительность к действию лазерного импульса [1, 37, 52], однако характер этого изменения различен в различных условиях опыта (объемное сжатие, плоское сжатие, предварительное прессование). По [1] повышение давления приводит к увеличению H_{05} , по [37, 52] – к уменьшению. Согласно [37, 52] с увеличением давления, повышение чувствительности

связано с механизмом локального инициирования из микроочагов, образующихся при поглощении излучения микронеоднородностями, природа которых может быть различной (структурные дефекты; микровключения, связанные с нестехиометрическим составом исходных продуктов при синтезе; посторонние примеси, не влияющие при достаточно низкой концентрации на измеряемые величины показателя поглощения и коэффициента отражения). Роль давления заключается в условиях развития очага за его пределами. Подробно этот вопрос исследован в [52], где повышение чувствительности (понижение ЭПЗ) напрямую связывается с уменьшением газодинамической разгрузки очага с увеличением давления прессования за счет уменьшения пористости вещества в его окрестности.

На роль давления в процессе лазерного инициирования АТМ [53, 54] существует и другая точка зрения. Согласно [54] повышение чувствительности с ростом давления связывается с переходом азид свинца из α – модификации, характеризующейся отсутствием металлических включений, в β – модификацию, в которой такие включения появляются, подобно тому, как они появляются после термического, радиационного, силового и электронного воздействий [26, 55, 56]. При этом предполагается (со ссылкой на результаты опытов [36]), что β -азид на несколько порядков чувствительнее α -модификации, чему однако нет прямых экспериментальных доказательств. Кроме того, с позиций такой модели сложно объяснить качественные различия в поведении ЭМ при коротком и длинном возбуждающем импульсе.

Наряду с исследованиями пороговых зависимостей инициирования в различных условиях воздействия изучалась кинетика процесса взрывного разложения. Целью таких исследований было выявление начальных стадий процесса, необходимых для совершенствования модельных представлений. В [22] подробно изучен индукционный период процесса взрывного разложения и определены задержки зажигания при различных уровнях

лазерного воздействия. В [36] (1981 г.) с помощью скоростной съемки процесса инициирования нитевидных кристаллов β -азида свинца (теневая съемка) показано, что процесс взрывного разложения начинается из локальных участков ЭМ, т. е. имеет очаговый характер. Подобный опыт описан в [42] (2003 г.), где наблюдалась схожая картина процесса при регистрации взрывного свечения нитевидных кристаллов азида серебра. Косвенное доказательство очагового характера инициирования в прессованных порошках азида свинца приведено в работе [57]. В [58, 59] исследовалась полная картина кинетики взрывного разложения (кинетика взрывного свечения; разлета продуктов; взрывной проводимости; фронта волны разложения) АТМ, анализ которой однозначно указывает на тепловую природу начальных стадий процесса.

Таким образом, представления об тепловой очаговой природе лазерного инициирования АТМ были доминирующими на протяжении 80-х и начала 90-х годов. Модель зажигания в результате нагрева оптических микронеоднородностей в поле лазерного излучения, дополненная представлениями об увеличении пространственной освещенности в порошках ЭМ, удовлетворительно объясняла весь накопленный экспериментальный материал (включая и аномально высокую чувствительность ЭМ в области прозрачности) и считалась общепринятой [53, 54, 60, 61].

Вопрос правомочности применения уравнения (1.1) для описания твердофазной реакции разложения ЭМ с зонной структурой строения является существенным для тепловой модели, но для очаговой модели с высокой (2000 К) температурой нагрева очага, достаточной для плавления АТМ в его окрестности, этот момент не актуален. Тем не менее, этот вопрос не остается без внимания. Так в работах [62, 63] ставится под сомнение определяющая роль реакции (1.1) в процессе взрывного разложения, а сами представления (1.1) о взаимодействии радикалов считаются экспериментально не доказанными и спекулятивными. Поэтому

в последнее десятилетие была реанимирована фотохимическая модель развития начальных стадий взрывного разложения в качестве альтернативы тепловой очаговой.

1.1.2. Цепные фотохимические модели инициирования азидов тяжелых металлов

В конце двадцатого века начали бурно развиваться представления о цепной фотохимической природе взрывного разложения при импульсном внешнем воздействии (лазерный импульс; пучок ускоренных электронов). Разработке цепных моделей посвящено несколько десятков опубликованных работ, в том числе 4 докторских диссертации. Часть из них, которые можно отнести к основополагающим, будет проанализирована ниже.

Как уже отмечалось, в тепловой модели нет достаточного обоснования механизма протекания реакции (1.1) в твердом теле, имеющем зонную структуру строения. Для решения этого вопроса в [61, 64-66] предлагается заменить представления о взаимодействии радикалов электрон-дырочным взаимодействием с соответствующим переходом от тепловой очаговой модели развития процесса к цепной, т. е. к объемному цепному размножению зонных носителей заряда.

Цепная бимолекулярная фотохимическая модель.

В соответствии с моделью инициирование взрыва происходит в результате цепной реакции размножения радикалов N_3 , которые возникают в процессе фотоионизации при воздействии внешнего импульса [64, 65] и на последующих стадиях взрывного разложения в процессе образования электрон-дырочных пар [61]. Таким образом, процесс идет в соответствии с (1.1) при условии, что в качестве радикалов выступают зонные дырки, локализованные на катионной вакансии.

Достаточно хорошо модель согласуется с некоторыми основными

экспериментальными результатами по влиянию на ЭПЗ различных условий лазерного воздействия. Например, расчетные значения ЭПЗ, полученные в рамках модели, согласуются с экспериментальными зависимостями порогов от длительности импульса $\tau_{\text{и}}$. В рамках модели рассчитаны зависимости ЭПЗ от длины волны [67], а также зависимости задержки зажигания от плотности энергии ЛИ [67, 68]. Модель не противоречит результатам [58, 59], но только в том случае, если допустить, что параллельно с развитием цепного процесса размножения носителей заряда происходит нагрев матрицы за счет энергии, выделяющейся в результате развития цепи. При этом темпы развития теплового процесса к концу индукционного периода должны заметно опережать темпы цепного. Подобная гипотеза выдвинута в [4].

Недостатком модели является проблематичность взаимодействия радикалов в объеме кристалла ЭМ. Даже в случае отождествления радикалов с зонными дырками [64, 65] проблема полностью не решается, т.к. объединение дырок маловероятно из-за кулоновского отталкивания одноименных зарядов. Кроме того, не совсем ясным является также вопрос создания необходимой начальной концентрации дырок, поскольку энергия возбуждающего кванта (1,17 эВ для неодимового лазера) недостаточна для прямого создания электронно-дырочных пар (оптическая ширина запрещенной зоны в АТМ около 3,5 эВ).

Цепная мономолекулярная модель.

В цикле работ [42, 43, 62, 63, 66, 69, 70, 71] представлен модифицированный вариант цепной модели, частично свободной от указанных недостатков. Данная модель имеет ряд достоинств. Она обходит перечисленные выше затруднительные моменты, основываясь на представлениях о том, что процесс цепного размножения дырок происходит за счет их внутризонных переходов в различные энергетические состояния. Авторы модели отказываются от традиционных представлений об основном элементарном акте разложения (1.1) и, тем

самым, избавляются от основной трудности протекания процесса – малой вероятности взаимодействия.

Модель безупречна с умозрительной точки зрения, однако сложна и требует большого количества условий и допущений. В ней не представлено достаточного обоснования ЭПЗ и влияния на ЭПЗ условий лазерного воздействия, отсутствуют объяснения механизма лазерной генерации активных зонных дырок. Для обоснования ЭПЗ авторы к основной схеме кинетики процесса, включающей ветвление цепи при захвате дырки на катионную вакансию и обрыв цепи при рекомбинации электрон-дырочных пар [62, 63], ввели дополнительный механизм обрыва цепи «при захвате дырки на некий конкурирующий центр». Существование ЭПЗ, по мнению [62, 63], связано с затратами энергии лазерного возбуждения для реализации эффекта «выгорания» этих центров. Однако, реализация такой ситуации возможна только при полном подавлении процесса ветвления цепи на начальном этапе развития в пользу процесса захвата.

К сожалению, авторы [62, 63, 69] не приводят значений ЭПЗ в условиях своих опытов, отличающихся исключительно высокой энергетикой (до 500 мДж/см^2 [72]), короткой длительностью и, соответственно, экстремально высокой интенсивностью воздействия, не определяют скорость генерации дырок и их концентрацию на момент окончания лазерного импульса, природу и концентрацию «конкурирующих центров». Модель не объясняет влияния на ЭПЗ основных воздействующих факторов (длительность лазерного импульса, размер лазерного пучка, давление и степень запрессовки порошков ЭМ). Интерпретация экспериментов на соответствие модели требует ее постоянного усложнения [72, 73]. Из модельных представлений достаточно сложно (как нам представляется) объяснить обнаруженное в работе [58] увеличение интенсивности и светосуммы вспышки быстрого взрывного разложения при увеличении плотности энергии H лазерного импульса. Наконец, основные положения модели, основанные на возможности

глубокого (концентрация дырок более 10^{21} см⁻³ [66]) разложения вещества в твердом состоянии с сохранением зонной структуры, противоречат здравому смыслу (модель «умных дырок»).

К основным недостаткам модели относится следующее. Модель разработана на основе экспериментально «обнаруженных» авторами [66] явлений «предвзрывной люминесценции» и «предвзрывной проводимости». Однако, проведенные в [74, 75] тщательные исследования взрывного свечения и взрывной проводимости АТМ при инициировании ЛИ убедительно показывают, что таких явлений (по крайней мере в трактовке [43, 64, 69, 70]) при лазерном импульсном инициировании не существует. Таким образом, обнаружение предвзрывных явлений результат грубых методических и методологических ошибок, заложенных в экспериментальную идею, а также попыток авторов выдать желаемое за действительное. Следовательно, цепная мономолекулярная модель не опирается на надежную экспериментальную основу и может рассматриваться только как умозрительная гипотеза.

1.2. Инициирование вторичных (бризантных) энергетических материалов импульсом лазерного излучения. Модельные представления.

1.2.1. Инициирование по механизму поглощающих неоднородностей

Уже первые опыты [1] по лазерному импульсному зажиганию бризантных ЭМ (тэн, октоген, гексоген) показали резкое отличие в их поведении. Например, когда прессованные образцы АТМ одинаково легко иницируются с открытой и закрытой прозрачным диэлектриком облучаемой поверхности, то бризантные ЭМ с открытой поверхности не иницируются при максимально достижимых плотностях потока в сверхмощных лазерных установках. В настоящее время известен только один успешный опыт зажигания тэна с открытой поверхности коротким

лазерным импульсом [76]. Инициирование получено в условиях вакуума (оптический пробой и сопутствующая ему экранировка пучка затруднены) при экстремально высоких плотностях потока ($H_{05} \sim 10^4$ Дж/см²; $\tau_u = 3$ нс; $d_n = 0.1 \dots 1$ мм). А также, если облучаемая поверхность накрыта прозрачной пластинкой [77], зажигание может наблюдаться при $H_{05} \sim 10 \dots 20$ Дж/см². Понятно, что при открытой поверхности развитию химической реакции препятствует испарение и разлет вещества, а также горячих продуктов реакции, из зоны воздействия. Применение пластины приводит к уменьшению скорости разгрузки из реакционной зоны, что позволяет осуществить процесс зажигания [16], особенно в сочетании с внешним давлением [18], позволяющим повысить чувствительность до 1 Дж/см² [76, 77] и даже до 0,1 Дж/см² [10].

Многочисленность взаимосвязанных факторов, определяющих процесс зажигания и многообразие возможных сопутствующих процессов в условиях, когда ЭПЗ изменяются на несколько порядков, делают проблематичным построение адекватных моделей. Поэтому, несмотря на большое число работ в данной области [1, 8, 9, 16, 18, 71, 80], проблема остается не решенной. В то же время необходимо допустить, что конечным результатом преобразования энергии лазерного излучения (независимо от способа взаимодействия) является нагрев или всего объема образца, или его локальных участков с последующим формированием самоподдерживающейся ударной волны за счет химической реакции разложения [80].

Даже при максимальных значениях ЭПЗ ($H_{05} \sim 10^3$ Дж/см²) при закрытой поверхности [10] средняя температура нагрева облученного объема не превышала 100 °С, что недостаточно для зажигания. В условиях высоких давлениях сжатия на уровне ЭПЗ разогрев практически отсутствует, поэтому в работе [37] одной из причин низкопорогового зажигания взрывчатых рассматривался разогрев оптических неоднородностей, поглощающих лазерный поток. Их роль могут выполнять структурные дефекты (скопления вакансий, дислокаций) вещества, химические примеси, инородные микровключения,

обусловленные нестехиометрическим составом исходных продуктов. Наиболее вероятными из них могут быть сажистые включения.

Подобные представления экспериментально подтверждаются. Например, добавки ультрадисперсной сажи ПМ75 (0,1...1%) в порошки тэна дисперсностью $6000 \text{ см}^2/\text{г}$ [78] увеличивают чувствительность состава, размещенного в жесткую сборку с объемным сжатием $\sim 1,5 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$, до 5 раз. Однако, в условиях нежесткой сборки [39] (тонкое защитное стекло) введение сажи понижает чувствительность тэна. Следует отметить, что толщина защитного покрытия и его жесткость оказывают решающее влияние на величину порога зажигания [8, 77], увеличивая его значение с уменьшением жесткости. С целью объяснения таких результатов тепловая очаговая модель дополнена описанием процесса трещинообразования [54, 60] в окрестности разогреваемого ЛИ микровключения. Трещинообразование приводит к появлению пор, через которые происходит сброс горячих продуктов и рассматривается в этой модели как фактор гашения процесса зажигания. Это соответствует результатам экспериментов [71, 81], где наблюдалось и исследовалось явление образования кратеров на поверхности прессованных образцов при воздействиях ниже порога зажигания. Примечательно, что подобная модель применялась [52] при описании высокопорогового инициирования насыпных образцов АТМ.

Модель не противоречит [10], где с увеличением давления прижатия ЭМ к жесткому входному окну получено монотонное сильное (более 4-х порядков!) увеличение чувствительности, поскольку с увеличением давления образование трещин и полостей затрудняется, что приводит к уменьшению тепловой разгрузки очагов. Однако, в области высоких давлений прижатия ситуация не совсем ясна, поскольку по [10] порог срабатывания тэна становится сравним с ЭПЗ АТМ (около 10 мДж/см^2 при давлении прижатия около 15 кбар) и ему соответствующий разогрев оптической неоднородности (около $90 \text{ }^\circ\text{C}$ по (1.3)) становится недостаточным для воспламенения взрывчатых. Следовательно, модель требует привлечения представлений о световом режиме и, в частности, в

значительном увеличении освещенности в объеме порошков ЭМ над поверхностной освещенностью.

Существует и еще одна проблема для подобных модельных представлений. Известно [80], что с увеличением длительности ЛИ на 4 прядка величины чувствительность объемно сжатого тэна уменьшается, однако это уменьшение составляет всего (в зависимости от концентрации добавок) от 1,2 до 2,5 раз и может считаться незначительным по сравнению с АТМ, у которых это уменьшение составляет до 2000 раз. Вероятно, прямой перенос очаговой модели инициирования АТМ на зажигание бризантных веществ не обоснован и требует внимательного рассмотрения в экспериментальном и теоретическом плане.

1.2.2. Модель оптического пробоя

Согласно [1], средняя электрическая прочность ТЭНа составляет $\sim 10^6$ В/см, а средняя напряженность поля лазерного пучка, рассчитанная для критической плотности излучения при инициировании тэна близка к $8 \cdot 10^5$ В/см. Вследствие поглощения лазерного излучения оптическими неоднородностями (дефектами, присутствующими на поверхности и в объеме ЭМ), локальная напряженность электрического поля электромагнитной волны вблизи оптических неоднородностей может превышать среднее ее значение в 5-10 раз, что приводит к развитию оптического (электрического) пробоя. Электрический пробой ЭМ под действием лазерного излучения приводит к образованию «горячих точек», так как за время пробоя значительная часть вводимой световой энергии переводится в тепло. В результате в «горячих точках» и вблизи них образуется плотная низкотемпературная плазма, тэн газифицируется, что в итоге приводит к взрыву образца.

Модель оптического пробоя рассматривалась в пористых образцах «чистого» тэна с плотностью $\rho < \rho_m$ (ρ_m – плотность монокристалла). Для выяснения начальных стадий взрывного разложения порошкообразных подпрессованных ЭМ (тэна, тротила и гексогена) лазерным излучением

авторами [8, 77, 82, 83] были изучены предвзрывные явления, сопутствующие зажиганию (кратерообразование, изменение светопропускания тонких слоев ЭМ и искажение формы световых импульсов, пропущенных ими, при плотности энергии лазерного излучения, не приводящих к инициированию), рассмотрены возможные механизмы лазерного инициирования тэна.

Использовался лазер на неодимовом стекле ($\lambda = 1,06$ мкм) с импульсами длительностью 35 нс с энергией до 4,5 Дж. Форма лазерных импульсов, падающих на слой ЭМ и пропущенных им, регистрировались коаксиальным фотоэлементом ФЭК-09 и осциллографом С1-14. Диаметр кратеров D измеряли на микроскопе. Эксперименты проводились под прикрытием образца стеклянной пластинкой.

Установлено, что образование кратеров наблюдается при подаче на ЭМ энергии E большей некоторой пороговой E^* . При макроскопическом обследовании состояния внутренней поверхности стеклянной подложки, над образовавшимся в тэне кратером обнаружены мелкие капельки расплавленного тэна, а также тонкие «морозные» узоры сконденсировавшегося испаренного тэна. Это свидетельствовало о плавлении и испарении тэна в области воздействия лазерного импульса. Параллельно с кратерообразованием было изучено светопропускание тонких слоев тэна. Установлено, что порог резкого роста поглощения света для тэна при дисперсности $S = 3700$ см²/г составляет ~ 9 Дж/см². Форма лазерных импульсов, пропущенных тонкими слоями тэна, отличается от формы импульсов падающего излучения. При приведении этих импульсов к одной амплитуде выявляется «укороченность» пропущенного слоем ЭМ импульса, тем большая, чем выше плотность энергии (H) излучения за импульс. Точка начала срезания импульса смещается к его началу с ростом H . Это свидетельствует о резком изменении характера поглощения света в ЭМ в некоторый момент времени при достижении мощностью излучения некоторого порогового значения. Сопоставление всех приведенных

результатов показывает, что пороги кратерообразования и резкого изменения светопропускания слоев ЭМ, а также точка начала укорочения импульсов совпадают в пределах точности измерений.

Это значит, что разными методами наблюдается одно явление - смена линейного режима взаимодействия лазерного излучения с веществом нелинейным. Так как постановка опытов по кратерообразованию и определению оптической прочности диэлектриков (см., например, [19, 20]) идентична, авторы [9] утверждают, что пороги кратерообразования - это значения оптической прочности образцов порошкообразного тэна.

Таким образом, наблюдается оптический пробой диэлектрика (тэна) когда при $H > H^*$ или в зоне воздействия излучения лавинообразно нарастает число свободных носителей электрического заряда [19, 20]. Первопричина визуально наблюдаемой вспышки и изменения оптических характеристик - фотоионизация ЭМ, в приповерхностном слое, обусловленная наличием примесных и поверхностных уровней в запрещенной зоне. Далее под влиянием сильного светового поля развивается электронная лавина и образуется плазма. При этом толщина слоя поверхностного пробоя составляет 30 - 80 мкм. Низкий уровень оптической прочности исследованных ЭМ связан с высокой дисперсностью (развитой поверхностью), высокой степенью искажения кристаллической структуры, с наличием дислокаций по сравнению с уровнем оптической прочности сплошных (не дисперсных) материалов.

Таким образом, согласно представлениям [9, 10], поглощение энергии лазерного излучения и превращение ее в тепловую происходит в две стадии. На первой стадии (до пробойной) наблюдается ее линейность относительно плотности мощности излучения и оптические характеристики ЭМ неизменны. Вторая стадия (пробойная и послепробойная) существенно нелинейна. Коэффициент отражения падает, эффективная глубина проникновения излучения в ЭМ уменьшается примерно в 5 раз, рассеяние света резко уменьшается вследствие сильного

увеличения показателя поглощения ЭМ. Оценка объемной плотности энергии в очаге инициирования дает 1160 Дж/г, а температуры 1120 К.

1.2.3. Модель фоторезонансного инициирования

Модель фоторезонансного инициирования «чистого» тэна [10-12] базируется на слабом оптическом поглощении излучения первой гармоники лазера ($k \sim 0,01 \text{ см}^{-1}$) и возможности увеличения поглощения в тэне за счёт введения светорассеивающих примесей, увеличивающих пробег фотонов в материале и, соответственно, коэффициент экстинкции k_{eff} , что должно приводить к уменьшению порога взрывчатого разложения. Авторами использовались следующие условия подготовки и инициирования образцов. Навеска порошка тэна (20 мг с размером зерна $\sim 10 \text{ мкм}$) помещалась в лунку медного нагревателя и нагревалась до температуры выше температуры плавления $\sim 450 \text{ К}$. Инициирование проводилось после охлаждения до заданной температуры. Это обеспечивало возможность инициирования «открытого» образца без поддерживающей кварцевой пластинки при $T > 350 \text{ К}$. Измерялись пороги инициирования тэна первой и второй гармониками (1064 нм и 532 нм) Nd – лазера. Для дополнительного уменьшения порога инициирования в тэн добавляли (0,1 – 1) вес. % порошка MgO. При этом предполагалось, что за счет многократного рассеяния фотона в образце увеличивалась вероятность поглощения лазерного излучения и, как следствие, уменьшался порог инициирования тэна. В результате исследований установлено, что порог инициирования тэна первой гармоникой при 450 К не превышает $0,5 \text{ Дж/см}^2$, а второй гармоникой не удалось взорвать образец даже при 10 Дж/см^2 . На основании полученных экспериментальных результатов авторы предложили следующий механизм фотоинициирования. На первом этапе происходит фотовозбуждение молекулы тэна и последующая термостимулированная (0,4 эВ) фрагментация фотовозбужденной молекулы с образованием активной

частицы (радикала NO_2), обеспечивающей развитие цепной реакции взрывного разложения.

Следует отметить, что предложенный механизм маловероятен, т.к. вследствие ограниченно малой величины коэффициента поглощения при $\lambda = 1060$ нм основная часть иницирующего излучения проходит через образец без поглощения и взаимодействует с элементами медного нагревателя. Это приведет к плазмообразованию на контакте тэн-медь и к изменению механизма иницирования взрыва в данных условиях эксперимента.

1.2.4. Иницирование тэна с включениями ультрадисперсных металлических частиц

В работах [84-92] проведено систематическое экспериментальное исследование лазерного иницирования тетранитрата пентаэритрита (тэн) с включениями ультрадисперсных пассивированных металлических частиц (Al, Ni, Fe). В экспериментах использовался порошок тэна с узким гранулометрическим распределением по размерам с максимумом при 1-2 мкм. В качестве включений использовались порошки алюминия (120 нм), никеля (130, 160 и 280 нм), железа (75 нм). Процедура подготовки образцов заключалась в следующем. В порошок тэна добавлялись соответствующие частицы металла ультрадисперсного размера для получения необходимой массовой концентрации. Смесь помещалась в гексан и перемешивалась в ультразвуковой ванне для получения равномерного распределения частиц в объеме смеси. После этого производилось испарение гексана, сушка смеси и навеска образца. Образцы прессовались с использованием специальной пресс-формы в медной пластине толщиной 1 мм, в центре которой имелось отверстие диаметром 3 мм. Плотность образцов составляла величину $\rho = (1.73 \pm 0.03)$ г/см³. Для изучения пороговых характеристик взрыва при лазерном иницировании в большинстве экспериментов образцы помещались на

алюминиевую подложку, и облучаемая поверхность экранировалась оптическим стеклом, прозрачным для излучения. В экспериментах для изучения условий газодинамической разгрузки к образцу с помощью специального устройства прикладывалось усилие, создающее статическое давление $\geq 10^7$ Па. Инициирование образцов осуществлялось с помощью Nd: YAG – лазера, работающего в режиме модулированной добротности (длительностью импульса $\tau = 14$ нс, длина волны на основной частоте 1064 нм и на второй гармонике 532 нм). За факт взрыва образца принимались громкий звуковой сигнал, наличие следа на алюминиевой подложке диаметром, равным диаметру образца и световой сигнал, регистрируемый фотоумножителем в микросекундном временном интервале.

Информация 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, возникающего при взрыве образцов. Измерения сделаны в режиме реального времени с использованием в качестве регистрирующей системы спектрофотохронографа на базе электроннооптического преобразователя с временным разрешением ~ 10 нс и спектральным разрешением ~ 10 нм. Кинетика свечения возникающего при взрыве образца для композита тэн-Fe представлена на рис. 1.3.

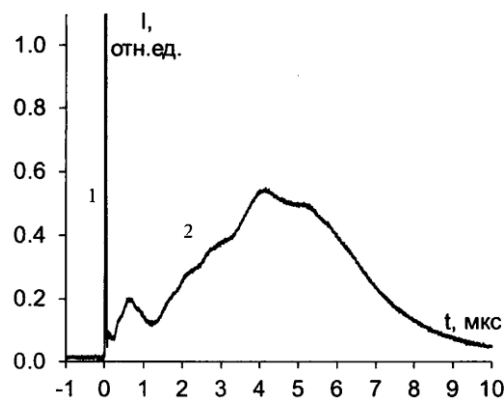


Рисунок 1.3 – Полная кинетика интегрального по спектру свечения, возникающего при взрыве образцов тэн+Al; 1 - пик свечения, возникающий

в момент воздействия лазерного импульса; 2 - свечение, возникающее в момент времени 0,5-10 мкс. $H = 2.5 \text{ Дж/см}^2$

Для композитов тэн-Al и тэн-Ni кинетики взрывчатого свечения имеют аналогичный характер. Первый пик свечения возникает в момент воздействия лазерного импульса. Авторы утверждают, что в этот момент времени образец находится еще в конденсированной фазе. Интенсивность свечения максимальна на момент окончания лазерного импульса и затухает за время ~ 60 нс во всех исследованных композитах. Форма спектров свечения зависит от плотности энергии лазерного импульса H . По мере увеличения H спектры смещаются в ультрафиолетовую область. При достижении $H \geq 2 \text{ Дж/см}^2$ спектры свечения не изменяются и для всех исследованных композитов максимум спектра находится в области 420 нм. Предполагается, что спектры свечения, наблюдаемые во время воздействия лазерного импульса, связаны с возбужденными радикалами NO_2 , образующимися в «горячей точке» в результате диссоциации молекул ЭМ. Спектры свечения на стадии взрывчатого разложения имеют тепловой характер. Определена температура свечения продуктов взрыва образцов тэн-Al: $T = 3400 \pm 100 \text{ К}$, тэн – Fe: $T = 3400 \pm 100 \text{ К}$, тэн – Ni: $T = 3300 \pm 100 \text{ К}$, RDX – Al: $T = 3500 \pm 100 \text{ К}$, RDX – Fe: $T = 3500 \pm 100 \text{ К}$.

На основании изложенных выше экспериментальных данных авторами была предложена модель лазерного инициирования взрывного разложения тэна [89] и гексогена с включениями ультрадисперсных металлических частиц. Согласно модели, на первом этапе происходит поглощение лазерного излучения металлическими частицами, нагрев частиц и прилегающих слоев ЭМ до температуры выше температуры плавления ЭМ. Частица и ее нагретое окружение ЭМ представляют собой «горячую точку». При превышении плотности энергии лазерного излучения порогового значения происходит диссоциация молекулы ЭМ (тэн, гексоген) на возбужденный радикал NO_2 и остаточный радикал R.

Радикал NO_2 флюоресцирует в течение ~ 60 нс. В остаточном радикале R протекает экзотермическая химическая реакция, приводящая к превращению образца в газообразные продукты и взрыву. Процесс развивается в микросекундном временном интервале и сопровождается тепловым свечением с температурой $T \sim 3400$ К. Для каждого типа включений в образце существуют оптимальная массовая доля и оптимальный размер, при которых порог инициирования взрыва минимален. 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.

По поводу достоверности предложенной авторами модели лазерного инициирования вторичных ЭМ (тэна и гексогена) с ультрадисперсными металлическими частицами можно высказать следующие замечания. Во-первых, при спектральном разрешении применяемой авторами аппаратуры (~ 10 нм) не возможна точная идентификация молекул, которые, как правило, имеют полуширину электронно-колебательных полос люминесценции $\sim (1,5-2)$ нм. Во-вторых, отсутствуют доказательства того, что тэн, в первые 60 нс, находится в твердофазном состоянии. Вполне возможно, что температура нанодисперсных металлических частиц, поглощающих лазерное излучение, превышает температуру сублимации. В этом случае первый пик свечения будет определяться не люминесценцией тэна, а свечением плазмы оптического пробоя, возникающего при поглощении лазерного излучения ультрадисперсными металлическими частицами. Об этом, в частности свидетельствует монотонный сдвиг

максимума спектра взрывного свечения в УФ область с увеличением плотности энергии лазерного излучения. Проверить предлагаемую авторами модель можно было на инертных образцах, например, MgO с наночастицами металлов. В этом случае возбужденные радикалы NO₂ не образуются и, следовательно, первый пик свечения не должен наблюдаться.

1.3. Инициирование азидов тяжелых металлов сильноточным электронным пучком и импульсным электрическим полем, формируемым электронным пучком. Результаты экспериментальных исследований. Модельные представления и их критический анализ

1.3.1. Цепные модели инициирования азидов тяжелых металлов

Первые исследования кинетики взрывного разложения AgN_3 и $\text{Pb}(\text{N}_3)_2$, при инициировании пучком электронов наносекундной длительности, были выполнены сотрудниками Кемеровского государственного университета под руководством Рябых С.М. (1988-1993 гг.) [102-105]. Кинетики свечения и оптической плотности кристаллов после воздействия импульса электронов изучалась с использованием установки, принципиальная схема которой показана на рисунке 1.4.1.

Импульс зондирующего света после прохождения кристалла регистрировался фотоэлектронным умножителем (ФЭУ) и осциллографом С8-12. В результате исследований были установлены следующие основные закономерности.

- Взрыв с вероятностью 1 иницируется при достижении некоторой критической плотности энергии импульса (H_p). Установлен диапазон плотностей энергий H_p от $0,02 \text{ Дж/см}^2$ до $0,06 \text{ Дж/см}^2$, в котором взрыв носит вероятностный характер.
- Кинетика изменения оптической плотности азида серебра, в процессе его взрывного разложения, представлена на рисунке 1.4.2. На ней видны четыре хорошо выраженных участка. После воздействия импульса имеется индукционный период длительностью $t_{\text{инд}} = 0,2 - 0,8 \text{ мкс}$, в течение которого оптические характеристики кристаллов практически не изменяются.
- После индукционного периода наблюдается процесс нарастания оптической плотности до ее предельного значения во всем изученном

спектральном диапазоне (200 - 620) нм, сопровождающийся свечением, длительность этого периода 0,6 - 1,5 мкс. Авторы предположили, что в течение этого периода происходит химическое разложение образца с образованием частиц металла и возбужденного азота. Типичный вид кинетики взрывного свечения азида серебра представлен на рисунке 1.4.3.

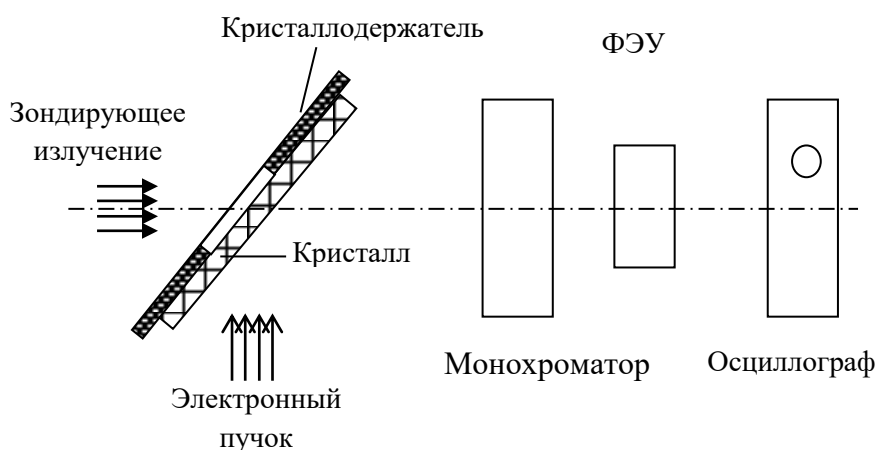


Рисунок 1.4.1 – Принципиальная схема измерения оптической плотности и люминесценции кристаллов АТМ после воздействия импульса электронов

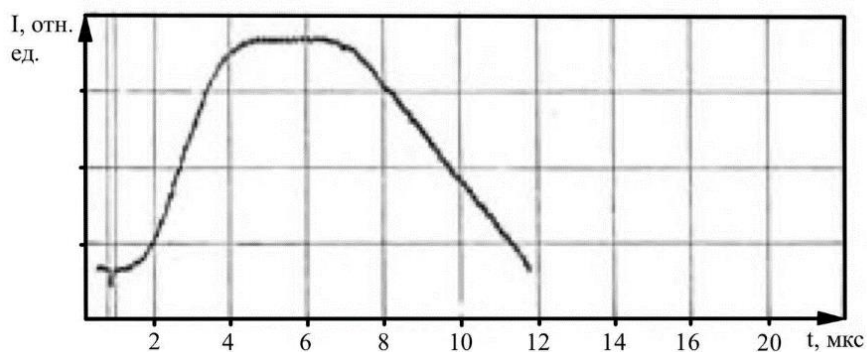


Рисунок 1.4.2 – Вид кинетической кривой изменения оптической плотности ($\lambda = 360$ нм) при взрывном разложении AgN_3 , инициируемым импульсом электронов ($H = 0,1$ Дж/см², $T = 293$ К) [1, 44]

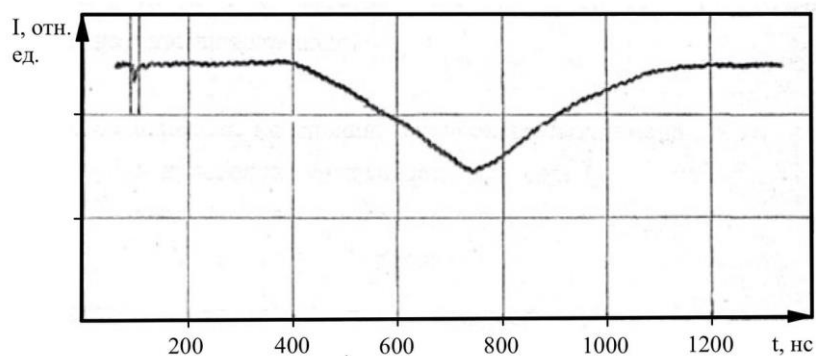


Рисунок 1.4.3 - Кинетическая кривая свечения ($\lambda = 390$ нм) при взрывном разложении AgN_3 , инициируемым импульсом электронов ($H = 0,1$ Дж/см², $T = 293$ К) [1, 44]

- После достижения максимально регистрируемого значения оптической плотности наблюдается период «удержания» длительностью 2 - 8 мкс, в течение которого кристалл остается непрозрачным во всем спектральном диапазоне, свечение при этом отсутствует.
- Просветление оптического тракта происходит в результате разлета продуктов химического разложения через 5 - 10 мкс после воздействия электронного импульса и завершается после 3 - 5 мкс.
- Кинетические кривые изменения оптической плотности при всех длинах волн подобны и мало отличаются при переходе от AgN_3 к $\text{Pb}(\text{N}_3)_2$. Измерить спектры оптического поглощения и спектры свечения авторам не удалось, так как использование отдельного образца на каждой спектральной точке приводит к значительной погрешности.
- Основной вывод исследований [102-105] заключается в том, что полученные результаты противоречат тепловому механизму инициирования АТМ, а именно:
 - среднее повышение температуры в области пробега электронного пучка не превышает 30 К и не может обеспечить требуемую для взрыва AgN_3 температуру вспышки 520 К.

- предложенный для лазерного излучения тепловой механизм инициирования в результате разогрева инородными включениями (частицы сажи, коллоидный металл и др.), применить нельзя, т.к. коэффициент поглощения электронного пучка включениями меньше, чем у матрицы (AgN_3).

На основании совокупности экспериментальных данных авторы [102-105] предположили, что при облучении АТМ электронным пучком в зоне облучения в течение индукционного периода формируются капли электронно-дырочной жидкости, которые можно рассматривать как возможные очаги взрывного разложения. После этого начинается цепная реакция химического разложения взрывчатого вещества. Однако последующие экспериментальные исследования в этом направлении показали несостоятельность гипотезы о формировании электронно-дырочных капель, впервые предложенную Вайсбурдом Д.И. для объяснения разрушения ЩГК под действием СЭП. Плазма взрыва образуется значительно раньше, чем следует из физической модели, предложенной авторами работ [102-105].

Спектры и кинетика взрывного свечения АТМ.

Дальнейшие исследования закономерностей возбуждения взрыва АТМ импульсными электронными пучками были продолжены группой сотрудников под руководством Э.Д. Алукера и Б.П. Адуева (1995-2000 г.). Были созданы аппаратные комплексы, позволяющие одновременно измерять: люминесценцию, оптическое поглощение, проводимость и акустический сигнал [106, 107]. Разработана методика «спектр за импульс», которая позволяет проводить регистрацию свечения, сопровождающего взрыв единичного образца АТМ в широком спектральном диапазоне. Фотоэлектронный регистратор ФЭР-7В выбран в качестве основного элемента регистрирующего тракта. В монографии [106] обобщены результаты этого цикла работ.

Объектами исследований являлись азиды тяжелых металлов в различных формах: AgN_3 – нитевидные (характерные размеры $0,1 \times 0,05 \times 10 \text{ мм}^3$) и макрокристаллы ($0,5 \times 3 \times 3 \text{ мм}^3$); $\text{Pb}(\text{N}_3)_2$ – нитевидные кристаллы ($0,05 \times 0,02 \times 5 \text{ мм}^3$) и прессованные образцы (300 - 400 мкм толщиной и 2,5 мм диаметром); TlN_3 – прессованные образцы (300 - 400 мкм толщиной и 10 мм диаметром). В качестве источника инициирования взрыва АТМ использовался ускоритель электронов с генератором ГИН-600 [108]. Источник со следующими параметрами: средняя (эффективная) энергия электронов $\sim 0,25 \text{ МэВ}$, длительность тока пучка на полувысоте 3 - 20 нс, максимальная плотность тока пучка $\sim 2000 \text{ А/см}^2$. В результате исследований спектральных и кинетических характеристик свечения, сопровождающего взрывное разложение АТМ, при инициировании СЭП, авторами были установлены следующие основные закономерности [63, 109-117].

Пример ЭОПограммы, показывающей общую картину развития взрыва в AgN_3 , представлен на рисунке 1.4.4. Продемонстрировано, что после воздействия импульсным электронным пучком, вначале проявляется свечение со сплошным спектром (рисунок 1.4.4, а). Далее после провала в интенсивности регистрируются совокупность хорошо разделенных узких полос (рисунок 1.4.4, б). По мнению авторов, картина настолько наглядна, что не требует вводить дополнительные реперы (проводимость или акустический сигнал) для разделения свечения кристалла (люминесценции твердого тела) от свечения продуктов взрыва. Так как сплошной спектр характерен для твердого тела, то он может быть без вариантов идентифицирован как спектр предвзрывного свечения кристалла AgN_3 . Линейчатый спектр связан со свечением продуктов, образующихся при взрыве образца.

По мнению авторов [106], главный интерес для выяснения природы взрывного разложения АТМ представляет широкополосное твердотельное свечение (рисунок 1.4.4, а).

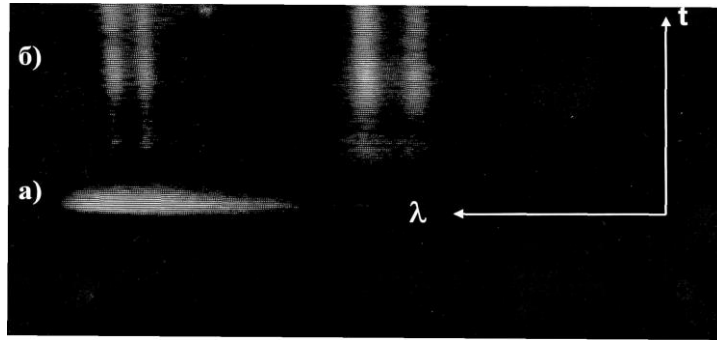


Рисунок 1.4.4 - ЭОП-грамма взрывного свечения макрокристалла AgN_3 :

а) - область предвзрывного свечения; б) - область свечения продуктов взрыва. Оси X и t показывают направление роста длин волн и времени по экрану [63, 106, 115]

На рисунке 1.4.5 приведен спектр этого свечения для макрокристаллов AgN_3 . На кривой можно выделить два максимума: первый на 2,25 эВ, соответствующий максимуму предвзрывного свечения нитевидных кристаллов AgN_3 и второй, более интенсивный, на 1,45 эВ.

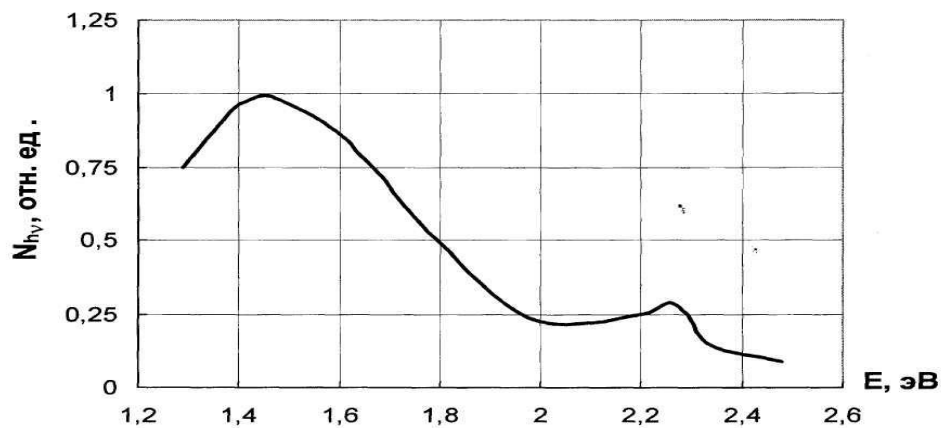


Рисунок 1.4.5 - Спектр предвзрывной люминесценции макрокристалла AgN_3 [63, 106, 115]

Обрыв спектра на краях диапазона 1,3 - 2,5 эВ объясняется снижением чувствительности регистрирующего тракта (фотохронографа ФЭР-7) за пределами указанного диапазона.

Восстановленный из линейчатого свечения (рисунок 1.4.4, б) спектр продуктов взрывного разложения приведен на рисунке 1.4.6.

Большая полуширина линий определяется спектральным разрешением установки. Линии, выделенные из этого спектра, и их идентификация сведены в таблицу № 1.1. Полная кинетика взрывного свечения макрокристаллов AgN_3 для $\lambda = 770$ нм, показана на рисунке 1.4.7.

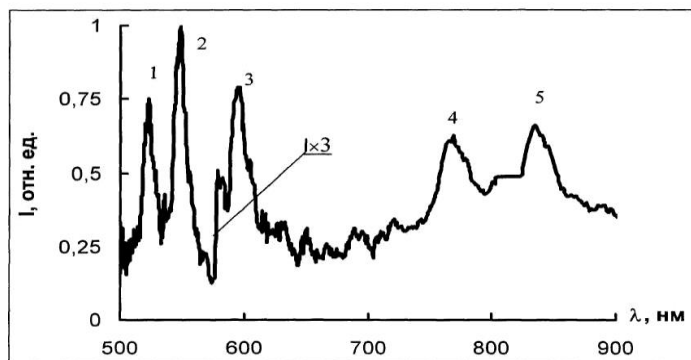


Рисунок 1.4.6 - Спектр свечения продуктов взрывного разложения макрокристаллов AgN_3 [63, 106, 115]

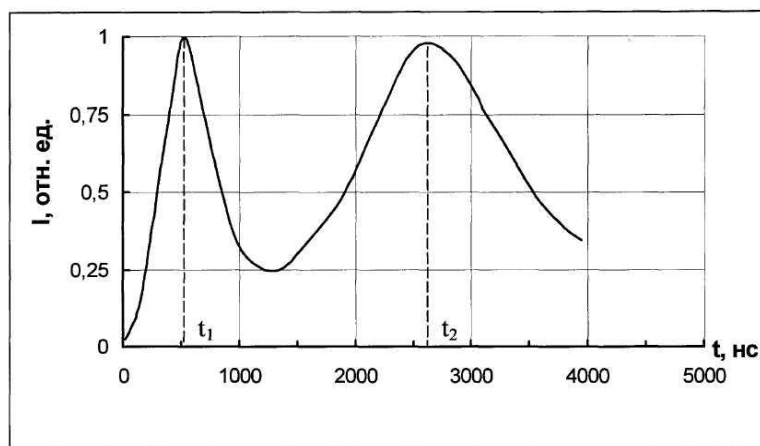


Рисунок 1.4.7 - Полная кинетика взрывного свечения макрокристалла AgN_3 [115]:

t_1 - время, соответствующее максимуму предвзрывной люминесценции;

t_2 - время, соответствующее максимуму свечения продуктов взрыва

Видно, что свечение предвзрывной люминесценции нарастает за время $t_1 = 0,5$ мкс, затем начинает спадать и переходит в свечение продуктов взрыва, достигающее максимума в момент времени $t_2 = 2,5$

мкс. Качественный ход временной зависимости интенсивности взрывного свечения макрокристаллов AgN_3 одинаков для всех исследованных образцов. Авторами [106, 115] были получены и для прессованных образцов поликристаллического PbN_6 и TlN_3 подобные ЭОПограммы полного взрывного свечения. Линии продуктов взрывного свечения АТМ для наглядности сведены в таблицу 1.1.

Таблица 1.1 Спектральные линии продуктов взрывного разложения AgN_3 и их идентификация [115]

Материал	№ полосы	Линия в спектре, нм	Идентификация (1999-2000 гг.) Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Кречетов А.Г.
AgN_3	1	523	Ag (521 нм)
	2	548	Ag (546,5 нм)
	3	595	N^+ (594 нм)
	4	769	Линия не идент.
	5	834	N (822 нм)
PbN_6	1	505	N (505 нм)
	2	523	Линия не идент.
	3	592	N (593 нм)
	4	679	N (672 нм)
	5	734	Pb(722 нм)
	6	773	Линия не идент.
	7	828	Pb(822 нм)
TlN_3	1	532	Tl (535,046 нм)
	2	588	N^+ (593,179 +594,167 нм)
	3	651	Tl (654,977 нм)
	4	747	Линия не идент.
	5	815	N (818,816 нм)
	6	870	Линия не идент.

В работе [116] отмечено, что регистрируемая в АТМ часть линий близка по спектральному положению и с учетом плохого спектрального разрешения применяемой методики их можно отнести к электронно-

колебательным переходам в молекуле азота N_2 (Первая положительная система: переход $B^3\Pi \rightarrow A^3\Sigma$ (область 503,08 – 1042,0 нм).

Таблица 1.2 Спектральные линии продуктов взрывного разложения АТМ и их идентификация [116]

Материал	Линия в спектре, нм	Идентификация (2004 г.) Кречетов А.Г. N_2	$B^3\Pi \rightarrow A^3\Sigma$ $v' \rightarrow v''$
АТМ	505	505,36	11-5
	591	590,6	9-5
	667	670,48	5-2
	768	762,62	3-1
	820	820,48	5-4
	870	872,23	2-1

Спектры предвзрывного оптического поглощения AgN_3 [106, 114, 119].

На рисунке 1.4.8 представлена блок-схема установки для измерения спектров предвзрывного поглощения. Взрывное инициирование производилось импульсом электронного ускорителя (1). Зондирующий свет от лампы ИФП-800 (2), работающей в импульсном режиме, после прохождения через линзу (3) и образец (4), находящийся в вакуумной камере (5), формировался с помощью линзы (6) на входной щели спектрографа ИСП-51 (7).

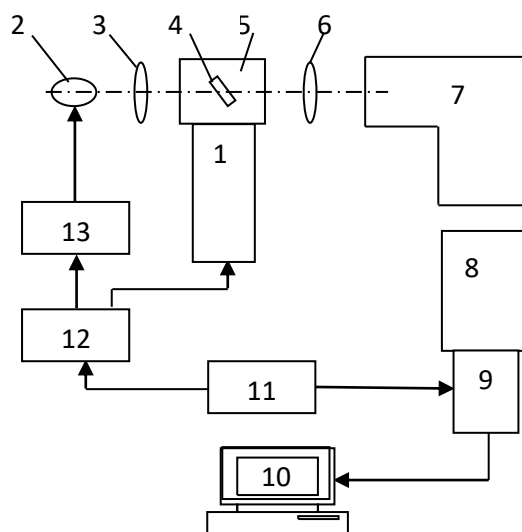


Рисунок 1.4.8 - Блок-схема установки для измерения кинетики релаксации спектров предвзрывного оптического поглощения АТМ [119]

С выхода спектрографа изображение спектра проецировалось вдоль временной щели фотохронографа ФЭР-7 (8) и передавалось на фотокатод электронно-оптического преобразователя, который осуществлял развертку спектра во времени на выходном экране. Предельное временное разрешение канала регистрации ~ 10 нс; спектральное разрешение на коротковолновой границе чувствительности $\sim 0,02$ эВ, на длинноволновой границе $\sim 0,05$ эВ. Объектами исследования служили монокристаллы AgN_3 ($3 \times 3 \times 0,05$ мм³), выращенные из раствора. Спектры поглощения в различные моменты времени для одного из образцов приведены на рисунке 1.4.9.

Эти спектры соответствуют поглощению образца до взрыва, согласно [119], т.е. до появления линейчатого спектра, обусловленного свечением плазмы, возникающей при взрыве образца. Эти спектры авторы идентифицировали как спектры предвзрывного оптического поглощения. Предполагается, что полоса поглощения с максимумом при 580 нм принадлежит радикалам N_2^- , а полоса в области 680 нм – радикалам N_4^- .

В [106, 114, 120-122] представлена кинетика предвзрывной проводимости кристаллов AgN_3 .

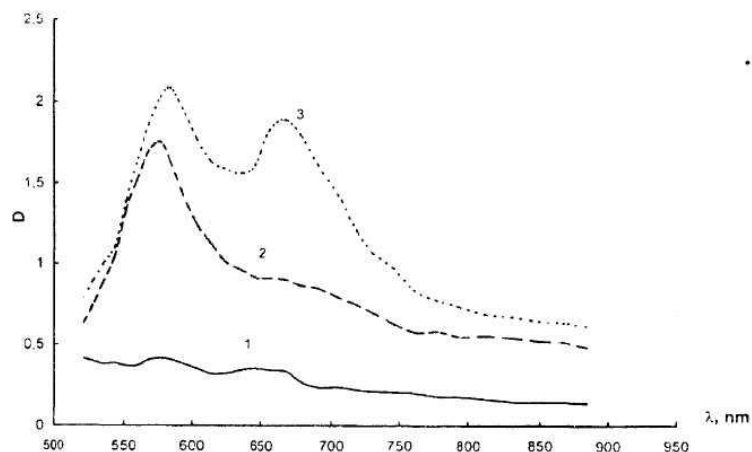


Рисунок 1.4.9 - Спектры предвзрывного поглощения AgN_3 в различные моменты времени:

1 – 0,5 мкс; 2 – 2 мкс; 3 – 3,5 мкс. Время отсчитывается от момента воздействия ионизирующего импульса, D – оптическая плотность) [114, 119]

На рисунке 1.4.10 представлены типичные осциллограммы проводимости AgN_3 при инициировании электронным пучком. Очевидно, что после короткого импульса, за счет тока пучка ускорителя, наблюдается достаточно длительный индукционный период (~ сотни наносекунд) впоследствии появляется токовый импульс, передний фронт которого составляет 50 - 100 нс (рисунок 1.4.10 а, б), причем длительность нарастания токового импульса практически не зависит от приложенного напряжения. Спад импульса оказывается значительно длиннее и зависит от величины приложенного напряжения. Значительно, что после взрыва образца, повторный импульс ускорителя (без образца) ведет к появлению сигнала. В случае повторного импульса исчезает индукционный период и инерционное нарастание сигнала. Если после взрыва произвести очистку ячейки от продуктов взрыва, то наблюдается только ток электронов. Авторы объясняют затянутый спад токового импульса следующим.

Электроны возбуждающего импульса заряжают диэлектрические элементы измерительной ячейки, а продукты взрыва, попадающие на эти

элементы конструкции, создают проводящие мостики. Стеkanie заряда с диэлектрических элементов конструкции по этим мостикам и обуславливает инерционный спад токового импульса при взрыве, или весь импульс при повторном возбуждении.

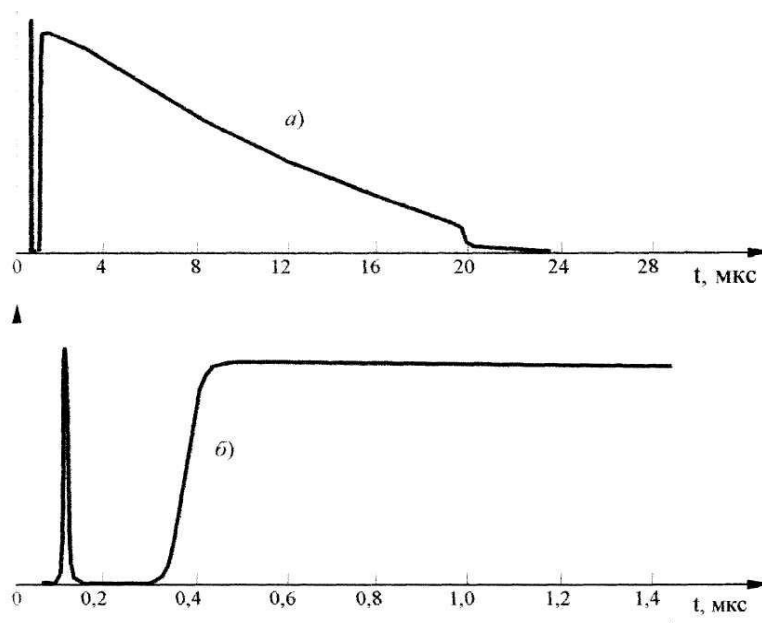


Рисунок 1.4.10 - Типичные осциллограммы импульса тока проводимости кристалла AgN_3 при инициировании взрыва электронным пучком:

а) длительность развертки осциллографа 50 мкс; б) длительность развертки осциллографа 2 мкс

Сравнивая осциллограммы импульса тока проводимости кристалла AgN_3 , полученные при инициировании взрыва электронным пучком и лазерным излучением, авторы работ [106, 114, 120-122] сделали заключение о том, что на переднем фронте импульса тока проводимости (~ 100 нс) наблюдается предвзрывная проводимость кристалла AgN_3 , переходящая в проводимость продуктов взрыва.

Цепной характер предвзрывных процессов в АТМ [106,114].

Определив из эксперимента величину предвзрывной проводимости ($\sigma \approx 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$), авторы [106, 114] рассчитали для кристалла AgN_3 концентрацию зонных носителей заряда в предвзрывном состоянии. Для этого использовали соотношение: $\sigma = e \cdot n \cdot \mu$, где e – заряд электрона, n – концентрация носителей заряда (электронов, дырок), μ – дрейфовая подвижность.

Согласно данным [123] дрейфовая подвижность электронов в AgN_3 составляет: $\mu \sim 10 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Зная $\sigma \approx 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ и $\mu \sim 10 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ можно оценить концентрация носителей заряда: $n \approx 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Столь высокие значения n , которые приближаются к значениям характерным для металлов, свидетельствуют о необычном состоянии AgN_3 в предвзрывном состоянии, которое можно трактовать, как своеобразный фазовый переход. Авторы проанализировали реальность величины $n \approx 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ с точки зрения теплового механизма инициирования взрыва. Согласно [124] термическая ширина запрещенной зоны AgN_3 - E_g – составляет $\sim 1,5$ эВ. Приняв приближенно $n = n_0 \cdot e^{-E_g/kT}$ и $n_0 \approx 5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, получили, что $n \approx 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ соответствует $T \sim 4000 \text{ К}$, что совершенно не реально, т.к. температура плавления $\text{AgN}_3 \sim 523 \text{ К}$. С другой стороны, при $\sim 523 \text{ К}$ и тех же значениях E_g и n_0 величина $n \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, т.е. на ~ 8 порядков ниже значения, зарегистрированного в эксперименте $n \approx 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. В связи с этим, авторы делают заключение о том, что полученные значения σ однозначно исключают тепловой характер процессов, обуславливающих взрывное разложение AgN_3 . Таким образом, полученные данные по предвзрывной проводимости авторы [106, 114] рассматривают как прямое экспериментальное доказательство цепного характера реакции взрывного разложения AgN_3 для предвзрывной стадии процесса. К этому же выводу авторы приходят и при рассмотрении кинетических кривых предвзрывного свечения АТМ на

которых после достижения максимума наблюдается провал в интенсивности взрывного свечения, наличие которого объясняется реабсорбцией на свободных носителях заряда, возникающих в результате протекания цепной реакции [106, 114].

1.3.2. Закономерности взрывного разложения AgN_3 и ФТДО

Данный раздел посвящен описанию результатов экспериментальных исследований процесса взрывного разложения АТМ и фуразанотетразиндиоксида (ФТДО) сотрудниками Томского политехнического университета (Лисицын В.М., Олешко В.И., Ципилев В.П. и др. 2002 – 2008 гг.) и опубликованных в работах [74, 125-131, 133]. Причины, побудившие авторов в начале 2001 г. приступить к исследованиям взрывного разложения АТМ были обусловлены отсутствием единых представлений о природе инициирования взрыва как электронными, так и лазерными пучками.

В сложившейся ситуации, было трудно выделить из всей совокупности фактов наиболее важные и описать всю последовательность развития физико-химических процессов, начиная с момента облучения АТМ и заканчивая процессом разлета продуктов взрыва. Основное внимание авторы уделили проверке достоверности экспериментальных фактов, подтверждающих существование предвзрывных процессов, протекающих в твердых телах АТМ до их механического разрушения при воздействии электронных и лазерных импульсов. Следует отметить, что большая часть экспериментальных результатов по исследованию предвзрывных процессов получена при возбуждении АТМ сильноточным электронным пучком, что требует более тщательного анализа фундаментальных физических процессов, развивающихся в твердых телах (диэлектриках и полупроводниках) под действием СЭП.

1.3.2.1 Спектрально-кинетические характеристики импульсной катодолюминесценции азидов тяжелых металлов

В данном разделе описаны первые результаты исследования импульсной катодолюминесценции АТМ при возбуждении электронным пучком в довзрывном (допороговом) режиме [125, 126]. Эти данные необходимы для выяснения физической природы всех видов свечений, сопровождающих взрывное разложение АТМ при инициировании СЭП. В качестве объектов для исследований использовались порошкообразные азиды серебра (AgN_3), свинца (PbN_6) и таллия (TlN_3), которые синтезировались методом двухструйной кристаллизации [134, 252, 253]. Образцы представляли собой таблетки диаметром 5 мм и толщиной 200–300 мкм, прессованные под давлением 10^6 Па. В качестве источника возбуждения использовался импульсный сильноточный ускоритель электронов с энергией электронов ~ 300 кэВ, длительностью импульса тока ~ 20 нс и плотностью энергии в импульсе варьируемой в диапазоне от 0,01 до 0,5 Дж/см². Импульсная катодолюминесценция (ИКЛ) образцов регистрировалась через монохроматор МДР-23, фотоэлектронным умножителем ФЭУ-118 и запоминающим осциллографом С8-14. Временное разрешение спектрометра составляло ~ 10 нс. Типичные спектры ИКЛ AgN_3 , PbN_6 и TlN_3 , измеренные при комнатной температуре в момент достижения максимального значения вспышки люминесценции приведены на рисунке 1.4.11.

Видно, что спектр ИКЛ всех исследованных АТМ представлен широкими слабо структурированными полосами, коротковолновая граница которых ограничена краем фундаментального поглощения. Время затухания люминесценции для всех образцов в диапазоне температур 30–300 К не превышает $\tau \leq 20$ нс. В азиде таллия при температурах ниже 60 К обнаружено длинновременное свечение, состоящее из перекрывающихся полос с общим максимумом при $E = 1,85$ eV.

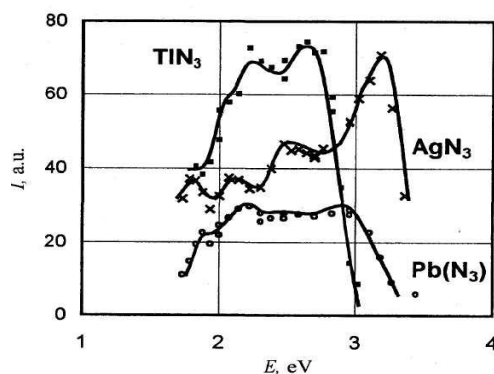


Рисунок 1.4.11 - Спектры импульсной катодолуминесценции АТМ, измеренные в максимуме импульса возбуждения. $T = 300\text{ K}$ [125]

Таким образом, было показано, что при допороговых уровнях электронного возбуждения азиды тяжелых металлов ведут себя подобно полупроводникам и диэлектрикам, в которых при облучении электронным пучком эффективно создаются электронно-дырочные пары, часть которых рекомбинирует излучательно.

1.3.2.2 Спектральные характеристики взрывного свечения азидов тяжелых металлов

Во всех работах Кемеровских коллег, посвященных изучению спектральных характеристик свечений, возникающих при возбуждении АТМ электронными и лазерными импульсами, спектральное разрешение составляло (10–30) нм [106, 107, 114]. Недостаточное спектральное разрешение аппаратуры, вследствие низкой чувствительности оптического тракта фотохронографа, не позволяло однозначно идентифицировать продукты взрывного разложения ЭМ, и получать достоверную информацию о динамике формирования и разлете продуктов взрывного разложения (атомов и молекул) образующихся при взрывном разложении различных энергетических материалов (АТМ, тэна и др.). Информация о спектральных и кинетических характеристиках свечений, сопровождающих воздействие электронных и лазерных пучков на ЭМ, являлась базовой для создания различных физических моделей инициирования ЭМ, в том числе цепных моделей инициирования АТМ

электронными и лазерными пучками, а в дальнейшем и физико-математической модели инициирования композитов тэна с наночастицами различных металлов [84-92, 248, 249, 250]. Впервые спектры продуктов взрывного разложения АТМ, измеренные с высоким спектральным разрешением, достаточным для идентификации продуктов взрыва, были получены в работах авторов [135, 136] при инициировании взрыва электронным пучком.

Спектры взрыва регистрировались двумя методами. В первом, изображение плазмы взрыва из области, прилегающей к преграде, проецировали на входную щель монохроматора МДР-23 и фотографировали цифровым фотоаппаратом SONY α 500 при снятой выходной щели монохроматора. Спектральное разрешение метода составляло $\approx 0,2$ нм. Спектральный диапазон измерений 400–700 нм. Интегральный (по времени) фрагмент спектра взрыва шириной $\Delta\lambda \sim 25$ нм регистрировали за один импульс возбуждения. Идентификацию спектральных линий атомов, образующихся в плазме взрыва, осуществляли с помощью таблиц атомных спектров и спектральных ламп ЛСП-1, которые одновременно со спектром взрыва фотографировали на одну спектрограмму.

Во втором методе интегральные (за взрыв) спектры регистрировали с помощью оптоволоконного спектрометра AvaSpec DUAL. Спектральный диапазон измерений составил 220–900 нм, спектральное разрешение $\approx 1,5$ нм. В качестве объектов исследования были выбраны азиды серебра и таллия. Исследуемые образцы представляли собой прессованные таблетки, толщиной ~ 300 мкм. Исследовались также нитевидные кристаллы азиды серебра с характерными размерами $0,1 \times 0,05 \times 5$ мм. Инициирование образцов осуществлялось в вакуумной камере, совмещенной с вакуумным диодом. Схемы размещения образцов в камере приведены на рис. 1.4.12.

Образец 1, крепился на подложке 2 и возбуждался электронным пучком через отверстие в аноде 3 и алюминиевую фольгу 4 толщиной

10 мкм. В качестве подложек были использованы различные металлы (алюминий, дюраль, медь). На расстоянии L от поверхности ЭМ устанавливалась преграда 5, которая тормозила плазменную струю, образующуюся при взрыве образца.

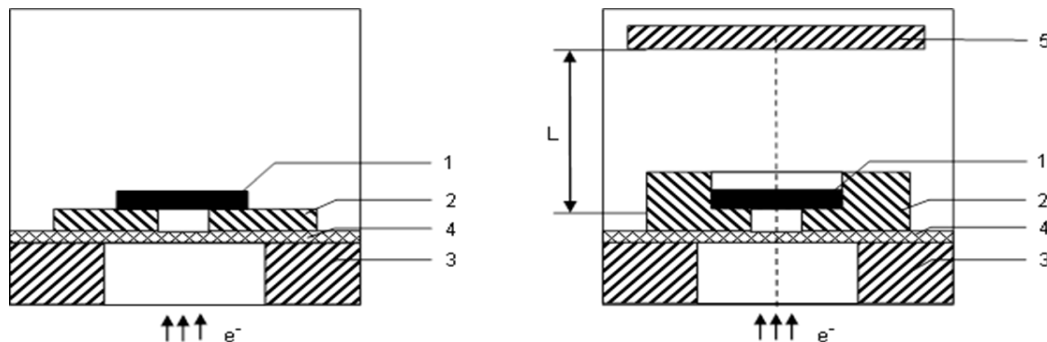


Рисунок 1.4.12 - Схемы иницирования ЭМ электронным пучком для измерения спектров продуктов взрывного разложения: 1 – образец; 2 – подложка; 3 – анод; 4 – алюминиевая фольга 10 мкм; 5 – преграда

Преграда устанавливалась с целью увеличения интенсивности свечения продуктов взрыва и локализации плазмы в пространстве.

На рис. 1.4.13. и 1.4.14. приведены фрагменты спектрограмм плазмы взрыва прессованных образцов AgN_3 и TlN_3 , полученные с помощью цифровой камеры SONY $\alpha 500$ в разных спектральных областях. Видно, что в спектре взрыва наблюдается два вида свечений: линейчатое излучение атомов, входящих в состав ЭМ и свечение плотной низкотемпературной плазмы, имеющей сплошной спектр.

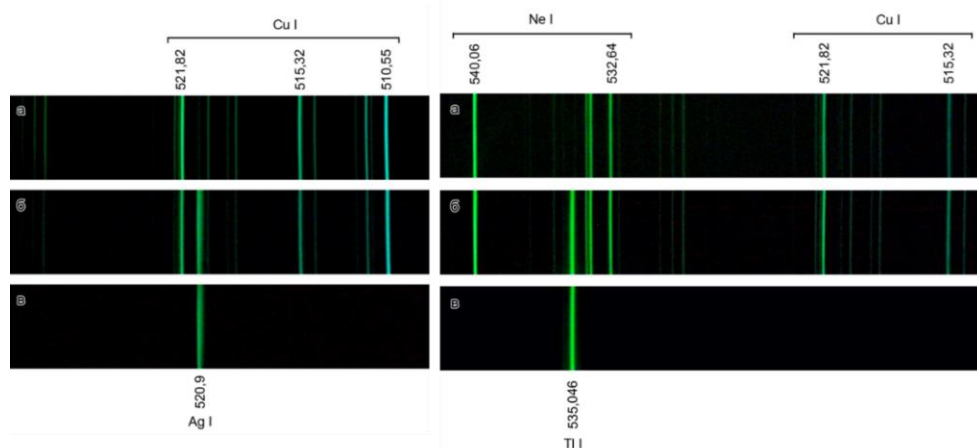


Рисунок 1.4.11 - Спектрограммы взрыва прессованных образцов AgN_3 (слева) и TiN_3 (справа), измеренные с помощью оптического спектрометра МДР-23 и цифровой камеры в зеленой области спектра: а) фрагменты спектров лампы ЛСП-1(Cu); б) фрагменты спектров взрыва образцов ЭМ на фоне спектра ЛСП-1(Cu); в) фрагменты спектров взрыва образцов ЭМ при свободном разлете продуктов взрывного разложения [135, 136, 246, 247]

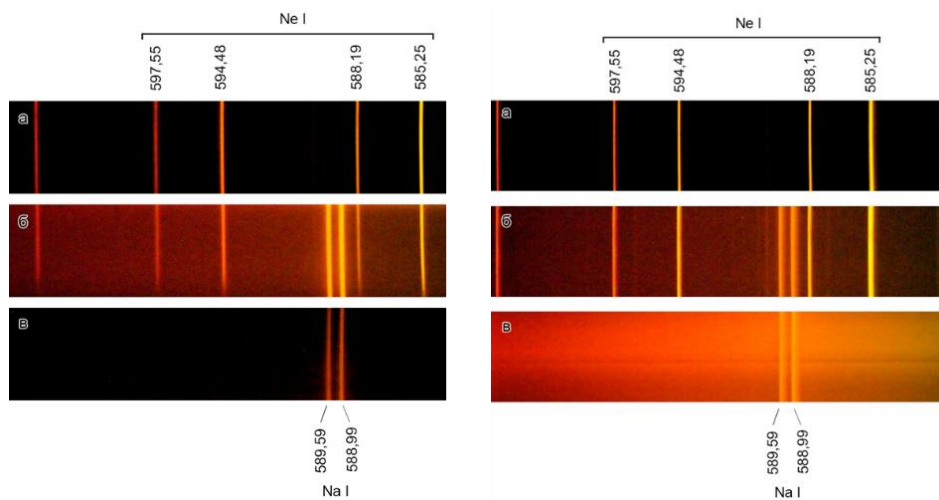


Рисунок 1.4.12 - Спектрограммы взрыва прессованных образцов TiN_3 , измеренные с помощью оптического спектрометра МДР-23 и цифровой камеры в «желто-красной» области спектра: а) фрагменты спектра лампы ЛСП-1; б) фрагменты спектра взрыва на фоне спектра ЛСП-1; в) фрагменты спектра взрыва при свободном разлете продуктов взрывного разложения TiN_3 (слева) и при ударе о преграду - справа [135, 136]

Эмиссионные спектры продуктов взрывного разложения прессованных образцов AgN_3 и TiN_3 , измеренные с помощью оптического спектрометра AvaSpec DUAL представлены на рис. 1.4.15, а–г.

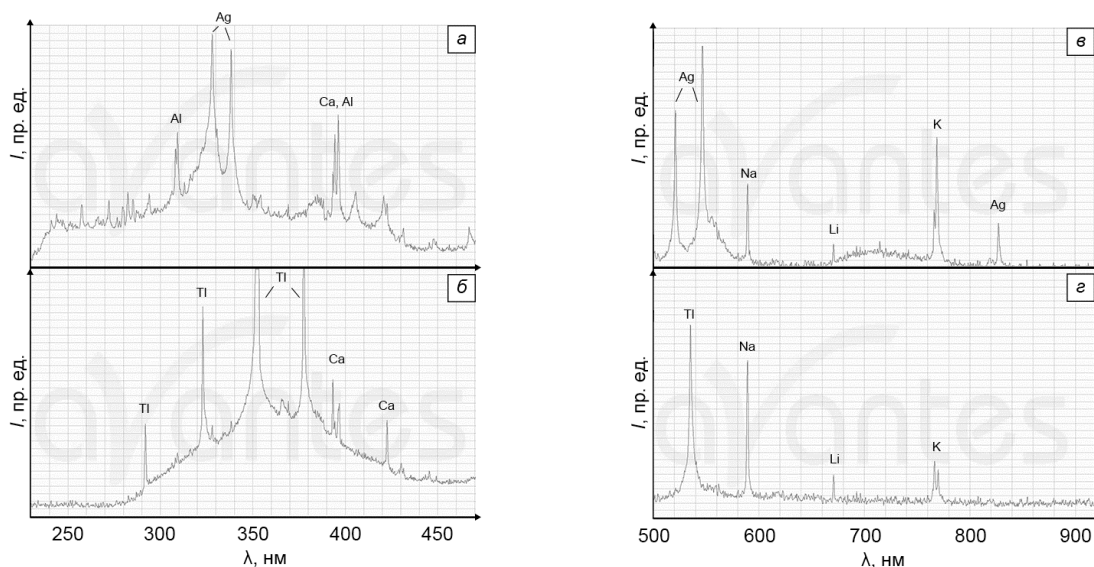


Рисунок 1.4.15 - Спектры взрыва прессованных образцов AgN_3 (а, в) и TiN_3 (б, г), измеренные с помощью оптического спектрометра AvaSpec DUAL в УФ (а, б) и видимой (в, г) областях спектра [135, 136]

Наиболее интенсивными в спектрах взрывного свечения азидов серебра (рис. 1.4.15, а, в) и азидов таллия (рис. 1.4.15, б, г) являются линии атомов металлов, входящих в состав АТМ: Ag I (328,07; 338,29; 520,91; 546,55 нм) и Ti I (291,83; 322,98; 351,92; 352,94 и 535,05 нм). В спектрах взрыва прессованных образцов AgN_3 , TiN_3 и нитевидных кристаллов AgN_3 в «желто - красной» области спектра обнаружены интенсивные линии свечения атомов щелочных металлов: натрия, лития и калия: Na I (588,99; 589,59) нм; Li I (670,78 нм) и K I (766,49; 769,89 нм).

Установлено, что при взрыве образцов АТМ, расположенных на подложке из дюралюминия в спектре взрывного свечения появляются линии алюминия Al I (308,22; 309,27; 394,41; 396,15 нм) и кальция Ca I (393,37; 396,85; 422,67 нм) (рисунок 1.4.15). Атомные линии Al I 396,85 и Ca I 396,85 нм (как и линии Na I 588,99; 589,59 нм) вследствие недостаточного спектрального разрешения спектрометра AvaSpec DUAL регистрируются как одна. Известно, что кальций является основным «загрязнителем» поверхности металлов. Поэтому в спектре металлов появляются линии кальция вместе с интенсивными линиями алюминия.

При взрыве фуранотетразиндиоксида (ФТДО) в атмосферном воздухе при его расположении на подложке из алюминия наблюдаются серии молекулярных полос в области 447-454; 465-474; 484-500 и 506-530 нм, которые принадлежат AlO (рисунок 1.4.16).

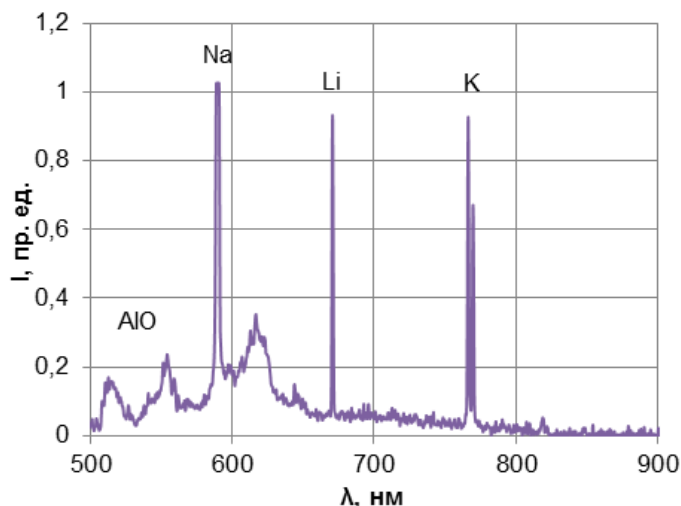


Рисунок 1.4.16 – Спектр взрывного свечения чистого ФТДО расположенного на подложке из алюминия в атмосферном воздухе [137, 138]

Таблица 1.3 - Спектральные линии атомов, зарегистрированные в плазме взрыва образцов ЭМ

Материал	Идентификация, нм [135, 136]
AgN ₃	Ag I (328,07; 338,29; 520,91; 546,55; 827,35) Na I (588,99+589,59) Li I (670,78) K I (766,49; 769,89) Al I (308,22; 309,27; 394,41; 396,15) Ca I (393,37; 396,85)
TiN ₃	Ti I (291,83; 322,98; 351,92+352,94; 377,57; 535,05) Na I (588,99+589,59) Li I (670,78) K I (766,49; 769,89) Ca I (393,37; 396,85)
ТЭН	Na I (588,99+589,59) Li I (670,78) K I (766,49; 769,89)
ФТДО	Na I (588,99+589,59) Li I (670,78) K I (766,49; 769,89)

В результате измерений спектров взрывного свечения АТМ и ФТДО с высоким спектральным разрешением было установлено, что наиболее интенсивные линии в спектрах взрыва AgN_3 и TlN_3 принадлежат атомам серебра и таллия, определяющие зеленый цвет плазмы взрыва. В спектрах взрывного свечения АТМ, тэна и ФТДО в «желто - красной» области спектра обнаружены интенсивные линии свечения атомов щелочных металлов Na, Li и K, которые в виде примесей входят в состав подложки (или преграды, при ее наличии). Испарение различных подложек (алюминий, медь и др.), на которых крепятся исследуемые образцы, приводит к появлению дополнительных атомных линий (Al, Cu, Ca) и молекулярных полос AlO в спектрах плазмы взрыва.

На рисунке 1.4.17 приведено сравнение спектров свечения продуктов взрыва прессованных образцов AgN_3 и TlN_3 , измеренных авторами работ [63, 115], с применением фотохронографа *а*, *б* и авторами [135, 136] - с помощью оптического спектрометра AvaSpec DUAL *в*, *г*. Сравнение спектров позволяет сделать заключение о том, что часть линий в работах авторов [63, 115] идентифицировано не верно. По-видимому, авторы исходили из того, что в спектрах взрыва должны присутствовать только элементы, входящие в состав ЭМ, т.е. атомы Ag, Tl, N^+ , N и молекулы N_2 , образующиеся в момент взрывного разложения образца. На самом же деле, кроме линий металлов Ag и Tl, входящих в состав АТМ, в [135, 136, 244, 245] были обнаружены линии щелочных металлов Na, K, Li, которые, как правило, входят в состав металлических подложек и преград, тормозящих плазму взрыва.

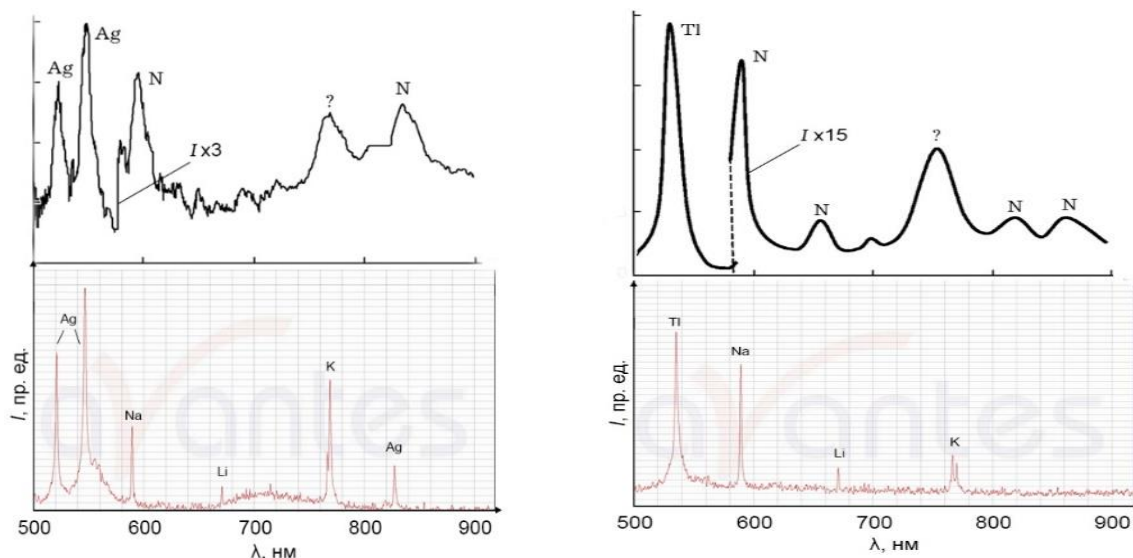


Рисунок 1.4.17 – Спектры взрыва прессованных образцов AgN_3 и TlN_3 , измеренные с помощью фотохронографа а, б [63, 115] и оптического спектрометра AvaSpec DUAL в, г [135, 136]

Таким образом, анализ спектров свечения продуктов взрывного разложения АТМ, полученных различными авторами свидетельствует о том, что для идентификации продуктов взрыва (атомов, ионов и молекул) необходимо применение аппаратуры, позволяющей измерять спектры взрыва не только с высоким временным, но и с высоким спектральным и пространственным разрешением. Применение такой аппаратуры и соответствующих методик, учитывающих плазодинамические эффекты, связанные с разлетом и взаимодействием плазмы взрыва с конструкционными элементами экспериментальной камеры (подложкой, на которой крепится образец и преградами, установленными на пути плазменной струи) позволило авторам [135, 136] с высокой достоверностью идентифицировать продукты взрыва AgN_3 и TlN_3 .

Таким образом, было показано, что в спектрах взрыва АТМ наблюдается два вида свечений – линейчатое излучение атомов, входящих в состав ЭМ, подложек, на которых устанавливаются ЭМ перед взрывом, а также преград с которыми взаимодействует плазма взрыва и свечение плотной низкотемпературной плазмы, имеющей сплошной спектр

излучения в начальной стадии ее образования или при ее взаимодействии с преградой. Соотношение интенсивностей линейчатого и сплошного спектров определяется пространственно-временной структурой плазмы взрыва и условиями разлета сверхзвукового плазменного потока. На начальном этапе взрыва плазма имеет сплошной спектр в связи с высоким давлением и температурой. По мере разлета плазмы в окружающее пространство в спектрах взрывного свечения AgN_3 и TlN_3 появляются линии атомов металлов (Ag I, Tl I), которые определяют зеленый цвет плазмы взрыва. При взрыве ФТДО в атмосферном воздухе при его расположении на алюминиевой подложке наблюдаются не только атомарные линии алюминия, но и серия молекулярных полос в области 447-454; 465-474; 484-500 и 506-530 нм, которые принадлежат AlO . Ионов, атомов и молекул азота в спектрах взрывного свечения АТМ, инициируемого СЭП авторами работ [135, 136]] не обнаружено.

1.3.2.3 Физическая природа взрывного свечения и поглощения азидов тяжелых металлов

Одна из задач, поставленная авторами работ [127-129] заключалась в том, чтобы отделить свечение плазмы взрыва от люминесценции твердого тела и определить момент фазового перехода образца в плазменное состояние. Для этого использовалась схема, приведенная на рис. 1.4.18.

Для измерения оптического пропускания продуктов взрыва на расстоянии L_1 параллельно тыльной поверхности образца направлялся зондирующий пучок лазерного излучения (He - Ne – лазер, $\lambda = 632,8$ нм). Регистрировалось изменение потока зондирующего излучения, прошедшего через плазму факела взрывного разложения, со временем после возбуждения образца. Изображение образца и прилегающей к нему зоны, в которую происходил разлет плазмы, проецировалось линзами на входные щели двух монохроматоров МДР-23.

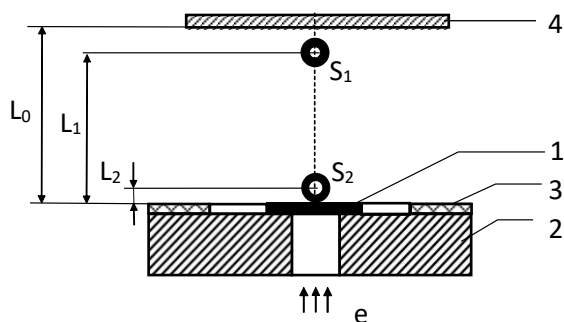


Рисунок 1.4.18 - Схема зондирования свечения и пропускания продуктов взрывного разложения AgN_3 ($\alpha = 90^\circ$): 1 – образец; 2 – коллиматор; 3 – экран; 4 – преграда; S_1 – площадь зондирования оптического пропускания; S_2 – площадь зондирования излучения

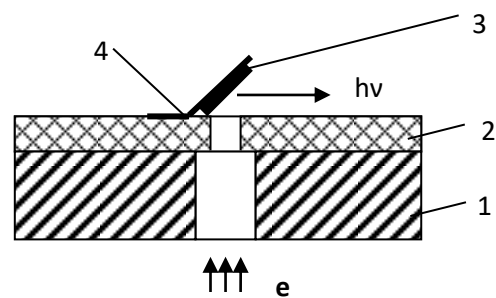


Рисунок 1.4.19 - Схема возбуждения и измерения свечения АТМ ($\alpha = 45^\circ$):

1 – анод, 2 – коллиматор, 3 – образец, 4 – держатель

Приведенная на рис. 1.4.18 схема, позволяла одновременно регистрировать кинетику свечения и оптического пропускания продуктов взрывного разложения AgN_3 на заданном расстоянии от тыльной поверхности образца [128]. Сигналы с фоторегистраторов обоих каналов (свечение и пропускание) поступали на согласованные нагрузки $R_H = 50 \Omega$ двухлучевого осциллографа С8-14. Взрывное свечение и пропускание могли регистрироваться из любой зоны разлета плазменного факела, размеры которых определялись шириной щелей монохроматоров и диаметрами диафрагм $S_1 = 0,5$ мм и $S_2 = 2$ мм, которые устанавливались перед входными щелями монохроматоров МДР-23.

Поскольку в схеме, представленной на рисунке 1.4.18, на фоторегистратор, измеряющий кинетику свечения, не могло поступать свечение от образца AgN_3 , то авторы сделали вывод о том, что любое, регистрируемое им свечение, имеет место за пределами образца и обусловлено продуктами взрыва, возникающими в результате взрывного

разложения AgN_3 . Типичные кинетические характеристики свечения ($\lambda = 600$ нм) и оптического пропускания продуктов взрыва, полученные из зоны, прилегающей к тыльной поверхности AgN_3 ($L_1 = L_2 = 0,2$ мм) и из зоны, прилегающей к преграде ($L_1 = L_2 = 9$ мм) представлены, соответственно, на рисунке 1.4.20 *a, b*; а измеренные при панорамном обзоре всей области разлета плазменного факела, ограниченного преградой (4) на рисунке 1.4.20, *с*.

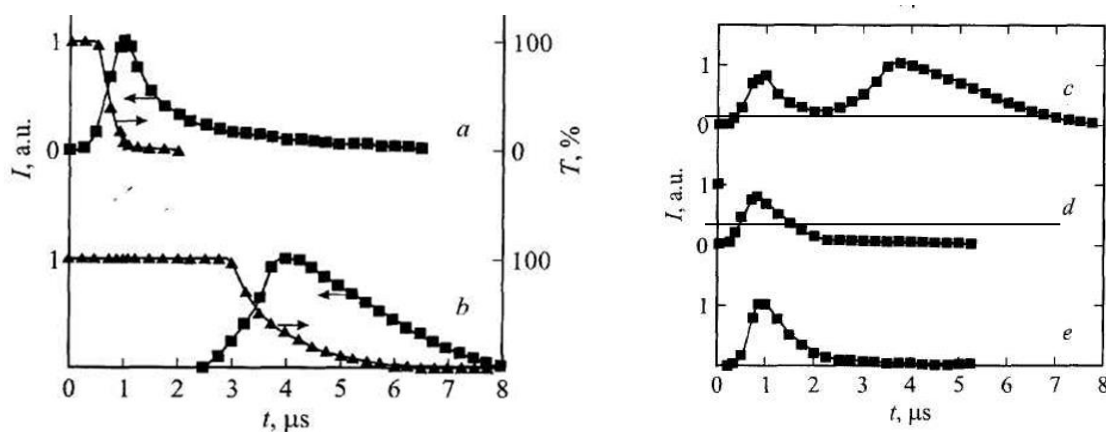


Рисунок 1.4.20 - Кинетические кривые свечения и пропускания, сопровождающих взрывное разложение AgN_3 при иницировании СЭП: (*a*, *б*, *с*)- соответствуют схеме измерения рис. 1.4.18; *a* – из зоны прилегающей к тыльной поверхности образца ($L_1 = L_2 = 0,2$ мм); *б* – из зоны прилегающей к преграде ($L_1 = L_2 = 9$ мм); *с* – свечение, измеренное при панорамном обзоре области разлета продуктов взрыва; (*d*, *e*) – соответствуют схеме измерения рис. 1.4.19; *d* – облучаемая поверхность образца свободна; *e* – поверхность образца закрыта тонкой (10 мкм) алюминиевой фольгой [129]

Начало координаты времени соответствует моменту возбуждения образца. Из осциллограмм, представленных на рис. 1.4.20 *a, b* следует, что свечение и поглощение продуктов взрыва начинаются с задержкой ($t_3 = t_{\text{инд.}} + t_{\text{пр.}}$), где $t_{\text{инд.}}$ - индукционный период; $t_{\text{пр.}}$ - время распространения плазменного факела до области зондирования. Видно, что при $L_1 = 0,2$ мм время задержки составляет $\sim 300 - 400$ нс, а при $L_1 = 9$ мм $t_3 \sim 2,8 - 3$ мкс.

Кинетика свечения, измеренная при панорамном обзоре всей области распространения факела, имеет два пика.

Для получения полной кинетической кривой свечения, сопровождающего взрыв AgN_3 , была использована схема, приведенная на рисунке 1.4.19. В этом случае образец располагался под углом 45° к электронному пучку и к оптической оси регистрирующего тракта. Данная схема измерений позволяла регистрировать все виды свечений, инициируемые электронным пучком со стороны облучаемой поверхности образца, но без пространственного разрешения. Регистрировались осциллограммы свечения при различных условиях эксперимента. Одна из них (рис. 1.4.20, *d*) была получена при открытой облучаемой поверхности образца. Вторая (рис. 1.4.20, *e*) – при возбуждении поверхности, закрытой тонкой ($d \sim 10$ мкм) алюминиевой фольгой. Фольга прозрачна для электронного пучка и не прозрачна для света. Сравнение полученных осциллограмм свидетельствует о том, что в первом случае наблюдается два пика свечения: пик ИКЛ и следующий, с задержкой $\sim 0,2$ мкс. Во втором случае ИКЛ не наблюдается, так как излучение не выходит за пределы фольги, но следующий пик наблюдается, т.к. фольга разрывается продуктами взрывного разложения. При этом максимум последнего сдвинут по времени на ~ 100 нс по отношению к регистрируемому с образца, имеющему свободную (без фольги) поверхность, т.к. продукты взрыва задерживаются на некоторое время фольгой.

Приведенные данные однозначно свидетельствуют о плазменной природе инерционных пиков свечения и соответствуют теории взрывного разложения. Действительно, согласно [139], продукты взрыва в начальной его фазе представляют собой плотную, сжатую до давления $3 \cdot 10^{10}$ Па плазму, температура которой составляет $\sim 3500 - 4500$ К. Максимум интенсивности сплошного спектра такой плазмы будет находиться в

области $\sim 700 - 800$ нм. Именно в этом диапазоне длин волн по [106], расположен максимум интенсивности «предвзрывной люминесценции».

Кинетики свечения и поглощения, сопровождающие процесс взрывного разложения AgN_3 , объясняются в [129] следующим образом. В момент облучения образца возникает ИКЛ AgN_3 с длительностью, равной длительности импульса возбуждения (~ 20 нс). После окончания индукционного периода, через $\sim 0,2$ мкс, в результате взрыва в зоне облучения и прилегающей к ней области формируется сгусток низкотемпературной плазмы. Этому моменту времени соответствует фронт нарастания первого инерционного пика свечения и синхронно с ним формирующегося поглощения. Кинетика спада этого компонента свечения связана со свободным разлетом плазменного факела в окружающее пространство. Дальнейший разлет плазменного факела в вакуумной камере никак не проявляет себя в оптическом излучении, но всегда регистрируется в поглощении. Второй пик инерционного свечения формируется, если на пути плазменного факела установлена преграда. Роль преград могут выполнять также конструктивные элементы экспериментальной камеры. При взаимодействии плазмы взрыва с преградами могут формироваться третий и последующие пики свечения на кинетической кривой взрывного свечения.

Таким образом, проведенные в [125-129] исследования свидетельствуют о том, что катодолюминесценция твердого тела (AgN_3), возбуждается в широком диапазоне изменения плотности электронного пучка и происходит только в момент облучения AgN_3 электронным пучком. Следующий за катодолюминесценцией инерционный пик взрывного свечения формируется только при $H > H_p$, обусловлен продуктами взрыва и наблюдается после индукционного периода.

Авторы исследований сделали вывод о том, что импульсная катодолюминесценция не имеет прямого отношения к процессу

инициирования взрыва. При $H > H_p$, в момент облучения в образце образуются «горячие точки», роль которых по мнению авторов, выполняют каналы электрического пробоя, формируемые электронным пучком в облучаемом образце. Первый инерционный пик взрывного свечения связан не с предвзрывной люминесценцией твердого тела, а с процессом образования плазмы взрыва, распространением реакции химического разложения по образцу и разлетом плазмы в окружающее пространство.

1.3.2.4 Инициирование взрывного разложения AgN_3 электрическим разрядом, индуцированным сильноточным электронным пучком

Механизм взрывного разложения азидов тяжелых металлов (АТМ) при возбуждении электронным пучком долгое время оставался не ясным. Поглощение энергии электронного пучка в диэлектриках и полупроводниках сопровождается широким спектром физических процессов, выделить из которых первичный, обеспечивающий начало взрывного разложения АТМ, представляет сложную задачу.

В большинстве опубликованных сотрудниками КемГУ работ, для объяснения механизма инициирования АТМ электронными и лазерными пучками привлекаются цепные модели, которые ключевую роль отводят электронным возбуждениям (свободным электронам, дыркам и экситонам), образующимся в твердом теле при облучении [106]. Анализ фундаментальных процессов, протекающих в инертных диэлектриках и полупроводниках при облучении СЭП [93-101] позволил предположить авторам [130, 131, 141], что наиболее вероятным процессом, который приводит к образованию теплового очага взрыва с температурой, достаточной для формирования плотной низкотемпературной плазмы в АТМ, является электрический пробой образца в поле инжектированного отрицательного объемного заряда электронного пучка.

Ниже приведены результаты экспериментальных исследований

инициирования взрывного разложения энергетических материалов (ЭМ), подтверждающие вышесказанное заключение. Получить экспериментальные доказательства развития электрического пробоя в АТМ по морфологии остаточного разрушения или свечению каналов электрического пробоя, как это имеет место в инертных материалах [6-9], не представляется возможным, т.к. пороги электрического пробоя и инициирования взрыва практически совпадают и образец исчезает в результате взрыва при низкой плотности энергии СЭП ($\sim 0,1$ Дж/см²). Поэтому в [142], для выяснения роли электрического пробоя в инициировании взрывного разложения АТМ, возбуждаемых электронным пучком, применялась схема формирования импульсов электрического поля, приведенная на рисунке 1.4.21.

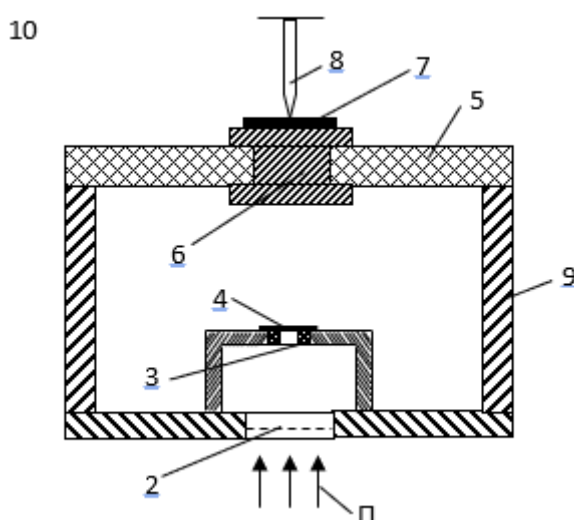


Рисунок 1.4.21 - Схема инициирования взрывного разложения АТМ электрическим разрядом, формируемым зарядкой потенциального электрода СЭП:

1 – электронный пучок, 2 – анод, 3 – диафрагма, 4 – фольга (Al, $d = 10$ мкм), 5 – диэлектрический держатель, 6 – электрод "потенциальный" b , $d = 5$ мм), 7 – образец АТМ, 8 – электрод "нулевой" (корпус), 9 – держатель, 10 – вакуумная камера [142]

Особенность данной схемы инициирования заключалась в том, что она исключала инъекцию электронного пучка в образец, но позволяла

формировать импульс электрического поля с напряженностью и фронтом нарастания близкими к тем, которые формируются в образце при облучении электронным пучком. Исследуемый образец АТМ (прессованные под давлением 10^6 Па таблетки AgN_3 , $\text{Pb}(\text{N}_3)_2$, или монокристалл AgN_3) располагался между электродами 6 и 8. Один из электродов 6 («потенциальный») представлял собой плоскую свинцовую пластинку, которая крепилась на диэлектрической подставке 5 из полиметилметакрилата.

Второй электрод 8 находился под потенциалом «земли». Импульсное электрическое поле с параметрами (амплитуда и фронт нарастания) близкими к реализующимся в зоне торможения электронного пучка ($E \sim 10^7$ V/cm, $dE/dt \sim 10^{14}$ V/cm·s), создавали путем зарядки потенциального электрода электронным пучком. Толщина электрода составляла 5 мм и значительно превышала длину пробега электронного пучка. Средняя энергия электронного пучка ~ 250 кэВ, длительность импульса ~ 15 нс, плотность энергии варьировалась в диапазоне 0,01–0,5 Дж/см². Изображение образца проецировалось с помощью объектива на входную щель монохроматора МДР-23. Оптический сигнал поступал на ФЭУ-118 и регистрировался с помощью запоминающего осциллографа TDS 2014. Измерительная ячейка находилась в вакуумной камере при давлении $\sim 10^{-2}$ Торр. Установлено, что зарядка потенциального электрода электронным пучком с плотностью энергии $H \geq 0,2$ Дж/см² инициирует взрыв образца. О том, что произошел взрыв, свидетельствовали вспышка взрывного свечения, резкое увеличение давления в вакуумной камере, формирование эрозионного пятна на поверхности свинцовой пластинки. Кинетика взрывного свечения ($\lambda = 600$ нм) AgN_3 представлена на рисунке 1.4.22. Первый пик свечения возникает синхронно с импульсом электронного пучка и очевидно связан со свечением АТМ в результате возбуждения анодным («стримерным») разрядом. Подобные кинетические характеристики свечения наблюдаются при возбуждении стримерных

разрядов в CdS электрическим полем, формируемым СЭП в этой же схеме возбуждения. Второй пик обусловлен свечением продуктов взрыва, образующимся с задержкой 70 -100 нс относительно первого. Обнаружено, что длительность индукционного периода и инерционного пика взрывного свечения (рисунок 1.4.22), при инициировании взрывного разложения АТМ в схеме возбуждения, приведенной на рисунке 1.4.21 меньше, чем длительность взрывного свечения, наблюдаемого при прямой инжекции электронного пучка в образец на пороге взрыва (см. рисунок 1.4.23).

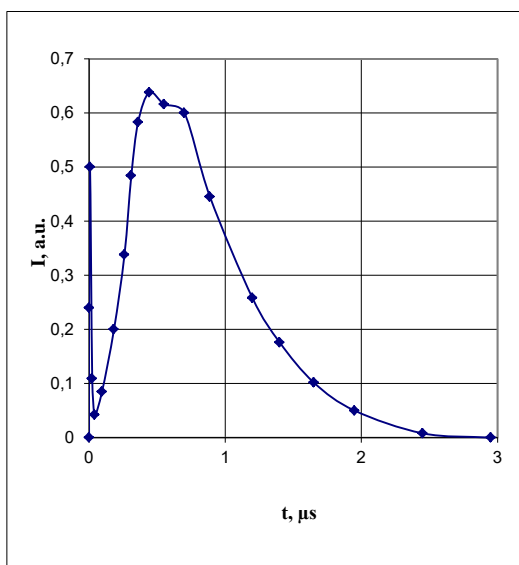


Рисунок 1.4.22 - Кинетика взрывного свечения прессованного образца AgN_3 при инициировании электрическим разрядом, формируемым зарядкой потенциального электрода СЭП ($H = 0,2 \text{ J/cm}^2$, $d = 400 \text{ μm}$, $\lambda = 600 \text{ nm}$)

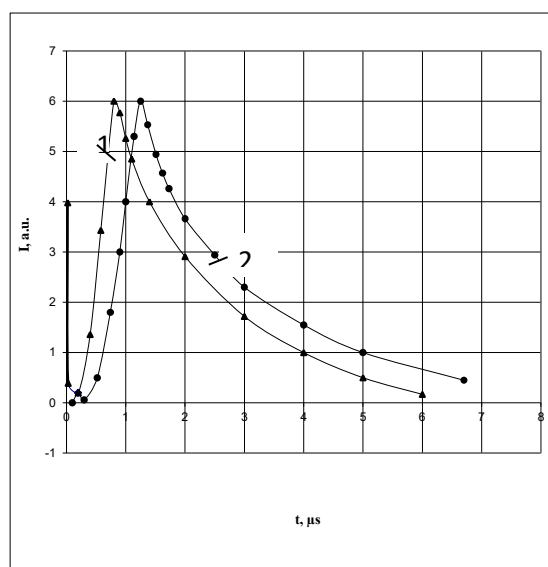


Рисунок 1.4.23 - Кинетика взрывного свечения, прессованного AgN_3 при инициировании взрыва инжекцией СЭП в образец ($H = 0,1 \text{ J/cm}^2$, $d = 400 \text{ μm}$, $\lambda = 600 \text{ nm}$): 1 – со стороны облучаемой поверхности, 2 – с не облучаемой поверхности образца

Одной из возможных причин уменьшения времени взрывного разложения АТМ является высокая скорость распространения анодного разряда в диэлектриках и полупроводниках, которая согласно [140, 141] может достигать $\sim 10^8 \text{ см/с}$. Авторы предположили, что сверхзвуковой анодный разряд формирует большое количество "горячих точек" в канале электрического пробоя, развивающегося между электродами 6 и 8,

практически мгновенно. Время развития химической реакции в этом случае будет определяться двумя процессами: скоростью слияния очагов, формируемых стримером в образце и условиями развития реакции взрывного разложения в радиальном, относительно канала электрического пробоя, направлении.

При инициировании взрывного разложения АТМ инжекцией электронного пучка в образец ($H \approx 0,1$ Дж/см²), химическая реакция начинает развиваться с облучаемой поверхности и распространяется по направлению к тыльной грани образца. В этом случае процесс протекает в условиях газодинамической разгрузки со стороны облучаемой электронным пучком поверхности, что, по-видимому, и является главной причиной низкой ~ 1000 м/с (до звуковой) скорости распространения процесса взрывного разложения в АТМ. В результате исследований было установлено, что пороговая плотность энергии электронного пучка, инициирующего взрыв AgN_3 в схеме, приведенной на рисунке 1.4.21, составляет $H \approx 0,2$ Дж/см². Так как, согласно [132], к.п.д. преобразования энергии СЭП в энергию электрического поля составляет (1 – 10)%, то энергетический порог инициирования взрыва АТМ электрическим разрядом находится в диапазоне 0,002 - 0,02 Дж. Низкий порог инициирования АТМ электрическим разрядом, по сравнению с инициированием взрыва прямой инжекцией электронного пучка в образец, авторы объясняют кумуляцией энергии электрического поля вблизи иглового электрода (анода). В этих условиях возбуждения, как показали исследования электрического пробоя инертных материалов [98], формируется один канал электрического пробоя, радиус которого на порядок превышает радиусы многочисленных микро - каналов пробоя, образующихся в зоне торможения электронного пучка.

1.3.2.5 Инициирование взрыва фуразанотетразиндиоксида

Авторами работ [137, 138] проведены первые исследования физико-химических процессов, развивающихся в фуразанотетразиндиоксиде (ФТДО, $C_2N_6O_3$) при облучении электронным пучком. Целью работы являлось изучение закономерностей и особенностей инициирования взрывного разложения ФТДО сильноточным электронным пучком и получение информации о механизме инициирования. В качестве источника возбуждения использовался импульсный сильноточный ускоритель электронов со средней энергией электронов ~ 250 кэВ и длительностью импульса тока на полувисоте ~ 12 нс. Плотность энергии в импульсе варьировалась с помощью диафрагм, которые устанавливались за анодом вакуумного диода, и изменением расстояния от выходной фольги ускорителя до образца. Объектом исследований служил порошкообразный ФТДО в виде таблеток толщиной 200–400 мкм и диаметром 3 мм. Образец располагался в атмосфере и крепился на подложке, расположенной за анодом ускорителя, и возбуждался электронным пучком через алюминиевую фольгу толщиной 30 мкм, отделяющую вакуумный диод электронного ускорителя от атмосферы. Максимальная плотность энергии электронного пучка, выведенного в атмосферу, составляла $0,3$ Дж/см². С увеличением расстояния от фольги до образца плотность энергии СЭП уменьшалась до $0,05$ Дж/см². Спектральные и кинетические характеристики катодolumинесценции и взрывного свечения ФТДО регистрировались с помощью измерительной системы на основе монохроматора МДР-23, ФЭУ-84 и осциллографа DPO 3034, связанного с компьютером. Временное разрешение системы регистрации составляло ~ 15 нс. Измерения проводились при температуре 300 К. Исследование влияния плотности энергии СЭП на физико-химические процессы, развивающиеся в тонких ($d \leq 0,85 R_e$, где R_e - экстраполированный пробег

электронов с энергией 250 кэВ) образцах ФТДО, позволило авторам выявить следующие закономерности.

- Облучение образцов электронным пучком с $H \leq 0,06$ Дж/см² сопровождается импульсной катодолюминесценцией. Спектр катодолюминесценции ФТДО состоит из одной широкой полосы излучения, максимум которой соответствует энергии 2,14 эВ (ширина на полувысоте FWHM $\sim 0,36$ эВ). Длительность импульса ИКЛ не превышает временное разрешение оптического спектрометра $\tau \leq 15$ нс.
- При $H \geq 0,1$ Дж/см² наблюдается разрушение образца на отдельные осколки. Увеличение плотности энергии СЭП в диапазоне $0,1 \leq H \leq 0,3$ Дж/см² приводит к уменьшению размеров осколков до нескольких десятков микрон. Взрывное разложение образцов ФТДО при данных условиях эксперимента не наблюдается (в этих условиях на осциллограммах свечения регистрируется только один безынерционный пик свечения, соответствующий импульсу катодолюминесценции образца).
- Обнаружен размерный эффект, который заключался в увеличении вероятности инициирования взрыва с ростом толщины образца. Установлено, что при $H = 0,25$ Дж/см² образцы ФТДО, имеющие толщину $d \geq 320$ мкм, взрываются с вероятностью $p \approx 1$, в то время как образцы толщиной $d \leq 280$ мкм не взрывались ($p = 0$). Критическая толщина таблетки ФТДО, при которой вероятность взрыва $p = 1$, соответствует расчетному значению экстраполированного пробега $d^* \approx R_e \approx 320$ мкм электронов пучка со средней (эффективной) энергией равной ~ 250 кэВ при плотности образца $\rho = 1,84$ г/см³.
- Определен порог инициирования ($H^* \sim 0,1$ Дж/см²) прессованных таблеток ФТДО, имеющих толщину $d \geq 320$ мкм.
- Кинетика свечения ФТДО в надпороговом режиме облучения СЭП представляет собой два следующих друг за другом импульса свечения. Первый, короткий пик свечения соответствует катодолюминесценции

образца и является реперным, фиксирующим момент облучения образца. Второй, длинновременной пик, представляет собой свечение продуктов взрывного разложения.

- Увеличение H в диапазоне $0,1 \leq H \leq 0,25$ Дж/см² приводит к монотонному уменьшению индукционного периода с 1200 нс до 30 нс при одновременном сокращении длительности свечения продуктов взрывного разложения.

- Эмиссионные спектры продуктов взрывного превращения ФТДО свидетельствуют о наличии в спектрах взрыва ФТДО примесей щелочных металлов (Na, Li, K), которые могут входить как в состав образцов при их изготовлении, так и (что более вероятно) в состав подложки дюралюминиевых или медных подложек на которых крепились образцы перед взрывом.

Анализируя процесс инициирования взрывного разложения ФТДО под действием СЭП, авторы отметили, что приближенная оценка по нагреву вещества дает очень низкие значения температуры возбуждаемого слоя. Если учесть, что удельная теплоемкость ФТДО $c \sim 1$ Дж/г·К, а поглощение электронов происходит в слое 320 мкм, то среднее по возбуждаемому объему повышение температуры при $H^* \sim 0,1$ Дж/см² и однородном распределении ионизационных потерь энергии СЭП составит величину около ~ 2 К, что, казалось бы, противоречит тепловому механизму инициирования. Возникает примерно та же ситуация, что и при электронно-пучковом инициировании АТМ, где пороги взрывного превращения находятся в области $\sim 0,1$ Дж/см² [104, 105]. Для объяснения результатов авторы привлекают электроразрядную модель создания «горячих точек» в зоне торможения электронного пучка в ФТДО при локализации энергии, выделившейся в результате электрического пробоя. О том, что электроразрядная модель инициирования ЭМ реализуется не только в АТМ, но и в ФТДО, свидетельствует размерный эффект. Природу размерного эффекта и низкопорогового инициирования ФТДО

электронным пучком авторы объясняют следующим образом. Уменьшение толщины образца с 320 до 280 мкм практически не влияет на максимум пространственного распределения температуры в облучаемом образце, но уменьшает величину инжектированного в образец отрицательного объемного заряда, т.к. часть высокоэнергетических электронов пучка проходит через образец и не поглощается. Вследствие этого напряженность электрического поля, связанного с отрицательным объемным зарядом СЭП, уменьшается и становится недостаточной для развития электрического пробоя, а, следовательно, и для инициирования взрыва ФТДО. Таким образом, в результате исследований установлено, что порог инициирования ФТДО электронным пучком близок по величине к порогу электрического пробоя, развивающегося в инертных диэлектриках [132, 133] и в АТМ. Результаты исследований свидетельствуют о том, что основной причиной инициирования взрыва ФТДО является электрический пробой, индуцированный СЭП в зоне торможения электронного пучка.

1.4. Взрывное разложение прессованных порошков и монокристаллов тетранитропентаэритрита (тэна) при возбуждении сильноточным электронным пучком

Практически весь объем исследований по изучению воздействия сильноточных электронных пучков (СЭП) на монокристаллы и прессованные образцы «чистого» (без специально введенных примесей) ТЭНа были проведены в Томском политехническом университете (ТПУ) и Кемеровском государственном университете (КемГУ). Тетранитропентаэритрит (тэн), структурная формула - $C_5H_8N_4O_{12}$, является вторичным ЭМ и модельным объектом для исследования процессов взрывного разложения бризантных ЭМ при воздействии различных энергетических факторов - удар, нагрев, лазерные и электронные пучки. Цель исследований - получение прямой информации о причинах инициирования взрыва, разработка физических моделей процессов

взрывного разложения тэна под воздействием внешних энергетических факторов.

В данном разделе излагаются основные результаты экспериментальных исследований взрывного разложения «чистого» без специально введенных примесей тэна при импульсном инициировании электронными пучками. Приводится интерпретация экспериментальных результатов и гипотезы, предложенные различными авторами о механизмах электронно-пучкового инициирования взрывного разложения тэна.

Сильноточный электронный пучок, как источник энергетического импульса для инициирования бризантных ЭМ, имеет два важных преимущества по сравнению с лазерным излучением, которые позволяют упростить анализ процессов, приводящих к взрыву тэна. Во-первых, взаимодействие СЭП с твердым телом не селективно, т.е. не зависит от оптических свойств образца. Это приводит к тому, что более 90% энергии пучка выделяется в виде тепла в области пробега СЭП. Во-вторых, вследствие большой энергии первичных электронов, в твердом теле образуется высокая концентрация ($\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$) электронных возбуждений (электронно - дырочных пар и экситонов), что приводит к интенсивной катодлюминесценции ЭМ [125, 137, 138]. При этом появляется возможность изучения «предвзрывных» процессов, которые развиваются в допороговых режимах облучения исследуемых образцов ЭМ. К настоящему времени накоплен обширный экспериментальный материал о физических процессах, которые развиваются при воздействии СЭП на инициирующие ЭМ.

1.4.1. Детонация прессованных порошков тэна

Первой публикацией по инициированию тэна сильноточным электронным пучком была работа сотрудников ТПУ. Авторами [143] было обнаружено, что возбуждение открытой поверхности прессованного

образца тэна электронным пучком с плотностью энергии $H \approx 60$ Дж/см² ($q \geq 6 \cdot 10^9$ Вт/см², $E \sim 1$ Дж) вызывает детонацию тэна. Такая высокая плотность потока достигалась в режиме самофокусировки СЭП в вакуумном диоде ускорителя с генератором ГИН-600. Порог инициирования тэна определялся экспериментально по формированию эрозионных пятен на поверхности металлов (Al, Cu, Fe), отличающихся температурой сублимации и рассчитывался по формулам, приведенным в [144]. Согласно оценкам [143], при гомогенном выделении энергии СЭП, объемная плотность энергии в тэне, определенная при значениях $H = 60$ Дж/см², $\rho = 1,7$ г/см³ и $c = 1,67$ Дж/(г · К) достигает ~ 1680 Дж/см³, температура приповерхностной области ~ 900 К, а амплитуда ударной волны $\sim 10^9$ Па. С учетом локализации энергии СЭП в каналах электрического пробоя, тэн нагревается до температуры испарения и находится в условиях давления по порядку величины соизмеримого с критическим давлением ЭМ при ударноволновом инициировании [139]. Таким образом, впервые было показано, что электронный пучок, в отличие от лазерного излучения, позволяет инициировать взрыв тэна при открытой поверхности.

Спектрально-кинетические характеристики свечения монокристаллов и прессованных порошков тэна.

Позднее авторами работы [145] были получены данные подобные вышеизложенным на монокристаллах тэна и дополнительно были измерены спектры взрывного свечения (ВС) в области 550 - 1000 нм за один импульс инициирования. Временное разрешение в этих экспериментах составляло ~ 20 нс, спектральное $\sim (10-20)$ нм. Исследования показали, что при измерении свечения со стороны облучаемой поверхности тэна взрывное свечение состоит из трех пиков (рисунок 1.4.24). Фронт нарастания первого пика свечения соответствует длительности импульса пучка электронов и имеет сплошной спектр

(рисунок 1.4.25, кр. 1). Далее следует второй пик свечения со сплошным спектром (рисунок 1.4.25, кр. 2) во временном интервале 150 - 750 нс и третий пик, спектр которого линейчатый (рисунок 1.4.25, кр. 3). Сравнение кривых 1 и 2 рисунка 1.4.25 показывает, что спектры первого и второго компонентов совпадают, что свидетельствует, по мнению авторов об одинаковой природе обоих пиков свечения.

Наблюдаемое свечение, согласно [145], не является тепловым свечением плазмы, возникающей в результате взрыва, так как не описывается формулой Планка (см. кривая 4 рисунок 1.4.25) и поэтому его можно связать с люминесценцией тэна возникающей в результате развития химической реакции в твердом теле, приводящей к взрывному разложению образца. Сходство спектрально-кинетических характеристик взрывного свечения азидов тяжелых металлов [106] и тэна позволило сделать вывод авторам [145], о том, что начальная стадия реакции взрывного разложения в тэне развивается по цепному механизму, т.е. подобно тому, как это имеет место в АТМ.

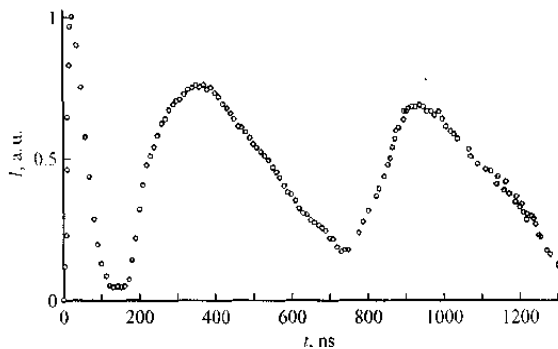


Рисунок 1.4.24 - Кинетика взрывного свечения монокристалла тэна. $\lambda = 770$ нм. Два первых компонента соответствуют сплошным спектрам свечения, третий — линейчатому спектру [145]

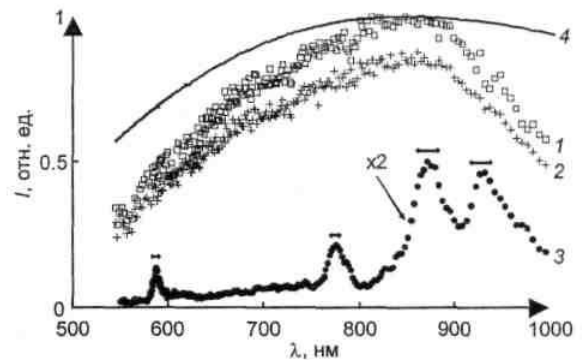


Рисунок 1.4.25 - Спектры взрывного свечения монокристалла тэна: кр. 1 - 20 нс; кр. 2 - 350 нс; кр. 3 - 930 нс от начала импульса инициирования; кр. 4 - расчетный спектр свечения абсолютно черного тела при $T = 3440$ К [145].

Физическая природа свечения и поглощения, возникающего при возбуждении тэна электронным пучком.

С целью определения физической природы свечения, возникающего при облучении тэна электронным пучком и определение момента фазового перехода образца из твердой фазы в плазменное состояние в работе [146] изучена кинетика взрывного свечения (ВС) тэна при плотностях энергии СЭП как ниже, так и выше пороговой для инициирования детонации. При измерении кинетики ВС и поглощения ТЭНа использовалась схема эксперимента, подобная приведенной ранее для АТМ (см. рисунок 1.4.18). Для определения скорости разлета продуктов взрыва использовались преграды, роль которых выполняли проволочки диаметром $\varnothing = 1$ мм, установленные на расстояниях 2 и 4 мм от тыльной (по отношению к пучку) поверхности образца. Типичные осциллограммы взрывного поглощения и свечения продуктов взрывного разложения тэна, при свободном разлете плазменной струи и при наличии двух преград приведены на рисунке 1.4.26, *а, б*, соответственно. Первый пик на осциллограммах ВС возникает в результате воздействия на ФЭУ импульса тормозного излучения электронного ускорителя и является реперным, фиксирующим начало облучения образца. Второй, представляет взрывное свечение, возникающее с задержкой ~ 100 нс относительно момента воздействия СЭП на образец и длительностью импульса на полувысоте ~ 120 нс. По длительности импульса ВС и размерам образца была определена скорость химического разложения тэна, которая в условиях эксперимента составила $\sim 1 \cdot 10^4$ м/с. Высокая скорость химического разложения образца свидетельствовала о развитии детонации. Предварительные измерения (на отдельных длинах волн) свидетельствовали о том, что спектр ВС преимущественно сплошной. Третий и четвертый пики свечения на осциллограмме (рисунок 1.4.26, *в*) возникают при ударе образующейся при взрывном разложении тэна плазменной струи о преграды, в результате чего

часть кинетической энергии плазмы преобразуется в энергию оптического излучения. Средняя скорость разлета продуктов взрывного разложения, рассчитанная из осциллограммы свечения, составила $\sim 5 \cdot 10^3$ м/с. Объяснение развития детонации тэна под воздействием СЭП может быть представлено, согласно [146] следующим образом.

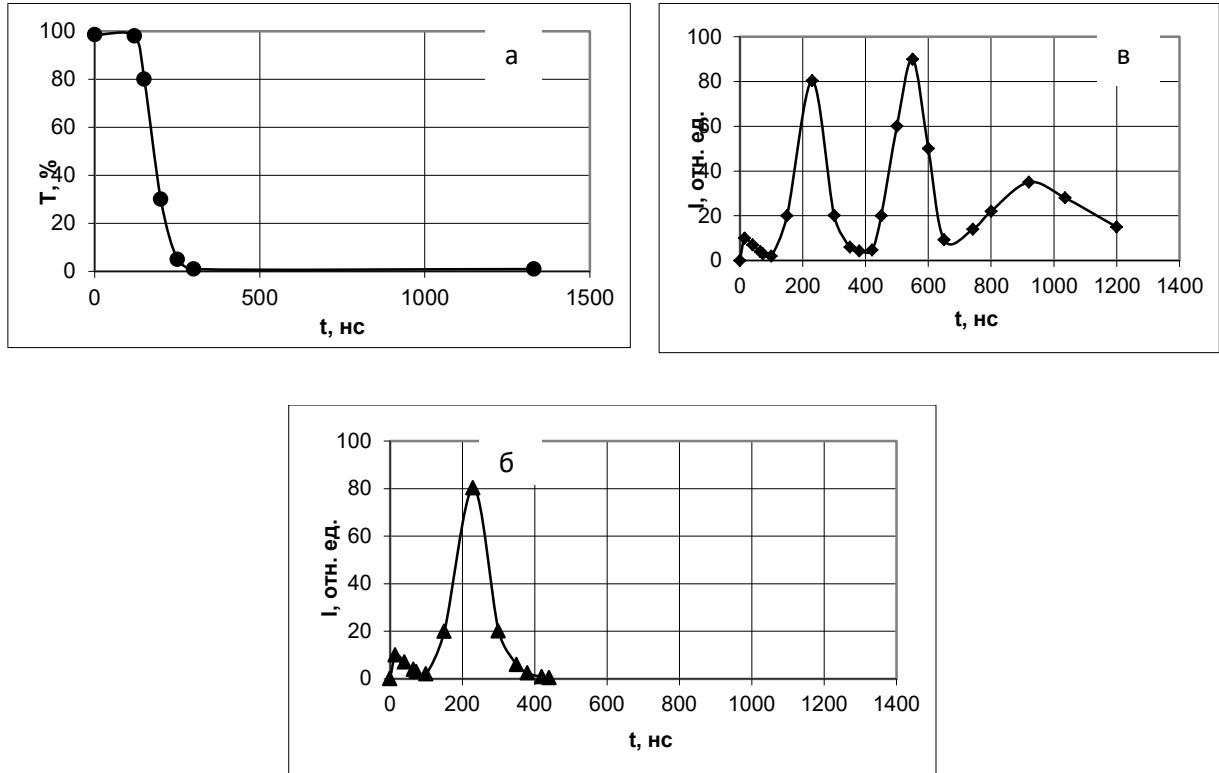


Рисунок 1.4.26 - Кинетики пропускания (а) и свечения (б, в) продуктов взрывного разложения тэна (геометрия возбуждения и регистрации $\alpha = 90^\circ$): а, б – при свободном разлете продуктов зрыва; в – при наличии двух преград [146]

Энергия электронного пучка практически полностью идет на нагревание объема ЭМ, ограниченного диаметром пучка и глубиной его пробега в твердом теле. При достижении плотности мощности СЭП, достаточной для испарения тэна, формируется ударная волна, амплитуда которой быстро нарастает при увеличении плотности потока мощности электронного пучка. При достижении критического давления ударной волны возникает быстрая детонация. После взрыва в области расположения образца возникает плотный сгусток низкотемпературной

плазмы, расширяющейся со сверхзвуковой скоростью в окружающее пространство.

Возможность надежного инициирования детонации тэна электронным пучком, в отличие от лазерного, без подавления разлета вещества из зоны воздействия, по мнению авторов [146], определяется объемным характером энерговыделения СЭП, что позволяет сформировать ударную волну критической амплитуды при открытой поверхности облучаемой мишени. Из приведенных осциллограмм следует, что инерционный пик ВС и поглощение формируются синхронно с задержкой ~ 120 нс, что свидетельствует о появлении продуктов взрыва в зоне зондирования к этому моменту времени. Таким образом, инерционный пик ВС обусловлен излучением продуктов взрывного разложения тэна, а не люминесценцией твердого тела, как это предполагалось в [145]. Следует отметить, что схема, приведенная на рисунке 1.4.18 ($\alpha = 90^\circ$) позволяет изучать кинетику взрывного свечения только на стадии детонации, поэтому начальные стадии процесса взрывного разложения тэна, при инициировании электронным пучком, остались не выясненными.

Для получения полной кинетики свечения, сопровождающего взрывное разложение тэна, авторами [146] была использована геометрия возбуждения и регистрации $\alpha = 45^\circ$ (см. рисунок 1.4.19). На рис. 1.4.27, *а* – *г*, представлены кинетики свечения, регистрируемые с облучаемой поверхности тэна при различных плотностях потока электронного пучка (q). Установлено, что при изменении q в диапазоне от 10^6 до 10^8 Вт/см, основным видом свечения является импульсная катодолюминесценция тэна (безынерционный пик свечения с фронтом нарастания ~ 13 нс), см. рисунок 1.4.27, *а*, о чем свидетельствуют спектрально-кинетические характеристики свечения и их совпадение с параметрами ИКЛ тэна, измеренными в [143]. На рисунке 1.4.27, *б*, *в*, представлены кинетики свечения, регистрируемые с облучаемой поверхности тэна в синей ($\lambda_1 =$

460 нм) и красной ($\lambda_2 = 700$ нм) областях спектра при ($q \sim 10^9$ Вт/см²). Видно, что при данной плотности потока электронного пучка происходит увеличение длительности импульса свечения за счет появления на заднем фронте ИКЛ ($\lambda_1 = 460$ нм) дополнительного (более инерционного) свечения, имеющего тонкую структуру. При регистрации ВС на длине волны 700 нм интенсивность ИКЛ уменьшается, и это приводит к изменению регистрируемой формы импульса свечения с изменением положения максимума во времени (рисунок 1.4.27, в). При $q > 5 \cdot 10^9$ Вт/см² форма первого импульса ВС практически не изменяется, и с задержкой 100 - 150 нс формируется второй пик ВС (рисунок 1.4.27, г). Появление второго пика ВС сопровождается интенсивной вспышкой, наблюдаемой во всем объеме вакуумной камеры, звуковым импульсом и механическим разрушением конструктивных элементов, что свидетельствует о детонации образца. Наиболее сложной является интерпретация свечения, имеющего тонкую структуру и появляющегося на заднем фронте ИКЛ в преддетонационном режиме облучения.

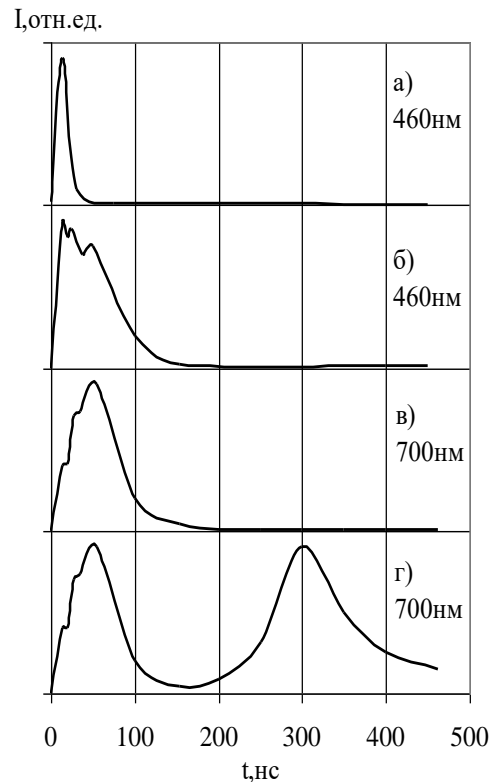


Рисунок 1.4.27 - Кинетики свечения, наблюдаемого с облучаемой поверхности тэна (геометрия возбуждения и регистрации $\alpha = 45^\circ$): а – ($10^6 < q < 10^8$) Вт/см²; б, в – ($q \sim 10^9$) Вт/см²; г – ($q > 5 \cdot 10^9$ Вт/см²) [146]

Специально проведенные авторами [146] исследования показали, что дополнительное к люминесценции свечение, регистрируемое на заднем фронте импульса катодолюминесценции тэна, наблюдается в монокристаллах и прессованных образцах инертных диэлектриков, например, CaF₂ и KNO₃. Это свечение связано со свечением плазмы, образующейся в результате развития поверхностных и объемных электрических разрядов, индуцированных СЭП в диэлектриках [132]. На возможность плазмообразования в тэне, при его облучении СЭП, плотность энергии которого значительно меньше пороговой для

детонации, указывают газодинамические явления, изученные в [133, 147, 148].

Низкий порог возникновения газодинамических процессов в тэне и в инертных диэлектриках позволило авторам сделать заключение о том, что основная роль в газификации диэлектриков, при их облучении СЭП, принадлежит электрическому пробоя. Однако, электроразрядные процессы, развивающиеся в микроочагах, при низких плотностях энергии электронного пучка, не достаточны для обеспечения интенсивности плазменного свечения, сопоставимого с ИКЛ.

При $H \sim 10 \dots 30 \text{ Дж/см}^2$ интенсивность электроразрядных процессов нарастает, что приводит к химическому энерговыделению в макроочагах и формированию первого пика ВС со сплошным спектром. Ударная волна, пороговой амплитуды формируется при $H \geq 60 \text{ Дж/см}^2$ и инициирует детонацию всей массы образца.

Таким образом, два последовательных взрыва (первый - в зоне пробега электронного пучка, максимум интенсивности свечения которого достигается через $\sim 50 \text{ нс}$ после импульса возбуждения, второй - детонационный) формируют два пика ВС со сплошным спектром, связанные с излучением продуктов взрывчатого превращения тэна. Приведенные в [143] оценки параметров очага инициирования в тэне ($\omega \sim 1680 \text{ Дж/см}^3$, $T_o = 900 \text{ К}$) являются заниженными, т.к. они были получены в предположении о гомогенном выделении энергии СЭП в области пробега. Не были учтены эффекты кумуляции энергии электронного пучка в каналах электрического пробоя и дополнительное выделение энергии химического превращения в зонах, прилегающим к каналам электрического пробоя.

В [149, 150] исследовано развитие различных видов свечений в объеме и в приповерхностной области монокристалла тэна при облучении электронным пучком ($0,25 \text{ МэВ}$, 20 нс , 15 Дж/см^2) с плотностью энергии

превышающей порог взрывного разложения. В работе исследовались монокристаллы тэна с толщиной от 1,1 до 1,8 мм и поперечными размерами ~ 3-5 мм. Свечение кристаллов, возникающее в результате воздействия пучка электронов, регистрировалось при помощи стрик-камеры на базе электронно-оптического преобразователя «Взгляд-2А». Образцы приклеивались тыльной стороной к заземленной медной пластине и помещались в вакуумную камеру ускорителя электронов. Расстояние между облучаемой поверхностью и анодом ускорителя составляло ~ 3 мм. Изображение образца проецировалось с помощью оптической системы на фотокатод стрик-камеры. Временная развертка стрик-камеры перпендикулярна оси ввода излучения. В такой геометрии возможно наблюдение временного развития свечения, возникающего при воздействии пучка электронов, по толщине образца. Типичные временные развертки свечения для двух образцов тэна представлены на рис. 1.4.28. Видно, что во время воздействия пучка электронов наблюдается катодолюминесценция на глубине проникновения электронов и свечение со стороны облучаемой поверхности, распространяющееся в вакуум со скоростью V_1 . Далее следует временной интервал, в котором свечение не регистрируется.

На следующем этапе свечение начинает распространяться от тыльной поверхности образца со стороны медной пластины к внешней поверхности со скоростью V_2 . После выхода на облучаемую поверхность свечение распространяется в область вакуумного промежутка между образцом и вакуумным диодом ускорителя электронов. Свечение, распространяющееся в вакуум, можно было бы связать с продуктами химической реакции, которая начинается во время действия ионизирующего импульса. Однако это предположение не подтвердилось. Оказалось, что этот вид свечения наблюдается и в инертном кристалле CsI-Tl, в котором не возникают химические реакции. В связи с этим, наблюдаемая картина интерпретируется авторами [149] следующим

образом. На глубине пробега электронного пучка наблюдается ИКЛ, спектральный состав которой исследован в [145].

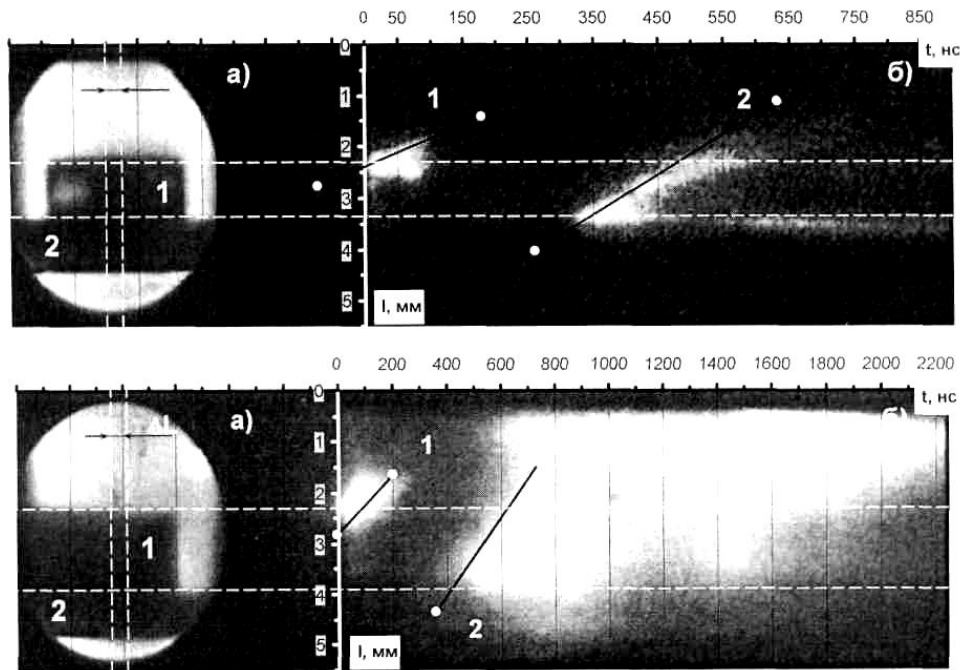


Рисунок 1.4.28 - Статическое изображение и временная развертка свечения образца, регистрируемые стрик-камерой;

а) статическое изображение образцов на выходном экране стрик камеры без оптической щели, возникающее при подсветке источником света. 1 - образец; 2 - медная подложка; AL - участок кристалла, выделяемый оптической щелью.

б) временная развертка свечения участка кристалла, выделенного оптической щелью, после воздействия импульсом электронов с плотностью энергии $W=15$ Дж/см². Воздействие пучка электронов на образец соответствует моменту времени $t = 0$. 1 - распространение свечения в вакуум (для образца № 31 $V_1 = 5200$ м/с, для образца №38 $V_1 = 6500$ м/с); 2 - распространение свечения, возникающего в результате детонации (для образца №31 $V_2 = 7500$ м/с, для образца №38 $V_2 = 8000$ м/с) [149]

При облучении СЭП в кристалл вносится заряд с плотностью $\Theta = 10^{-5}$ К/см², что приводит к формированию электрического поля с напряженностью $E > 10^7$ В/см.

При этом происходит вакуумный пробой между кристаллом и анодом ускорителя электронов и возникает свечение остаточного газа в вакуумной камере ускорителя. Возможно, что наблюдаемое свечение связано с критической электронной эмиссией из диэлектрика, переходящей в вакуумный разряд, которая исследовалась ранее в ионных кристаллах [151]. Одновременно была измерена скорость распространения свечения V_2 . Для большинства образцов она близка к скорости распространения детонации в кристалле тэна (8500 м/с). Авторы делают вывод о том, что это свечение связано с развитием детонационного процесса. О наличии детонации свидетельствует разрушение медной пластины, в которой в результате взрыва образуется отверстие размером и формой примерно равным размеру образца при его массе 25-30 мг. На основании полученных результатов авторами [149] высказано следующее предположение о характере инициирования взрывного разложения тонких монокристаллов тэна.

При воздействии на образец пучком электронов с плотностью 15 Дж/см² в облученном слое кристалла образуются радиационные дефекты и формируется ударная волна, распространяющаяся со скоростью $V = 3000$ м/с. В слое максимального энерговыделения на глубине 60-80 мкм от поверхности кристалла объемная плотность энергии составляет 900 Дж/см³. При этом амплитуда ударной волны достигает 1 ГПа. При отражении от преграды (медь), имеющей большую акустическую жесткость, чем тэн, происходит увеличение амплитуды ударной волны в 2,7 раза. В результате давление достигает величины, достаточной для ударно-волнового инициирования детонации в образце.

Приведенная авторами [149] интерпретация результатов исследования взрывного разложения монокристаллов тэна при инициировании СЭП является маловероятной по следующим причинам. Во-первых, схема облучения образца, приклеенного к медной подложке,

находящейся под потенциалом земли, соответствует специальной схеме, используемой для инициирования электрического пробоя, формируемого СЭП в инертных диэлектриках [98, 133] за областью торможения электронного пучка. В данной схеме эксперимента в момент облучения между инжектированным в образец отрицательным объемным зарядом (ООЗ) и заземленной пластиной (выполняющей роль анода) формируется электрическое поле с напряженностью $\sim 10^7$ В/см. Нейтрализация инжектированного отрицательного заряда электронного пучка происходит в результате распространения анодного стримерного разряда, развивающегося со стороны заземленной пластины [98, 133]. Что касается свечения, возникающего в приповерхностной области кристалла, то, как показано в [132], оно связано не со свечением остаточного газа, а определяется свечением шнурованных поверхностных разрядов, приводящих к локальному испарению облучаемой поверхности диэлектрика, о чем свидетельствуют спектры свечения приповерхностной плазмы. Во-вторых, для доказательства модели, предложенной авторами работы [149], необходимо было увеличить плотность энергии СЭП и сформировать акустическую волну на облучаемой поверхности с необходимой для инициирования взрыва амплитудой. Или уменьшить амплитуду отраженной акустической волны, применяя металлы с меньшей акустической жесткостью.

1.4.2. Электрический пробой и взрывное разложение монокристаллов тэна

Электроразрядная модель инициирования ЭМ (АТМ, ФТДО, тэн) электронным пучком была предложена и обсуждалась в работах сотрудников ТПУ [130, 131, 134, 137, 138, 142, 124, 146-148, 152]. Согласно этой модели, взрыв развивается из «горячих точек», роль которых выполняют каналы электрического пробоя (КЭП). Основанием для этой гипотезы являлись экспериментальные результаты исследования

электрического пробоя инертных диэлектриков, при облучении СЭП [98-101], а также данные, полученные при исследовании физико-химических процессов, развивающихся в АТМ [130, 131, 152], ФТДО [137, 138] и прессованных порошках тэна [143, 148, 152]. Прямые экспериментальные доказательства развития электрических разрядов в энергетических материалах в зоне торможения электронного пучка впервые были получены в [153] при исследовании свечения, разрушения и взрывного разложения монокристаллов тэна. По сравнению с монокристаллами АТМ, ТЭН имеет более высокий порог инициирования взрыва. Это обстоятельство и позволило авторам обнаружить и зарегистрировать кристаллографически ориентированные стримерные разряды, инициированные в области торможения электронного пучка в тэне, как с допороговой, так и сверхпороговой для взрыва плотностью энергии.

Источником электронов служил наносекундный ускоритель электронов, представляющий собой высоковольтный генератор импульсных напряжений ГИН-600. Плотность энергии СЭП варьировалась в диапазоне (0,05–75) Дж/см² путем изменения величины катод-анодного зазора, применением диафрагм, изменением расстояния от анода до образца и определялась радиационно-химическим методом. Высокие значения H достигались в режиме самофокусировки СЭП [143, 133, 154], определялись по формированию эрозионных пятен на поверхности металлов, отличающихся температурой сублимации.

Свечение, возникающее при возбуждении тэна электронным пучком, фотографировали через окно вакуумной камеры (б) цифровым фотоаппаратом SONY α 500 через микроскоп МБС-10 (см. рисунок 1.4.29). Обнаружено, что при достижении пороговой плотности энергии электронного пучка $H^* \sim 0,1$ Дж/см² в области торможения СЭП в кристалле на фоне катодолюминесценции формируются яркие, кристаллографически ориентированные каналы электрического пробоя

(стримерные разряды), количество которых увеличивается с ростом плотности энергии электронного пучка H (см. рисунок 1.4.30).

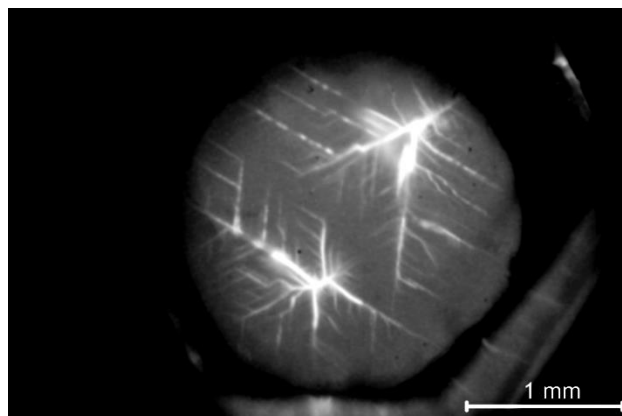
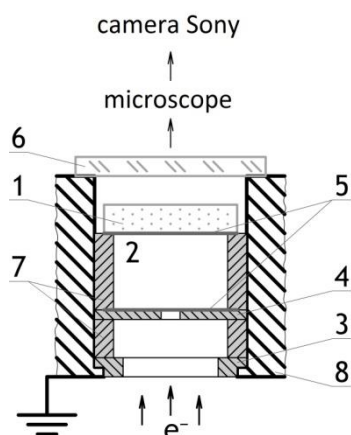


Рисунок 1.4.29 - Схема облучения тэна электронным пучком: 1 — исследуемый образец (тэн), 2 — вакуумная камера, 3 — анод, 4 — диафрагма-коллиматор, 5 — алюминиевая фольга 10 $\mu\text{т}$, 6 — окно вакуумной камеры, 7 — металлические кольца-прокладки, 8 — корпус ускорителя [153]

Рисунок 1.4.30 - Фотография свечения стримерных разрядов, инициируемых электронным пучком в монокристалле тэна. $H = 0,5$ Дж/см² [153]

При облучении тэна электронным пучком с плотностью энергии ниже пороговой электрические разряды в монокристалле не инициируются, а наблюдается только импульсная катодлюминесценция образца. Формирование стримерных разрядов при достижении H^* сопровождается разрушением облучаемой поверхности тэна. Изучение морфологии разрушения монокристаллов на микровизоре проходящего света $\mu\text{Vizo-101}$ позволило выделить на фоне макротрещин кристаллографически ориентированные остаточные каналы электрического пробоя, расположенные в области пробега электронного пучка.

Увеличение плотности энергии до ($H = 5 \text{ Дж/см}^2$) приводило к инициированию частичного химического разложения монокристаллов тэна, что подтверждалось формированием плазмы взрыва и разрушением металлической фольги, на которой располагался исследуемый образец перед взрывом.

В [153] проведено сравнение порогов электронно-пучкового инициирования монокристаллов и прессованных порошков тэна [143]. Отмечено, что в прессованных порошках тэна при $H \sim 60 \text{ Дж/см}^2$ наблюдается детонация и полное химическое превращение ЭМ, а в монокристаллах даже при максимально возможной в эксперименте плотности энергии электронного пучка ($H \approx 60 \text{ Дж/см}^2$) основная масса образца диспергируется и разбрасывается в экспериментальной камере. Авторы [153] предположили, что одной из возможных причин, влияющих на скорость и полноту химического превращения монокристаллов тэна, являются трещины, которые приводят к газодинамической разгрузке очага и срыву детонации. Самораспространение химической реакции за пределы области пробега электронного пучка (детонация всей массы ЭМ) наблюдается только для предварительно диспергированных и прессованных под давлением 10^9 Па порошков тэна при достижении плотности энергии $H \approx 60 \text{ Дж/см}^2$.

1.5. Электрическая природа инициирования энергетических материалов сильноточным электронным пучком

1.5.1. Электроразрядная модель инициирования монокристаллов AgN_3 и тэна

Облучение монокристаллов АТМ и тэна электронным пучком с пороговой плотностью энергии $H \geq 0,1 \text{ Дж/см}^2$ приводит к формированию сильного электрического поля в зоне торможения СЭП и электрическому пробую образцов [142, 153]. Электрический пробой реализуется в форме сверхзвуковых анодных разрядов, развивающихся со стороны облучаемой

поверхности образца, находящейся под потенциалом земли (анода), в область локализации отрицательного объемного заряда электронного пучка. Анодный разряд в диэлектриках (или стример в полупроводниках) представляет собой домен электрического поля размером 3-5 мкм, распространяющийся со скоростью $\sim 10^7 - 10^8$ см/с. Локальная напряженность поля перед «головкой» стримера в твердом теле достигает величины $\sim 10^7$ В/см, что приводит к развитию ударной ионизации или туннельного эффекта и размножению неравновесных носителей заряда [140, 141]. В результате за время $\sim 10^{-11}$ с фронт стримера формирует «горячую точку» сильно возбужденного вещества с концентрацией неравновесных носителей $\sim 10^{20}$ см⁻³ и удельным энергоскладом 10^3-10^4 Дж/см³.

Физическая модель инициирования АТМ сильноточным электронным пучком, предложенная авторами работ [131, 133, 142], включает отдельные элементы деформационной, цепной и очаговой тепловой моделей. А именно, первичными являются электронно-дырочные процессы, развивающиеся на фронте ударной волны сверхзвукового электрического (стримерного) анодного разряда. Затем, практически мгновенно, за фронтом стримера в результате рекомбинации неравновесных носителей заряда формируются «горячие точки», из которых развивается очаг взрывного разложения.

1.5.2. Физическая модель инициирования прессованных порошков тэна

Что касается реализации электроразрядной модели инициирования в прессованных порошках тэна, то в этом случае необходимо соблюдение дополнительных условий, связанных, по-видимому, как с особенностью развития электрического пробоя в прессованных порошках диэлектрика, так и с условиями формирования «макроочага» в малочувствительных таблетках тэна. В результате анализа многочисленных экспериментальных

данных, приведенных в [133, 143, 146, 148, 153], авторы предложили многостадийную модель инициирования прессованных порошков тэна электронным пучком приведенную ниже. Следует отметить, что каждая стадия реализуется только при достижении плотности энергии СЭП определенной пороговой величины.

- При $H \geq 0,1$ Дж/см² в зоне торможения электронного пучка в тэне развивается электрический пробой (начальная стадия, приводящая к кумуляции энергии электронного пучка и формированию «горячих точек»).
- Формирование малоразмерных очагов химического разложения вблизи каналов электрического пробоя, диспергирование и газификация ЭМ, выброс вещества из зоны, охваченной «химическим» тепловыделением и затормаживание химической реакции при $H \sim (0,5... 1)$ Дж/см².
- Слияние первичных малоразмерных очагов и образование «макроочага» в условиях интенсивных динамических нагрузок.
- Взрыв диспергированного и газифицированного ЭМ в зоне торможения СЭП и формирование ударной волны в образце, вследствие импульса отдачи при $H \sim (10...30)$ Дж/см².
- Самораспространение химической реакции взрывного разложения за пределы зоны торможения электронного пучка (детонация всей массы ЭМ при достижении амплитуды ударной волны порогового значения при $H \sim 60$ Дж/см²).

Таким образом, ключевая роль в инициировании прессованных порошков тэна, как и в монокристаллах тэна и АТМ, отводится электрическому пробую образца в поле инжектированного в образец отрицательного объемного заряда электронного пучка. Каналы электрического пробоя при этом формируют «горячие точки», из которых развивается взрывное разложение тэна.

1.6. Анализ экспериментальных результатов и предложенных физических моделей по инициированию энергетических материалов сильноточным электронным пучком и лазерным излучением

Анализ экспериментальных результатов и физических моделей инициирования АТМ и тэна электронным пучком, свидетельствует о том, что к настоящему времени обсуждаются в основном две модели: *цепная*, в различных ее вариантах [63, 106, 114, 115, 119, 120, 122] и электроразрядная (или электрическая), являющаяся вариантом тепловой микроочаговой модели [131, 133, 137, 138, 142, 143, 148, 153]. В цепных моделях, предложенной авторами работ [106] ключевая роль отводится электронным возбуждениям, образующимся в зоне поглощения электронного пучка в момент импульса облучения (электронам, дыркам и экситонам). В основе цепных моделей лежат экспериментальные данные, полученные с использованием метода импульсного радиолиза. На основе их анализа было заявлено об обнаружении новых явлений – свечения, поглощения и проводимости азидов тяжелых металлов до момента их механического разрушения и плазмообразования. Эти явления, как утверждают авторы, относятся к предвзрывным и свидетельствуют в пользу цепной модели инициирования взрыва АТМ электронным пучком, в основе которой лежит размножение зонных носителей заряда (дырок) в объеме АТМ, подвергнутых облучению.

Следует отметить, что исследования [102-106, 114, 115, 119] были проведены с использованием обобщенной схемы экспериментов по изучению свечения и оптического поглощения АТМ, представленной на рисунке 1.4.1. Принципиальный недостаток этой схемы измерений заключается в том, что она не позволяет отделить электронно-дырочные процессы в «холодном» твердом теле, от плазменных процессов, зарождающихся в «горячих точках» в зоне торможения СЭП, а затем распространяющихся на всю массу ЭМ, в результате его химического

разложения, с выбросом плазмы в окружающее ЭМ пространство (вакуум или атмосферный воздух). При изучении кинетики свечения, сопровождающего взрывное разложение АТМ, в данной схеме измерений одновременно регистрируются несколько различных по физической природе свечений, а именно, импульсная катодоллюминесценция твердого тела, свечение развивающихся плазменных очагов (образующихся в объеме и на поверхности АТМ) и плазменных струй, истекающих из них и, наконец, свечение плазмы, формирующееся при ударе продуктов взрывного разложения об элементы конструкции экспериментальной камеры. При изучении оптических характеристик взрыва АТМ фотодетектор в схеме измерений был установлен традиционным способом (панорамный обзор образца и его окрестности) и регистрировал интегральное свечение, т.е. всех видов свечений, сопровождающих взрывное разложение образца. Аналогичная ситуация возникает и при изучении предвзрывного оптического поглощения [119] – одновременно регистрируются оптическое поглощение, наведенное электронным пучком в кристалле, и дополнительно, поглощение и рассеяние плазмы, образующейся в результате химического разложения АТМ.

Отсутствие сигналов свечения, поглощения и проводимости в момент импульса облучения электронным пучком позволило предположить авторам, что концентрация электронно-дырочных пар в образце начинает увеличиваться после окончания возбуждения и через $\sim 0,5$ мкс достигает максимального значения $n \approx 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ (что на два порядка превышает концентрацию электронно-дырочных пар, образующихся в АТМ в момент импульса возбуждения). Такой «экзотический» процесс вызывает сомнения, требует экспериментальной проверки и подтверждения. В качестве временного репера, отделяющего «предвзрывные» процессы от «плазменных», авторы используют акустический импульс (фронт его нарастания) или время, при котором достигается максимум тока проводимости. Однако использование для этих целей инерционного

акустического импульса и импульса проводимости некорректно по причинам, ранее отмеченным в [133].

В частности, при измерении проводимости всегда регистрируется некоторое усредненное по образцу значение параметра. Например, при измерении взрывной проводимости, величина межэлектродного зазора всегда соизмерима с размерами образца ЭМ. Следовательно, появление тока проводимости всегда будет запаздывать относительно импульса свечения на время, необходимое для перекрытия микроочагов взрывного разложения, хаотически расположенных на поверхности возбуждаемого образца.

Естественно предположить, что начальная фаза взрывного разложения, характеризующаяся незначительным энерговыделением (а, следовательно, малой амплитудой акустического сигнала), не будет регистрироваться и на осциллограмме акустического излучения взрыва. Дополнительное отставание акустического отклика, относительно импульса свечения и тока проводимости, сопровождающих взрывное разложение АТМ, может быть связано с погрешностями измерения акустического сигнала, вносимыми наличием переходного слоя, между образцом и пьезодатчиком. Поэтому не корректно использовать такие инерционные процессы как акустический импульс и импульс проводимости в качестве реперных сигналов, позволяющих отделить предвзрывные процессы, развивающиеся в еще не разрушенном твердом теле, от момента плазмообразования.

Таким образом, анализ экспериментальных данных [102-106, 114, 115, 119], на которых базируются цепные модели, позволяет сделать следующие выводы.

- Применяемые методики регистрации взрывного свечения и поглощения АТМ не позволили разделить процессы, развивающиеся в не разрушенном твердом теле от плазменных процессов, протекающих

в «горячих точках» и в плазме взрыва, возникающей в результате химического разложения ЭМ.

- Отсутствие информации о характеристиках начальных стадий процесса взрывного разложения (катодо- и фотолюминесценция, проводимость и акустический импульс, которые должны наблюдаться в момент возбуждения АТМ электронным или лазерным импульсами) не позволило авторам однозначно интерпретировать и инерционные стадии, которые были измерены в большинстве опубликованных работ.

Вышеуказанные методические ошибки, допущенные в работах авторов [102-106, 114, 115, 119] не позволили решить основную задачу - отделить процессы, протекающие в твердом теле от плазменных процессов и определить момент фазового перехода образца в плазменное состояние.

Эта задача впоследствии была решена авторами работ [129, 146]. Основные результаты и выводы, указанных выше работ заключаются в следующем.

1. Установлена физическая природа взрывного свечения и поглощения, сопровождающих взрывное разложение АТМ и тэна при инициировании взрыва сильноточным электронным пучком. Показано, что на пороге инициирования взрыва, свечение ЭМ определяется следующими физическими процессами. Импульсной катодолюминесценцией твердого тела, которая наблюдается только в момент импульса облучения. Свечением электрических (стримерных) разрядов, которые развиваются в момент облучения и делятся в течение ~ 100 нс, и свечением плазмы взрыва, которая формируется после индукционного периода. Первые два вида свечения наблюдаются и в инертных диэлектриках при облучении СЭП.
2. Кинетика инерционного свечения (первого пика взрывного свечения, регистрируемого после индукционного периода в энергетических материалах) определяется скоростью химического разложения ЭМ и условиями разлета плазмы взрыва.

3. Предложена электрическая модель инициирования энергетических материалов сильноточным электронным пучком основанная на результатах работ [131, 133, 142, 143, 148, 153]. Ключевым моментом электрической модели является фундаментальный физический процесс - электрический пробой в поле инжектированного в образец отрицательного объемного заряда СЭП и, как следствие, кумуляции энергии электронного пучка в образцах ЭМ вследствие развития сверхзвуковых анодных разрядов. Согласно модели фронт стримера, движущегося в конденсированном реакционноспособном веществе со скоростью 10^7 см/с, генерирует «горячие точки» (плотную низкотемпературную плазму), из которых формируются очаги взрывного разложения. На фронте стримера одновременно реализуются несколько факторов ($P \sim 10^{10}$ Па, $N_e \sim 10^{22}$ см³, $T \sim 10^4$ К), каждый из которых может инициировать взрыв. Адекватность основных положений электрической микроочаговой модели доказана экспериментально для ряда энергетических материалов: АТМ, тэна и ФТДО.

Что касается механизмов и физических моделей инициирования прессованных образцов и монокристаллов АТМ и тэна лазерным излучением, то они не отличаются от моделей, предложенных для сильноточных электронных пучков и в основном обсуждаются две модели: цепная, в различных ее вариантах [63, 106, 114, 115, 116, 119, 120, 122] и тепловая микроочаговая модели [131, 133, 137, 138, 142, 143, 148, 153].

Однако, проведенные в [74, 75] тщательные исследования свечения и проводимости образцов АТМ возбуждаемых лазерным излучением убедительно показывают, что предвзрывной люминесценции и предвзрывной проводимости (по крайней мере в трактовке [43, 63, 69, 70]) не существует. «Обнаружение» предвзрывных явлений является результатом методических и методологических ошибок, заложенных в экспериментальную идею. Вместо люминесценции твердого тела (кристаллов и прессованных образцов ЭМ) регистрировалось свечение

плотной низкотемпературной плазмы. Отсюда следует, что цепные модели не опираются на надежную экспериментальную основу и могут рассматриваться только как умозрительная гипотеза.

1.7. Постановка цели и задач диссертационного исследования

Анализ научных исследований и разработок в области лазерного и электронно-пучкового инициирования энергетических материалов позволяет сформулировать основную цель работы, которая заключается в установлении основных закономерностей и отличительных особенностей лазерного и электронно-пучкового импульсного инициирования энергетических материалов различных классов и создание модельных представлений о механизмах инициирования на уровне, обеспечивающем прогнозирование поведения этих материалов в различных штатных ситуациях.

Для достижения сформулированной цели и на основе критического анализа экспериментальных данных и существующих моделей инициирования взрывчатых веществ лазерными и электронными пучками (с привлечением некоторых данных других авторов для необходимых обобщений) необходимо решение следующих задач:

1. Разработать и усовершенствовать методики экспериментальных исследований нелинейных процессов, возбуждаемых лазерными импульсами в энергетических и инертных материалах.
2. Измерить амплитудные, спектральные, кинетические и пространственные характеристики свечения энергетических и инертных материалов при возбуждении свободной поверхности лазерными импульсами в режиме однократного и многоимпульсного облучения.
3. Провести экспериментальные и теоретические исследования светового режима в объеме прессованных порошков тэна в условиях полубесконечной среды, а также в пространственно ограниченных средах (таблетках).

4. Выявить связи между оптическими характеристиками ЭМ и их чувствительностью к действию лазерного импульса в различных областях спектра.
5. Выполнить комплексные исследования порогов взрывного разложения от длительности лазерного импульса, давления всестороннего сжатия, длины волны излучения и размера пучка на поверхности образцов ЭМ. Выявить основные закономерности и особенности поведения ЭМ в различных пространственно-временных масштабах воздействующего импульса и пространственно-временных масштабах тепловой и газодинамической разгрузки.
6. Провести численное моделирование и анализ процессов зажигания ЭМ лазерным импульсом и сильноточным электронным пучком (СЭП) с позиции тепловой микроочаговой модели инициирования как для чистых (беспримесных) порошков и монокристаллов ЭМ, так и порошков, содержащих поглощающие примеси (смесевые составы).
7. Выполнить сравнительный анализ результатов численного моделирования процессов зажигания с экспериментальными результатами. Установить общности и различия в поведении инициирующих (АТМ) и вторичных (тэн) взрывчатых веществ. Определить основные критерии лазерного импульсного инициирования.
8. Создать модельные представления инициирования ЭМ внешним импульсом, способные адекватно объяснить имеющийся (накопленный) экспериментальный материал по лазерному и электронно-пучковому инициированию, позволяющие прогнозировать поведение ЭМ в различных штатных ситуациях. Проверить гипотезу о единой электрической природе инициирования энергетических материалов лазерными и электронными пучками.

Глава 2. ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ, МЕТОДИКА И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В главе описаны методические подходы и исследовательские стенды, необходимые для решения поставленных задач. Обоснован выбор материалов, способы их приготовления и методика экспериментов. В основу методического обеспечения экспериментов были заложены следующие соображения.

2.1. Объекты исследования

В качестве объектов исследований в данной работе использовались азиды серебра AgN_3 и азиды свинца PbN_6 . Образцы синтезированы на кафедре химии твердого тела Кемеровского госуниверситета.

- Порошкообразные азиды тяжелых металлов синтезировались при быстром сливании «струя в струю» (метод двухструйной кристаллизации [188]) из водных 0,2 М растворов азиды натрия и нитрата соответствующего металла (Ag, Pb) при $\text{pH} = 3$. Осадок переносился на беззольный фильтр и после промывки бидистиллятом высушивался в вакуумном шкафу при температуре 30 - 50° С. Порошкообразные азиды серебра и свинца прессовались под давлением $4 \cdot 10^4$ Па. В результате получались поликристаллические образцы в виде таблеток размерами 300 - 400 мкм толщиной и диаметром 3 мм.
- Нитевидные кристаллы азиды серебра выращивались по методике [200]. Типичные размеры нитевидных кристаллов 0,1 x 0,05 x 10 мм³. Для всех образцов концентрация основных примесей не превышала 10^{17} см⁻³.
- Тетранитрат пентаэритрита (тэн), нормально флегматизированный тэн, химическая формула $\text{C}(\text{CH}_2\text{ONO}_2)_4$ представлял собой микрокристаллический порошок белого цвета с размерами микрокристаллов 1 – 5 мкм и плотностью микрокристалла $\rho = 1,77$

г/см³. Основные термодинамические характеристики представлены в таблице 2.1 и 2.2.

Таблица 2.1. Сводка основных свойств азид свинца

№	Параметр (свойство)	Значение	Литература
1	Теплота разложения – Q	115 ккал/моль 397 кал/г	[4, 191, 20]
2	Теплоемкость – c_2	0,09 кал/(г·гр)	[192, 193]
3	Плотность – ρ_2 : – силнопрессованных таблеток; – монокристалла	4,1 г/см ³ 4,74 г/см ³	[192, 193] [191]
4	Теплопроводность прес. таблеток – λ_2	$4,2 \cdot 10^{-4}$	[192, 193]
5	Температура вспышки – T_e	кал/(с·см·гр)	[4, 191, 194,
6	Энергия активации – E	305-345° С	195]
7	Предэкспонент – k_0	36,3 ккал/моль	[192, 190]
8	Предел прочности – σ_n	10^{13} с ⁻¹	[192, 190]
9	Показатель преломления кристалла – N_0	$1,5 \cdot 10^8$ Н/м ²	[194]
10	Показатель поглощения кристалла – μ : – на длине волны 10600 нм (СО ₂ -лазер) – на длине волны 1060 нм (неод. лазер)	$\sim 10^3$ см ⁻¹ $\sim 10^{-3}$ - 10^{-2} см ⁻¹ $\sim 10^5$ см ⁻¹	[36]
11	– на длине волны 308 нм (эксим. лазер) – для пучка ускоренных электронов	~ 320 см ⁻¹ 10 - 20 см ⁻¹	[104] [189, 22, 36]
12	Показатель поглощения таблетки (неодимовый лазер) Коэффициент диффузного отражения – ρ_d	0,9	[22]

Таблица 2.2. Сводка основных свойств тэна

№	Параметр (свойство)	Значение	Литература	
1	Теплота разложения – Q	1385 кал/г	[196]	
2	Теплоемкость – c_2	0,4 кал/(г·гр)	[196]	
3	Плотность – ρ_2 : – силнопрессованных таблеток; – монокристалла	1,77 г/см ³	[196]	
4	Теплопроводность прес. таблеток – λ_2	$4,8 \cdot 10^{-4}$ кал/(с·см·гр)	[196]	
5	Температура вспышки – T_e	215° С	[196]	
6	Энергия активации – E	47 ккал/моль	[196]	
7	Предэкспонент – k_0	$2 \cdot 10^{14}$ с ⁻¹	[196]	
8	Предел прочности – σ_n	$\sim 10^8$ Н/м ²		
9	Показатель преломления кристалла – N_0	1,47		
10	Показатель поглощения кристалла – μ : – на длине волны 10600 нм (СО ₂ -лазер) – на длине волны 1060 нм (неод. лазер) – на длине волны 308 нм (эксим. лазер) – для пучка ускоренных электронов	$\sim 10^3$ см ⁻¹ $\sim 10^{-2}$ см ⁻¹ $\sim 10^5$ см ⁻¹ ~ 320 см ⁻¹	[104]	
11	Показатель поглощения таблетки (неодимовый лазер)	0,1-0,2 см ⁻¹	[197, 198]	
12	Коэффициент диффузного отражения – ρ_d :	тэн ПХА+УДА УДП А1	$\sim 0,9$ $\sim 0,36$ $\sim 0,25$	[78, 198]
13	Скорость детонации	8350 м/с		
14	Скорость звука адиабатическая	2320 м/с		
15	Коэффициент Грюнайзена	1,15		
16	Температура плавления	413 К		
17	Температура вспышки	488 К		

Край фундаментального поглощения тэна находится в области 320-330 нм, что соответствует ширине запрещенной зоны 3,4 эВ.

- Композиты - прессованные образцы тэна с примесями ультрадисперсных (~140 нм) порошков алюминия (тэн – Al) - и сажи (тэн – С).

- Смеси перхлората аммония (ПХА) с порошками нано – (ALEX ~140 нм) и микродисперсного - (АСД-1 ~ 80 мкм) алюминия в соотношении 60/40.

- Фуразанотетразиндиоксид (ФТДО, $C_2N_6O_3$) – высокоэнтальпийное взрывчатое вещество, являющееся основой для мощных смесевых взрывчатых составов.
- Смеси ФТДО с динитродиазапентаном (ДНП): ФТДО/ДНП (80/20 и 75/25).

2.2. Основные методы и подходы

Инициирование ЭМ внешним импульсом носит вероятностный характер. Рассматривается ключевое понятие физики горения и взрыва – энергетический порог инициирования (ЭПИ). ЭПИ и их зависимость от условий внешнего воздействия являются основным информационным параметром для создания модельных представлений о механизмах инициирования. Особенно информативны зависимости ЭПИ от размера пучка, падающего на поверхность образца, а также от длины волны излучения (в случае ЛИ) и, особенно, при переходе из области прозрачности матрицы в область собственного и фононного поглощения. Особую важность приобретает зависимость ЭПИ от длительности импульса, поскольку дает возможность выявить пространственно-временные масштабы релаксационных процессов.

Для определения порога инициирования в каждом конкретном опыте необходимо построение вероятностной кривой (кривой частоты [22, 56, 57]). На рис. 2.1 приведена типичная кривая частоты, по которой определяется энергетический порог инициирования взрывного разложения, как уровень плотности энергии $H_{\text{пор}}$, соответствующий 50% вероятности подрыва. При построении кривой в каждом интервале выбранных плотностей энергий необходимо проводить до 25-30 испытаний, а вероятность инициирования оценивать по выражению $\omega = m/n$, где m – количество подъемов; n – количество испытаний. При этом для увеличения степени достоверности должно быть предусмотрено измерение энергии ЛИ в каждом испытании. Кроме того, при построении кривой частоты определение доверительного интервала теряет смысл и вместо него нами предлагается ввести понятие области вероятностного инициирования ΔH , которая определяется пересечением касательной к кривой частоты в точке $H = H_{05}$ с линиями $\omega = 0$ и $\omega = 1$ (см. рис.2.1).

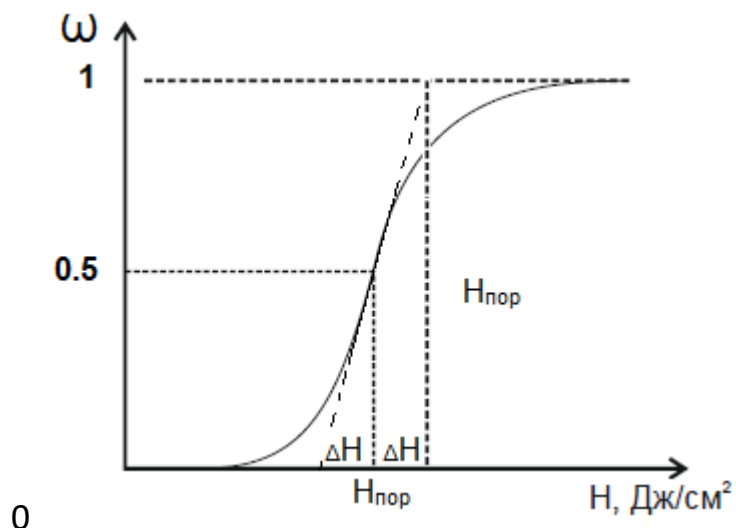


Рисунок 2.1. Вероятностная кривая ω – вероятность инициирования; H – плотность энергии внешнего импульса; H_{05} – порог инициирования; ΔH – область вероятностного инициирования

Для корректного определения значений H на поверхности образца должен формироваться пучок с высокой однородностью по поперечному сечению и резким контрастом на его краях (см. рис. 2.2 профиль пучка). Это необходимо для корректного сопоставления результатов эксперимента с результатами численных расчетов светового режима в объеме образцов и численного моделирования задач зажигания.

Взрывчатое разложение энергетических материалов происходит в собственном объеме образца и является сильно сжатой (плотной) плазмой, спектр излучения которой сплошной по определению (близок к спектру «черного тела»). При разлете продуктов в условиях вакуума интенсивность свечения резко падает, при соударении с воздушной средой или элементами экспериментальной ячейки (преградами) возникает атомарное (молекулярное) высокоинтенсивное свечение с характерным линейчатым спектром [201]. Это обстоятельство в сочетании с высоким пространственно-временным разрешением опытов (включая наблюдения за свечением только из зоны лазерного воздействия и отдельно за ее

пределами) облегчает идентификацию сигналов свечения, понимание кинетики и природы процесса разложения. Кроме того, наряду с регистрацией момента возникновения свечения образца, необходима регистрация момента возникновения акустического отклика по отношению к моменту облучения, что дает дополнительную информацию о природе инициирования.

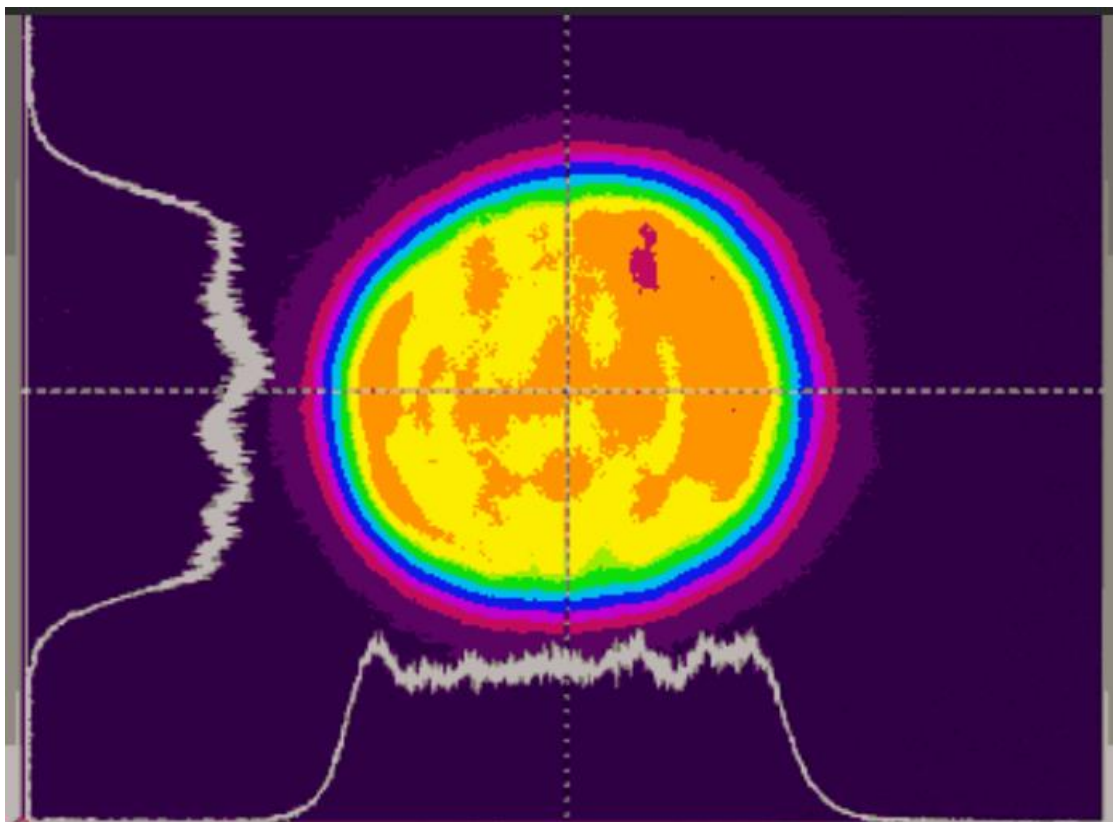


Рисунок 2.2 – Профиль пучка импульсного лазера модели Nd:YAG лазер LQ-929, применяемого в исследовательской установке

Важными информационными параметрами для модельных представлений являются кинетические характеристики и закономерности, как на стадии процесса быстрого взрывного разложения, так и на стадиях, предшествующих ему (стадия облучения, индукционный период). С целью получения такой информации необходимы синхронные многопараметрические измерения в режиме реального времени и с высоким временным разрешением.

При лазерном воздействии необходимо учитывать то, что показатели поглощения на разных длинах волн и для различных ЭМ могут изменяться (а, следовательно, глубина проникновения света и глубина залегания тепловых очагов) на несколько порядков величины. При этом эффективность газодинамической разгрузки очагов взрывного разложения резко изменяется. Поэтому для корректного сопоставления результатов эксперимента измерения ЭПИ необходимо проводить в условиях, когда газодинамическая разгрузка или исключена, или сведена к минимуму.

Математическое моделирование и численные расчеты задач зажигания проводились в условиях, наиболее приближенных к условиям эксперимента. В ряде случаев (воздействие ЛИ на прессованные порошки в области прозрачности матрицы ЭМ) при нагреве очагов учитывались закономерности многократного светорассеяния, приводящего к несоответствию пространственной освещенности в объеме ЭМ с освещенностью поверхности образца. При этом пространственная освещенность определялась наиболее достоверным способом – методом имитационного моделирования процесса рассеяния фотонов (методом Монте-Карло).

2.3. Разработка лазерного стенда для экспериментальных исследований

В соответствие с описанной выше методикой исследований модернизирован под задачи исследований лазерный стенд [202] для многопараметрических синхронных измерений характеристик взрывного разложения ЭМ. Приводится описание экспериментальных установок и основные требования к источникам излучения, энергетическим каналам и регистрирующей аппаратуре.

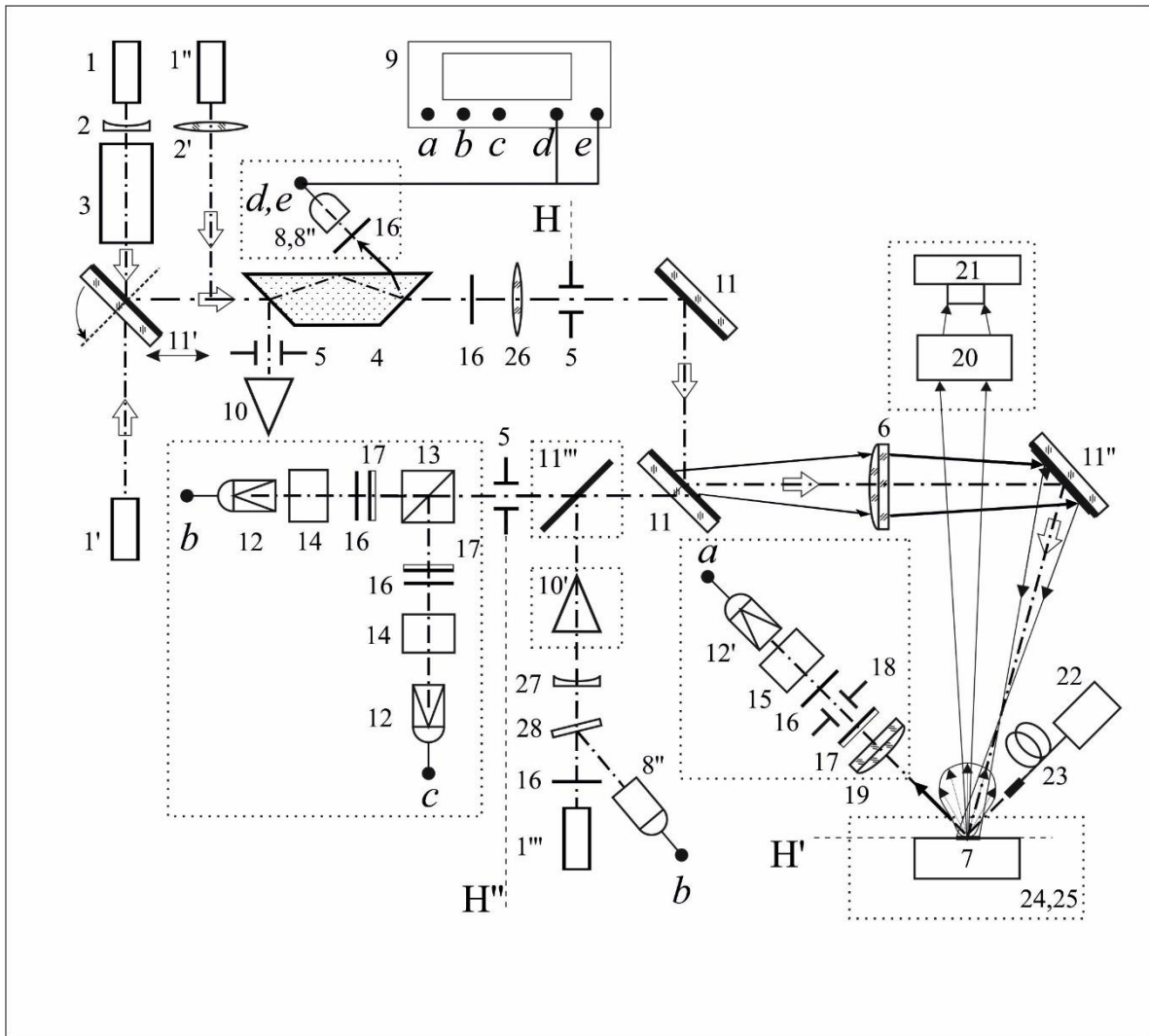


Рисунок 2.3 – Функциональная схема установки для исследований физико-химических процессов, в конденсированных средах при воздействии лазерного излучения.

1 – задающий одномодовый одночастотный лазер (1060 нм; 40 нс); 1' – Nd:YAG лазер LQ-929 (1064; 532; 357; 266 нм; 12 нс); 1'' – твердотельный лазер Black Light (1064 нм; 40-20000 нс); 1''' – CO₂ лазер (10,6 мкм; 20 нс); 2 – расширяющая пучок (коллимирующая) линза ($f = -1000$ мм); 2' – коллимирующая положительная линза ($f = 50$ мм); 3 – 4-х каскадный усилитель; 4 – расщепитель пучка (кварцевая призма Дове); 5 – обрезавшие диафрагмы (сменные); 6 – исправленный на aberrации (кварц, фтористый барий) объектив ($f = 250$ мм); 7 – поверхность исследуемого образца; 8 – фотодиод вакуумный ФЭК-29 КПУ; 8' – фотодиод вакуумный ФК-19 КМ; 8'' – фотодиод полупроводниковый; 9 – цифровой осциллограф Tektonics DPO-3034 (300 МГц); 10 – калориметр ИКТ-1Н; 10' – калориметр ИМО-2; 11 – поворотные диэлектрические зеркала ($\rho = 99,9\%$); 11' – зеркало ввода пучка (подвижное, $\rho = 99,9\%$); 11'' – поворотное зеркало (сменное); 11''' – медное зеркало ввода пучка; 12 – фотомодули Hamamatsu

H5773 (300-850 нм; 0,78 нс); 12' – ФЭУ-62 (400-1200 нм); 13 – светоделительный кубик; 14 – малогабаритный монохроматор МУМ-2; 15 – монохроматор МДР-204; 16 – нейтральные светофильтры; 17 – полосовые светофильтры; 18 – полевая диафрагма; 19 – объектив кварцевый проекционный; 20 – микроскоп МБС-10; 21 – фотоаппарат Canon EOS 600D; 22 – спектрометр AvaSpec-2048; 23 – кварцевые оптоволокна; 24 – пресс гидравлический с встроенным акустическим датчиком (сменный блок, см. рис. 3); 25 – вакуумная камера (сменная ячейка, см. рис. 2); 26 – положительная длиннофокусная линза ($f = 612$ мм); 27 – коллимирующая отрицательная линза из селенида цинка; 28 – пластинка из ZnSe; H' , H'' , H''' – сопряженные плоскости

Так на рисунке 2.3 представлен лазерный стенд, на котором измерялись энергетические пороги инициирования, кинетические и спектральные характеристики процесса взрывного разложения. Основа его работы в следующем. Излучение лазера I (или I' , или I'') через призму Дове 4 поступает на формирующую (вырезающую центральную однородную часть пучка) диафрагму 5 и далее на проекционный объектив 6. Объектив 6 строит уменьшенное (или увеличенное) изображение диафрагмы 5, т.е. формирует необходимый размер пучка высокого качества (однородность, резкие края) на поверхности образца 7. Перехватываемая объективом 6 часть потока свечения образца через диэлектрическое зеркало поступает на фотодетекторы 12, настроенные на регистрацию в различных областях спектра. Так как плоскость поверхности образца 7 и диафрагмы 5 находятся в сопряженных плоскостях, фотомодули 12 регистрируют свечение образца из зоны лазерного воздействия. В отличие от них фотомодуль 12' регистрирует свечение образца как из зоны лазерного воздействия, так и за пределами этой зоны. Сигналы фотодетекторов и акустического датчика по каналам *a*, *b* и *c* поступают на соответствующие входы осциллографа. Для регистрации временного положения и формы ЛИ использован фотодетектор 8, на который падает часть пучка, отраженная от задней

поверхности призмы Дове. Временная привязка оптических каналов осуществлялась по регистрации отраженного лазерного импульса от поверхности образца при допороговых уровнях воздействия. Привязка акустического канала – по появлению импульса сжатия (с учетом времени его пробега через образец и входное окно).

В лазерном стенде предусмотрено измерение энергии импульса в каждом из опытов, для чего измеритель энергии 10 регистрировал отраженную от передней поверхности призмы Дове часть ЛИ. В стенде предусмотрено измерение спектров свечения образцов (элементы 22 и 23 схемы), а также фотографирование предвзрывных и взрывных явлений, происходящих на облучаемой поверхности, в объеме (в случае кристаллов) и приповерхностной области образцов (элементы 20 и 21 схемы). Кроме того, стенд содержит встроенный в схему гидравлический пресс, содержащий быстродействующий датчик давления, на котором располагается испытуемый образец. В данном случае испытание образца происходит в условиях его всестороннего сжатия. В состав стенда входит также вакуумная камера для испытания образцов в условиях форвакуума. В камере предусмотрена возможность измерения скорости разлета продуктов взрывного разложения теневым способом с использованием двойной щели, обеспечивающей пространственное разрешение не хуже 100 мкм.

Излучение лазера I' (длины волн 1064; 532; 355; и 266 нанометров с длительностью импульса 12 наносекунд) вводится в схему простым поворотом диэлектрического зеркала $11'$ на 90 градусов. Излучение лазера I'' (длина волны 1064 нм; длительность импульса изменяется от 40 мкс до 20 мс) вводится параллельным перемещением зеркала $11'$. В схеме предусмотрен канал для ввода излучения CO_2 -лазера (10600 нм), который с минимальными заменами элементов (установка медного зеркала $11'''$, удаление зеркала 11 , замена материала объектива б) полностью согласуется с общей функциональной схемой.

Основные характеристики лазерного стенда.

Энергетическая яркость пучка составляет около 10^{15} Вт/(см²ср). Плотность энергии и мощности на поверхности образца может достигать значений до 10^4 Дж/см² и 10^{12} Вт/см² соответственно. Длины волн излучения перехватывают диапазон от глубокой УФ (266 нм) до глубокой ИК (10600 нм) областей спектра. Длительность воздействующего импульса меняется от 12 нс до 20000 нс, а размер пучка на поверхности образца изменяется простой сменой диафрагм 5 от 10 мкм до 10 мм и более с сохранением высокого качества. Давление всестороннего сжатия образцов изменяется в диапазоне от 10^7 до 10^9 Н/м². Общее временное разрешение системы синхронной регистрации составляет не хуже 10 нс, пространственное – порядка 2 мкм. Амплитудные и спектрально-кинетические характеристики в оптическом диапазоне: от 200 нм до 1100 нм, со спектральным разрешением порядка 1,5 нм.

Основные характеристики электронно-пучкового стенда.

Стенд для воздействия пучком ускоренных электронов функционально подобен лазерному, а в части регистрирующей аппаратуры идентичен ему. Основное отличие заключается в том, что воздействие пучком электронов, в основном, происходит в вакууме (давление около 1 Па). При этом средняя энергия электронов в пучке составляет 250 кэВ, длительность импульса 12 нс, а плотность энергии пучка варьируется от 0,05 до 50 Дж/см².

2.4. Подготовка образцов и экспериментальных ячеек

В соответствии с поставленными целями работы наибольшее внимание уделено изучению поведения двух основных классов. К первому классу мы относим ЭМ, в которых основная химическая реакция проходит в твердофазном приближении. К этому классу относят АТМ, типичным

представителем которых является азид свинца. Азид свинца является штатным ЭМ с хорошо изученными теплофизическими и термокинетическими характеристиками. Ко второму классу относят ЭМ, в которых основная реакция разложения проходит в газовой фазе, т.е. перед взрывным разложением вещество газифицируется. Типичным представителем для исследования таких ЭМ является тетранитрат пентаэритрита (тэн), поскольку он обладает относительно высокой (по сравнению с другими вторичными ЭМ) чувствительностью к внешнему импульсу. Дополнительно исследовался новый высокоэнергетический материал – фуразанотетразиндиоксид (ФТДО). Этот материал достаточно легко газифицируется, однако его поведение при возбуждении ЛИ не изучалось, поэтому к какому классу ЭМ его относить и в какой фазе идет его взрывное разложение является вопросом не совсем ясным. Кроме того, интерес представляет лазерное зажигание стехиометрической смеси перхлората аммония с мелкодисперсными порошками алюминия (ПХА+Al), инициирование которой при лазерном воздействии изучено недостаточно и у которой не выявлена принадлежность к тому или иному классу. В качестве исследуемых образцов использовались нитевидные кристаллы и нитевидные прессованные порошки азидов тяжелых металлов (АТМ), прессованные порошки (таблетки) АТМ, порошки тетранитрата пентаэритрита (тэн) не содержащего и содержащего наноразмерные добавки алюминия и сажи, порошки ФТДО и смесового состава перхлората аммония с алюминием (ПХА+Al). Использовались навески массой от 10 до 20 мг. В большинстве опытов они засыпались в металлическую сборку (прессформу) с прозрачным входным окном, устанавливались в гидравлический пресс и прижимались к входному окну с различным давлением, чем и обеспечивалось всестороннее сжатие образца. В некоторых случаях (инициирование с открытой поверхности) порошки прессовались в виде таблеток диаметром 3 мм. Содержание добавок алюминия или сажи в тэне варьировалось от 0,1 до 1 весовых

процента. Для получения однородной смеси проводилось тщательное перемешивание компонент с большой концентрацией добавок с последующим разбавлением до необходимой. Толщина слоя ЭМ была достаточной для устранения влияния поверхности металлического пуансона (подпятника) на величину порога инициирования.

Выводы по главе 2

1. Разработаны методы и подходы для реализации поставленных задач. Показано, что инициирование ЭМ лазерным импульсом и СЭП носит вероятностный характер. Ключевым параметром для понимания механизмов инициирования ЭМ являются энергетические пороги инициирования и их зависимости от пространственно-временных параметров внешнего импульса и пространственно-временных масштабов релаксационных процессов в ЭМ. Кроме того, показана необходимость синхронных многопараметрических измерений в режиме реального времени и с высоким временным разрешением, включая регистрацию момента возникновения свечения образца и акустического отклика по отношению к моменту облучения. Показана необходимость моделирования численных процессов взрывного разложения в условиях, близких к экспериментальным.
2. Модернизирован экспериментальный лазерный стенд под задачи исследования, позволяющий проводить синхронные измерения четырех параметров (положение и форма ЛИ; свечение взрывного разложения из зоны лазерного воздействия; свечение продуктов разложения за пределами зоны; импульс давления) при взрывном разложении ЭМ. Стенд позволяет формировать на поверхности ЭМ лазерный пучок высокого качества (однородный пучок с резким контрастом на краях) размерами от 10 до 10000 мкм на длинах волн 10600, 1064, 532 и 266 нм.

Энергетическая яркость пучка достигает 10^{15} Вт/(см²ср). Плотность энергии и мощности на поверхности образца может достигать значений до 10^4 Дж/см² и 10^{12} Вт/см² соответственно. Длительность воздействующего импульса меняется от 12 нс до 20000 нс. Общее временное разрешение системы синхронной регистрации составляет не хуже 2 нс, пространственное – не хуже 10 мкм, спектральное – 1,5 нм. Под задачи работы модернизирован стенд, формирующий СЭП для воздействия пучком ускоренных электронов. Он функционально подобен лазерному, а в части регистрирующей аппаратуры идентичен ему. Основное отличие заключается в том, что воздействие пучком электронов, в основном, происходит в вакууме (давление около 1 Па). При этом средняя энергия электронов в пучке составляет 250 кэВ, длительность импульса 12 нс, а плотность энергии пучка варьируется от 0,05 до 50 Дж/см².

3. Сделан обоснованный выбор ЭМ. В качестве иницирующих ЭМ выбраны азиды свинца и серебра (порошки, нитевидные кристаллы), как типичные представители АТМ. В качестве вторичных – порошки и макрокристаллы тетранитрата пентаэритрита (тэн) не содержащего и содержащего наноразмерные добавки алюминия и сажи, порошки – фуразанотетразиндиоксида (ФТДО) и смесового состава перхлората аммония с алюминием (ПХА+Al). Давление всестороннего сжатия образцов изменялось в диапазоне от 10^7 до 10^9 Н/м².

Глава 3. ИССЛЕДОВАНИЕ НИЗКОПОРОГОВОГО ОПТИЧЕСКОГО И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И ИНЕРТНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЛАЗЕРНЫМИ И ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ

Третья глава посвящена описанию экспериментального исследования параметров горячих точек (ГТ), возникающих в прессованных образцах энергетических и инертных материалах при воздействии на мишени в режиме свободной (без прикрытия) облучаемой поверхности и выяснению механизмов их образования при лазерном воздействии. Основной вопрос, на который необходимо было ответить, заключается в определении фазового состояния вещества в горячих точках и измерении кинетики их образования относительно инициирующего лазерного импульса.

Цель настоящей главы – получить прямые экспериментальные доказательства образования горячих точек в «чистых» прессованных образцах тэна, изучить закономерности и особенности их формирования в прессованных образцах тэна, ПХА, ФТДО и инертных материалах сахара ($C_{12}H_{22}O_{11}$) и MgO , измерить пороговые, пространственные и спектрально-кинетические характеристики их свечения. Для выяснения влияния специально введенных примесей углерода и алюминия на параметры свечения, возбуждаемого первой гармоникой Nd - лазера были исследованы прессованные образцы тэна с примесью углерода и алюминия: (тэн + С), (тэн + Al) до 1% по массе при размере частиц тэна около 1 мкм, частиц сажи с характерным размером 75 нм и частиц алюминия 150 нм. Дополнительно изучены смеси прессованных порошков перхлората аммония (ПХА) с добавками порошка алюминия различной дисперсности (ПХА + Al) в соотношении 60/40. Размеры частиц в прессованных образцах (ПХА + Al) составляли: ПХА ~ 100 мкм, алюминия (ALEX ~150 нм) и (АСД-1 ~10 мкм).

В качестве основного физического параметра, позволяющего ответить на поставленные выше вопросы, выбрано свечение ГТ – практически безынерционного процесса, по отношению к лазерному импульсу возбуждения, регистрируемого с помощью ФЭУ с временным разрешением ~ 2 нс [157]. Для ответа на поставленные вопросы в работе измерялись пороговые, амплитудные, пространственные, кинетические и спектральные характеристики свечения, возбуждаемого лазерным излучением в энергетических и инертных материалах. Инертные материалы были выбраны с целью дискриминации процессов, связанных с дополнительным выделением энергии взрывчатых веществ при их химическом разложении.

Проведен анализ результатов образования ГТ (каналов электрического пробоя) в энергетических и инертных материалах под действием сильноточных электронных пучков с целью проверки гипотезы о едином «электрическом» механизме образования ГТ в энергетических и инертных диэлектриках при облучении лазерными и электронными пучками.

3.1. Функциональная схема экспериментальной установки для измерения параметров горячих точек в энергетических и инертных материалах

Упрощенная функциональная схема экспериментальной установки для исследования параметров ГТ, образующихся в твердых телах различных классов приведена на рисунке 3.1.

Особым условием, позволяющим изучать параметры свечения, возникающего в прессованных образцах исследуемых материалов, является режим свободного разлета в окружающее пространство. Для выяснения основных закономерностей и особенностей формирования ГТ эксперименты проводились в атмосферном воздухе и в вакууме при давлении $\sim 10^{-2}$ Тор. Кинетика свечения возбуждаемой мишени

регистровалась фотомодулем H5773-04 фирмы Hamamatsu и осциллографом DPO 3034. Регистрация пространственной картины распределения свечения по облучаемой поверхности исследуемых образцов фотографировалось цифровым фотоаппаратом SONY α 500 через микроскоп МПД-10. Синхронизация двух каналов ФЭУ и ФЭК осуществлялась с помощью импульса свечения второй гармоники прессованной таблетки сахара (532 нм), которое возбуждалось первой гармоникой Nd – лазера [168]. Временное разрешение лазерного спектрометра составляло ~ 2 нс, спектральное $\sim 1,5$ нм, пространственное ~ 10 мкм.

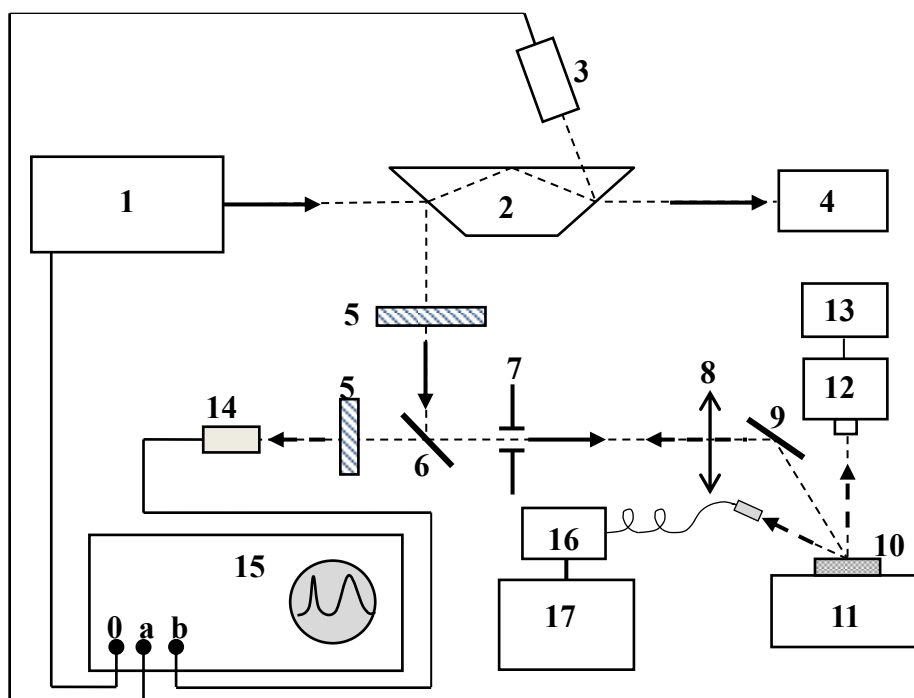


Рисунок 3.1 – Лазерный стенд для исследования параметров «горячих точек» в энергетических и инертных материалах: 1 - неодимовый лазер; 2 – призма Дове; 3 – ФЭК-28 КПУ; 4 – калориметр ИКТ-1Н; 5 – нейтральные светофильтры; 6 – интерференционное зеркало на кварцевой подложке, отражающее на длине волны лазерного излучения и прозрачное в остальных областях спектра; 7 – формирующая диафрагма; 8 – проекционный объектив; 9 – поворотное зеркало; 10 – образец; 11 – металлическое основание; 12 – микроскоп; 13 – камера SONY α 500; 14 – фотоэлектронный умножитель зонного обзора; 15 – цифровой осциллограф; 16 – спектрометр Avaspec Dual; 17 – ПК

3.2. Результаты экспериментов по оптическому пробою и образованию горячих точек

3.2.1. Свечение прессованных порошков энергетических и инертных материалов в широком диапазоне плотностей энергии лазерного воздействия

На первом этапе были получены зависимости интенсивности свечения образцов в области спектра 600 – 700 нм от плотности энергии H_n облучающего ЛИ в широком диапазоне уровней воздействия (от 10^{-3} до 10^1 Дж/см²). С этой целью схема регистрации с помощью зонного ФЭУ была настроена на максимальную чувствительность для регистрации слабых сигналов (на уровне шумов). Использовались прессованные (до 10^8 Па) порошки тэна дисперсностью 6000 см²/г, тэна с добавками наноразмерных порошков сажи и алюминия с концентрацией от 0,1 до 1 весовых процента, слабопрессованные (до 10^7 Па) порошки азидов свинца и серебра, слабопрессованные порошки ФТДО. В качестве инертных материалов использовались прессованные порошки оксида магния и сахарной пудры. Некоторые результаты измерений при облучении на длине волны 1064 нм приведены на рис. 3.2, а, б, в.

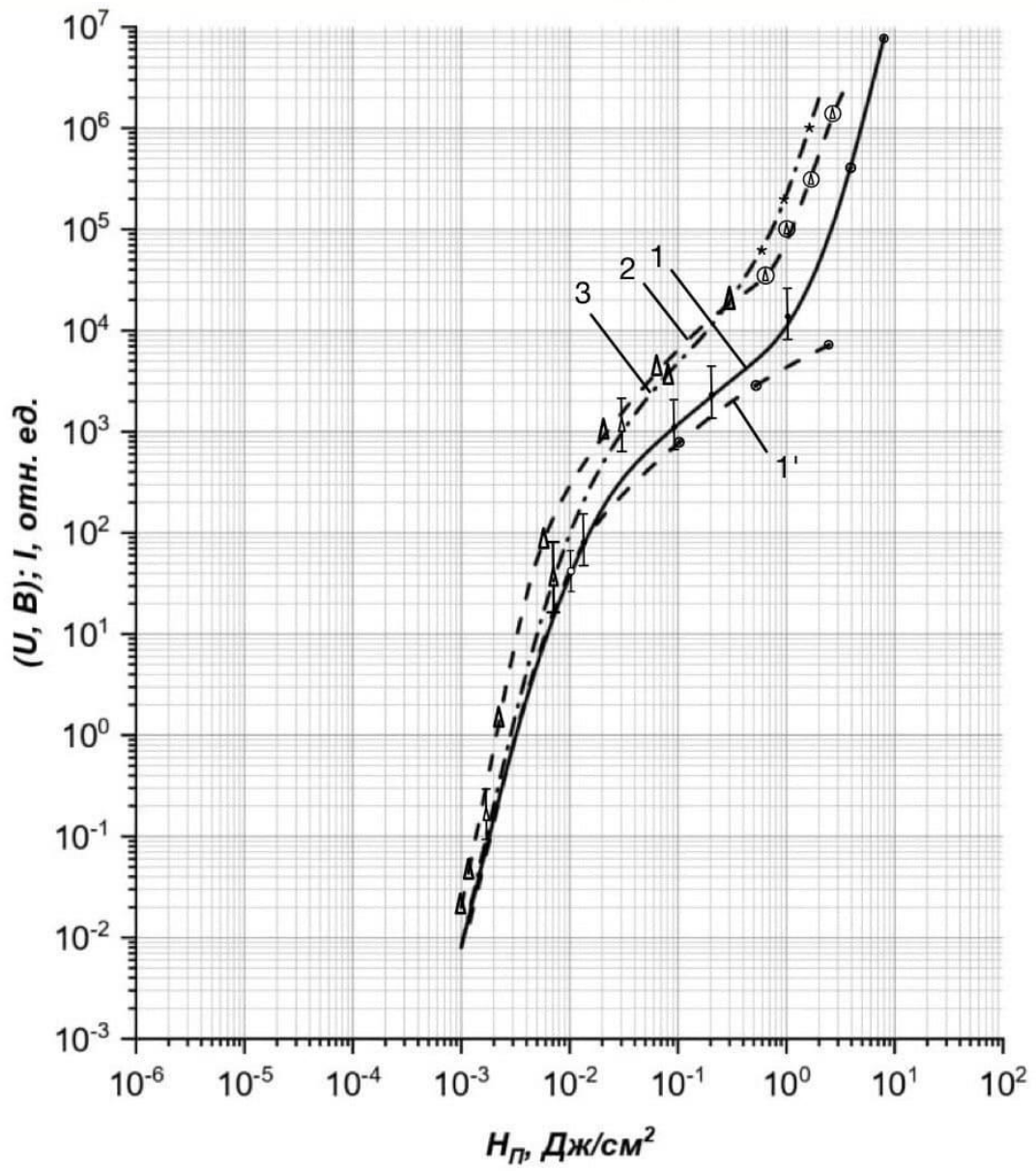


Рисунок 3.2, а.

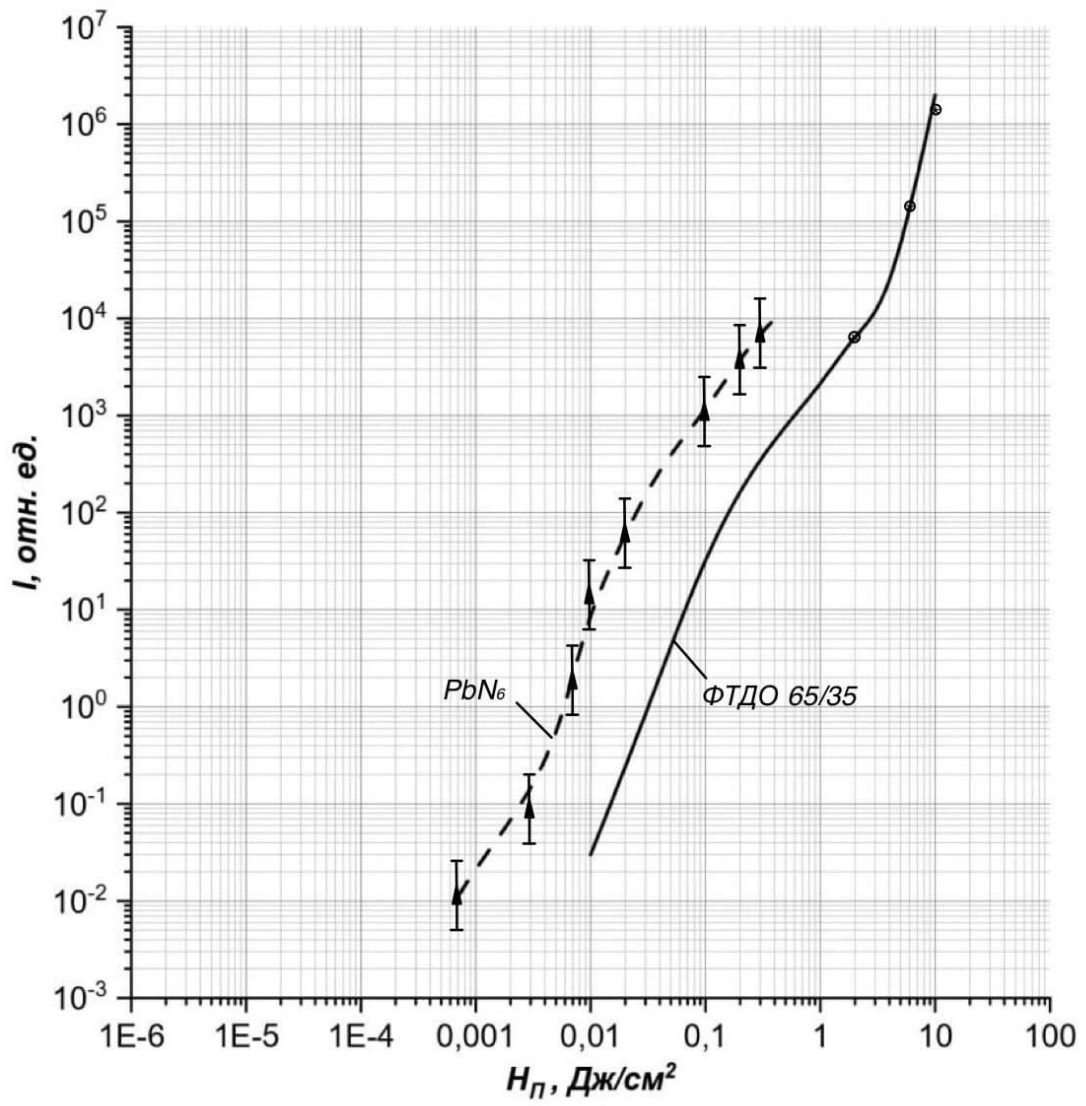


Рисунок 3.2, б.

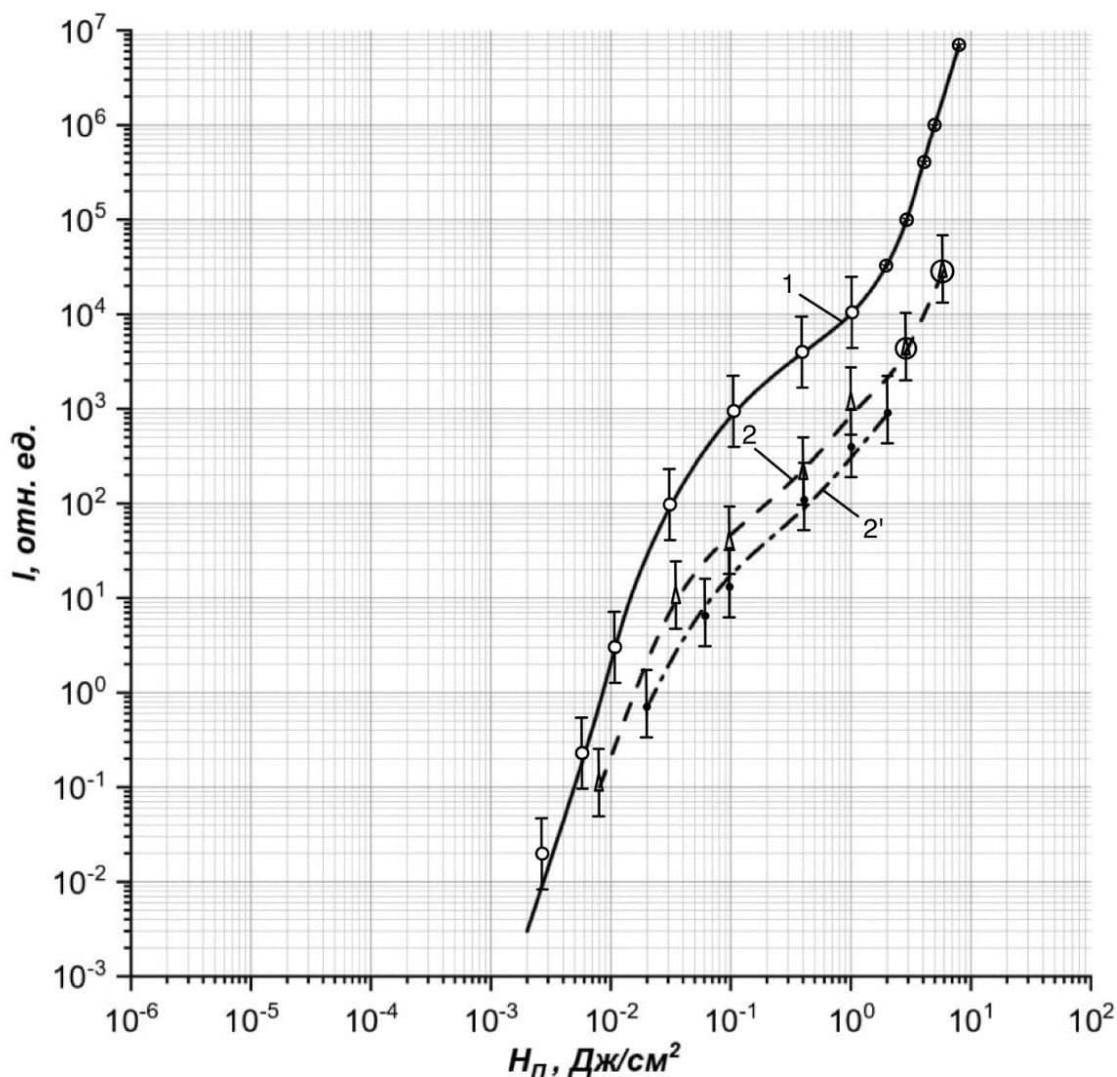


Рисунок 3.2, в.

Рисунок 3.2 а, б, в – Зависимости амплитуды свечения при облучении открытой поверхности прессованных порошков ЭМ и инертных материалов от плотности энергии воздействующего лазерного импульса на поверхность H_n при диаметре пятна $d_n = 1$ мм: а – чистый тэн при однократном воздействии (кривая 1); при предварительном десятикратном воздействии («отжиге») (кривая 1'); тэн с добавкой 0,1% сажи (кривая 2) и 1% сажи (кр.3); б – слабо прессованный азид свинца (1); слабо прессованный ФТДО (2); в – прессованный порошок MgO (1); сахар, суммарное свечение (свечение ГТ + свечение второй гармоники) сахара (2); свечение второй гармоники после отжига ГТ (2')

Прежде всего, обращает на себя внимание резкий монотонный рост интенсивности свечения с ростом уровня лазерного воздействия. Такое поведение характерно как для ЭМ, так и для инертных материалов. Так с увеличением H_n на четыре порядка величины увеличение интенсивности достигает для некоторых образцов до 9 порядков. Возникает вопрос о природе данного свечения. Для ее выявления рассмотрим подробнее характер полученных зависимостей на примере чистого тэна. На экспериментальной кривой 1 рис. 3.2 можно условно выделить 3 характерных области по уровню воздействия. В первой из них ($H = 10^{-3} - 10^{-2}$ Дж/см²) наблюдается рост свечения I , близкий к $I \sim H^4$, что указывает на его тепловую природу. Учитывая то, что показатель поглощения матрицы тэна μ не превышает 10^{-2} см⁻¹ в данной области воздействий ее нагрев $T_m = \mu H_n F_0 / c\rho$ (где F_0 – некоторый коэффициент, связывающий пространственную освещенность в объеме порошка с освещенностью поверхности, задаваемую падающим лазерным пучком (см. Главу 4)) не превышает 10^{-4} °С, то есть пренебрежимо мал и, следовательно, свечение матрицы отсутствует.

Следует отметить, что исследования зависимости амплитуды свечения от уровня лазерного воздействия проводилось нами и на других длинах волн (532, 354,7 и 266 нм). Показано, что на второй третьей и четвертой гармониках при $H_n > 10^{-1}$ Дж/см² амплитуда свечения сопоставима с амплитудой при воздействии первой, а в области $H_n < 10^{-2}$ Дж/см² она на несколько порядков выше по сравнению с первой гармоникой. Кроме того, отметим, что во всех случаях временное положение импульса свечения соответствовало моменту лазерного облучения, а длительность свечения возрастала с ростом уровня воздействия, т.е. при высоких уровнях воздействия ($H_n > 1$ Дж/см²) на заднем фронте импульса свечения образовывался «хвост».

Известно, что в матрице прозрачных диэлектриков возможно присутствие поглощающих неоднородностей (кластеров) при характерных

размерах около 10^{-5} см, которые разогреваясь могут стать источником излучения [203]. Для тэна наиболее вероятно присутствие сажных частиц. В ряде случаев наноразмерные частички сажи и алюминия вводились нами в тэн в виде примеси в диапазоне от 0,1 до 1 весовых процента (см. рис. 3.2, а). Оценим их температуру и возможность излучения в спектральном диапазоне 600-700 нм, используя результаты работы [205]. В данной работе проведено численное моделирование лазерного нагрева поглощающей частицы по методике, изложенной в [44, 45, 59, 209], при этом в [44] принималось, что сечение поглощения частицы в матрице ЭМ не соответствует геометрическому, а освещенность на ее поверхности отличается от освещенности, создаваемой лазерным пучком на поверхности образца. Следуя [44] для температуры частицы ΔT в условиях адиабатического нагрева имеем:

$$\Delta T \sim k \cdot F_0 \cdot H_n, \quad (3.1)$$

где $k = \sigma / \pi R_0^2$; $\sigma(R_0, \lambda_0, N_0, n_k)$ – относительное сечение поглощения частицы радиусом R_0 , зависящее от длины волны ЛИ λ_0 , показателя преломления среды n_0 , комплексного показателя преломления поглощающей частички n_k ; $F_0 = H_0 / H_n$, где H_n – плотность энергии на поверхности ЭМ (Дж/см²); H_0 – плотность энергии в окрестности частицы, в общем случае зависящая от размера d_n лазерного пучка на поверхности ЭМ, показателя поглощения μ (см⁻¹) и показателя рассеяния β (см⁻¹), индикатрисы рассеяния элементарного объема χ .

Таким образом, k определяет эффективный коэффициент поглощения частицы, а F_0 – связь между пространственной освещенностью в объеме среды и освещенностью в падающем на поверхность потоке ЛИ. Нормируя (3.1) на $k \cdot F_0$ получим при $H_n = q_n \cdot \tau$:

$$\Delta T / (k \cdot F_0) \sim H_n = q_n \cdot \tau, \quad (3.2)$$

где q_n – плотность потока ЛИ (Вт/см²); τ – длительность ЛИ.

В зависимости от длительности лазерного импульса τ и радиуса сферической частицы R_0 могут реализоваться два характерных режима

нагрева – адиабатический и квазистационарный. В [204] получены точные выражения для температуры нагрева в данных асимптотиках. Так формула для адиабатического режима нагрева имеет вид:

$$\Delta T = (k \cdot F_0) \cdot 3H_n / (4c_1 \rho_1 R_0), \quad (3.3)$$

а для стационарного

$$\Delta T = (k \cdot F_0) \cdot q_n \cdot R_0 / (4\lambda_T), \quad (3.4)$$

где λ_T – коэффициент теплопроводности матрицы.

С целью определения коэффициента k проведен расчет его значений по выражениям из теории Ми для сажных и алюминиевых частиц при характерном размере $R_0 = 10^{-5}$ см на длине волны ЛИ 1064 нм в области прозрачности матрицы тэна с показателем преломления $N_0 = 1,47$. При этом значения комплексного показателя преломления сажных и алюминиевых частиц были взяты из [206, 207] и составили $2,49 - 0,015i$ и $1,028 - 9,25i$ соответственно. Приняв в соответствии с [205] $R_0 = 10^{-5}$ см, $F = 8$, а $k = 1$ и $0,15$ для частиц сажи и алюминия в матрице тэна соответственно, получим в адиабатических условиях при воздействии $5 \cdot 10^{-3}$ Дж/см² (середины первой характерной области): $\Delta T = 1000$ °С и $\Delta T = 150$ °С для сажных и алюминиевых частиц соответственно.

Таким образом, температуры нагрева частиц сажи и алюминия в первой характерной области относительно низкие. С учетом длительности лазерного импульса и тепловой релаксации значения ΔT будут значительно меньше. Для точного определения температур нагрева необходимо численное моделирование задачи нагрева одиночного включения импульсом длительностью τ . Модель нагрева сферической теплопроводящей частицы имеет вид [44, 59, 208, 205]:

$$\frac{dT_2}{dt} = \alpha_2 \left(\frac{d^2 T_2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dT_2}{dr} \right), \quad r > R_0; \quad (3.5)$$

$$\frac{dT_1}{dt} = \frac{3b}{R_0} \frac{dT_2}{dr} + 3k(R_0) \frac{F_0 k(R_0) F_0 q(t)}{4R_0 C_1 \rho_1}, \quad r = R_0, \quad (3.6)$$

где $\alpha_2 = \frac{\lambda_2}{C_2 \rho_2}$ – температуропроводность ЭМ; $b = \frac{C_2 \rho_2}{C_1 \rho_1}$, T_1 – температура частицы; T_2 – температура матрицы тэна; c_1 – удельная теплоемкость частицы; ρ_1 – плотность частицы; c_2 и ρ_2 – теплоемкость и плотность тэна; r – координата точки нагрева в сферической системе координат.

Расчетные значения температуры нагрева приведены на рисунке 3.3. Здесь кривая 1 изображает зависимость температуры разогрева сажных частичек от их радиуса при длительности ЛИ, равной 40 нс, и плотности энергии H на поверхности тэна, равной $5 \cdot 10^{-3}$ Дж/см², что соответствует середине рассматриваемого первого интервала лазерного уровня воздействия. Из рисунка видно, что при длительности лазерного импульса 40 нс максимально разогреваются частички размером около $3 \cdot 10^{-5}$ см (около 300 нм) и их нагрев не превышает 600° С. Нагрев алюминиевых частичек почти на порядок меньше и не превышает 80° С. Регистрация теплового свечения таких частиц в области спектра 600-700 нм маловероятна, поэтому наблюдаемое свечение в области воздействий от 1 до 10 мДж/см² не является свечением разогретых частиц, т.е. природа свечения иная. Наиболее вероятной природой свечения в данной области воздействий являются оптические микропробои на оптических неоднородностях, в том числе в окрестности разогретых сажных и алюминиевых включений. В последнем случае развитие пробоя облегчается в результате термоэмиссии электронов, которая возможна уже на переднем фронте лазерного импульса. В этом случае основная энергия ЛИ поглощается плазмой пробоя, происходит высокотемпературный локальный разогрев с формированием теплового микроочага, т.е. образованием «горячей точки» (ГТ). Высокая температура ГТ обеспечивает интенсивное излучение в области спектра 600-700 нм, которое и наблюдается в эксперименте. Таким образом, можно предположить, что в первой области воздействия реализуются «низкопороговые» оптические пробои с образованием ГТ.

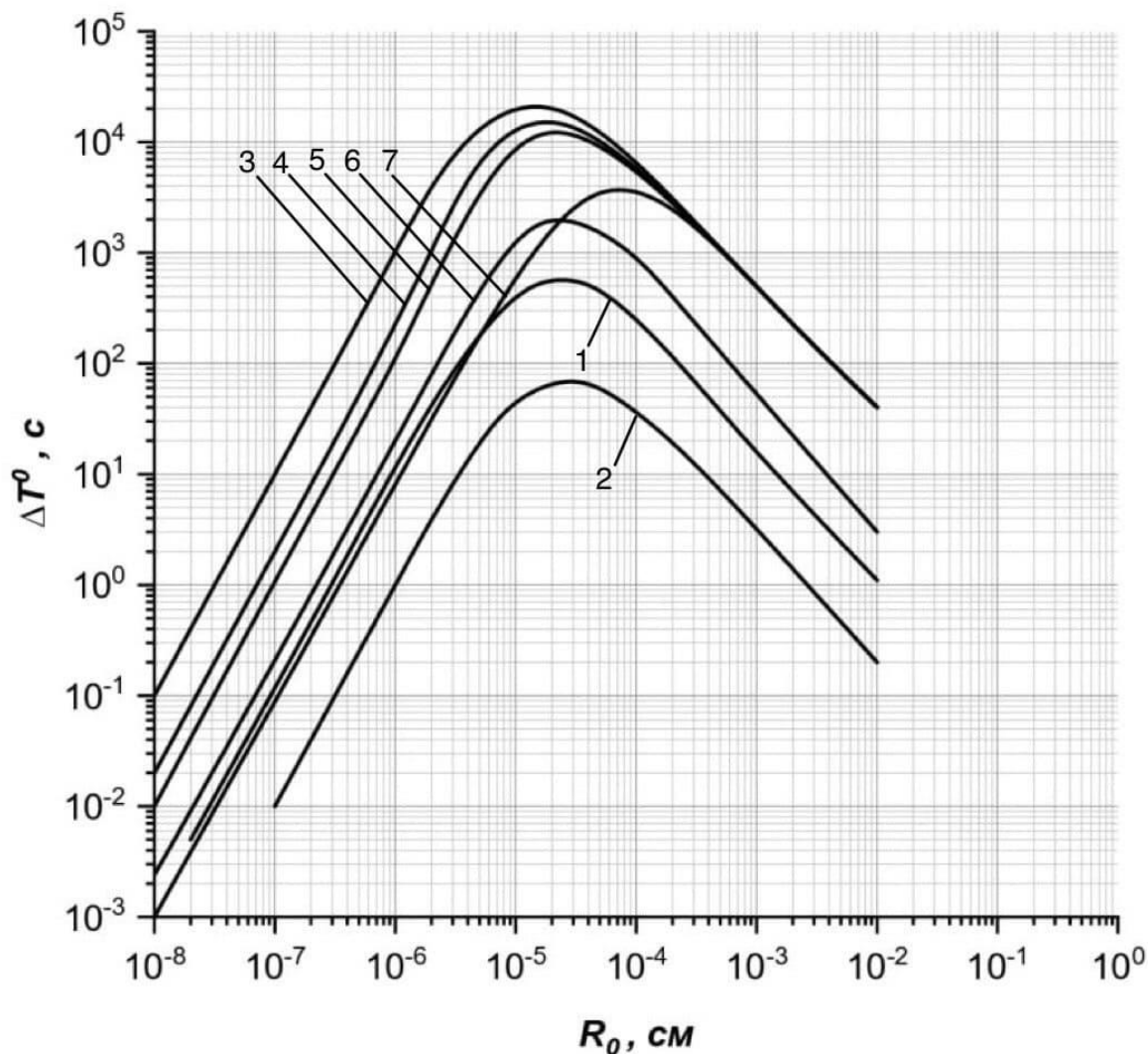


Рисунок 3.3 – Расчетные зависимости температуры нагрева сажных и алюминиевых частиц от их размера R_0 при различных длительностях ЛИ. 1 – сажная частица в матрице тэна при $H_n = 5 \cdot 10^{-3}$ Дж/см² и длительности ЛИ $\tau = 40$ нс; 2 – алюминиевая частица при $H_n = 5 \cdot 10^{-3}$ Дж/см² и длительности ЛИ $\tau = 40$ нс. 3; 4; 5 и 7 – сажная частица при $H = 10^{-1}$ Дж/см² и длительности ЛИ $\tau = 10^{-8}$; $4 \cdot 10^{-8}$; 10^{-7} и 10^{-6} с соответственно; 6 – алюминиевая частица при $\tau = 40$ нс

На втором характерном участке уровней лазерного воздействия $H_n = (10^{-2} - 1)$ Дж/см² зависимость интенсивности свечения от плотности энергии ЛИ близка к линейной (см. кр.1 рис. 3.2,*a*). Этот участок представляется как переходной от микропробойного механизма развития процесса к макропробойному, где по мере роста уровня лазерного воздействия растет концентрация ГТ и происходит объединение микропробойных очагов в более крупные. На этом участке возникает явление «отжига», суть которого в следующем. При повторном облучении (без перемещения лазерного пучка по поверхности образца) амплитуда импульса свечения уменьшается, а при десяти кратном облучении падает практически до нуля. Этот факт указывает на то, что при заданном многократном уровне воздействия оптические микропробойи исчезают, т.е. матрица очищается от оптических неоднородностей. Для того, чтобы появилось свечение, т.е. произошел оптический микропробой, необходимо увеличить плотность энергии воздействия. Данный процесс иллюстрирует кривая 1' рис. 3.2,*a*. Можно предположить, что близкий к линейному ход кривой на этом участке связан с процессами частичного выгорания неоднородностей на фронте ЛИ. Отметим, что на первых двух участках воздействия отсутствует разрушение приповерхностного слоя прессованного порошка.

На третьем участке ($H_n > 1$ Дж/см²) интенсивность свечения снова резко нарастает с увеличением H_n . Над поверхностью образца появляется светящийся пароплазменный факел, возникает акустический импульс (щелчок), а приповерхностный слой разрушается (возникает каверна). Т.е. в данной области реализуется известный в режим оптического «высокопорогового» макропробоя.

Поведение образцов тэна с добавками наноразмерных порошков сажи примерно такое же, как и у чистого тэна. Отличием является то, что амплитуда свечения у образцов с добавками значительно выше. Кроме того, у образцов с добавкой 0,1%(С) в области низких уровней воздействия

интенсивность свечения выше, чем у образцов с добавками 1%(С), а в области высоких – наоборот (кр.2 и 3 рис. 3.2,а). Данные особенности и различия связаны с оптическими свойствами различных образцов и их изменениями в режиме высоких уровней воздействия.

Данные закономерности и особенности присущи и для других типов ЭМ, а также для прессованных порошков инертных материалов. Так для сильно газифицирующегося ФТДО и негазицирующегося азида свинца (рис. 3.2,б) различия в поведении кривых свечения только количественные и, возможно, связаны с различиями в пространственной освещенности в их объеме, которая у азида свинца значительно выше. Интерес представляет также качественное и количественное совпадение кривых свечения порошков негазицирующегося оксида магния (рис. 3.2, в) и тэна при всех уровнях воздействия, а также сахара при низких уровнях воздействия.

Таким образом, на всех исследуемых образцах при лазерном импульсном воздействии возможно наблюдается низкопороговый оптический пробой, лежащий в основе образования ГТ, пороги образования которых (единицы мДж/см²) находятся ниже известных порогов инициирования ЭМ. Это означает, что при определенных условиях ГТ могут развиваться в очаги горения и взрывчатого разложения.

3.2.2. Экспериментальное обнаружение и закономерности образования горячих точек

Обнаружено, что облучение «чистых» образцов тэна лазерным импульсом с $H_n = (0,5-3)$ Дж/см² сопровождается образованием ГТ, наблюдающихся на фоне менее интенсивного диффузного свечения (рис. 3.4, а). Типичная осциллограмма суммарного свечения локальных областей (ГТ), (верхняя осциллограмма) полученная одновременно с фотографической регистрацией, приведена на рис. 3.5, б. Нижняя осциллограмма на рис. 3.5, б представляет импульс генерации Nd - лазера. Пространственное распределение ГТ по облучаемой поверхности тэна

(рис.3.4, а) и кинетика свечения получены при действии первого импульса ЛИ.

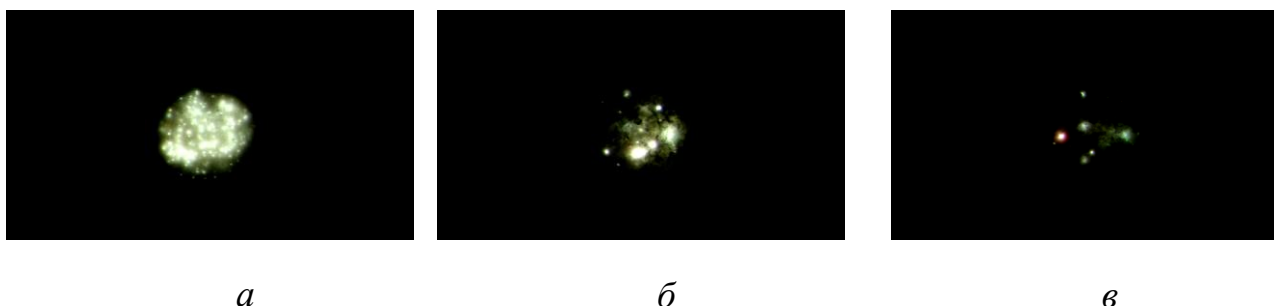


Рисунок 3.4 – Фотографии пространственного распределения ГТ в прессованном образце тэна в первом (а), втором (б) и третьем (в) импульсе облучения. $H_n = 3 \text{ Дж/см}^2$

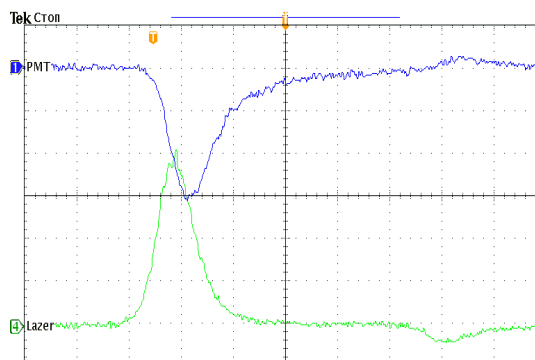
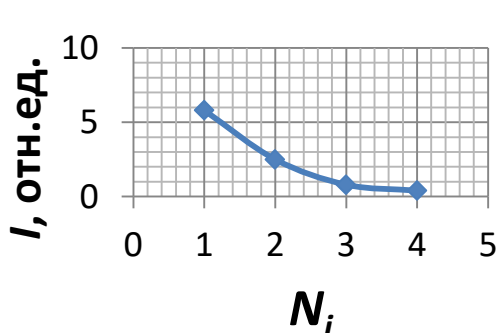


Рисунок 3.5, а – Зависимость интенсивности свечения ГТ в тэне от количества импульсов облучения (вверху) и возбуждающего возбуждения. $H_n = 3 \text{ Дж/см}^2$

Рисунок 3.5, б – Осциллограммы свечения ГТ в тэне в первом импульсе облучения (вверху) и возбуждающего лазерного импульса (внизу). $H_n = 3 \text{ Дж/см}^2$. Цена большого деления - 20 нс

Повторное облучение поверхности образца серией последовательных импульсов приводит к уменьшению количества ГТ и интенсивности их свечения, т.е. к их «отжигу» (рис. 3.4, б,в). Увеличение H_n в диапазоне от 0,5 до 3 Дж/см², при облучении свежей (не облученной ранее) поверхности образца, приводит к возрастанию количества, интенсивности и длительности свечения ГТ в первом импульсе возбуждения. Разрушения

поверхности образцов тэна после облучения в данном диапазоне изменения H_n не обнаружено. При $H_n \sim 4$ Дж/см² в области расположения наиболее ярких ГТ после облучения наблюдаются микрократеры размерами ~ 100 мкм. Увеличение плотности энергии ($H_n > 4$ Дж/см²) приводит к инициированию оптического макропробоя тэна, регистрируемого по свечению лазерного факела и интенсивному звуковому сигналу («щелчку»). При $H_n \geq 6$ Дж/см² на поверхности образца возникает кратер, диаметр которого равен диаметру лазерного пучка (рис. 3.6, б).

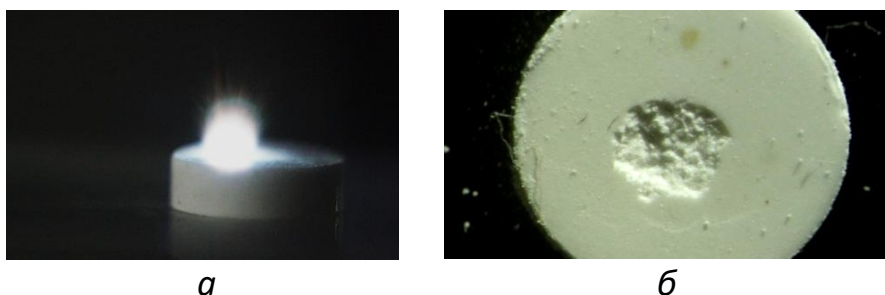


Рисунок 3.6 – Фотографии свечения (а) и разрушения (б) прессованных образцов тэна после 1-го импульса облучения. $H_n = 6$ Дж/см²

В спектрах свечения лазерного факела обнаружены линии щелочных металлов (Na, K) и других элементов (рис. 3.7). Эти же линии наблюдаются и в спектрах свечения лазерной плазмы, образующейся при испарении конструкционных элементов металлического пресса, используемого для прессования образцов энергетических и инертных материалов.

Для выяснения механизма образования ГТ в тэне были изучены закономерности локализации энергии ЛИ в прессованных (инертных) образцах сахара ($C_{12}H_{22}O_{11}$), теплофизические свойства которого близки к свойствам тэна [168]. Нами установлено, что в «чистых» прессованных образцах сахара при $0,5 \leq H_n \leq 4$ Дж/см² наблюдаются те же закономерности образования и отжига ГТ, как и в «чистом» тэне (рис. 3.8).

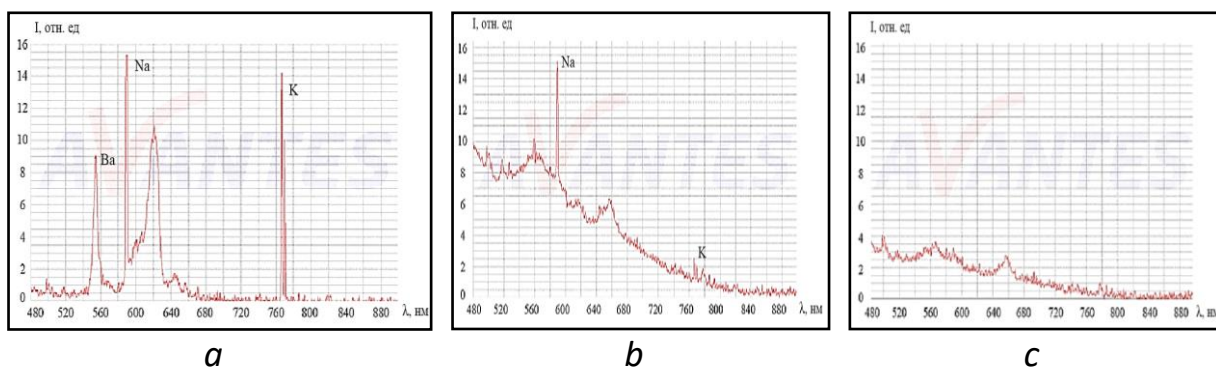


Рисунок 3.7 – Спектры свечения лазерного факела, образующегося при облучении тэна серией последовательных импульсов возбуждения: *a* – первый импульс, *b* – второй импульс, *c* – третий импульс. $H_n = 5 \text{ Дж/см}^2$

При фотографической регистрации свечения поверхности образцов сахара (с пространственным разрешением) в первом импульсе возбуждения при $H_n \sim (1-2) \text{ Дж/см}^2$ на фоне однородного «зеленого» свечения регистрируются отдельные «белые» светящиеся ГТ, диаметр которых составляет $\sim (20 - 40) \text{ мкм}$. Количество, размеры, пространственное положение и интенсивность свечения ГТ изменяется от образца к образцу и зависит от H_n и количества импульсов облучения. Как и в прессованных образцах тэна, повторное возбуждение поверхности таблетки сахара приводит к уменьшению количества ГТ, а многоимпульсное облучение – к их исчезновению. После «отжига» микрозон свечения, становится возможным измерения амплитудных, спектральных и кинетических характеристик «зеленого» свечения. Зависимости интенсивности «зеленого» и суммарного свечения сахара от H_n , измеренные с помощью ФЭУ, приведены, соответственно, на рис. 3.7 (кр. 1 и 2). Видно, что порог образования микроплазм составляет $\sim 10 \text{ мДж/см}^2$.

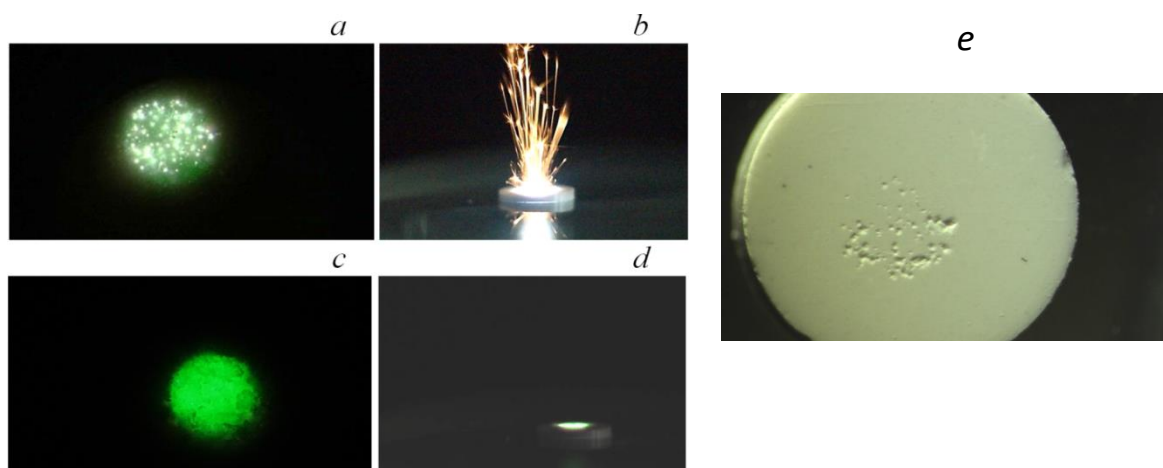


Рисунок 3.8 – Фотографии свечения и разрушения прессованного образца сахара при возбуждении первым (*a, b, e*) и восьмым (*c, d*) лазерными импульсами: (*a, c, e*) – вид со стороны возбуждаемой поверхности; (*b, d*) – с торца таблетки. $H_n = 4,0 \text{ Дж/см}^2$

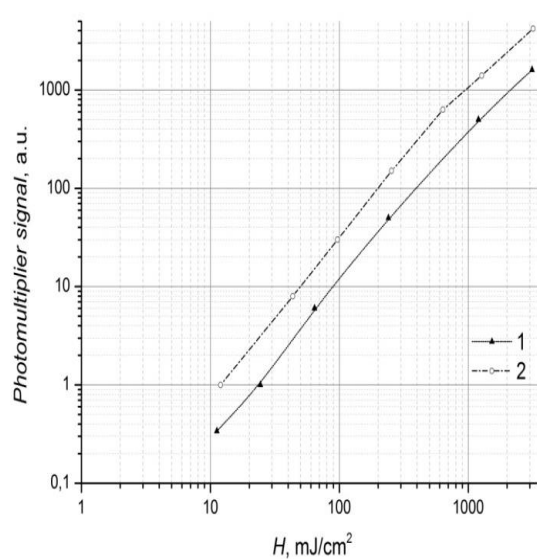


Рисунок 3.9 – Зависимости интенсивности «зеленого» (1) и суммарного (2) свечения сахара от плотности энергии лазерного излучения

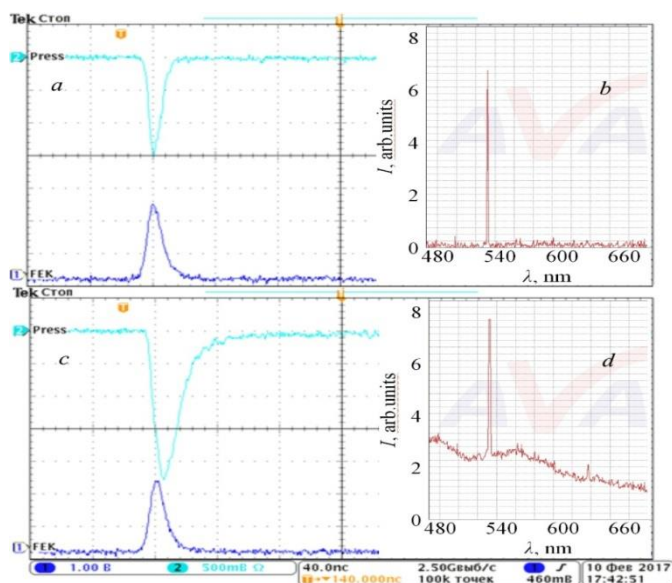


Рисунок 3.10 – Спектрально-кинетические характеристики свечения сахара, возбуждаемого первой гармоникой Nd - лазера: (*a, b*) после отжига «горячих точек», (*c, d*) - до отжига «горячих точек». $H_n = 4,0 \text{ Дж/см}^2$

Кинетика и спектр «зеленого» свечения при $H_n = 4 \text{ Дж/см}^2$ представлены на рис. 3.10, *a, b*. Нижняя осциллограмма представляет импульс генерации Nd - лазера. Видно, что «зеленое» свечение

безынерционно относительно лазерного импульса, а его длительность на полувысоте составляет ~ 14 нс. Максимум «зеленого» свечения расположен в области ≈ 532 нм, соответствует спектру второй гармоники Nd - лазера, а полуширина линии излучения на полувысоте составляет 1,5 нм и не превышает спектральное разрешение спектрометра. При $H_n \geq 0,3$ Дж/см² в первом импульсе возбуждения над поверхностью образцов регистрируются слабосветящиеся треки. Установлено, что источником треков являются наиболее яркие микрозоны «белого» свечения. Интенсивность свечения, количество и длина треков увеличиваются с ростом H_n . При $H_n \sim (2,5 - 4)$ Дж/см², наблюдается слияние «белых» светящихся точек в макрозоны размерами > 100 мкм, одновременно регистрируются оптический макропробой, сопровождающийся интенсивным свечением продуктов лазерной абляции (рис. 3.8, *b*) и формированием кратеров (рис. 3.8, *e*). Осциллограмма суммарного свечения, регистрируемого ФЭУ в первом импульсе возбуждения (до «отжига» локальных микрозон свечения) при $H_n = 4$ Дж/см² приведена на рис. 3.10, *c* (верхняя кривая). Видно, что начало импульса свечения и его максимум сдвинуты по отношению к лазерному импульсу (рис. 3.10, *c* – нижняя кривая) на 8 нс, а длительность импульса по основанию составила ~ 60 нс. Установлено, что при $H_n \sim (2,5 - 4)$ Дж/см² пространственное положение макрозон свечения совпадает с пространственным положением кратеров, фотографии которых регистрировались после каждого импульса возбуждения. При $H_n \geq 6$ Дж/см² образуется один кратер, диаметр которого равен диаметру лазерного пучка.

Образование и отжиг ГТ при возбуждении Nd - лазером были исследованы в «чистых» прессованных образцах перхлората аммония (ПХА), MgO и ФТДО. Теплофизические характеристики MgO ($T_{\text{кип.}} = 2825$ С, $T_{\text{исп.}} = 3600$ С) сильно отличаются от таковых для тэна и сахара. Установлено, что в MgO наблюдаются такие же закономерности

образования и отжига ГТ при тех же порогах их формирования, как в тэне, сахаре и ПХА.

Фуразанотетразиндиоксид (ФТДО) обладает уникальными физико-химическими характеристиками, что проявляется в особенностях его чувствительности к лазерному воздействию. Образцы ФТДО обладают промежуточными свойствами между инициирующими ЭМ и бризантными. Имеют сравнительно низкий порог инициирования по сравнению с бризантными ЭМ, взрываются, как и АТМ при открытой облучаемой поверхности. Именно эти свойства ФТДО позволили получить фотографии свечения ГТ и синхронно измерить кинетические характеристики свечения, как в допороговом, так и надпороговом режимах возбуждения. На рис. 3.10 представлены фотографии и соответствующие им кинетики свечения поверхности «чистого» ФТДО в режиме допорогового ($H_n = 1,8$ Дж/см²) и надпорогового ($H_n = 2,2$ Дж/см²) возбуждения Nd – лазером (1064 нм, 14 нс). Видно (см. рис. 3.11, с), что ГТ в образце ФТДО регистрируются на фоне свечения взрыва, что невозможно зарегистрировать без соответствующей аппаратуры в других ЭМ. Сложность одновременной регистрации свечения ГТ на фоне свечения взрыва, без аппаратуры, позволяющей осуществлять покадровую съемку возбуждаемого образца через каждые 50-100 нс, связана с тем, что светосумма, высвеченная при взрыве практически во всех исследованных ЭМ, как правило превышает светосумму, высвеченную ГТ, образующимися в момент возбуждения образцов ЭМ. Это приводит к потере информации о начальной стадии процесса инициирования ЭМ. Полученная информация свидетельствует о том, что ГТ образуются не только в допороговом режиме возбуждения, но и непосредственно перед взрывом. То есть, образование ГТ можно отнести к предвзрывному процессу, который развивается всегда независимо от того инициируется или нет взрывное разложение ЭМ.

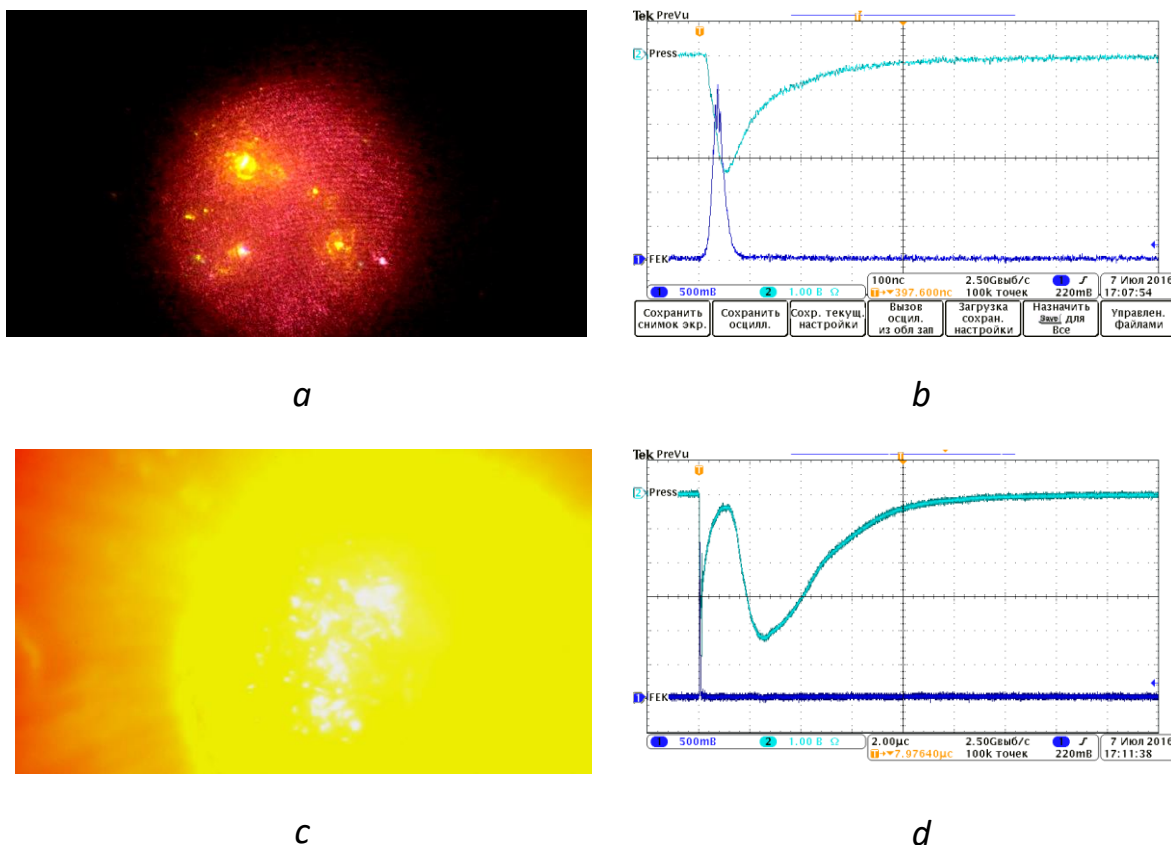


Рисунок 3.11 – Фотографии и соответствующие им кинетики свечения поверхности «чистого» ФТДО в режиме допорогового (а, б) $H_n = 1,8$ Дж/см² и надпорогового (с, д) $H_n = 2,2$ Дж/см² возбуждения Nd – лазером (1064 нм, 14 нс)

Для выяснения влияния специально введенных примесей на формирование ГТ были исследованы образцы тэна, у которых примесь углерода 0,1 вес. %. При фотографировании необлученных образцов на их поверхности были обнаружены темные микрочастицы (предположительно агломераты частиц углерода) размерами от 10 до 150 мкм [160]. Нами установлено, что в момент импульсного облучения в местах расположения микрочастиц образуются микроплазмы (рис. 3.12, а). После воздействия ЛИ на облученной поверхности образца наряду с микрочастицами наблюдается светлое пятно, предположительно связанное с выгоранием сажистых частиц, размеры которых менее 1 мкм (рис. 3.12, б).

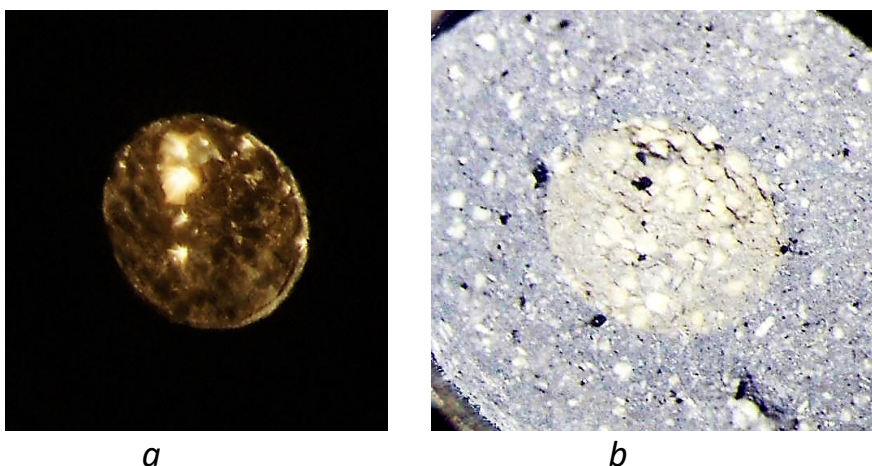


Рисунок 3.12 – Микрофотографии свечения горячих точек, образующихся в приповерхностной области тэна с примесью углерода 0,1 вес. % (а) и поверхности образца после однократного облучения (б), а – 1-й импульс, $H_n = 1,5 \text{ Дж/см}^2$

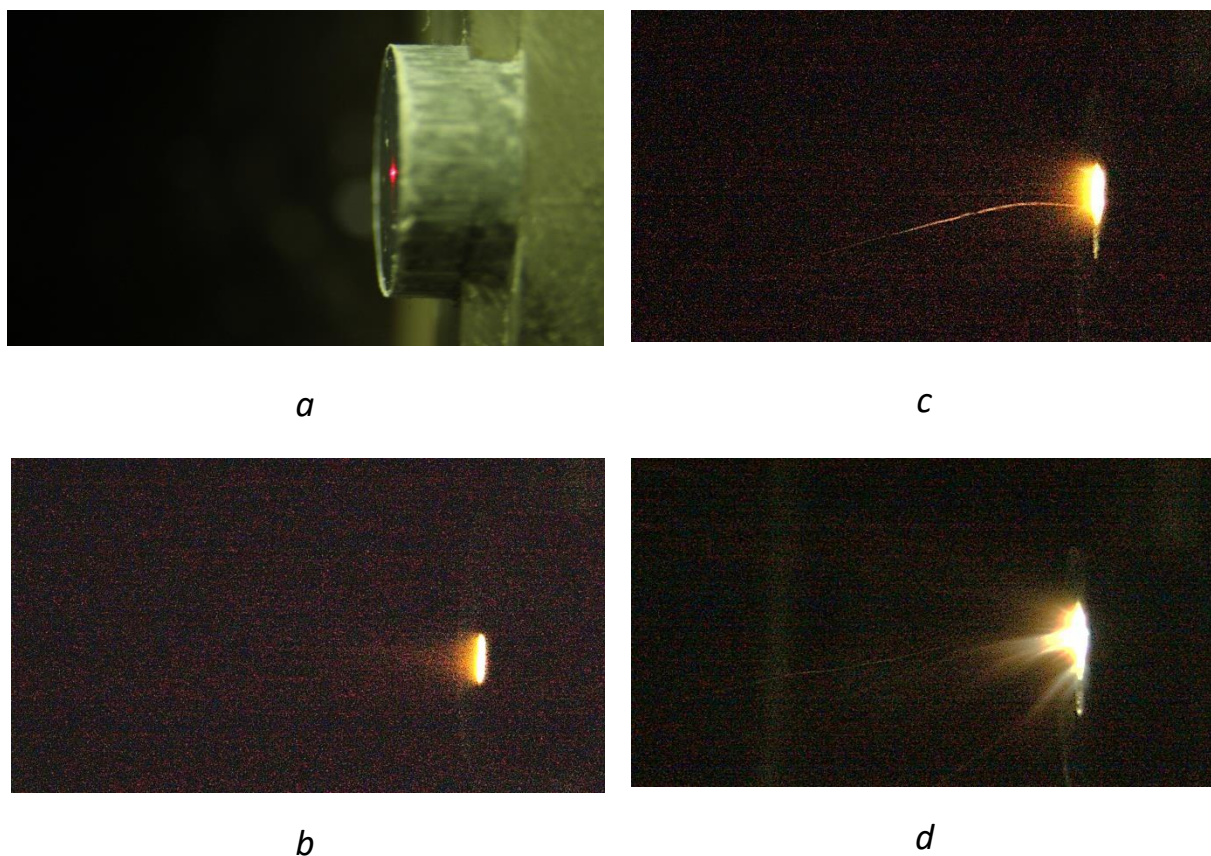


Рисунок 3.13 – Фотографии прессованного образца тэн + 0,5% Al (ALEX): а) – до облучения; б, с, d) – свечение лазерного факела в момент воздействия Nd – лазера (1064 нм, 14 нс) с плотностями энергии $H_n = 0,18; 0,94$ и $2,4 \text{ Дж/см}^2$ соответственно

На рис. 3.13 приведены фотографии свечения прессованного образца (тэн + 0,5% Al) зарегистрированные с торца таблетки. Видно, что уже при

$H_n = 0,18 \text{ Дж/см}^2$ регистрируется лазерный факел, который расширяется в окружающий воздух в направлении под 90° к облучаемой поверхности образца. С увеличением H_n до $2,4 \text{ Дж/см}^2$ длина лазерного факела и его размеры увеличиваются.

Спектр свечения лазерного факела приведен на рис. 3.14. Видно, что преимущественными в спектре являются линии атома Al I (308,2; 309,3; 394,4; 396,2 нм), что свидетельствует о высокой температуре в зоне облучения. Температура кипения Al составляет 2720 К.

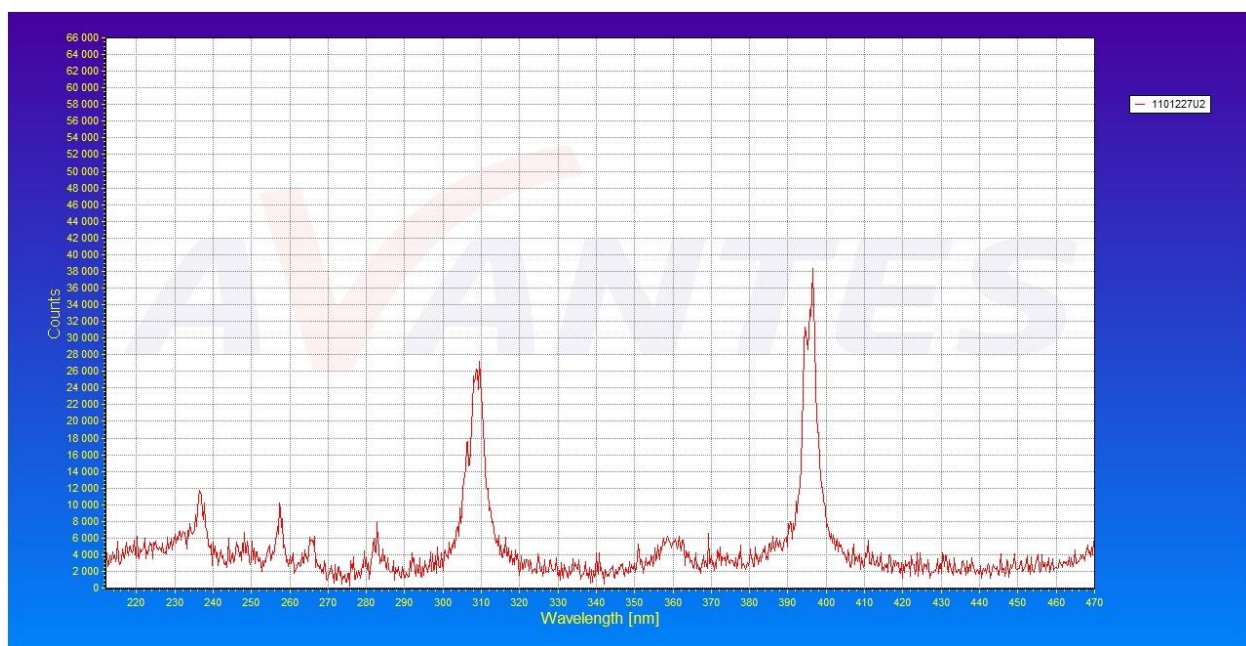


Рисунок 3.14 – Спектр свечения лазерного факела композита (тэн + 0,5% Al). $H_n = 3,6 \text{ Дж/см}^2$

Для выяснения влияния размеров алюминиевых частиц на порог оптического пробоя алюминийсодержащих материалов, были измерены пороговые и спектрально-кинетические характеристики лазерной плазмы, возникающей при возбуждении прессованных порошков микро- и нанодисперсного алюминия АСД-1 (80) мкм, ALEX (140 нм) и их смесей с ПХА (100 мкм) Nd - лазером. Было установлено [156, 159, 239], что амплитудные, спектральные, кинетические и динамические характеристики лазерной плазмы существенно зависят от размера частиц, давления окружающей среды и плотности энергии лазерного излучения.

Интенсивность свечения лазерной плазмы, при возбуждении исследуемых образцов в воздухе атмосферного давления, как минимум на порядок выше, чем при возбуждении в вакууме. В суммарном (за импульс) эмиссионном спектре свечения лазерной плазмы в алюминийсодержащих образцах, при их возбуждении лазерным излучением в атмосферном воздухе, регистрируются атомарные линии Al (308,2; 309,3; 394,4; 396,2 нм), полосы молекул AlO (473,2; 488,1; 515,4 и 545,6 нм) и атомные линии щелочных металлов - Na (588,9; 589,6 нм), Li (670,8 нм), K (766,5; 769,5 нм) (рис. 3.15,б).

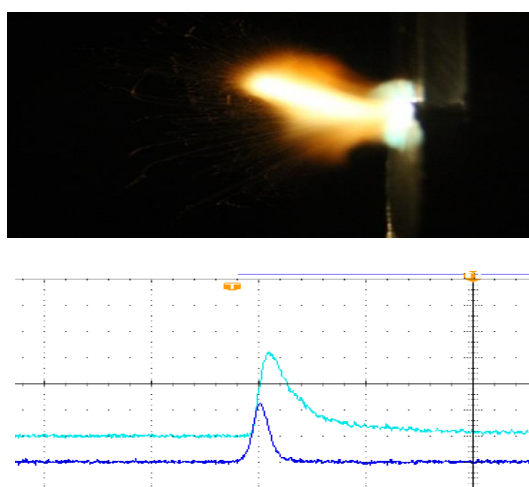


Рисунок 3.15, а – Фотография излучения лазерной плазмы и кинетика ее свечения при возбуждении образца АСД-1 в атмосферном воздухе. $H=1,5 \text{ Дж/см}^2$

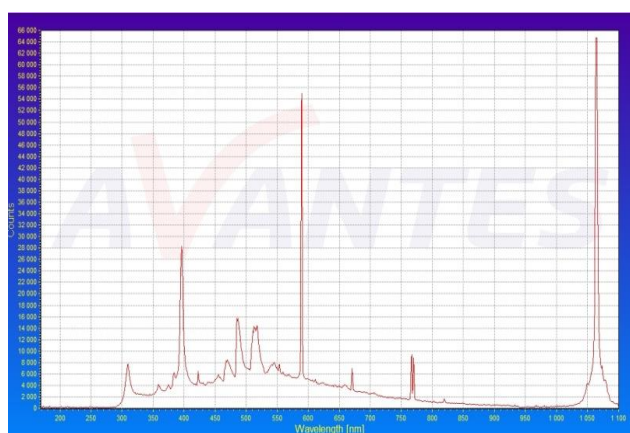


Рисунок 3.15, б – Спектр свечения лазерной плазмы, образующейся при испарении прессованного образца АСД-1 в атмосферном воздухе. $H_n = 3,8 \text{ Дж/см}^2$

Обнаружено, что пороги формирования лазерной плазмы и интенсивность ее свечения зависят от дисперсности порошков алюминия. С увеличением дисперсности алюминиевых частиц порог формирования плазмы значительно уменьшается. Так для частиц с размерами $\sim 140 \text{ нм}$ (ALEX) пороговое значение плотности энергии лазерного излучения составляет $H_{05} \approx 0,04 \text{ Дж/см}^2$, а для частиц $\sim 80 \text{ мкм}$ (АСД-1) $H_{05} \approx 1,2 \text{ Дж/см}^2$. Близкие значения порогов были получены и при изучении

характеристик плазмы, образующейся при лазерном возбуждении смесей нано- и микродисперсного алюминия с ПХА в соотношении 40/60. Установлено, что в вакууме молекулярные полосы AlO не регистрируются при возбуждении образцов АСД-1, ALEX и их смесей с ПХА.

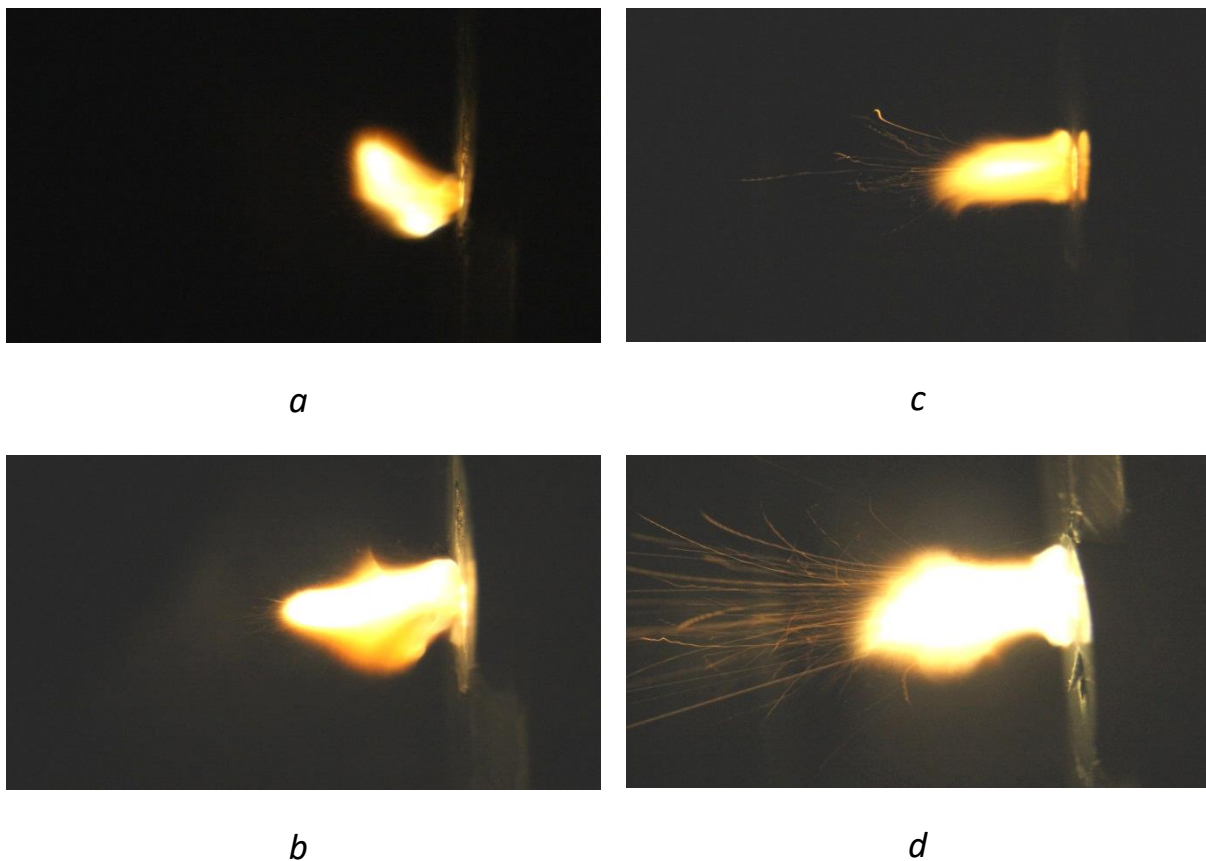


Рисунок 3.16, a-d – Фотографии свечения лазерной плазмы при возбуждении образца ALEX (a,b) и его смеси с ПХА (c,d). $H_n = 0,45$ (a, c) и $0,9$ (b, d) Дж/см²

На рис. 3.16 представлены фотографии свечения лазерной плазмы, образующейся в первом импульсе при возбуждении прессованных образцов ALEX (a,b) и его смеси с ПХА (c,d) при $H=0,45$ (a, c) и $0,9$ (b, d) Дж/см². Видно, что, как и в композите (тэн + 0,5% Al ALEX) в образцах ALEX и его смеси с ПХА при сравнительно низкой плотности энергии лазерного излучения возникает интенсивный лазерный факел, высотой (3-4) мм. Одно из основных отличий заключается в том, что на фотографиях свечения прессованных порошков смеси (ПХА + ALEX) (c,d), в отличие от свечения прессованных нано - порошков ALEX (a,b), наблюдаются

светящиеся треки, которые образуются, по-видимому, при разлете микрочастиц ПХА в атмосферном воздухе.

Изучено влияние плотности энергии лазерного излучения на скорость разлета алюминиевой плазмы, образующейся при испарении прессованных порошков ALEX в вакуумной камере при давлении 10^{-2} Торр. Установлено [156, 159], что при изменении H_n в диапазоне 2,4–10 Дж/см², скорость разлета абляционного лазерного факела увеличивается с 30 до 100 км/с.

Обсуждение результатов экспериментов

Исследование пороговых, амплитудных, кинетических и спектральных характеристик свечения «чистых» прессованных образцов энергетических и инертных материалов позволило выявить основные закономерности и особенности, характерные для каждого из них. Так, например, в прессованных образцах тэна, ПХА, сахара и MgO наблюдаются близкие пороговые, пространственные, амплитудные и кинетические характеристики свечения при их возбуждении первой гармоникой Nd лазера, а именно.

В первом импульсе возбуждения с плотностями энергии лазерного излучения $H_n \sim (0,5 - 2,5)$ Дж/см² в приповерхностной области образцов формируются локальные микроплазмы (ГТ), с размерами от нескольких десятков до сотен мкм. При повторном облучении образцов серией лазерных импульсов наблюдается уменьшение их количества до полного исчезновения. Скорость «очистки» приповерхностной области образцов от поглощающих оптических неоднородностей зависит от H_n и увеличивается с ее ростом. Объяснить наблюдаемые закономерности, можно следующим образом.

В процессе прессования образцов материал прессформы переносится в приповерхностную область образца, формируя при этом поглощающие оптические неоднородности, являющиеся центрами локализации

низкопорогового оптического микропробоя. Близкие пороги формирования ГТ и спектры свечения, регистрируемые в первом импульсе возбуждения в образцах с сильно отличающимися теплофизическими характеристиками (тэн, сахар и MgO), свидетельствуют о том, что определяющая роль в формировании ГТ принадлежит поглощающим неоднородностям, введенным в исследуемые образцы при их прессовании.

Вышесказанное подтверждается наличием на боковой поверхности прессованных таблеток MgO, обладающих более высокой твердостью, по сравнению с образцами тэна и сахара, темных пятен. Воздействие ЛИ на такую поверхность приводит к формированию интенсивно излучающей лазерной плазмы и исчезновению темных пятен – лазерной очистке поверхности от загрязнений (рис. 3.17). В тоже время нельзя исключать и наличие кластеров Mg, которые могут в малой концентрации присутствовать в объеме кристалликов MgO при их образовании за счет возможной нестехиометрии и являться центрами поглощения и микропробоев.

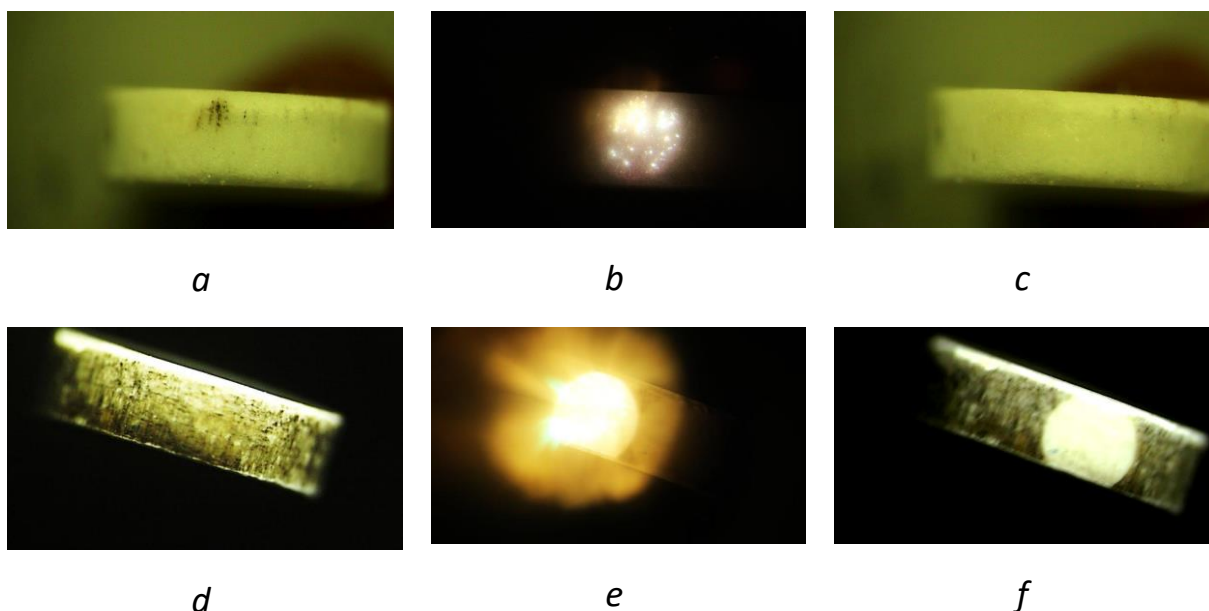


Рисунок 3.17 – Фотографии торца прессованной таблетки MgO до - (a, d), в момент (b, e) и после (c, f) одноимпульсного лазерного воздействия с плотностью энергии $H_n = 3,2 \text{ Дж/см}^2$ (b) и (e) - 6 Дж/см^2

Особенностью свечения образцов сахара, в отличие от тэна, ПХА и MgO, является наличие в спектре свечения интенсивной, безынерционной относительно лазерного импульса, линии 532 нм. Ее появление связано с тем, что микрокристаллы сахара преобразуют первую гармонику Nd лазера (1064 нм) во вторую (532 нм). Сравнение кинетики свечения ГТ и линии 532 нм (рис. 3.10, *a*, *c*) позволяет с уверенностью утверждать о наличии задержки максимума свечения ГТ (сплошной спектр) относительно возбуждающего лазерного импульса.

Что касается композитов (тэн + Al) и ПХА + Al), то характеристики свечения, инициируемого Nd – лазером, отличаются от характеристик свечения «чистых» образцов тэна и ПХА. Во-первых, вследствие высокой концентрации металлических частиц в композитах, пространственное распределение свечения по облучаемой поверхности близко к однородному. Во-вторых, пороги плазмообразования, измеряемые фотографическим методом значительно меньше и зависят от дисперсности алюминиевых частиц. В-третьих, спектр свечения лазерной плазмы зависит от давления окружающего воздуха. При облучении алюминийсодержащих материалов в воздухе атмосферного давления в спектрах свечения регистрируются молекулярные полосы AlO, которые отсутствуют при облучении этих же материалов в вакууме.

Совокупность полученных экспериментальных данных (неоднородная «точечная» структура свечения поверхности, задержка начала свечения ГТ относительно лазерного импульса, увеличение длительности свечения при увеличении плотности энергии лазерного излучения, эффект «отжига») позволяет сделать следующие выводы.

Причиной образования ГТ в образцах «чистого» тэна и ПХА, и в «чистых» инертных материалах (сахар, MgO), является низкопороговый оптический пробой (НОП), развивающийся на фронте возбуждающего лазерного импульса в локальных (дефектных) областях твердых тел с формированием приповерхностной лазерной плазмы (ПЛП).

В англоязычной литературе такую плазму называют «Laser induced (assisted) plasma created above a surface». Согласно литературным данным пороговая интенсивность лазерного излучения, необходимая для образования ПЛП, снижается на 2-3 порядка по сравнению с пороговой интенсивностью образования плазмы в отсутствие поверхности, например, при пробое воздуха. В связи с этим такой вид оптического пробоя получил название - низкопорогового оптического пробоя (НОП) [169, 170].

Несмотря на большое количество экспериментальных данных и теоретических моделей, природа возникновения ПЛП недостаточно изучена. Тем не менее, было установлено, что основная причина уменьшения пороговой интенсивности ЛИ для образования ПЛП – появление паров материала мишени [169]. Электроны, находящиеся в зоне испарения нагреваются высокочастотным полем лазерного излучения и теряют ее в упругих и неупругих столкновениях с тяжелыми и с легкими частицами. Момент формирования ПЛП и время задержки ее формирования относительно лазерного импульса могут быть определены по кинетике импульса свечения, регистрируемого ФЭУ. В ряде работ было замечено, что еще до формирования ПЛП, на поверхности мишени начинали светиться ГТ, из которых, по мере постепенного увеличения H_n , формировалась приповерхностная лазерная плазма. Пороговые плотности мощности, необходимые для испарения и пробоя эрозионного факела для легкоплавких металлов (Pb, Zn, In), лежат в пределах 0,5 – 3 МВт/см². Приведенная выше качественная картина формирования ГТ и ПЛП позволяет с единых позиций объяснить природу свечения, возникающего в прессованных образцах энергетических и инертных материалов при воздействии лазерным излучением с плотностью энергии значительно меньшей по сравнению с порогом оптического макропробоя. Согласно исследования Таржанова [77], порог оптического макропробоя прессованных образцов тэна зависит от дисперсности S и при $S = 22000 \text{ см}^2/\text{кг}$ составляет $\sim 4 \text{ Дж/см}^2$. Регистрируемое

фотоэлектрическим методом свечение в наших экспериментах возникает вследствие развития НОП при $H_n \sim (10-40)$ мДж/см² в струе плотных паров, образовавшихся при испарении поглощающих оптических неоднородностей, присутствующих (или специально введенных) в исследуемые образцы.

Таким образом, локализация энергии лазерного излучения в исследованных энергетических и инертных материалах происходит на поглощающих оптических неоднородностях, роль которых выполняют нано- и микрочастицы алюминия (или углерода), специально введенные в исследуемые материалы или металлические частицы пресс-формы, которые попадают в приповерхностную область «чистых» образцов при их прессовании. Пороги оптического пробоя, регистрируемые визуально и фотографически по появлению свечения микроплазм в «чистых» прессованных образцах тэна и в инертных материалах (сахар, MgO) составляют $(0,5 - 1)$ Дж/см². Для прессованных образцов нанодисперсного алюминия и его смеси (ПХА+Al) в соотношении 40/60 порог оптического пробоя, регистрируемый фотографическим методом по свечению ПЛП, составляет $\sim 0,04$ Дж/см².

В целях проверки гипотезы о едином «электрическом» механизме инициирования энергетических материалов лазерным излучением и электронным пучком, проведен анализ процессов локализации и кумуляции энергии сильноточных электронных пучков (СЭП), как в инертных диэлектриках [95, 96, 98, 99, 100, 133, 172-177, 239], так и в инициирующих и бризантных ЭМ. Согласно исследованиям [133, 177] при облучении диэлектриков СЭП часть энергии пучка идет на ионизационные потери, гомогенно распределенные в области торможения электронов, а часть $\sim 10-20\%$ преобразуется в энергию электрического поля, нейтрализация которого осуществляется сверхзвуковыми стримерными разрядами. Плазменные анодные стримеры зарождаются на заземленном электроде (аноде) и распространяются в направлении инжектированного в

образец отрицательного объемного заряда (ООЗ) нейтрализуя его. В зависимости от расположения заземленного электрода относительно ООЗ, каналы электрического пробоя (КЭП) могут формироваться, как в области торможения электронного пучка, так и за его пробегом. В диэлектрических и полупроводниковых монокристаллах стримерные разряды распространяются по определенным кристаллографическим направлениям со скоростями $10^7 - 10^8$ см/с. Фронт стримера генерирует свободные электроны и дырки, которые образуются в результате лавинной или туннельной ионизации решетки. За фронтом стримера в диэлектриках образуется плотная низкотемпературная плазма, излучающая сплошной спектр и формируются каналы электрического пробоя. В результате процесса кумуляции энергии СЭП объемная плотность энергии в КЭП в диэлектриках составляет $\sim 10^4$ Дж/см³, а давление достигает $\sim 10^{10}$ Па [99, 172], что приводит к дроблению и пластической деформации кристаллов [96, 97, 176]. Монокристаллы бризантного ЭМ (тэна) и инертного материала - полиметилметакрилат (ПММА) имеют минимальные (по сравнению с другими диэлектриками) пороги электрического пробоя, инициируемого СЭП: $H_{тэн} \sim 0,1$ и $H_{ПММА} \sim 0,2$ Дж/см², соответственно [153, 162]. На рис. 3.17, 3.18 приведены фотографии свечения электрических (стримерных) разрядов, инициируемых электронным пучком в зоне его торможения в твердых телах различных классов.

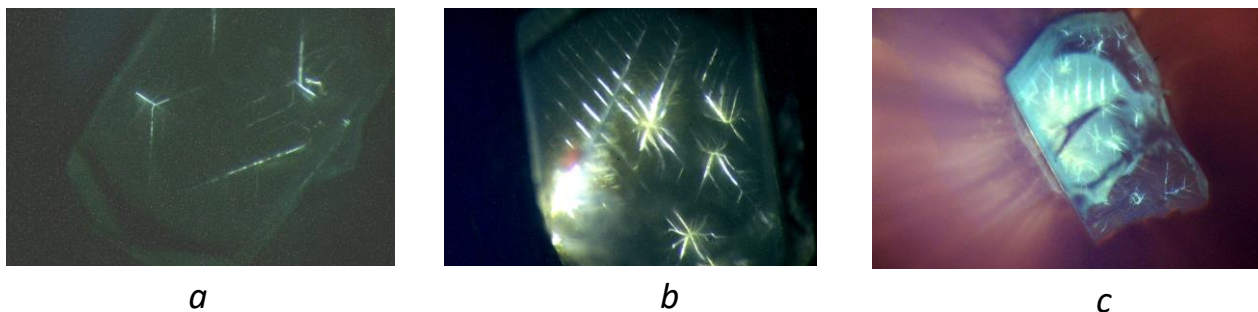


Рисунок 3.18 – Фотографии свечения стримерных разрядов, инициируемых электронным пучком в монокристаллах тэна при различных плотностях энергии СЭП: $a - 0,1$; $b - 0,5$; $c - 2,0$ Дж/см². Размер поля фотографий: $a, b - 5 \times 3$ мм; $c - 10 \times 6$ мм [153]

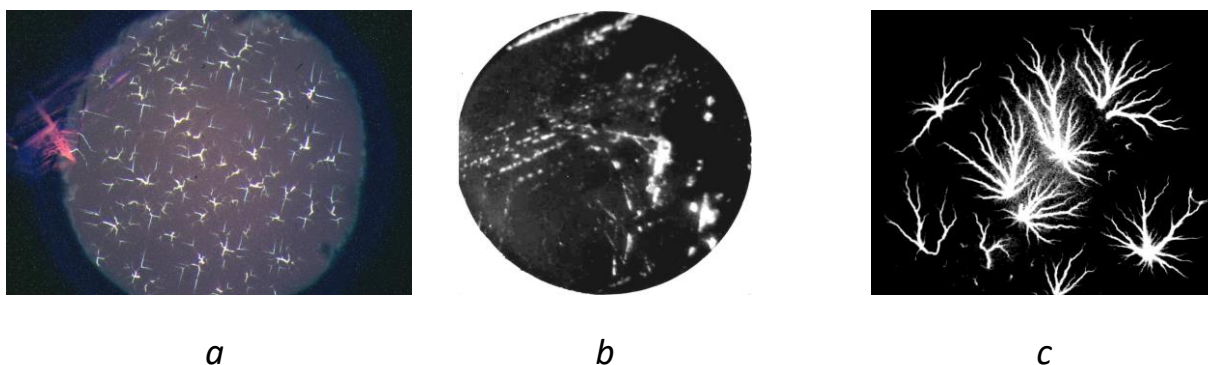


Рисунок 3.19 – Фотографии свечения электрических разрядов, развивающихся в области пробега СЭП в образцах LiF – *a*; $\text{Zn}_{0,98}\text{Cd}_{0,02}\text{Se}$ – *b*; ПММА – *c*; a – $H = 0,5 \text{ Дж/см}^2$, $16^{\text{й}}$ импульс; b – $H = 0,2 \text{ Дж/см}^2$, $10^{\text{й}}$ импульс; c – $H = 0,4 \text{ Дж/см}^2$, $1^{\text{й}}$ импульс облучения

Размер поля фотографий: $3 \times 3 \text{ мм}$ [133, 177]

В некоторых инертных монокристаллах, таких как $\text{Zn}_{0,98}\text{Cd}_{0,02}\text{Se}$, MgAl_2O_4 , LiNbO_3 , и в светодиодных гетероструктурах InGaN/GaN в [133, 177, 163, 164], обнаружена ярко выраженная неоднородность пространственного распределения свечения микроплазм и разрушений, формируемых электронным пучком в зоне торможения образцов (рис. 3.19, б и рис. 3.20). На примере гетероструктур InGaN/GaN установлено [163, 164], что основной причиной эффекта локализации энергии электронного пучка являются дефекты технологического происхождения, которые определяют пространственную неоднородность электрических характеристик материалов.

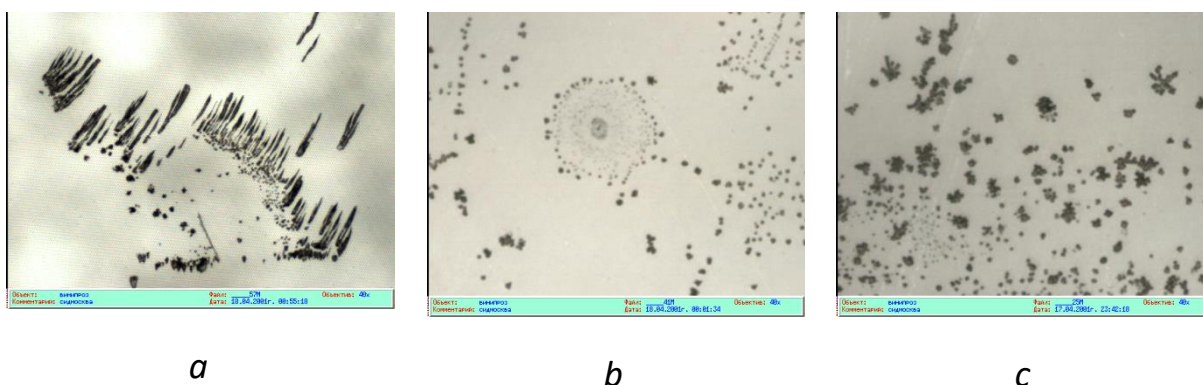


Рисунок 3.20 – Морфология электронно-пучковых разрушений, образующихся в светодиодных гетероструктурах на основе InGaN/GaN квантовых ям, выращенных на сапфировых подложках [163]

В монокристаллах тэна взрывное разложение (частичный взрыв) инициируется при $H_{05} \sim 2$ Дж/см² [153]. Таким образом, электрический пробой, инициируемый электронным пучком в тэне, является предвзрывным процессом, т.е. может происходить как без взрывного разложения, так и предшествовать взрыву.

Что касается природы свечений, сопровождающих воздействие электронного пучка на прессованные образцы тэна, то анализ литературных данных [177, 129, 131, 145] свидетельствует о том, что при последовательном увеличении H_n вначале регистрируется импульсная катодолюминесценция (ИКЛ) образца. С увеличением H_n на заднем фронте ИКЛ наблюдается свечение плазмы, образующейся в КЭП. Затем после задержки, длительность которой зависит от H_n , формируется импульс свечения продуктов взрывного разложения (взрывное свечение). Такая кинетика регистрируется для всех ЭМ, но при соблюдении двух условий. Первое - измерения ведутся в спектральном диапазоне, в который попадают спектры всех, названных выше видов свечений; второе - интенсивность различных видов свечений сопоставимы по амплитуде.

Кинетики суммарного свечения приведены для АТМ, прессованных образцов тэна и ФТДО в [138, 163]. Для инертных материалов, например, ПММА и LiF регистрируются первые два вида свечений – катодолюминесценция и свечение плазмы, образующейся в КЭП [162, 100]. В спектрах продуктов взрывного разложения АТМ (см. рис. 3.21), тэна и ФТДО регистрируется, как правило, сплошной спектр на фоне которого наблюдаются линии, атомов, входящих в состав ЭМ (Ag, Tl) и атомные линии щелочных металлов (Na, K), которые попадают в плазму взрыва в основном из металлических подложек, на которых располагаются образцы ЭМ перед взрывом.

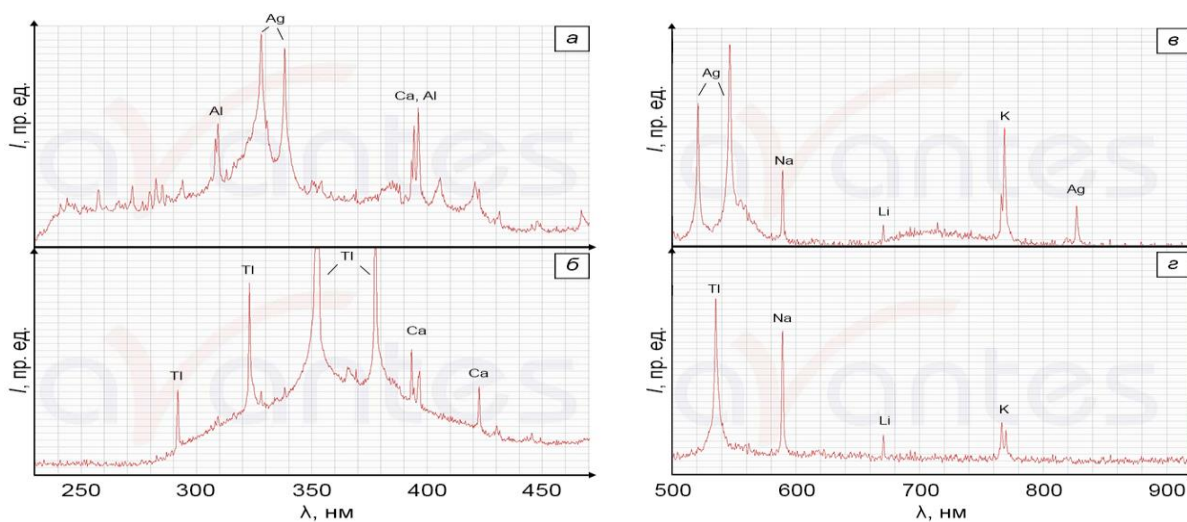


Рисунок 3.21 – Спектры взрыва прессованных образцов AgN_3 (а, в) и TiN_3 (б, г), инициированных электронным пучком и измеренные с помощью оптического спектрометра AvaSpec [163]

На основании результатов исследований в [131] предложена электроразрядная модель инициирования АТМ электронным пучком согласно которой фронт стримера формирует «горячую точку», объемом $\sim 10^{-10} \text{ см}^3$ сильно возбужденного вещества с концентрацией неравновесных носителей 10^{20} - 10^{21} см^{-3} и удельным энерговкладом 10^3 - 10^4 Дж/см^3 . Горячие точки (из которых состоят КЭП) формируют очаги взрывного разложения. На фронте стримера одновременно реализуются несколько факторов ($P \sim 10^{10} \text{ Па}$, $N_e \sim 10^{21} \text{ см}^3$, $T \sim 10^4 \text{ К}$), каждый из которых может инициировать взрыв образца.

Электроразрядная модель инициирования энергетических материалов сильноточным электронным пучком включает отдельные элементы деформационной, цепной и тепловой моделей. А именно, первичными являются электронно-дырочные процессы, развивающиеся на фронте ударной волны сверхзвукового анодного разряда. Затем, практически мгновенно, за фронтом стримера в результате рекомбинации неравновесных носителей заряда формируется «горячая точка», из которой развиваются очаги взрывного разложения.

Анализ результатов исследований закономерностей образования ГТ в

энергетических и инертных материалах под действием лазерных и электронных пучков подтверждают гипотезу о едином «электрическом» механизме инициирования энергетических материалов лазерными и электронными пучками. Воздействие лазерных и сильнофокусированных электронных пучков на энергетические материалы АТМ, тэна, ФТДО приводит к развитию фундаментального физического процесса – оптического (электрического) пробоя. При лазерном воздействии оптический пробой развивается на поглощающих неоднородностях, которые формируются в «чистых» образцах в процессе их прессования или специально вводятся в виде примесей металлов в исследуемые материалы.

При достижении пороговой плотности энергии H_{05} на фронте лазерного импульса в энергетических и инертных материалах, происходит низкопороговый оптический пробой на поглощающих неоднородностях с образованием плотной низкотемпературной плазмы, излучающей сплошной спектр. При открытой облучаемой поверхности образца, в результате разлета ПЛП в окружающее пространство давление, скорость и температура плазмы уменьшаются, что приводит к появлению в спектре линий элементов, входящих в состав возбуждаемой мишени. В эрозионной лазерной плазме, могут протекать плазмохимические реакции, приводящие к формированию промежуточных продуктов. Об этом свидетельствуют спектры свечения молекул AlO, которые регистрируются в экспериментах при возбуждении алюминийсодержащих материалов лазерным излучением в атмосферном воздухе.

Выводы по главе 3

1. Получена зависимость свечения прессованных образцов тэна, тэна с добавками наноразмерных частиц сажи (0,1–1%), ПХА, MgO и сахара, возникающего на переднем фронте ЛИ от плотности энергии облучения H в диапазоне от 10^{-3} до 10 Дж/см². На кривых свечения обнаружено три характерных участка. Предположено, что на первом участке (10^{-3} – 10^{-2} Дж/см²) реализуется режим низкопорогового оптического пробоя, на

втором ($10^{-2} - 1 \text{ Дж/см}^2$) – переходный режим от микропробоев к макропробоям, на третьем ($> 1 \text{ Дж/см}^2$) – режим развитого макропробоя с разрушением приповерхностного слоя (образованием каверны и плазменного факела).

2. Фотографическими методами обнаружено для всех материалов свечение из локальных микрообъемов (ГТ) во всех трех характерных диапазонах лазерного воздействия, отличающееся интенсивностью и размерами области свечения. Показано, что при всех характерных диапазонах с количеством повторных воздействий количество, размер и яркость свечения локальных участков уменьшаются. Совокупность результатов экспериментов и теоретических оценок позволяет утверждать, что ГТ образуются в результате низкопороговых оптических микропробоев.

3. Установлена физическая природа импульса свечения, возникающего на переднем фронте лазерного импульса возбуждения в энергетических и в инертных материалах. Свечение обусловлено приповерхностной лазерной плазмой (ПЛП), образующейся в результате развития низкопорогового оптического пробоя на поглощающих неоднородностях (ПН), роль которых выполняют собственные неоднородности, металлические частицы, специально введенные или вносимые в исследуемые образцы при их прессовании. Пороги оптического микропробоя, измеренные фотографическим методом в «чистых» прессованных образцах тэна, ПХА, MgO и сахара, по свечению локальных микроплазм, находятся в диапазоне $0,5 - 1 \text{ Дж/см}^2$. Порог оптического пробоя прессованных образцов сахара, измеренный методом фотоэлектрической регистрации, составляет $10-12 \text{ мДж/см}^2$ и практически совпадает с порогом инициирования тэна в условиях отсутствия газодинамической разгрузки через облучаемую поверхность образца. В спектрах свечения ПЛП энергетических и инертных материалов наблюдается сплошной спектр, на фоне которого регистрируются атомные линии, входящие в состав образцов и элементы примесей.

4. Получены экспериментальные доказательства образования ГТ в ЭМ и инертных материалах при облучении импульсом СЭП в результате низкопороговых электрических (стримерных) микропробоев в объеме образцов.

5. Получены экспериментальные доказательства справедливости предложенной гипотезы о едином «электрическом» механизме инициирования энергетических материалов мощными лазерными и электронными пучками. Воздействие лазерных и сильноточных электронных пучков на энергетические и инертные материалы приводит к развитию фундаментального физического процесса – оптическому (электрическому) пробую. При лазерном воздействии низкопороговый оптический пробой (НОП) развивается в приповерхностной области образца на поглощающих неоднородностях в электрическом поле световой волны, а при облучении электронным пучком в электрическом поле инжектированного в образец отрицательного объемного заряда.

6. Обнаружено, что прессованные микрокристаллы сахара преобразуют 1 гармонику Nd лазера (1064 нм) во вторую (532 нм). Безынерционный импульс свечения сахара ($\lambda = 532$ нм) позволяет синхронизовать несколько каналов многолучевого осциллографа и регистрировать развитие различных физико-химических процессов во времени относительно лазерного импульса с точностью привязки ~ 2 -3 нс.

7. Одной из основных причин образования поглощающих неоднородностей в «чистых» материалах (тэн, ПХА, MgO, сахар) являются загрязнения, вносимые в образцы при их прессовании в металлической пресс-форме. Это предположение подтверждают спектры свечения лазерного факела, образующегося в первом импульсе воздействия на поверхность прессованных образцов энергетических и инертных материалов, а также эмиссионные спектры металлической пресс-формы, в которых обнаружены атомные линии щелочных металлов – Na, Li, K.

8. Многоимпульсное облучение исследованных образцов приводит к отжигу поглощающих неоднородностей и, как следствие, к увеличению порога оптического пробоя тэна в 4-5 раз, что характерно для оптического макропробоя, регистрируемого по звуковому сигналу - «щелчку» и образованию кратера, размер которого близок к диаметру лазерного пучка.

9. Измерены пороговые и спектрально-кинетические характеристики свечения приповерхностной лазерной плазмы, возникающей при возбуждении прессованных порошков микро- и нанодисперсного алюминия АСД-1 (80) мкм, ALEX (140 нм) и их смесей с перхлоратом аммония первой гармоникой Nd лазера в атмосферном воздухе и в вакууме. Установлено, что для частиц с размерами ~140 нм (ALEX) пороговое значение плотности энергии лазерного излучения для формирования ПЛП составляет $H \approx 0,04$ Дж/см², а для частиц ~ 80 мкм (АСД-1) - $H \approx 1,2$ Дж/см². Близкие значения порогов были получены и при изучении характеристик свечения ПЛП, образующейся при лазерном возбуждении смесей нано- и микродисперсного алюминия с ПХА в соотношении 40/60.

10. Обнаружено влияние воздуха атмосферного давления на спектры ПЛП алюминий-содержащих материалов. Установлено, что молекулярные полосы AlO регистрируются только при возбуждении образцов АСД-1, ALEX и их смесей с ПХА в атмосферном воздухе и отсутствуют при возбуждении образцов в вакууме $\sim 10^{-2}$ Торр. Отсутствие полос AlO в спектрах ПХА+Al, измеренных в вакууме свидетельствует об окислении алюминия кислородом атмосферного воздуха, а не кислородом, входящим в состав перхлората аммония. Обнаруженные закономерности могут быть использованы для контроля процесса окисления алюминия ПХА различной дисперсности при воздействии лазерным излучением.

11. Показано, что при изменении H_n в диапазоне от 2,4 до 10 Дж/см² скорость алюминиевой плазменной струи, измеренной в вакууме, увеличивается с 30 до 100 км/с.

Глава 4. ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕТОВОГО РЕЖИМА В ОБЪЕМЕ И НА ПОВЕРХНОСТИ РАССЕИВАЮЩИХ СРЕД ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

В четвертой главе изучены оптические характеристики исследуемых веществ, включая коэффициенты диффузного отражения и пропускания прессованных образцов, пространственную освещенность в их объеме, спектры и природу свечения при лазерном воздействии (без инициирования взрывного разложения), пороги оптических микро и макропробоев при одиночном и многократном воздействии.

4.1. Экспериментальные измерения коэффициентов диффузного отражения исследуемых образцов

Коэффициенты диффузного отражения ρ_d измерялись с помощью фотометрического шара на длине волны 1060 нм при длительности ЛИ 1 мс. Значения ρ_d необходимы для тестирования численных расчетов светового режима в объеме образцов. Показано нами, что ρ_d зависит от дисперсности и толщины образцов, их плотности (давления прессования), от концентрации поглощающих добавок. Некоторые данные ρ_d для различных ЭМ приведены в таблицах 4.1, 4.2 и 4.3. Данные таблицы 4.3 получены экспериментально с применением добавок сажи (характерный размер частиц 75 нм) и алюминия (характерный размер частиц 140 нм). Видно, что ρ_d уменьшается с уменьшением толщины образца h , увеличением давления прессования, увеличением концентрации добавок, уменьшением дисперсности. Исключение составляет смесь ПХА+Al у которой наблюдается рост ρ_d с увеличением давления прессования. Дано объяснение результатов, основываясь на закономерностях светорассеяния в объеме образцов.

Таблица 4.1 Значения ρ_0 для тэна дисперсностью 6000 см²/г и ПХА + АІ при различных толщинах таблетки h и давлениях прессования P

Давление прессования P , МПа	Тэн чистый		ПХА+АІ
	$h = 0,5$ мм	$h = 2$ мм	$h = 1$ мм
40	0,7	0,88	0,3
100	0,6	0,8	0,34
400	0,5	0,75	0,46

Таблица 4.2. Значения ρ_0 и коэффициента пропускания T_{np} от толщины таблетки тэна h плотностью 0,9 г/см³ и дисперсностью 6000 см²/г. Данные эксперимента [198]

Толщина таблетки h , мм	R_0	T_{np}
0,02 (4τ)	0,55	0,3
0,1 (20τ)	0,78	0,2
0,5 (100τ)	0,9	0,02
2,0 (400τ)	0,9	0,0

Таблица 4.3. Экспериментальные значения ρ_δ тэна при различных давлениях прессования P и различных концентрациях поглощающих наноразмерных добавок γ в весовых процентах

$\gamma, \%$	$P = 2,5 \cdot 10^7 \text{ Па}$		$P = 10^8 \text{ Па}$		$P = 4 \cdot 10^7 \text{ Па}$	
	<i>Al</i>	<i>C</i>	<i>Al</i>	<i>C</i>	<i>Al</i>	<i>C</i>
0,0	0,96	0,96	0,75	0,75	0,6	0,6
0,033	0,87	0,65	0,74	0,48	0,55	0,4
0,11	0,69	0,4	0,5	0,28	0,31	0,24
0,33	0,43	0,27	0,32	0,16	0,2	0,12
0,5	0,36	0,22	0,28	0,13	0,17	0,1
0,66	0,33	0,2	0,25	0,12	0,16	0,09
1,0	0,29	0,17	0,22	0,09	0,14	0,05

В частности, уменьшение ρ_δ с увеличением давления прессования и концентрации примесей связывается с изменением индикатрисы рассеяния и увеличением показателя поглощения элементарного объема. Так с увеличением давления индикатриса рассеяния сужается, доля рассеянного потока уменьшается, а с увеличением концентрации добавок поглощение (ослабление потока) возрастает. Зависимости ρ_δ для тэна от концентрации добавок и давления прессования приведены на рис 4.1 и рис. 4.2.

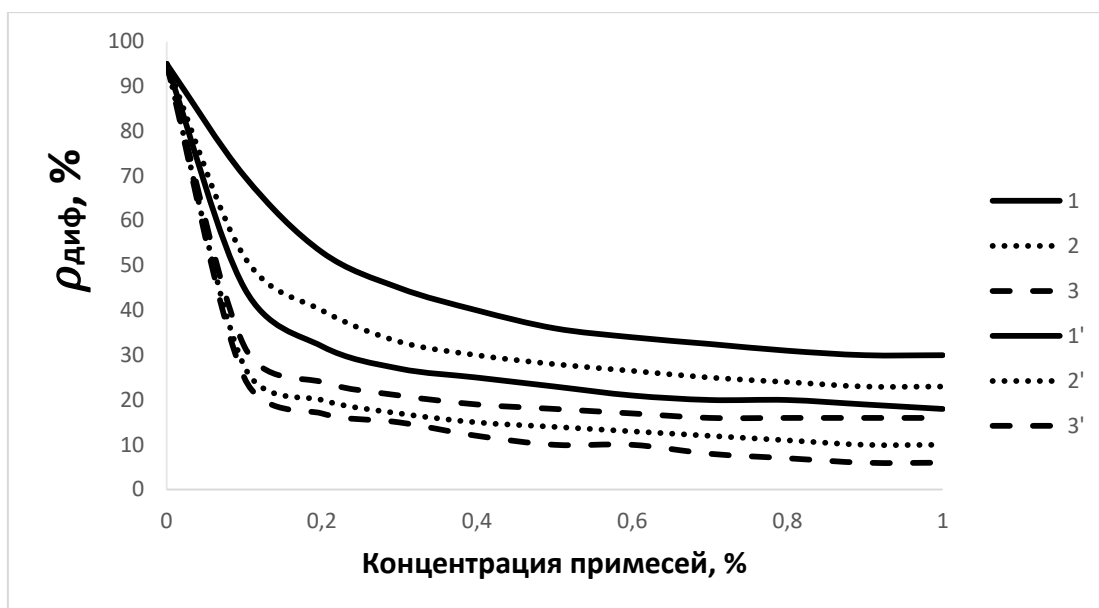


Рисунок 4.1. – Экспериментальная зависимость коэффициента диффузного отражения тэна от концентрации примеси алюминия (кривые 1, 2 и 3) и углерода (кривые 1', 2' и 3'). Давление прессования 25 МПа (сплошные кривые); 100 МПа (пунктир) и 400 МПа (штрих-пунктир)

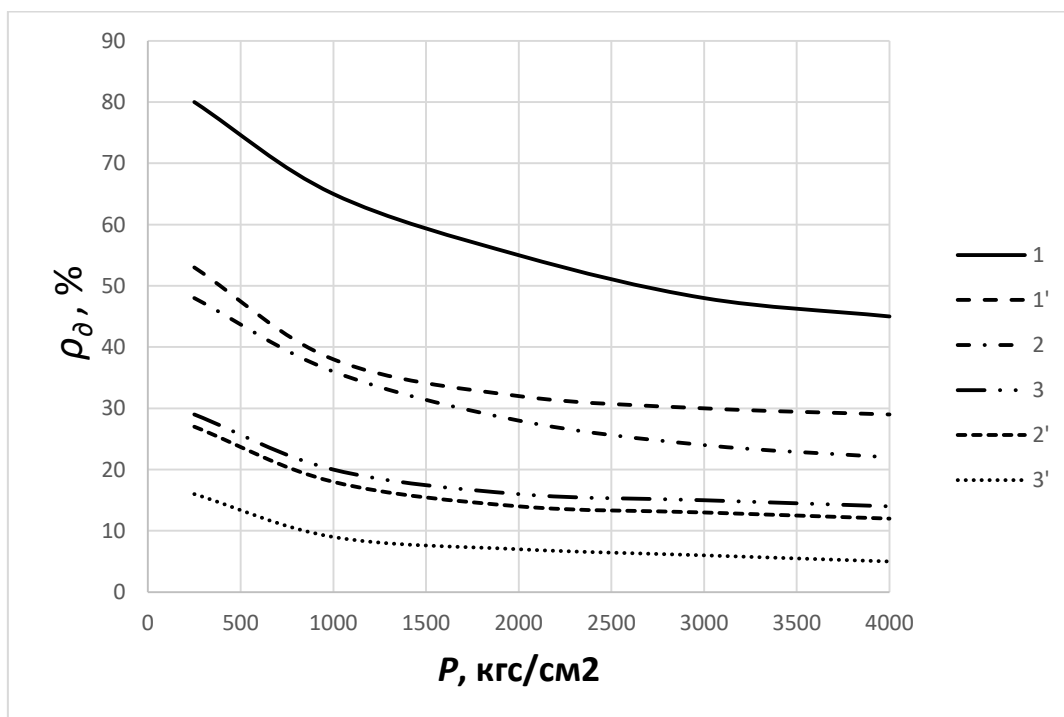


Рисунок 4.2. – Зависимость ρ_d порошка тэна от давления прессования P . Концентрация добавок Al 0,05% (1); 0,25% (2); 1% (3). Концентрация добавок C 0,05% (1'); 0,25% (2'); 1% (3')

В случае ПХА с добавками алюминия ситуация другая. Здесь концентрация алюминия доходит до 40% по массе, и рассеяние и поглощение света определяется не только перхлоратом, но и алюминиевым порошком, у которого с увеличением давления прессования отражение возрастает.

Для более глубокого понимания процессов рассеяния и поглощения необходимо их моделирование и получение данных по уровню освещенности в объеме прессованных порошков ЭМ, которые являются диффузно рассеивающими средами с плотной упаковкой рассеивателей.

4.2. Численное моделирование светового режима в объеме энергетических материалов

4.2.1. Разработка алгоритмов Монте-Карло для определения пространственной освещенности в объеме рассеивающей полубесконечной среды при лазерном облучении поверхности (прессованные порошки энергетических материалов больших размеров)

Пространственная освещенность в объеме образцов при лазерном облучении

Численное моделирование и расчет светового режима в объеме ЭМ проведено методом имитационного моделирования (методом Монте-Карло). Процесс распространения света в рассеивающей среде можно рассматривать как последовательность случайных процессов (аналог - цепи Маркова) столкновений фотонов с веществом, приводящих либо к их рассеянию, либо к поглощению. Метод Монте-Карло состоит в моделировании этой цепи на ЭВМ и построении статистической оценки для искомых функционалов.

При разработке алгоритмов Монте-Карло за основу взяты методы и подходы, изложенные в [51]. При этом учитывалось то, что в [51]

моделирование процесса светорассеяния и расчеты проводились для прозрачных порошков инертных материалов в слоях полубесконечной толщины. Для этого случая были определены основные закономерности светорассеяния при облучении поверхности образцов направленным световым пучком различного радиуса r_0 . В качестве основного параметра, определяющего световой режим в объеме образца, принималась пространственная освещенность (или плотность потока E ([Вт/м²))), т.е. насыщенность светом точки пространства [189]. Некоторые результаты расчетов успешно использовались авторами [51] при интерпретации экспериментальных результатов лазерного инициирования прессованных образцов азидов тяжелых металлов (АТМ).

На практике при лазерном инициировании энергетических материалов используются образцы в виде прессованных таблеток различной толщины, которая может изменяться от долей миллиметров до нескольких миллиметров. Тонкие слои порошков могут обладать значительным пропусканием, что может приводить к сильному изменению светового режима в объеме образца по сравнению с режимом в полубесконечной среде. Для расчетов светового режима в таких средах необходима разработка алгоритмов моделирования процесса светорассеяния с учетом граничных условий как на облучаемой поверхности, так и на тыльной стороне образца.

В настоящей работе подходы [51] развиты применительно к прессованным таблеткам различной толщины таких энергетических материалов, как АТМ, смесевые составы перхлората аммония с алюминием (ПХА + Al), фуразанотетразиндиоксид (ФТДО), тетранитрат пентаэритрита (тэн) [210]. Во всех случаях образцы представляют собой диффузно рассеивающие среды (ДРС) с плотной упаковкой рассеивателей.

Суть имитационного моделирования рассеяния фотонов (квантов) рассеивающей средой заключается в следующем. Падающий на границу раздела поток лазерного излучения представляется потоком квантов,

создающих в объеме среды пространственную освещенность E_0 в соответствии с выражением

$$E_0 = n_0 \cdot c \cdot h\nu, \quad (4.1)$$

где n_0 – концентрация квантов в среде с показателем преломления N_0 ; c – скорость света в среде; $h\nu$ – энергия кванта.

Отдельно рассматривается (разыгрывается) судьба каждого из вошедших в ДРС фотонов (квантов) в виде цепи последовательных случайных событий, включающих длину свободного пробега, поглощение или рассеяние фотона, направление нового пробега фотона после рассеяния, отражение или преломление (выход из среды) при встрече с границей раздела – среда/воздух. В случае рассеяния дальнейшее направление движения будет определяться индикатрисой рассеяния. При поглощении фотона или выхода из среды фиксируется обрыв цепи и производится запуск нового фотона. При рассеянии фотона или отражении от границы раздела цепь событий продолжается. Координаты точек пространства, где разыгрывается судьба фотона (рассеяние – поглощение), фиксируются и запоминаются в качестве «следов» фотонов. Случайность всех событий осуществляется с помощью генераторов квази-случайных чисел, распределенных на интервале от 0 до 1. Вероятность событий определяется путем сравнения случайного числа с конкретным параметром, присущим данному событию. Если количество вошедших в среду фотонов N достаточно велико, то результат хорошо осредняется и может интерпретироваться в виде распределения концентрации следов (или треков) по глубине образца z , и, соответственно, в виде распределения концентрации фотонов. В этом случае для оценки освещенности в объеме среды можно воспользоваться формулой (4.1) при условии, что размер падающего на поверхность пучка значительно превышает длину среднего пробега фотона τ :

$$\tau = 1/(\mu + \beta), \quad (4.2)$$

где $\mu[\text{см}^{-1}]$ и $\beta[\text{см}^{-1}]$ – показатели поглощения и рассеяния элементарного объема диффузно рассеивающей среды (ДРС).

Алгоритм расчета пространственной освещенности заключается в подсчете количества следов (или треков), оставленных прямыми (не рассеянными) и рассеянными фотонами в тонком слое ΔZ ($\Delta Z \ll \tau$) на глубине Z от поверхности ДРС. Одновременно подсчитывается количество следов, оставленных нерассеянными фотонами в слое толщиной ΔZ , примыкающем к поверхности образца. Распределение «следов» не рассеянных (прямых) фотонов подчиняется закону Бугера и их количество в слое ΔZ можно оценить из выражения

$$N_{\Delta Z, np} = N_n e^{-\mu z} (1 - e^{-\mu \Delta Z}) = N_n (e^{-\mu z} - e^{-\mu(z + \Delta Z)}),$$

где N_n – количество фотонов, пересекших облучаемую поверхность. При $Z = 0$ количество следов не рассеянных фотонов в приповерхностном слое ΔZ

$$N_{\Delta Z, np} = N_n (1 - e^{-\mu \Delta Z}) \quad (4.3)$$

С учетом количества следов рассеянных фотонов $N_{\Delta Z, pc}$ общее количество в слое ΔZ составит $N_{\Delta Z} = N_{\Delta Z, np} + N_{\Delta Z, p}$, а для коэффициента повышения освещенности F_0 алгоритм приобретает вид

$$F_0 = N_{\Delta Z} / N_{\Delta Z, np} \quad (4.4)$$

Переходя от количества следов в слое ΔZ к концентрациям фотонов (квантов) n и учитывая выражение (4.1) можно (с учетом того, что концентрация фотонов в среде с показателем N_0 увеличивается в $(N_0)^3$ раз, а скорость фронта распространения уменьшается в N_0 раз) перейти к оценке пространственной освещенности и ее распределению как по оси Z , так и в радиальном направлении r . Для этого достаточно слагаемые в (4.4)

разделить на $(\pi r_0^2 \cdot \Delta Z)$. Тогда для коэффициента $F(z, r)$, связывающего пространственную освещенность в объеме образца ДРС с освещенностью поверхности, задаваемую падающим на нее лазерным пучком, получим соотношение:

$$F(z, r) = [n_{np}(z, r) + (N_0)^2 n_{pc}(z, r)](1 - \rho_\phi) / [n_{np}(0, r)], \quad (4.5)$$

где $n_{np}(z, r)$ определяется отдельным подсчетом следов в процессе моделирования или на основании выражения (4.3); ρ_ϕ – френелевский коэффициент отражения от облучаемой поверхности образца при нормальном падении входящих лучей. Таким образом, значение коэффициента связи $F(z, r)$ может быть найдено простым подсчетом числа следов фотонов в выбранном тонком слое. Зная значения $F(z, r)$ легко перейти к оценке реальной пространственной освещенности в объеме среды:

$$E_0(z, r) = E_n \cdot F(z, r), \quad (4.6)$$

где E_n – освещенность поверхности ДРС, задаваемая падающим пучком. Относительная погрешность вычислений по данному методу составляет:

$$\Delta F/F = 1/\sqrt{N}.$$

Очевидно, что для получения высокой точности результата необходим большой объем вычислений. Положительной стороной метода является возможность сопоставления с аналитическими аппроксимациями решения уравнения переноса излучения в ДРС или его численному интегрированию [211, 212, 213].

Существует несколько алгоритмов имитационного моделирования методом Монте-Карло светорассеяния в объеме ДРС. Однако применительно к задачам данной работы, а именно, к нахождению величины $E_0(z, r)$ наиболее целесообразно использовать классический метод, разработанный в [51]. В данной работе этот метод модифицирован

применительно к слоям ДРС различной толщины, включая и тонкие слои толщиной, соизмеримой со средней длиной свободного пробега фотона. Искомой величиной является коэффициент $F(z, r)$, а пространственная освещенность находится по выражению (4.6).

Для получения картины светорассеяния необходимо проследить за «судьбой» большого количества фотонов, включающей акты поглощения, рассеяния, отражения от границы раздела сред и выход за пределы рассеивающего образца. Суть метода заключается в последовательном моделировании траекторий фотонов с помощью определения координат точек взаимодействия частиц со средой по направлению движения (углы $\nu, \varphi, \theta, \Psi$) и длине свободного пробега l , где ν, φ – полярный и азимутальный углы рассеяния в неподвижной системе координат; θ, Ψ – соответствующие углы рассеяния в системе координат фотона (индикатриса рассеяния). «Судьба» фотона испытывается с помощью случайных чисел, расположенных на интервале $[0 - 1]$ и определяющих вероятность реализации процесса. Рассеяние или поглощение фотона определялось их сравнением с альбедо однократного рассеяния:

$$\Delta = \beta / (\mu + \beta).$$

Здесь β – показатель рассеяния, μ – показатель поглощения среды. При поглощении фотона или выходе его за границу среды (гибель фотона) траектория обрывается и моделируется траектория нового.

В данном методе падающий поток представляется одним лучом, т. е. фотоны пересекают поверхность в одной точке с координатами $x_0 = 0, y_0 = 0$. Фиксируются координаты следов вошедших в среду фотонов $N_{\text{п}}(0, 0)$. Среда разбивается по оси z на k слоев толщиной $\Delta Z = h_z \cdot \tau$ при $h_z \ll 1$. При этом распределение концентрации следов рассеянных фотонов $n_{\text{рс}}(z, r)$ представляет собой «функцию размытия точки» в радиальном направлении r , которая различна для слоев на различной глубине z . В этом случае коэффициент связи пространственной освещенности в среде на оси

пучка с освещенностью поверхности можно представить в виде интеграл-свертки отдельно для каждого k -го слоя и радиуса пучка r_0 .

$$F(k, r_0) = [h_z \cdot \tau \int_0^{2\pi} \partial\varphi \int_0^{r_0} \psi(0, r) n_{pc}(z, r) r \partial r + N_n(0) \exp(-\mu k h_z \tau) (1 - \exp(-\mu h_z \tau)) / N_n(0) (1 - \exp(-\mu h_z \tau)), \quad (4.7)$$

где $\psi(0, r)$ – функция распределения освещенности по радиусу пучка; $\partial\varphi$ – азимутальный угол; r – текущий радиус.

В случае алгоритма совместного подсчета следов прямых и рассеянных фотонов для каждого k -го слоя и отдельного подсчета следов в первом слое ($k = 1$), а также $\psi(0, r) = 1$, $F(k, r_0)$ = сумма всех следов в k -м слое радиуса r_0 /число прямых следов в 1-м слое.

$$F(k, r_0) = \sum_0^{r_0} r_j(k, r) / N_n(0) (1 - \exp(-\mu h_z \tau)), \quad (4.8)$$

где r_j – координата j -го следа фотона, которая находится из выражения $r_j^2 = x_j^2 + y_j^2$.

Достоинством данного алгоритма является то, что интеграл-свертка увеличивает число выборок на много порядков величины, что позволяет повысить точность результатов расчета $F(k, r_0)$ наряду с повышением пространственного разрешения. К основному недостатку метода можно отнести то, что пространственная освещенность определяется только на оси пучка и не может быть определена за ее пределами. Однако, исходя из общих соображений, можно утверждать, что максимальная освещенность реализуется на оси лазерного пучка. В большинстве случаев знание освещенности (плотности мощности) на оси пучка является достаточным и определяющим, поскольку именно здесь выполняются лучшие условия для инициирования взрывного разложения ЭМ.

Для нахождения пространственной освещенности (плотности мощности) за пределами оси пучка, а также за его границами нами разработан специальный алгоритм, позволяющий определять $F(k, r_0, r)$, т.е. распределение коэффициента связи F по текущему радиусу r [214, 255, 256]. Суть его заключается в следующем. Для определения

позволяет определять значения $F(z, r_0)$ как в области воздействия пучка, так и за пределами этой области. Однако, данный метод требует большого числа рассматриваемых событий для необходимой статистики и, следовательно, больших вычислительных мощностей. В этой связи он был использован выборочно для некоторых вариантов.

Для широкого пучка ($r_0 \rightarrow \infty$) и идеально прозрачной среды алгоритм определения пространственной освещенности в приповерхностном слое ($z \rightarrow 0$) значительно упрощается. В этом методе складываются потоки, отраженные от границы раздела «среда-воздух» с коэффициентом френелевского отражения $\rho_\phi(N_0)$. При этом предполагается, что отраженный поток полностью возвращается из глубины полубесконечной среды к границе раздела и является полностью диффузно рассеянным. В этом случае коэффициент повышения освещенности находится из выражения:

$$F_0(0, \infty) = 4(1 + \rho_\phi + \rho_\phi^2 + \rho_\phi^3 + \dots + \rho_\phi^m), \quad (4.9^*)$$

где m – количество членов убывающего ряда.

Значения $\rho_\phi(N_0)$ вычислялись описанным выше методом численного моделирования судьбы каждого из множества фотонов, однократно упавших на границу раздела «среда-воздух». При этом определялось количество однократно отраженных от границы раздела фотонов, а значение $\rho_\phi(N_0)$ (коэффициент возврата потока) определялось по отношению количества отраженных к количеству упавших.

Для сред ограниченных размеров (прессованные порошки в виде таблеток) использовались все перечисленные выше алгоритмы с учетом того, что отражение фотонов происходит как от первой, так и от второй границ раздела. При этом необходимо учитывать то обстоятельство, что случайная длина свободного пробега фотона может многократно превысить расстояние между границами разделов «среда-воздух». При

этом увеличивается число испытаний на границах раздела и, следовательно, время вычислений.

Более подробное описание алгоритмов моделирования траекторий движения фотонов в объеме ДРС (алгоритмы определения длины свободного пробега фотона, вероятности рассеяния и поглощения, углов рассеяния, определения координат следов, френелевского отражения от поверхностей) изложено в «Приложении А» к диссертации. Для проверки адекватности разработанных алгоритмов с их помощью были проведены расчеты коэффициентов диффузного отражения полубесконечных слоев ДРС при различных альбедо выживания квантов и различных показателях преломления. Результаты расчетов сравнены с результатами точных и приближенных аналитических расчетов и представлены в виде таблиц в «Приложении Б» к диссертации.

4.2.2. Результаты численных расчетов светового режима для полубесконечных сред и сред различной толщины h

Проведены расчеты коэффициента диффузного отражения от полубесконечного слоя ρ_∞ (толщина слоя $h \gg \tau$), а также коэффициентов отражения и пропускания T в слоях различной толщины h (таблетки) порошков различных ЭМ в зависимости от альбедо выживания фотона Δ . Результаты сравнены с результатами литературных данных теоретических расчетов при решении уравнения переноса излучения. Показана высокая эффективность метода Монте-Карло. Установлено, что зависимость ρ_∞ от Δ является универсальной, слабо зависящей от индикатрисы рассеяния. Этот факт дает дополнительную информацию для оценки параметров элементарного объема ДРС и позволяет связывать величину пространственной освещенности E_0 с легко измеряемым параметром ρ_∞ . Показано, что пространственная освещенность E_0 в среде с коэффициентом диффузного отражения $\rho_\infty = 1$ (идеальная среда) и показателем преломления N_0 в условиях облучения широким пучком ($r_0 \gg$

τ) может иметь максимум в приповерхностном слое E_0^{\max} и превышать поверхностную E_n [51] в

$$F_{\max} = E_0^{\max}/E_n = 16 N_0^3/(N_0 + 1)^2 \text{ крат.} \quad (4.10)$$

На рис. 4.4 приведены расчетные зависимости распределения

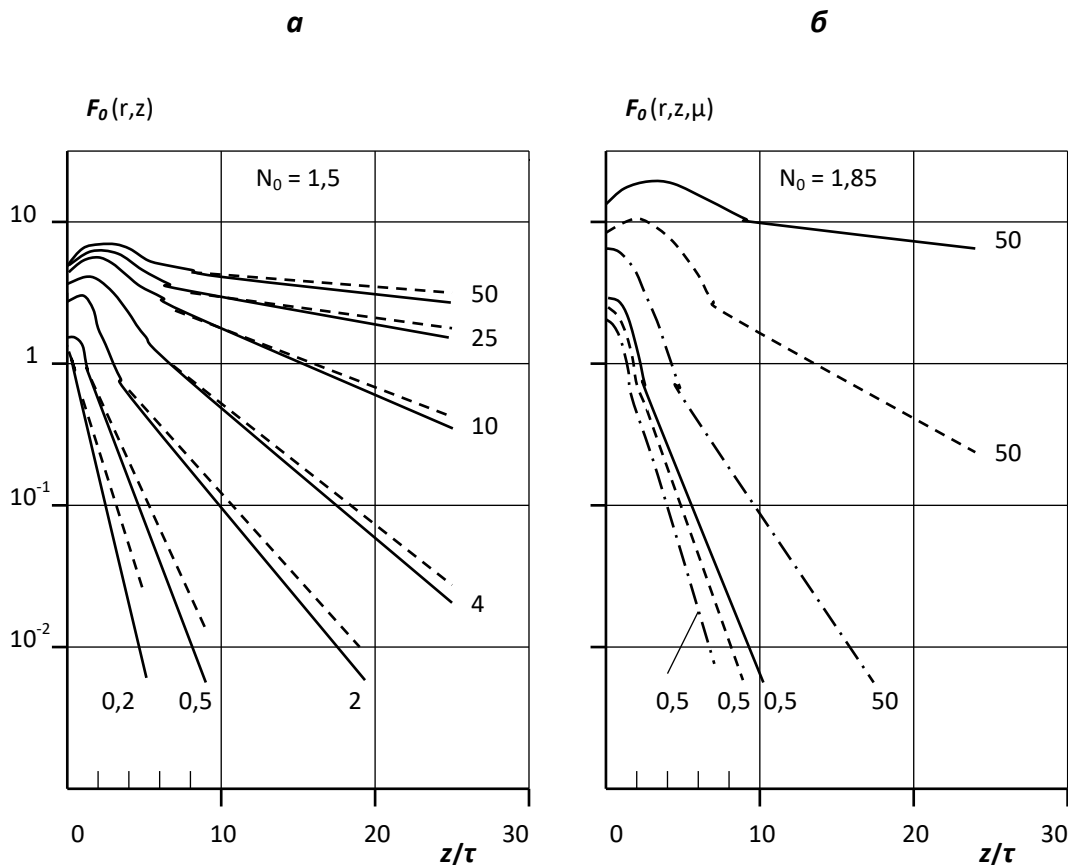


Рисунок 4.4. Распределение коэффициента F ($F = E_0/E_n$) по глубине Z полубесконечного объекта. Цифрами указан размер лазерного пучка на поверхности ЭМ в единицах r_0/τ . **а** – $N_0 = 1,47$ (тэн); $\rho_\infty = 0,88$; сплошные кривые соответствуют сферической индикатрисе рассеяния ($\chi = 1$); пунктирные – вытянутой ($\chi = 1 + \cos\theta$); **б** – $N_0 = 1,85$ (азид свинца [51]); сплошные кривые для $\rho_\infty = 0,8$; пунктирные – $\rho_\infty = 0,5$; штрихпунктирные – $\rho_\infty = 0,25$.

относительной освещенности по глубине полубесконечных образцов тэна и азида свинца. Основной общей закономерностью для ЭМ разных типов является увеличение пространственной освещенности с увеличением размера лазерного пучка, увеличением показателя преломления и увеличением коэффициента диффузного отражения, а также слабый спад

освещенности с глубиной z в условиях облучения широким пучком и резкий спад при узком пучке. Подобные закономерности наблюдаются и в средах ограниченной толщины h (см. рис. 4.5, 4.6). При этом уровень освещенности тем меньше, чем тоньше слой порошка, однако это уменьшение не такое резкое, как следовало ожидать. Так при $h = 100 \tau$ $F_{max} = 8,3$, а при $h = 1 \tau$ $F_{max} = 4,7$.

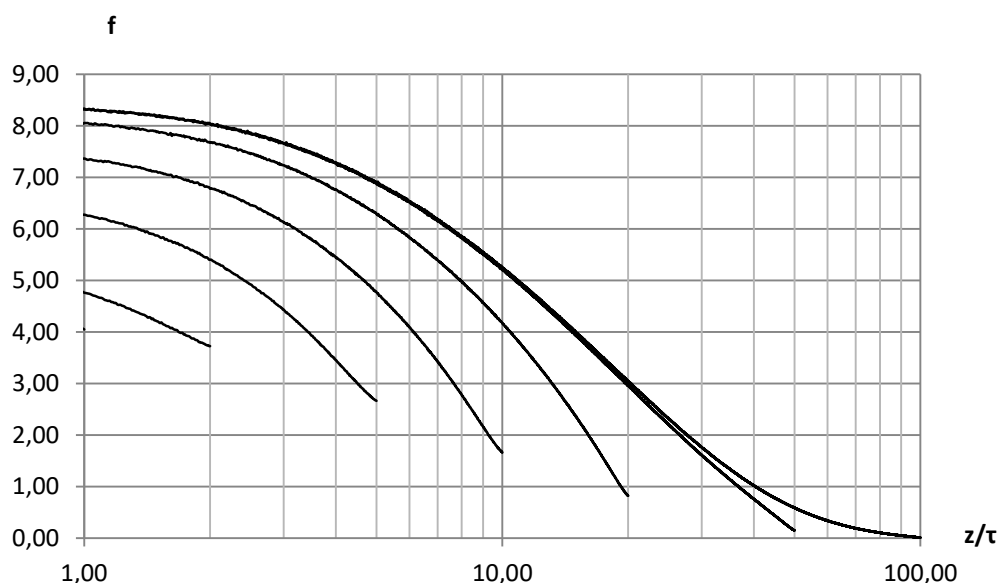


Рисунок 4.5. – *Распределение относительного увеличения освещенности по глубине слоев ДРС конечной толщины h/τ при показателе преломления $N = 1,47$ (h/τ – толщина слоя в единицах τ , $\tau = 1/(\mu + \beta)$ – средняя длина свободного пробега фотонов, где μ – показатель поглощения [см^{-1}], β – показатель рассеяния [см^{-1}])*

Обрывы кривых на определенных глубинах соответствуют разным толщинам слоев h . Передняя поверхность освещается широким пучком ($d_0/\tau \rightarrow \infty$), где $d_0 = 2r_0$. В этом случае коэффициент диффузного пропускания составляет для тэна $T = 65\%$, а коэффициент диффузного отражения – только 35% .

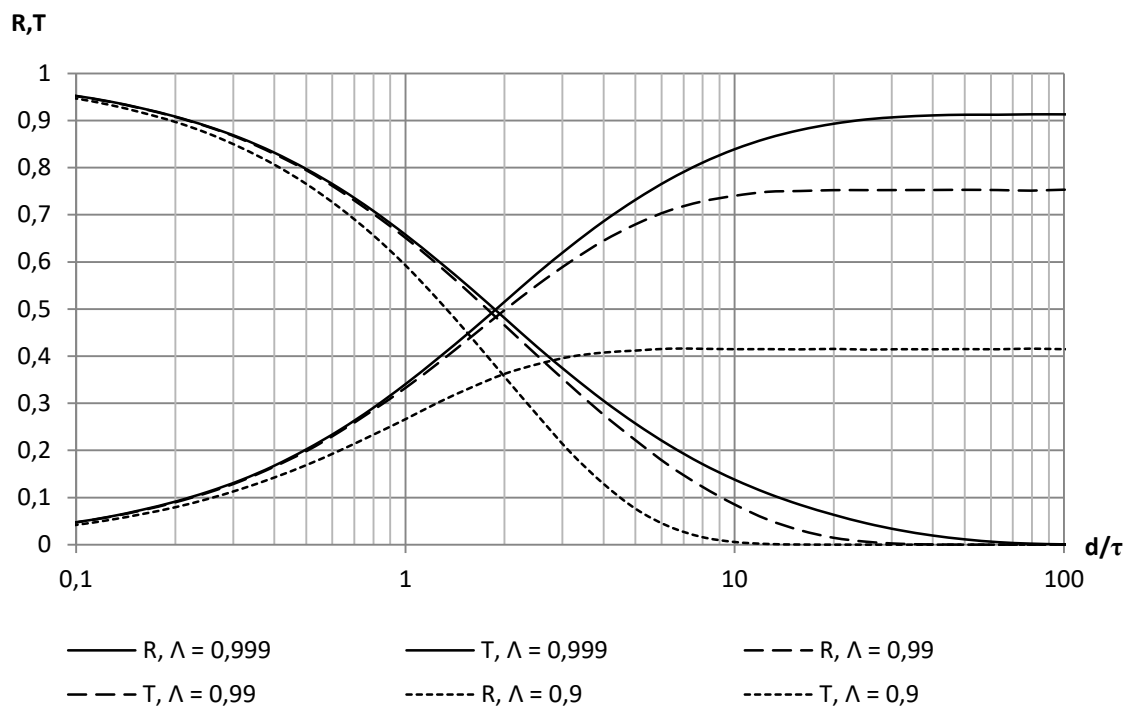


Рисунок 4.6. – Зависимость коэффициентов диффузного отражения R_d и пропускания T от толщины слоя h при различных альbedo однократного рассеяния $\Lambda = \beta / (\mu + \beta)$. Индикатриса рассеяния сферическая – ($\chi = 1$)

По-видимому, это связано с многократным диффузным отражением от обеих поверхностей тонких слоев вещества и большими значениями коэффициентов диффузного отражения при больших углах падения, включая углы полного внутреннего отражения α_i ($\alpha_i > \arcsin 1/N$). Получены зависимости коэффициента диффузного отражения от выживаемости кванта для слоев различной толщины, выживаемости кванта и коэффициента диффузного отражения от концентрации поглощающих наноразмерных добавок (сажных частиц). Установлена жесткая связь между коэффициентом диффузного отражения и пространственной освещенностью в глубине объекта (рис. 4.7). В результате используя данные эксперимента по измерению коэффициента диффузного отражения установлены важные зависимости между максимальной пространственной освещенностью и параметрами среды. Так установлена связь между пространственной освещенностью и

концентрацией примесей для слоев различной толщины (рис. 4.13), при различных давлениях прессования образцов (рис. 4.12, табл. 4.4) и размерах лазерного пучка (табл. 4.5, 4.6; рис. 4.10, 4.11). Установлено распределение пространственной освещенности в радиальном направлении r , в том числе за пределами пучка. Таким образом, зная коэффициент диффузного отражения – этот легко экспериментально измеряемый параметр, а также используя приведенные таблицы и графики – можно также легко оценить результат лазерного воздействия (например, нагрев поглощающих центров, нагрев матрицы и пр.).

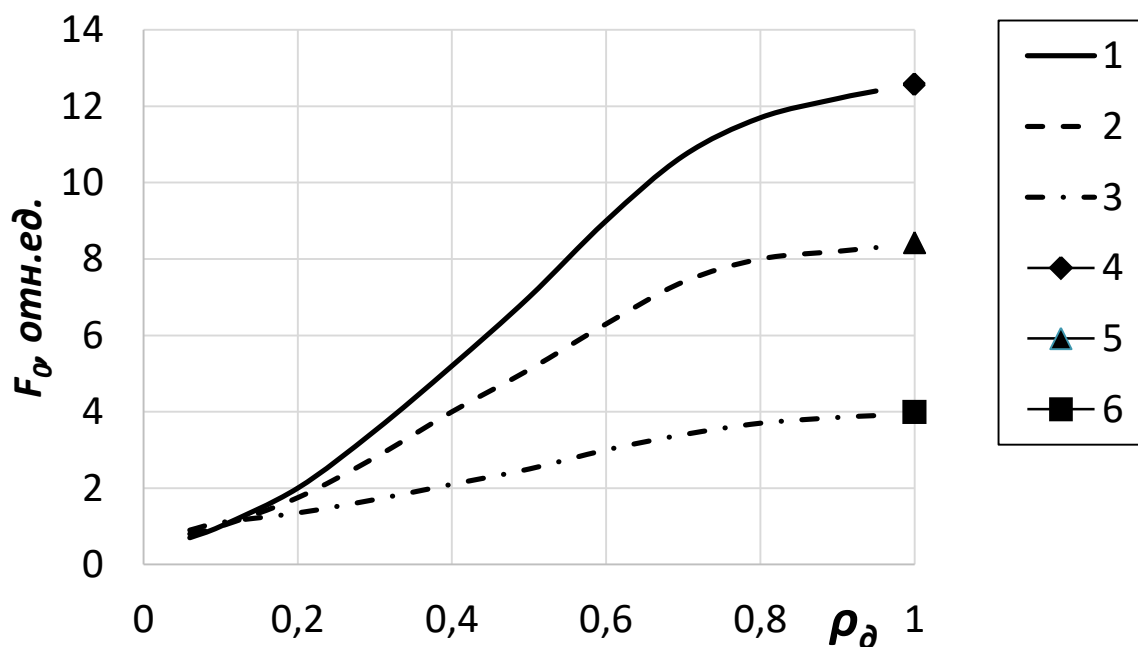


Рисунок 4.7 – Связь между максимальным значением F_0^{max} и коэффициентом диффузного отражения ρ_d для полубесконечного диффузно рассеивающего слоя. $F_0^{max} = E_0 / E_n$. Радиус пучка $r_0 = 100 \tau$, толщина слоя $h = 100 \tau$. 1 – азид свинца ($N_0 = 1,85$; $\Delta = \beta / (\mu + \beta) = 0,9999$); 2 – тэн ($N_0 = 1,47$; $\Delta = 0,9995$); 3 – модельная среда ($N_0 = 1,0$; $\Delta = 0,9999$). Точки (4, 5, 6) – значения F_0^{max} , полученные по (4.10) для $\rho_d \rightarrow 1$ (идеальная рассеивающая среда). E_0 – пространственная освещенность, E_n – освещенность поверхности образца

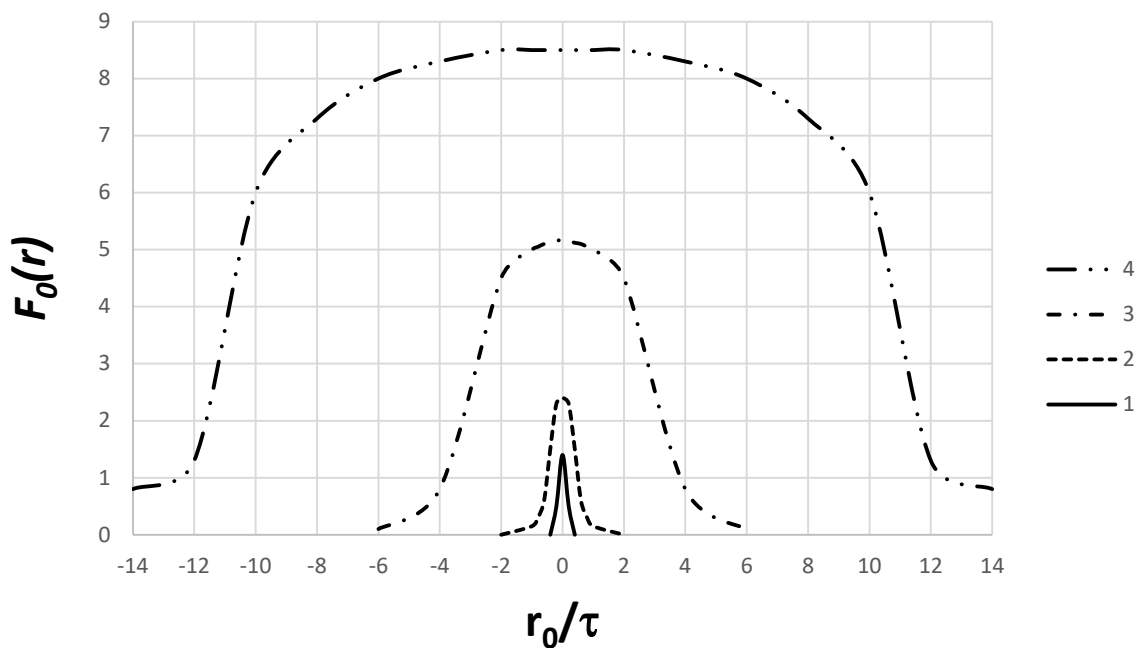


Рисунок 4.8 – Распределение освещенности в тэне в радиальном направлении пучка r_0 и за его пределами в приповерхностном слое $\Delta z = 0,1\tau$. Радиус пучка $r_0 = 0,1\tau$ (1); $0,5\tau$ (2); $2,0\tau$ (3); 10τ (4). $\rho_\delta = 0,95$. $\Delta = 0,9999$

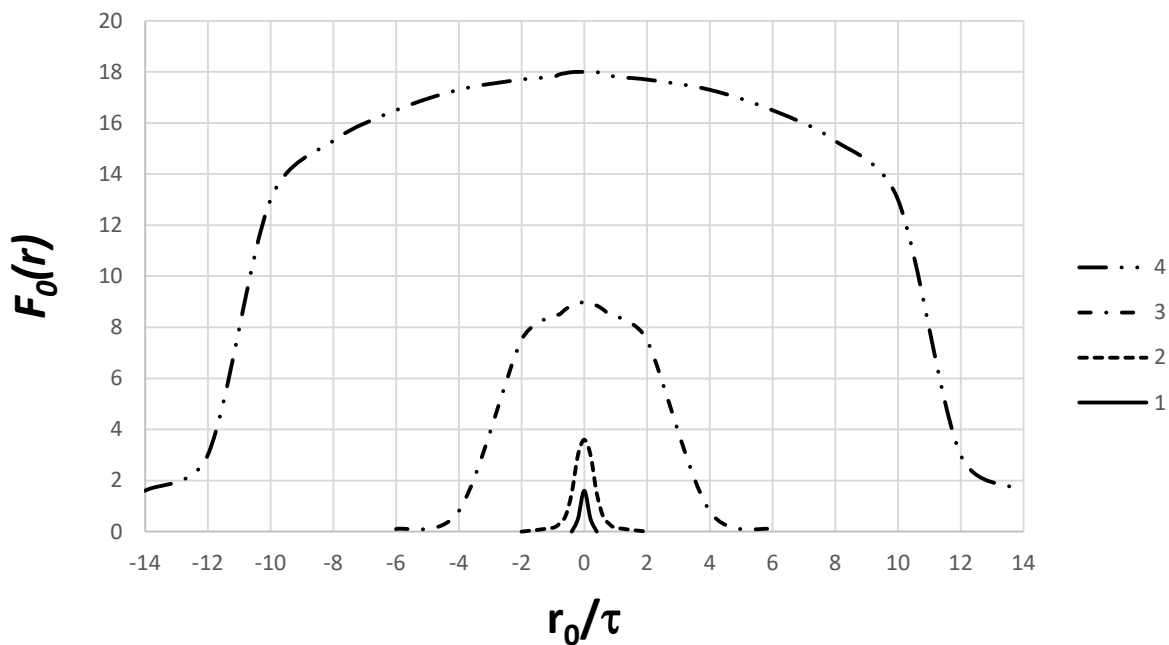


Рисунок 4.9 – Распределение освещенности в азиде свинца вдоль радиуса пучка r_0 и за его пределами в приповерхностном слое $\Delta z = 0,1\tau$. Радиус пучка $r_0 = 0,1\tau$ (1); $0,5\tau$ (2); $2,0\tau$ (3); 10τ (4). $\rho_\delta = 0,95$. $\Delta = 0,9999$

Таблица 4.4 Расчетные значения F_0^{max} тэна при различных давлениях прессования P и различных концентрациях поглощающих наноразмерных добавок γ в весовых процентах. Толщина слоя $h \rightarrow \infty$

$\gamma, \%$	$P = 2,5 \cdot 10^7$ Па		$P = 10^8$ Па		$P = 2 \cdot 10^8$ Па		$P = 4 \cdot 10^8$ Па	
	Al	C	Al	C	Al	C	Al	C
0,0	10,5	10,5	10,5	10,5	9,2	9,2	7,6	7,6
0,05	10	6,6	8,2	4,4	7,0	3,8	5,4	3,2
0,11	8,8	4,8	6,0	3,2	4,8	3,0	3,5	2,8
0,25	5,9	3,5	4,2	2,0	3,0	1,8	2,4	1,6
0,53	5,2	3,0	3,6	1,8	2,8	1,6	2,2	1,4
0,5	4,2	2,4	3,0	1,6	2,5	1,5	1,8	1,4
0,66	3,8	2,2	2,7	1,4	2,2	1,35	1,8	1,3
1,0	3,4	1,8	2,4	1,4	1,8	1,25	1,6	1,2

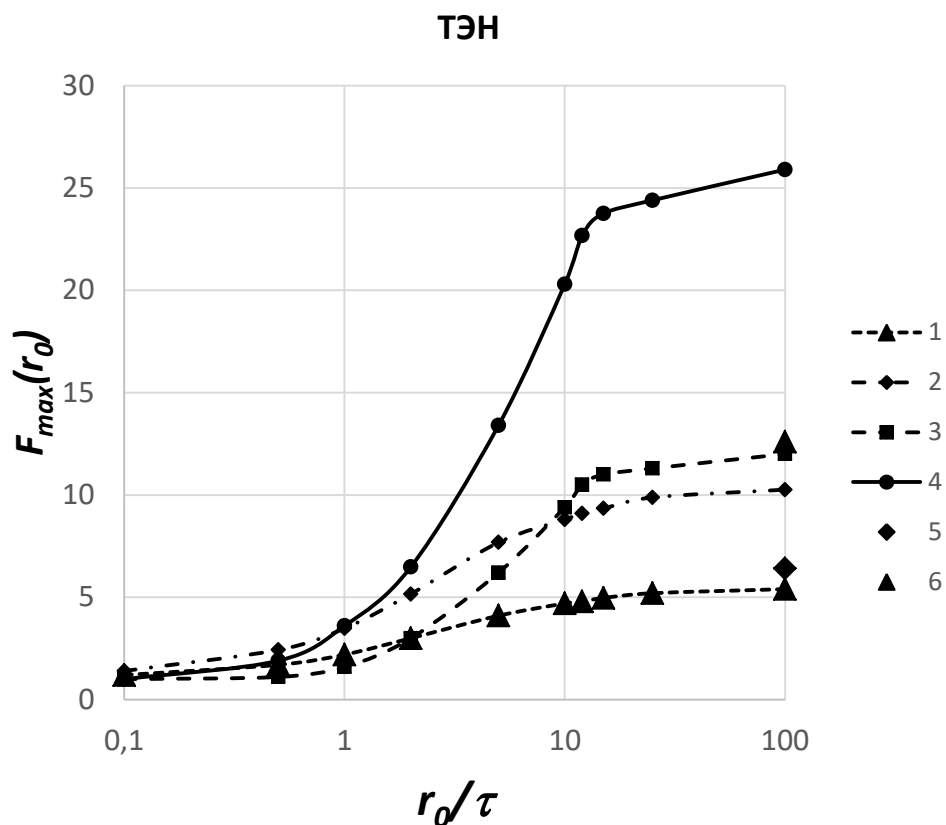


Рисунок 4.10 – Расчетная зависимость коэффициента связи F_{max} тэна от радиуса пучка. Толщина слоя $h \rightarrow \infty$

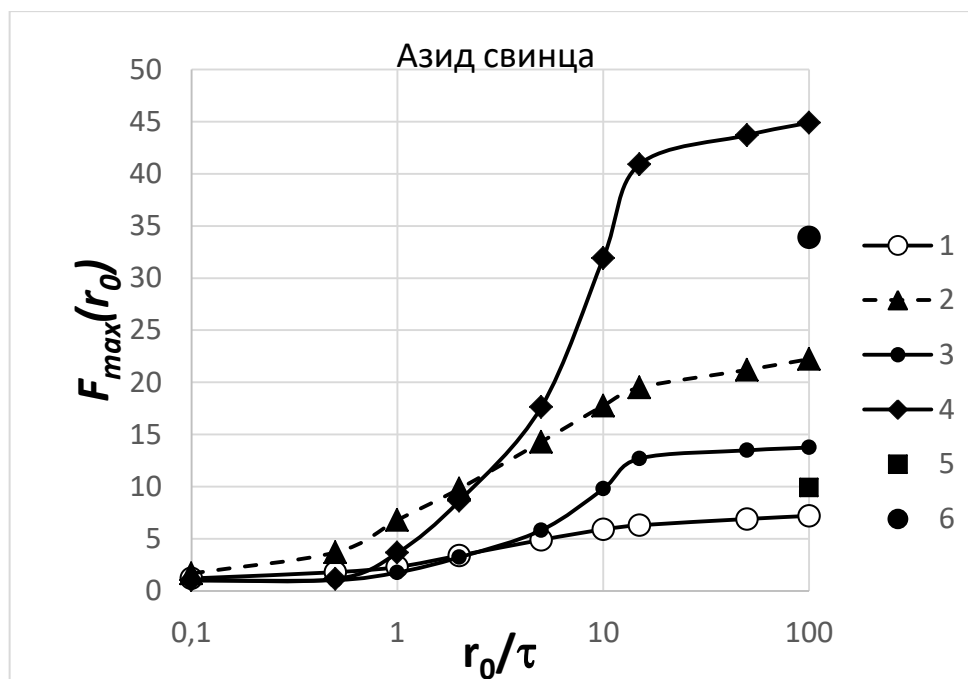


Рисунок 4.11 – Расчетная зависимость коэффициента связи F_{max} азид свинца от радиуса пучка r_0 . Толщина слоя $h \rightarrow \infty$

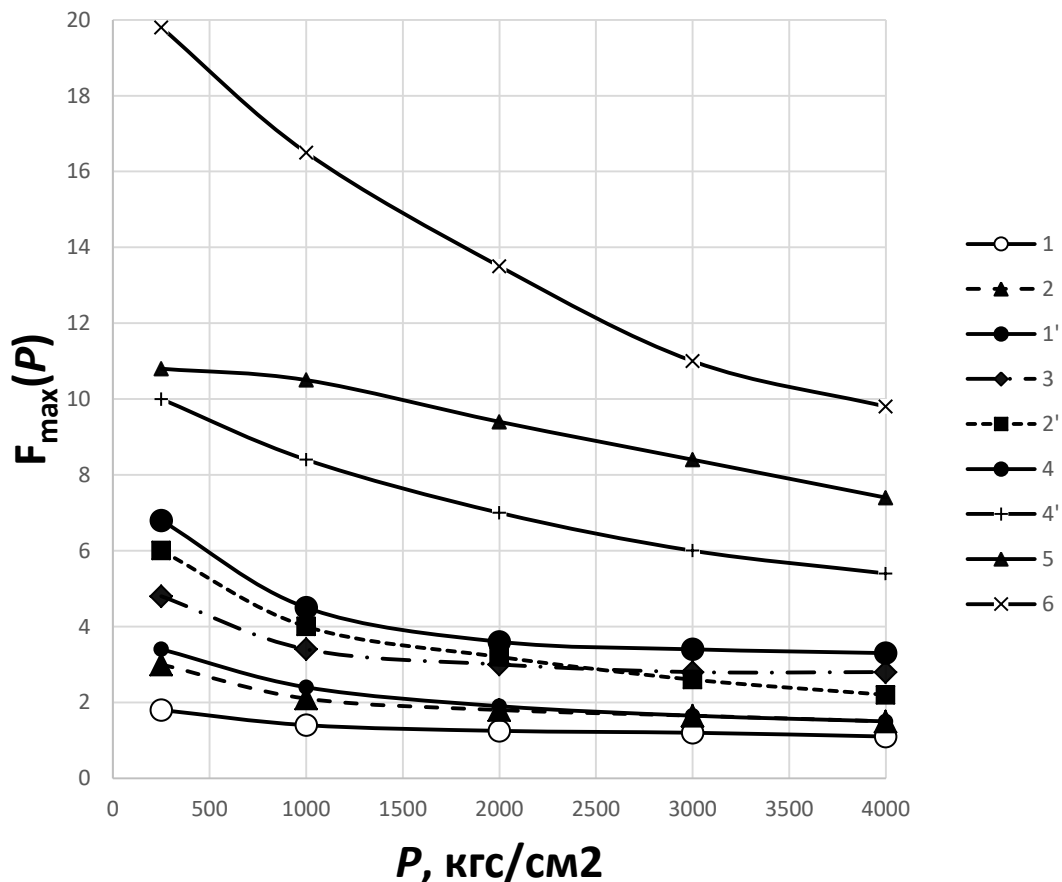


Рисунок 4.12 – Расчетная зависимость коэффициента связи F_{max} от давления прессования образцов P и концентрации примесей γ для смесевых составов тэн + С (кривые 1,2,3,4) и тэн + Al (кривые 1',2',4'). Концентрация добавок $\gamma = 1\%(1,1')$; $0,25\%(2,2')$; $0,11\%(3)$ и $0,05\%(4,4')$. Чистый тэн (5) и азид свинца (6). Толщина слоя $h \rightarrow \infty$

Выводы по разделу 4.2.2.

1. Установлена важная зависимость между максимальной пространственной освещенностью и коэффициентом диффузного отражения (рис. 4.7).
2. Установлена связь между пространственной освещенностью и концентрацией примесей для слоев различной толщины (рис. 4.12),

при различных давлениях прессования образцов (рис. 4.9, табл. 4.4) и размерах лазерного пучка (табл. 4.5, 4.6).

- Показано, что с увеличением концентрации добавок и давления прессования освещенность в объеме тэна уменьшается, причем при 1% сажи и давлении 4000 кгс/см² получено 9-кратное ослабление освещенности по сравнению с чистым слабо прессованным образцом. В области малых давлений ослабление освещенности сажными частичками составляет примерно 6 крат, а алюминиевыми – в 3 раза, в области больших – в 6 и 5 крат соответственно.
- В чистых безпримесных слабопрессованных порошках пространственная освещенность может превышать поверхностную в $16N_0^3/(N_0+1)^2$ крат.

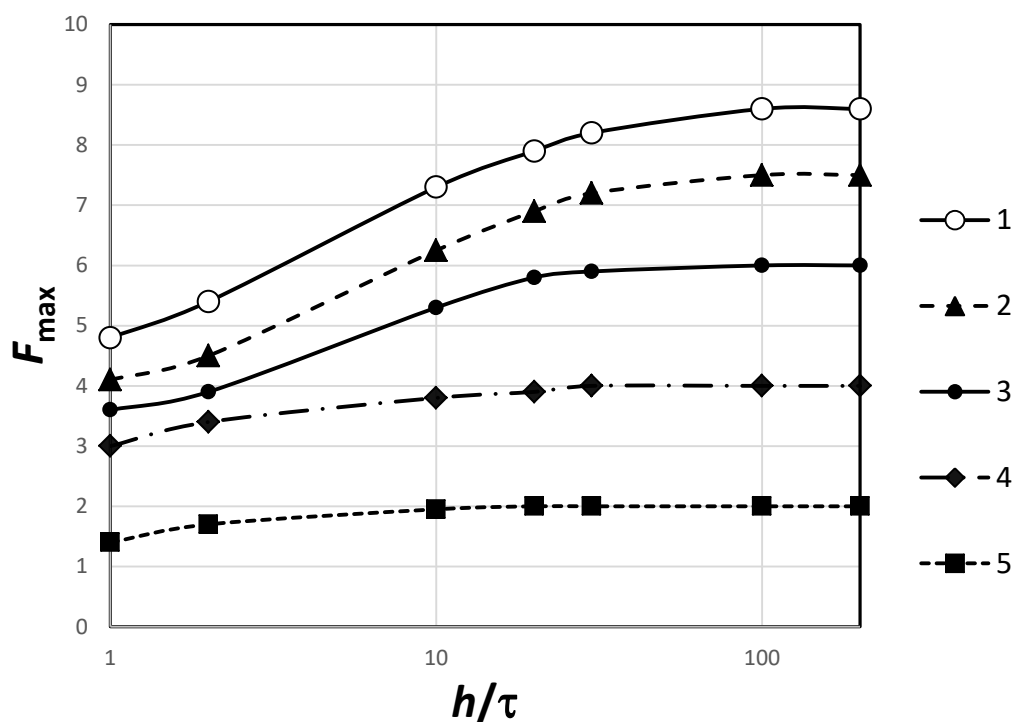


Рисунок 4.13 – Зависимость относительной освещенности $F_0^{max} = E_0/E_n$ от толщины таблетки h для тэна с различной концентрацией γ добавок ультрадисперсной сажи. $C = 0,0\%$ (1); $C = 0,1\%$ (2); $C = 0,5\%$ (3); $C = 1\%$ (4); $C = 2\%$ (5). Радиус пучка $r_0 = 100\tau$

4.2.3. Определение коэффициентов связи между освещенностью поверхности, задаваемой лазерным пучком, и освещенностью в объеме образцов в зависимости от размера лазерного пучка. Размерный эффект.

Таблица 4.5 Расчетные данные значений $F_0(r_0)$ для тэна

r_0/τ	Метод воздействия пучком радиуса r_0	Метод точечного воздействия бесконечно узким пучком ($r_0 \rightarrow 0$)	Метод сложения потоков ($r_0 \rightarrow \infty$)
0,1	1,2	1	
0,5	1,7	1,4	
1	2,2	1,9	
2	3	2,7	
5	4,2	4,6	
10	4,6	6,3	
12	4,8	6,7	
15	4,97	7,2	
25	5,2	7,8	
∞	5,4	8,4	6,4

Таблица 4.6. Расчетные значения $F_0(r_0)$ для PbN_6 $N_0=1,85$, $\rho_\phi=9\%$, $\rho_\delta=0,95$

r_0/τ	Метод воздействия пучком радиуса r_0	Метод точечного воздействия бесконечно узким пучком	Метод сложения потоков ($r_0 \rightarrow \infty$)
0,1	1,2	1,0	
0,5	1,8	1,4	
1	2,9	1,77	
2	3,4	3,23	
5	4,9	5,82	
10	5,9	9,79	
15	6,5	11,7	
50	6,9	12,48	
∞	7,2	12,75	9,9

Необходимо отметить, что некоторые результаты численного моделирования светового режима в объеме ЭМ сопоставлены с экспериментальными результатами по исследованию оптических характеристик порошков ЭМ (тэн, тротил, гексоген, октоген) в слоях различной толщины [198]. Для чистого (не содержащего поглощающих включений) тэна наблюдается хорошее согласие расчетных данных с экспериментом [198].

4.2.4. Учет коэффициента связи F_0 при оценке температур нагрева матрицы и нагрева горячих точек

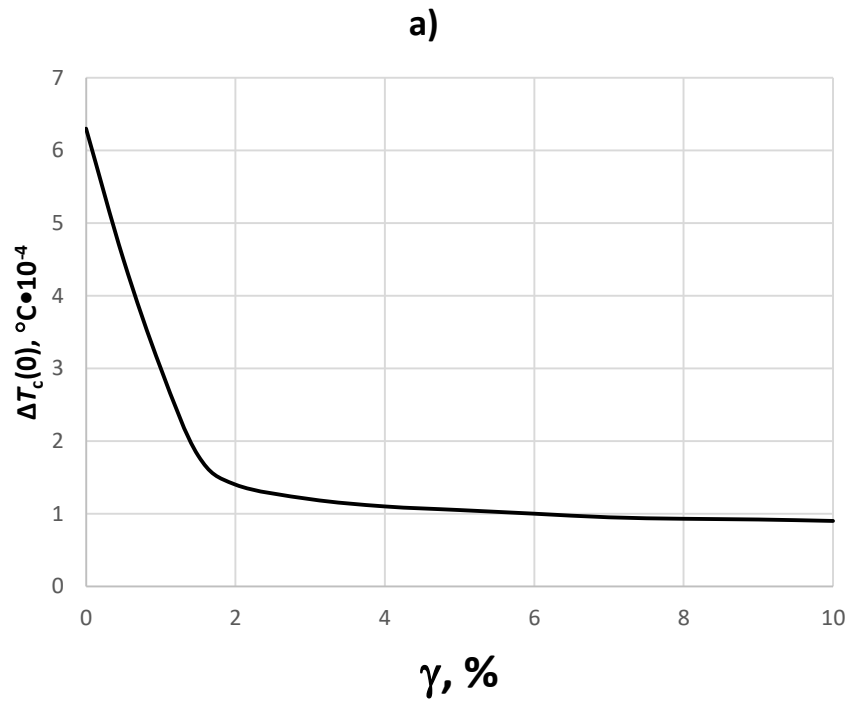
При оценке температуры нагрева включений, а также температуры разогрева матрицы ЭМ при различной концентрации добавок, необходимо учитывать относительное сечение поглощения частичек $k(\lambda_0, R_0, N_0, N_ч)$ и коэффициент увеличения освещенности $F_{max}(R_0, h, \gamma)$ в окрестности поглощающего центра. Так, при воздействии на поверхность толстой ($h/\tau > 100$) таблетки чистого тэна пучком неодимового лазера ($\lambda_0 = 1064$ нм; $\tau_u = 10$ нс) температура одиночного сажного включения T_c в адиабатических условиях нагрева

$$T_c \sim T_n + 3HkF_0/4c_1\rho_1R_0, \quad (4.11)$$

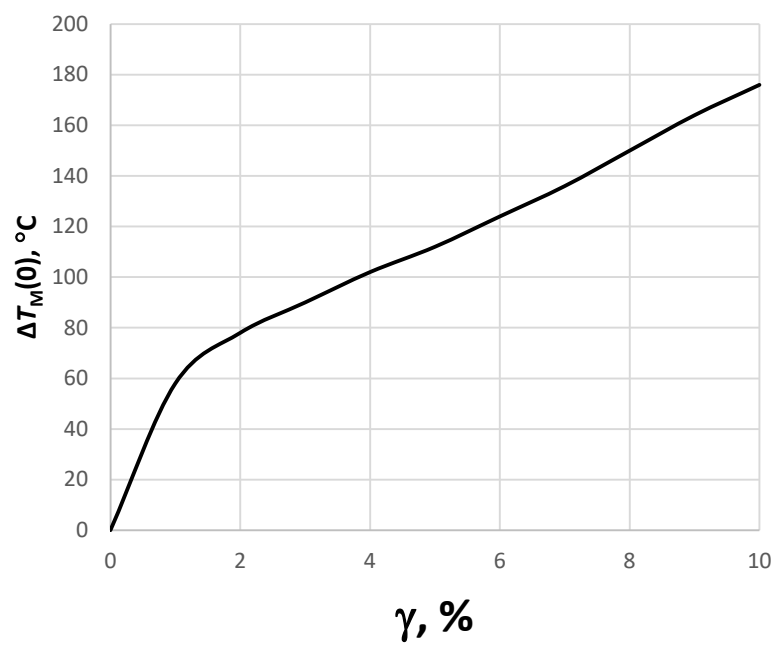
где H – плотность энергии лазерного импульса; $c_1\rho_1$ – удельная теплоемкость частицы; R_0 – радиус частички. При $H = 1$ Дж/см²; $k = 1,5$; $F_{max} = 8,4$ и $R_0 = 100$ нм температура микроочага, так называемой «горячей точки» (ГТ), в максимуме освещенности (в приповерхностном слое) может достигать $T \sim 6,3 \cdot 10^5$ К. При плотностях энергий 0,1 и 0,01 Дж/см² температура нагрева ГТ достигает $6,3 \cdot 10^4$ К и $6,3 \cdot 10^3$ К соответственно. При введении сажных добавок с концентрацией 1% температура включения уменьшается более, чем в 2 раза. При этом температура разогрева матрицы T_m тэна

$$T_m \sim T_n + \mu HF_0 / c_2 \rho_2, \quad (4.12)$$

(где μ – показатель поглощения ($\mu = k\pi R_0^2 n$); $c_2 \rho_2$ – удельная теплоемкость ЭМ; n – концентрация частичек ($n = 3 \cdot 10^{-2} \rho_2 \gamma / 4 \rho_1 \pi R_0^3$); γ – весовой процент добавок) возрастает, а температура ГТ падает. В том и другом случае температура нагрева уменьшается с глубиной z (рис. 4. 14).



6)



в)

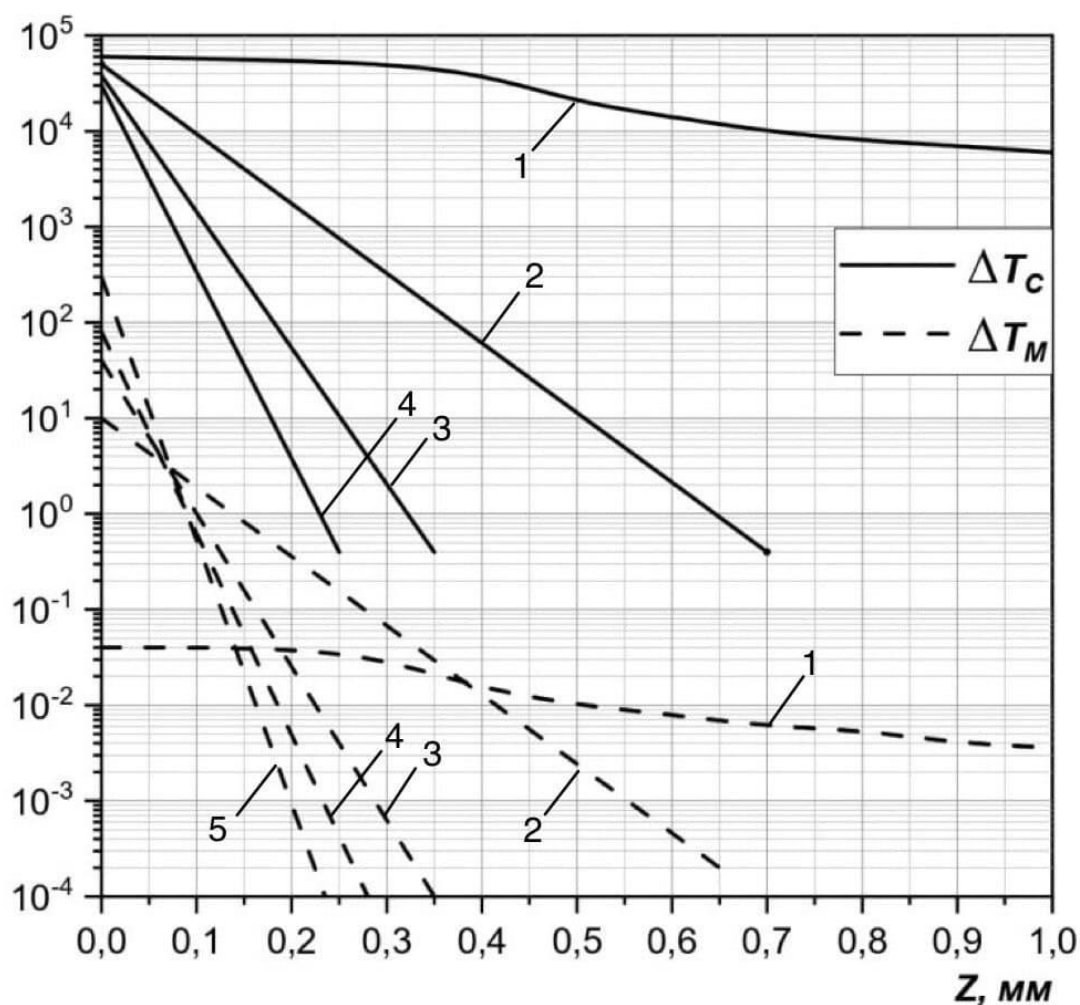


Рисунок 4.14 – Расчетная зависимость температуры нагрева сажных включений ΔT_c (сплошные кривые) и температуры нагрева матрицы тэна ΔT_m (пунктирные кривые) от весового процента сажных добавок γ . Длина волны излучения $\lambda_0 = 1064$ нм; $h \rightarrow \infty$. Относительное сечение поглощения частицы $k = 1,5$. а,б – температура в приповерхностном слое; в – распределение температур по глубине z . Весовой процент сажных добавок $\gamma = 0,0\%C$ (1); $0,1\%C$ (2); $0,5\%C$ (3); $1\%C$ (4); $10\%C$ (5). Плотность энергии на поверхности $H_n = 100$ мДж/см² близка к пороговой величине

Выводы по главе 4

1. В диффузно рассеивающих средах, к которым относятся прессованные порошки ЭМ, пространственная освещенность E_0 в их объеме всегда превышает освещенность поверхности E_n , задаваемую падающим лазерным пучком, в F_0 крат.

2 Для всех ЭМ установлена жесткая связь между коэффициентом диффузного отражения и величиной F_0 . При этом для всех ЭМ наблюдаются общие закономерности: – значение F_0 увеличивается с увеличением размера лазерного пучка на поверхности таблетки, с увеличением показателя преломления матрицы материала, с увеличением толщины слоя h ; величина F_0 уменьшается с увеличением концентрации поглощающих добавок (наноразмерные частички сажи или алюминия), с уменьшением толщины таблетки и увеличением давления прессования (плотности вещества). Для тэна величина F_0 может достигать значения 8,5, а для азида свинца 12,5.

3. С учетом образования спекл-структуры освещенность в локальных точках объема ЭМ (характерный размер спекла $\lambda_0/2\pi \sim 10^{-5}$ см) может превосходить среднее значение еще, как минимум, на порядок величины, т. е. пространственная освещенность в локальных точках рассеивающей среды E_0^* может превосходить E_n в 100 крат. В образцах с добавками алюминия величина F_0 всегда в полтора-два раза выше, чем в образцах с добавками сажи той-же концентрации. Это связано с тем, что относительное сечение рассеяния светового потока частицами алюминия почти на порядок выше, чем у сажных частиц (0,9 и 0,1 соответственно), а сечение поглощения k на порядок меньше. Т. е. частички алюминия вносят некоторый вклад в повышение освещенности, однако слабо поглощают свет, что необходимо учитывать при оценке температуры очага по (4.11 и 4.12).

4. Температура сажных включений T_c в приповерхностных слоях образцов тэна при пороговых уровнях воздействия (около 100 мДж/см^2) может достигать десятков тысяч $^{\circ}\text{C}$ и уменьшается с увеличением концентрации добавок, тогда как температура матрицы T_m растет с увеличением концентрации добавок, но не превышает $200 \text{ }^{\circ}\text{C}$ при максимальной концентрации 10% (см. рис 4.14). С увеличением расстояния от поверхности образца пространственная освещенность падает, что приводит к уменьшению температуры T_c и T_m .

Глава 5. ИНИЦИИРОВАНИЕ ВЗРЫВНОГО РАЗЛОЖЕНИЯ «ЧИСТЫХ» (БЕЗ СПЕЦИАЛЬНО ВВЕДЕННЫХ ПРИМЕСЕЙ) ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ ВНЕШНИМ ИМПУЛЬСОМ. ЭКСПЕРИМЕНТ.

В пятой главе дано описание влияния различных параметров лазерного пучка на энергетические пороги инициирования (ЭПИ). Изложены экспериментальные результаты по измерениям ЭПИ в зависимости от длины волны ЛИ, давления прессования (или давления прижатия входного окна), размера лазерного пучка на поверхности образца, длительности ЛИ для некоторых ЭМ (АТМ, тэн, ФТДО, ПХА+Al).

5.1. Влияние длины волны лазерного излучения на энергетические пороги инициирования прессованных порошков азидов тяжелых металлов и тетранитрата пентаэритрита. Кинетические характеристики инициирования

Состояние вопроса и методические подходы. Список работ, посвященных влиянию длины волны ЛИ на поведение ЭМ весьма ограничен, поскольку, начиная с начального этапа исследований (с 1969 года) по настоящее время подавляющее большинство работ выполнены на основной гармонике неодимового лазера, т.е. на длине волны 1060 или 1064 нм. На других длинах волн интерес представляют работы [217, 218], работы [219-221] и [215]. Работы [217, 218] и [219-221] выполнены по инициированию тэна на первой (1064 нм) и второй (532 нм) гармониках неодимового лазера и полностью противоречат друг другу. Так в [217, 218] утверждается, что инициирование тэна первой гармоникой излучения достигается относительно легко, а излучением второй гармоникой инициировать тэн невозможно. В [220] утверждается ровно наоборот – излучением второй гармоники инициировать тэн относительно легко ($H =$

12 Дж/см²), а излучением первой не удается инициировать при $H = 100$ Дж/см². В [215] нами определены пороги инициирования АТМ на длинах волн 10600 нм (СО₂ – лазер) и 308 нм (эксимерный лазер). Показано, что в ИК – области спектра (фононное поглощение) пороговая плотность энергии для азиды свинца составляет $H_{05} = 2$ Дж/см², в области прозрачности (1060 нм) $H_{05} = 5$ мДж/см², а в УФ – области (собственное поглощение) порог составил 5 Дж/см². Данный результат не может быть объяснен с позиций фотохимического разложения [63, 64] (цепная фотохимическая электронно-дырочная модель взрыва) поскольку в ИК и УФ – областях квантовый выход близок к единице, а в области прозрачности на 4 порядка ниже. Согласно [63, 64] в эксперименте следовало ожидать увеличение порога инициирования в области прозрачности по сравнению с ИК и УФ на 4 порядка величины. Однако, эксперимент показал обратное, т.е. измеренные пороги в области прозрачности оказались, наоборот, на 3 порядка ниже, чем в УФ. Более подробно этот парадокс исследован в [216], где были определены пороги инициирования прессованных порошков, пластинчатых и нитевидных кристаллов АТМ на первой (1064 нм), второй (532 нм), третьей (354,7 нм) и четвертой (266 нм, область собственного поглощения) гармониках неодимового лазера. Измерения проводились при воздействии лазерного пучка на открытую поверхность образца и на поверхность, закрытую прозрачным диэлектриком (стекло, кварц) при давлении прижатия 0,8 ГПа. Показано, что для прессованных порошков АТМ (азиды свинца и серебра) в условиях воздействия на открытую поверхность пороги инициирования на длинах волн, соответствующих области прозрачности (1064, 532 и 354,7 нм), приблизительно одинаковы (соответственно 12, 7, и 10 мДж/см² для азиды свинца), а на длине волны 266 нм наблюдается резкое повышение порога до 700 мДж/см². Однако в условиях закрытия поверхности прозрачным диэлектриком (кварц) порог инициирования уменьшается до 10 мДж/см² и становится таким же, что и в области прозрачности. Для

объяснения данного, на первый взгляд парадоксального, результата успешно использована тепловая микроочаговая модель [22]. Переноса данную модель на тэн и ФТДО, можно утверждать, что пороги инициирования тэна и ФТДО на этих длинах волн должны быть приблизительно одинаковыми. Очевидно, что ответ на возникшие вопросы связан с совершенствованием механизмов инициирования и требует проведения экспериментальных исследований на образцах тэна и ФТДО в широком диапазоне длин волн.

Методические подходы основывались на исходной гипотезе о тепловом микроочаговом механизме инициирования. Поскольку форма тепловых микроочагов заведомо различна на разных длинах волн (плоский в области фононного и собственного поглощения, сферический в области прозрачности), то большое значение придавалось однородности лазерного пучка по поперечному сечению. Однородность достигалась использованием проекционной схемы формирования лазерных пучков на поверхности ЭМ. Известно, что ЭПИ в общем случае зависят от длительности лазерного импульса (ЛИ), давления прессования и диаметра лазерного пучка на поверхности ЭМ, поэтому необходимо стремиться облучать мишени пучками с одинаковой длительностью импульса, давления и диаметра пучка. Длительности импульсов различных используемых в наших опытах (специально разработанных для этих целей) лазеров различались не значительно (от 10 до 20 нс) и эти различия, как будет показано ниже, не оказывают влияния на величину порогов. В большинстве опытов диаметр лазерного пучка на поверхности образца составлял 1 мм, что сводило к минимуму влияние размерного эффекта. Для исключения влияния газодинамической разгрузки на ЭПИ давление прессования (в случае инициирования с открытой поверхностью) и давление прижатия входного окна (закрытая поверхность, всестороннее сжатие) составляли $4 \cdot 10^8$ Н/м². Такое давление обеспечивало практически

минимальные значения ЭПИ и позволяло наиболее корректно делать выводы о механизме инициирования.

Экспериментальные результаты. Значения ЭПИ на различных длинах волн, соответствующих излучению CO₂-лазера (10600 нм) эксимерного лазера (308 нм) и 4-м гармоникам неодимового лазера (1064; 532; 354,7 и 266 нм, приведены на рис. 5.1, а также в таблице 5.1. Из рис. 5.1 видно, что поведение ЭМ различных типов различно, однако можно выделить общие закономерности, присущие исследуемым ЭМ. Прежде всего к ним относится то, что чувствительность ЭМ всех типов повышается, если облучаемую поверхность накрыть прозрачным диэлектриком с давлением прижатия, превышающим предел прочности материала. В условиях закрытой поверхности общей закономерностью является увеличение чувствительности с уменьшением длины волны ЛИ. Так с переходом из области фонованого поглощения (10600 нм) в область прозрачности (1064, 532 и 355 нм) пороговая плотность энергии H_{05} уменьшается для тэна и ФТДО более чем на порядок величины (см. табл. 5.1). При переходе в область собственного поглощения (308 и 266 нм) чувствительность становится максимальной, практически одинаковой для всех типов ЭМ и составляет около 10 мДж/см². При этом форма, размеры и теплосодержание очагов $\omega = F_0 \cdot H_{05} \cdot \mu$ (где F_0 – коэффициент связи между освещенностью поверхности и освещенностью в объеме образца; μ – показатель поглощения очага) различных образцов могут значительно различаться. Азид свинца имеет высокую чувствительность на всех длинах волн (около 10 мДж/см²), слабо зависящую от условий на облучаемой поверхности (открыта – закрыта), однако на четвертой гармонике излучения (266 нм) порог инициирования азида свинца резко возрастает (от 10 до 700 мДж/см²). Поведение пластинчатых кристаллов АТМ схоже с поведением порошков, однако их чувствительность почти на порядок ниже.

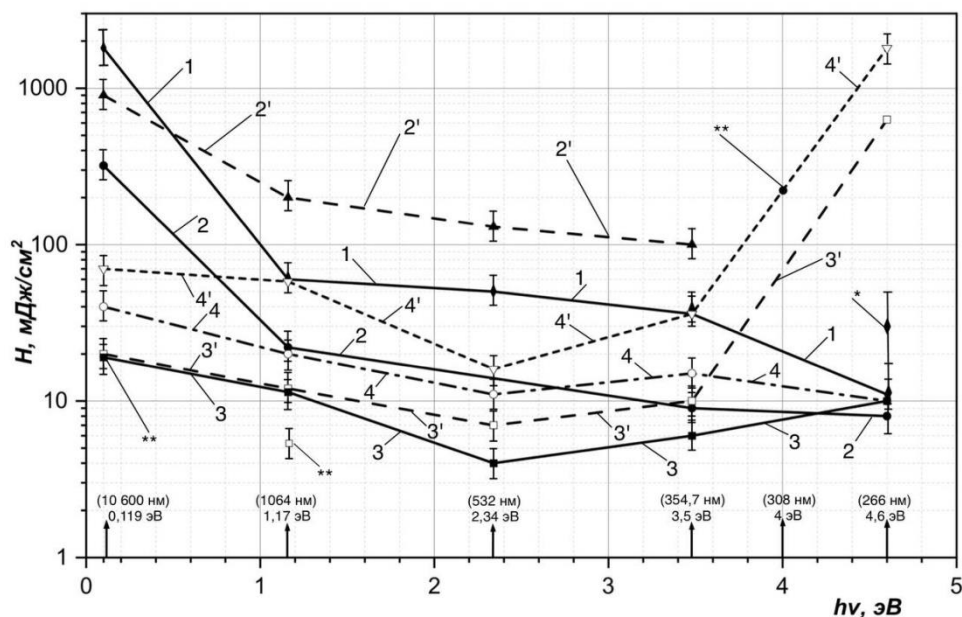


Рисунок 5.1 – Энергетические пороги иницирования ЭМ (прессованные порошки, пластинчатые кристаллы) на различных длинах волн ЛЛ. 1 – тэн дисперсностью $6000 \text{ см}^2/\text{г}$ при иницировании с закрытой (фтористый барий, стекло, кварц) поверхности [222, 199]; 2, 2' – ФТДО с закрытой и открытой поверхности соответственно [199]; 3, 3' – порошок азид свинца с открытой и закрытой поверхности соответственно [215, 216, 234]; 4, 4' – пластинчатые кристаллы азид серебра [216]. * – точка, полученная в [199]; ** – точки, полученные автором на иных установках (CO_2 -лазер непрерывного действия [215], эксимерный лазер [215])

В условиях воздействия на открытую поверхность в поведении ЭМ наблюдаются большие различия и особенности. Так тэн не удается иницировать ни на одной из длин волн при плотностях энергии, предельно достижимых на исследовательском стенде ($100 \text{ Дж}/\text{см}^2$) при данных размерах лазерного пучка (1 мм). ФТДО иницируется с открытой поверхности на всех длинах волн кроме 266 нм, а чувствительность АТМ в УФ-области резко понижается.

С учетом сказанного некоторые характерные результаты эксперимента сведены в таблицу 5.1.

Таблица 5.1. Значения порогов инициирования ЭМ образцов под прикрытием $H_{0,5}$, характерных размеров тепловых очагов R_0 и их удельного теплосодержания ω . λ_0 – длина волны излучения в мкм; τ – длительность импульса излучения в нс; μ_0 – показатель поглощения матрицы ЭМ в см⁻¹; μ_1 – показатель поглощения в объеме очага; ω_0 – объемная поглощенная плотность энергии матрицы в Дж/см³; ω_1 – объемная поглощенная плотность энергии в очаге; R_0 – размер очага в см

Тип ЭМ, параметры		λ_0/τ , мкм/нс	10,600/20	1,064/ 10	0,266/ 10
		$\mu_0 \approx 10^3$ см ⁻¹ $\mu_1 \approx 10^3$ см ⁻¹ $h\nu = 0,117$ эВ	$\mu_0 \approx 10^2$ см ⁻¹ $\mu_1 \approx 10^4$ см ⁻¹ $h\nu = 1,17$ эВ	$\mu_0 \approx 10^6$ см ⁻¹ $\mu_1 \approx 10^6$ см ⁻¹ $h\nu = 4, 6$ эВ	
ТЭН	$H_{0,5}$, мДж/см ²	1800	50	15	
	R_0 , см	10^{-3}	$\sim 10^{-5}$	10^{-6}	
	ω_0 , Дж/см ³	1800	$\sim 4 \cdot 10^{-3}$	15000	
	ω_1 , Дж/см ³	1800	4000	15000	
ФТДО	$H_{0,5}$, мДж/см ²	300	20	8	
	R_0 , см	10^{-3}	10^{-5}	10^{-6}	
	ω_0 , Дж/см ³	300	$\sim 1,5 \cdot 10^{-3}$	8000	
	ω_1 , Дж/см ³	300	1600	8000	
PbN ₆	$H_{0,5}$, мДж/см ²	20	12	10	
	R_0 , см	10^{-4}	10^{-5}	10^{-6}	
	ω_0 , Дж/см ³	2,4 ($\mu_0 \approx 10$ см ⁻¹)	$1,4 \cdot 10^{-3}$	10000	
	ω_1 , Дж/см ³	1600	1400	10000	
Форма очага		Плоский (тэн, ФТДО), толщиной около 10^{-5} см ³ Сфера (PbN ₆) объемом около 10^{-12} см ³	Сфера объемом около 10^{-15} см ³	Плоский, толщиной около 10^{-6} см ³	

Обсуждение результатов

Прежде всего, рассмотрим поведение ЭМ в условиях закрытой поверхности облучаемых образцов, поскольку газодинамическая разгрузка из реакционной зоны в данном случае практически исключена. Напомним, что в литературе обсуждаются в основном две модели лазерного инициирования, развитые для АТМ. Согласно первой из них низкопороговое инициирование АТМ связано с локализацией энергии ЛИ на оптических неоднородностях с последующим разогревом и образованием ГТ [22]. Согласно второй [63, 64] в матрице АТМ при поглощении фотонов происходит образование электрон-дырочных пар с последующим их размножением по цепному механизму и развитием взрывного разложения. Сравним поведение образцов на различных длинах волн по величине ω_0 , которая представляет собой пороговую объемную поглощенную плотность энергии матрицы ЭМ. Видно, что эта величина минимальна в области прозрачности матрицы, где квантовый выход образования электрон-дырочных пар составляет порядка 10^{-4} , т.е. очень мал в силу того, что энергия фотона (1,17эВ) меньше ширины запрещенной зоны. Согласно [63, 64] переход из области прозрачности в УФ-область (область собственного поглощения; 266 нм; 4,6 эВ), где квантовый выход электрон-дырочных пар не только на 4 порядка выше, но и показатель поглощения μ выше на 4-6 порядков, должен привести к резкому (на много порядков величины) повышению чувствительности. Однако наблюдаемый экспериментальный пороговый энерговклад ω_0 при переходе в область собственного поглощения наоборот возрастает для азида свинца на семь порядков величины (от $\approx 10^{-3}$ Дж/см³ до 10^4 Дж/см³, см. табл. 5.1). При переходе в область фононного поглощения (10600 нм; 0,117 эВ) образование носителей зарядов полностью исключено, однако значение ω_0 (единицы Дж/см³) почти на 4 порядка меньше, чем в УФ-области. Подобное поведение характерно для тэна и ФТДО.

Таким образом, эксперимент однозначно свидетельствует о неприемлимости представлений о природе лазерного инициирования основных модельных представителей АТМ и вторичных ЭМ, основанных на образовании зонных носителей зарядов ($e-h$ пар), т.е. отвергает фотохимическую природу лазерного импульсного инициирования ЭМ.

В тоже время результаты экспериментов не противоречат тепловой очаговой модели лазерного импульсного инициирования. В рамках этой модели в области прозрачности (1064; 532; и 354,7 нм) тепловой очаг формируется на поглощающей неоднородности в результате ее нагрева, оптического пробоя или нагрева с последующим оптическим пробоем с образованием ГТ. При этом пороговое теплосодержание очага ω_1 составляет для тэна 4000 Дж/см³, для ФТДО – 1600 Дж/см³ и для азид свинца 1400 Дж/см³ (см. табл. 5.1). В области фононного и собственного участков спектров поглощения инициирование реализуется как результат нагрева матрицы. Видно, что при переходе из области прозрачности в область собственного поглощения теплосодержание очага ω_1 (а, следовательно, и температура нагрева $\Delta T = \omega_1/c\rho$) растут незначительно. Данное повышение связано различиями в форме очагов и их рамеров R_0 . В частности, в УФ-области размер очага (толщина реакционного слоя) практически на порядок меньше, чем в области прозрачности и для обеспечения его реакционной способности необходимо повышение температуры. При переходе в область фононного поглощения теплосодержание и температура очага несколько уменьшаются (тэн, ФТДО) или практически не изменяются (азид свинца), зато размер очага увеличивается на порядок. Такое поведение полностью соответствует теории очагового зажигания ЭМ внешним импульсом вообще и критическому значению параметра Франка-Каменецкого δ в частности:

$$\delta = (Q\rho E/\lambda RT_0^2) R_0^2 k_0 \cdot \exp(-E/RT_0) \geq \delta_{кр}, \text{ где} \quad (5.1)$$

$$\delta_{кр} = 0,88 \text{ – для плоского очага;}$$

$\delta_{кр} = 2.0$ – для цилиндрического очага;

$\delta_{кр} = 3.32$ – для сферического очага;

Здесь T_0 – температура очага в K ; R_0 – радиус очага в $см$; $Q\rho$ – тепловой эффект химической реакции в $Дж/см^3$; E – энергия активации в $кал/моль$; R – универсальная газовая постоянная в $кал/мольK$; k_0 – предэкспонент в $с^{-1}$; λ – коэффициент теплопроводности в $Вт/смK$.

Из (5.1) видно, что реакционная способность очага определяется его размером R_0 и температурой T_0 , а связь между этими параметрами нелинейна. Однако очевидно, что для реализации взрывного разложения с уменьшением размера очага необходимо увеличивать его температуру нагрева и наоборот. Пороговые значения ω_1 в различных областях спектра соответствуют выводам (5.1) и это является основанием утверждать, что в условиях закрытой поверхности для всех рассмотренных ЭМ и длин волн механизм инициирования является тепловым очаговым.

В условиях инициирования с открытой поверхностью общей закономерностью является повышение порогов по сравнению с закрытой. Особенно это наблюдается для газифицирующихся ЭМ (тэн, ФТДО), у которых основная реакция разложения происходит в газовой фазе. Наиболее вероятной причиной низкой чувствительности является эффективная реализация газодинамической разгрузки тепловых очагов через свободную поверхность на стадии газификации, т.е. до начала быстрого взрывного разложения. Этот процесс резко снижает реакционную способность очагов, повышает порог и, в частности, определяет практическую невозможность инициирования тэна с открытой поверхности.

Возможность инициирования ФТДО в условиях открытой поверхности связана, по-видимому, с более высокой скоростью реакции разложения по сравнению с тэном. Тем не менее, в области прозрачности инициирование можно считать низкопороговым (200, 130 и 100 $мДж/см^2$

на длинах волн 1064, 532 и 354,7 нм соответственно). Однако в ИК-области газодинамическая разгрузка очага резко возрастает за счет того, что глубина проникновения излучения в ЭМ и, следовательно, размер очага R_0

$$R_0 \sim 1/\mu = 10^{-3} \text{ см}$$

очень мала. Характерное же время газодинамической разгрузки очага τ_p составляет:

$$\tau_p \sim 1/\nu\mu = 10^{-8} \text{ с} = 10 \text{ нс}, \quad (5.2)$$

где ν – скорость разлета продуктов газификации, принятая около 1 км/с. Это время соизмеримо с временем нагрева очага ($\tau_u = 10\text{-}20$ нс) и это означает, что за время создания теплового очага он частично или полностью разгружается по запасу тепла, температуре и давлению. Вследствии этого пороговая плотность энергии возрастает до 900 мДж/см².

В УФ-области невозможность инициирования ФТДО с открытой поверхности связана с очень малой толщиной разогреваемого приповерхностного слоя (пряжка $10^{-5}\text{-}10^{-6}$ см). Поэтому наиболее вероятной причиной такого поведения ФТДО является предельно малые времена газодинамической разгрузки очага на стадии газификации (еще до стадии взрывного разложения). Это время в соответствии с (5.2) составляет около $10^{-10}\text{-}10^{-11}$ с, что на несколько порядков меньше длительности ЛИ. Таким образом, к моменту окончания лазерного воздействия очаг оказывается полностью разгружен.

Более сложные процессы развиваются при инициировании АТМ с открытой поверхности. Так в азиде свинца газодинамическая разгрузка происходит за счет продуктов разложения, поэтому ее эффективность значительно ниже, а условия развития тепловых очагов в очаги взрывного разложения лучше, чем в газифицирующихся ЭМ. Поэтому в области прозрачности пороги инициирования повышаются по сравнению с порогами в случае закрытой поверхности незначительно (14 и 12 мДж/см²

на $\lambda_0 = 1064$ нм; 7 и 4 мДж/см² на $\lambda_0 = 532$ нм и 10 и 6 мДж/см² на $\lambda_0 = 1064$ нм соответственно). В УФ-области спектра удельный энерговод от лазерного импульса при пороговых уровнях воздействия (700 мДж/см²) составляет около $3 \cdot 10^5$ Дж/см³, что примерно на два порядка превышает удельную теплоту взрывного разложения АТМ ($\sim 5 \cdot 10^3$ Дж/см³) т. е. вкладом химической энергии в образование очага можно пренебречь. Одновременно с созданием тонкого плазменного слоя в приповерхностном слое ЭМ происходит его интенсивный ($10^3 \dots 10^4$ м/с) разлет в окружающее пространство. При этом, характерное время плазмо-динамической разгрузки очага ($\sim 10^{-10} \dots 10^{-11}$ с) практически на два порядка меньше времени его создания ($\sim 10^{-8}$ с), что обеспечивает высокий уровень относительных потерь тепла из области инициирования и приводит к резкому (до 70 крат по сравнению с инициированием с закрытой поверхности) увеличению пороговой плотности энергии для поддержания, необходимого запаса тепла в очаге. Поэтому попытки [235] объяснить такое повышение порогов ускоренной рекомбинацией $e-h$ пар на открытой поверхности образца ЭМ, т.е. влиянием поверхности на условия развития цепной реакции, указывают на несостоятельность модельных представлений [63, 64, 235].

В тоже время при разлете плазменной струи из зоны облучения в объеме ЭМ формируется импульс сжатия (реактивный импульс отдачи) с амплитудой до $10^9 \dots 10^{10}$ Па, достаточной для возбуждения реакции взрывчатого разложения. Таким образом, в условиях лазерного импульсного воздействия на ЭМ с открытой поверхности необходимо учитывать возможность ударно-волнового механизма инициирования.

В ИК- области спектра инициирование АТМ с открытой поверхности имеет некоторые особенности. Так в [234] установлено, что на длине волны 10600 нм матрица АТМ прозрачна. Показатель поглощения составляет от 1 см⁻¹ до 10 см⁻¹.. поэтому прессованные порошки представляют собой (как и на длинах волн 1064; 532 и 354,7 нм) диффузно

рассеивающие среды, где пространственная освещенность значительно превышает поверхностную (см. Гл. 4). Кроме того, в объеме образца происходит формирование спекл-структуры (локальных участков повышенной освещенности) с характерным размером спекла $R_0 \approx \lambda_0/2\pi N_0$, где N_0 – показатель преломления матрицы. Оценка размера спекла дает значение диаметра спекла $d_0 \approx 1$ мкм. При попадании поглощающей неоднородности с максимальным сечением поглощения для данной длины волны ($R_0 \approx 10^{-4}$ см) формируется тепловой микроочаг, обеспечивающий низкопороговое инициирование на уровне 20 мДж/см².

Поведение пластинчатых кристаллов АТМ качественно схоже с поведением прессованных порошков. Отличие заключается в более высоких уровнях порогов инициирования пластинчатых кристаллов по сравнению с порошками (в 2...3 раза). Такие различия возможны по двум причинам. Первая – отсутствие в кристаллах развитой поверхности, на которой происходит реакция разложения. Вторая – необходимость энергетических затрат на дробление, поскольку реакция разложения внутри монокристалла АТМ затруднена [4].

Указанные особенности определяют кинетику процесса взрывного разложения, отображенную на осциллограммах (см. рис. 5.2). Видно, что самые малые задержки инициирования характерны для АТМ (десятки нс), самые большие – для тена (десятки мкс). В первом случае процесс взрывного разложения происходит преимущественно в твердой фазе, т. е. стадия газификации отсутствует, а тепловой микроочаг быстро переходит в очаг горения и детонацию. При высокой концентрации ГТ детонация всего объема ЭМ может возникнуть на переднем фронте ЛИ (см. рис. 5.2, а, б). Во втором случае (тэн) можно предположить, что процесс газификации и газодинамическая разгрузка микроочагов (с возможным усреднением по облученному объему) на стадии их нагрева замедляют процесс развития взрывного разложения, увеличивают порог

инициирования и длительность индукционного периода (рис.5.2, *в, г, д*). При этом в случае инициирования ФТДО за счет высокой скорости реакции разложения пороги и задержки (рис. 5.2, *з, и*) уменьшаются. Однако во всех случаях с увеличением теплосодержания очага или уровня лазерного воздействия задержка инициирования уменьшается, что характерно для тепловой природы возникновения и развития процесса взрывного разложения.

На длинах волн 532 и 266 нм наблюдается дополнительный импульс свечения, положение которого совпадает с временным положением лазерного возбуждающего импульса. Особенно это наглядно иллюстрирует рисунок 5.2, *и*. Это связано с тем, что интенсивность свечения образца при воздействии второй и четвертой гармониках в момент облучения мишени значительно выше чем при воздействии первой (см. гл. 3, стр. 136).

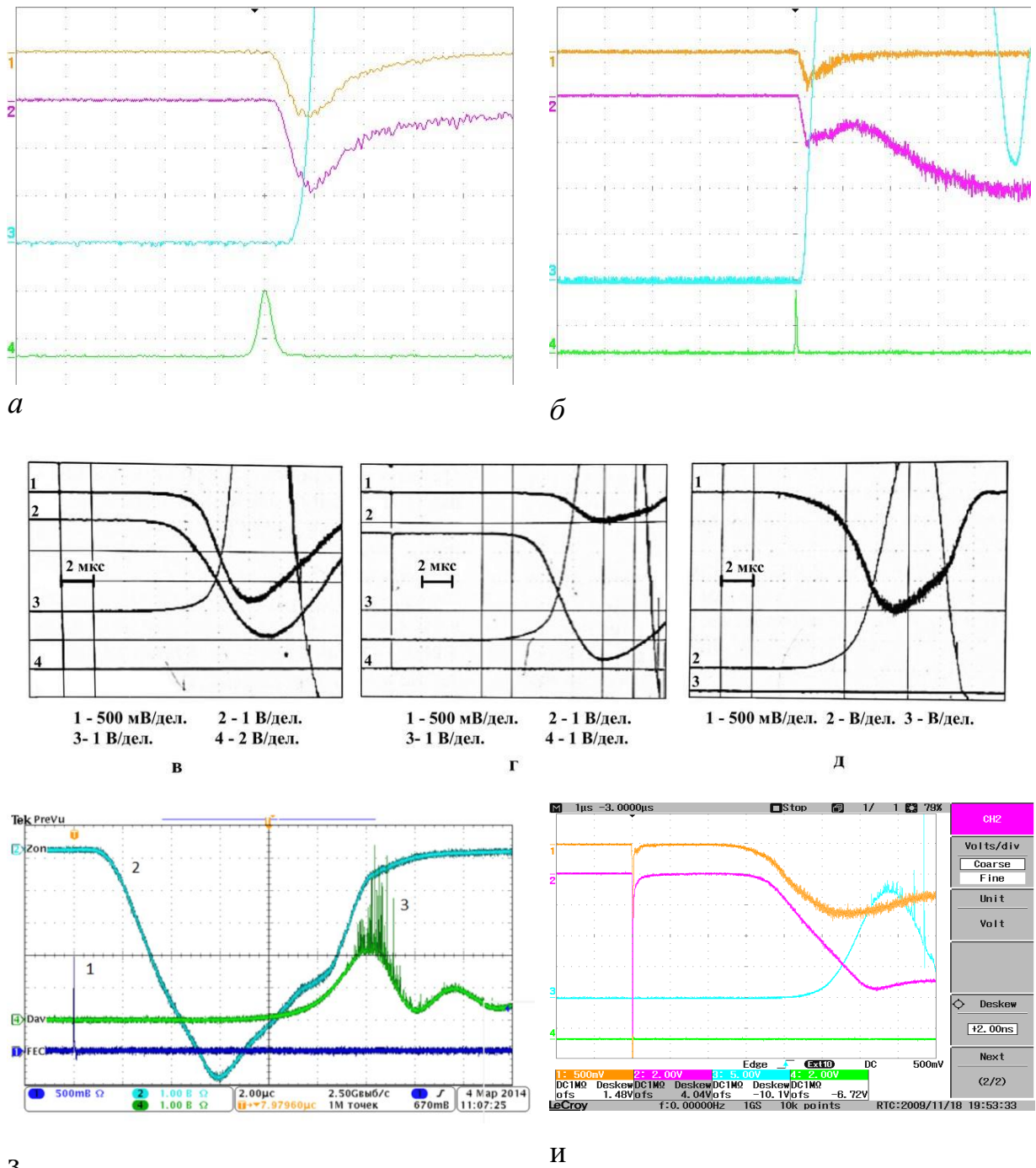


Рисунок 5.2 – Типичные осциллограммы свечения и акустического отклика взрывного разложения ЭМ. а, б – азид свинца при воздействии на длине волны $\lambda_0 = 1064$ нм при длительности развертки 50 нс и 200 нс на большое деление соответственно; в, г, д – тээн на $\lambda_0 = 1064$ нм, 532 нм и 266 нм соответственно [222]; з, и – ФТДО при воздействии на $\lambda_0 = 1064$ нм и 532 нм соответственно. Для рисунков а-д,и: 1 – сигнал фотодетектора с облученного ЛИ участка образца (сигнал зонного ФЭУ); 2 – сигнал ФЭУ панорамного обзора; 3 – сигнал акустического (ударно-волнового) датчика; 4 – временное положение и форма ЛИ (репер). Для рисунка з: 1 – лазерный импульс (репер); 2 – сигнал ФЭУ панорамного обзора; луч 4 – сигнал акустического датчика

Таким образом, наблюдаемое сложное поведение ЭМ легко описывается с позиций тепловой очаговой теории зажигания (инициирования) внешним импульсом. Согласно этим представлениям реакционная способность очага при воздействии внешним импульсом определяется запасом тепла в очаге, его размером, временем нагрева и характерным временем релаксационных процессов. В условиях малых времен нагрева и воздействия на закрытую поверхность реакционная способность очагов лимитируется параметром (критерием) Франк-Каменецкого [23, 24, 30]

$$\delta = Qr_o^2 k_o \exp(-E/RT) E / \lambda RT^2 \geq \delta_{кр}, \quad (5.3)$$

где Q – тепловой эффект реакции [Дж/см³]; E – энергия активации [Дж/моль]; r_o – размер очага [см]; T – температура очага [K]; λ – коэффициент теплопроводности [Дж/(с*см*K)]; R – универсальная газовая постоянная [Дж/(моль*K)]; k_o – предэкспонент [1/с].

Взрывное разложение возникает при достижении δ некоторого критического значения $\delta_{кр}$, которое различно для очагов разной конфигурации. В первом приближении можно принять для плоского очага $\delta_{кр} = 2$, для сферического $\delta_{кр} = 8$. Показано, что в области фонованого поглощения (10600 нм) формируется плоский очаг большого размера ($r \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ см) с относительно низкой температурой ($T \sim 1000$ K). В области прозрачности (1064, 532 и 355 нм) тепловые очаги формируются в результате локализации энергии ЛИ на поглощающих центрах с характерным размером около 10^{-5} см и температурой около 5000 K и которые условно можно считать сферическими. В области собственного поглощения формируется приповерхностный плоский очаг с характерным размером (толщиной) около 10^{-5} см и температурой, близкой к 5000 K. При пороговых уровнях лазерного воздействия сделаны оценки значений δ . Показано, что экспериментальные результаты качественно согласуются с (5.3).

Выводы по разделу 5.1

1. Исследованы закономерности и особенности лазерного инициирования тэна, ФТДО, азидов свинца и серебра в ИК-области, области прозрачности и УФ-области спектра лазерного импульсного излучения. Показано, что поведение ЭМ различных типов (энергетические пороги и кинетические характеристики процесса взрывчатого разложения) зависят как от длины волны облучения, так и от условий воздействия на поверхность ЭМ (облучаемая поверхность открыта или закрыта прозрачным диэлектриком).
2. На всех исследуемых длинах волн закрытие облучаемой поверхности приводит к повышению чувствительности ЭМ. При этом в газифицирующихся ЭМ это происходит за счет резкого уменьшения газодинамической разгрузки микроочага на стадии газификации, предшествующей стадии основного химического разложения. В твердофазных ЭМ это повышение выражено значительно меньше, поскольку разгрузка очагов происходит на стадии расширения и разлета продуктов разложения, (т.е. после стадии основного химического разложения) и меньше влияет на их реакционную способность.
3. В условиях закрытой облучаемой поверхности при переходе из области прозрачности (1064; 532; 534,7 нм) в УФ-область (266 нм) пороговая плотность энергии изменяется незначительно, а в условиях открытой – резко увеличивается (от 40 до 70 крат). Этот факт полностью противоречит цепной электрон-дырочной модели лазерного инициирования ЭМ.
4. Все экспериментальные закономерности и особенности поведения исследуемых ЭМ могут быть описаны с точки зрения (в рамках) тепловой микроочаговой модели инициирования, согласно которой тепловые реакционно способные очаги возникают или в результате

прямого нагрева матрицы ЭМ (ИК и УФ- области спектра) или в результате локализации энергии ЛИ на оптических неоднородностях (нагрев, оптический пробой) с образованием ГТ (область прозрачности ЭМ).

5.2. Влияние давления прессования (давления прижатия входного прозрачного окна) на энергетические пороги инициирования АТМ, тэн и фуразано-тетразин-диоксида (ФТДО). Кинетические характеристики процесса инициирования.

Состояние вопроса. Методические подходы.

Прежде всего, представляет интерес выполненная впервые работа [10], где ЭМ (тэн, гексоген, октоген) размещались в пресс-сборке с прозрачным входным окном. Сборка устанавливалась в гидравлический пресс и образцы облучались на длине волны 1060 нм в условиях всестороннего сжатия. Получены зависимости порогов инициирования от давления, в которых с ростом давления ЭПИ монотонно снижаются. Однако, в дальнейшем на азиде свинца [52], а затем на тэне [78, 79] и тэне с добавками наноразмерной сажи нами показано [223], что в области больших давлений ($>10^8$ Па) наблюдается высокочувствительное плато. Позднее подобный результат был получен на тэне с добавками наноразмерного алюминия [85]. В перечисленных работах условия сжатия образцов различались, различались и результаты, однако наиболее достоверные результаты, по нашему мнению, обеспечиваются при установке сборки в гидравлический пресс [10, 79, 223].

В данной серии опытов инициирование проводилось в условиях закрытой поверхности. С этой целью порошки АТМ, ФТДО и тэна засыпались в прессформу (обечайку) с прозрачным входным окном, устанавливались в гидравлический пресс и прижимались к входному окну с различным усилием, чем достигались условия всестороннего сжатия. При

этом при максимальном сжатии ($P = 10^9$ Па) толщина слоя ЭМ составляла ~ 1 мм, что исключало влияние поверхности металлического пуансона на пороги инициирования. В некоторых случаях между тыльной стороной таблетки и пуансоном устанавливалась прокладка из плотной белой бумаги, однако это не влияло на результат. Облучение проводилось на первой гармонике излучения неодимового лазера ($\lambda_0 = 1064$ нм), т.е. в области прозрачности матрицы всех типов ЭМ. В качестве входных окон использовались стеклянные пластинки толщиной 10 мм.

Экспериментальные результаты.

На рисунке 5.3 представлены некоторые результаты опытов данной серии в виде зависимостей порогов инициирования от давления прижатия входного окна [257], а также для сравнения приведены подобные зависимости, полученные другими авторами на различных временных этапах исследований.

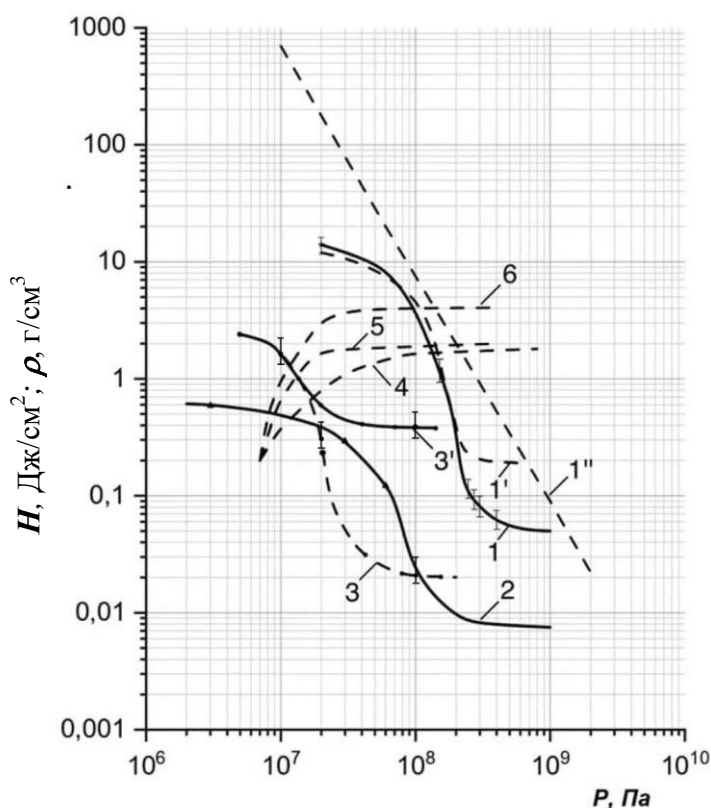


Рисунок 5.3 – Зависимость пороговой плотности энергии инициирования H_{05} (кривые 1, 2, 3) и зависимости плотности вещества ρ (кривые 4, 5, 6) от давления прижатия входного окна P для ЭМ различных типов. 1 – тэн дисперсностью $6000 \text{ см}^2/\text{г}$ [223]; 1' – тэн [79]; 1'' – [10]; 2 – азид свинца [52]; 3 – ФТДО; 3' – ФТДО (открытая поверхность); 4, 5, 6 – тэн, ФТДО и азид свинца соответственно ($d_n = 1$ мм; $\tau_u = 12$ нс)[257]

В ходе зависимостей просматривается общая закономерность. Так для всех типов ЭМ с ростом давления всестороннего сжатия чувствительность к лазерному воздействию увеличивается. Причем в области низких давлений ($3 \cdot 10^6$ - $3 \cdot 10^7$ Па) рост чувствительности медленный, в области средних ($3 \cdot 10^7$ - $3 \cdot 10^8$ Па) чувствительность резко повышается, а в области высоких ($> 10^8$ Па) выходит на низкопороговое плато. В то же время области давлений, в которой происходит резкое снижение порога, для каждого ЭМ значительно различаются. Так для тэна эта область приблизительно находится в диапазоне давлений $6 \cdot 10^7$ - $2 \cdot 10^8$ Па, для азида свинца – в диапазоне $4 \cdot 10^7$ - $2 \cdot 10^8$ Па, а для ФТДО – в диапазоне 10^7 - $3 \cdot 10^7$ Па. Показано, что эти области формируются в соответствии с теорией прессования порошков [237, 238], учитывающей их структуру и прочность матрицы. В области средних давлений происходит резкое уменьшение пористости с увеличением давления и, соответственно, резкое уменьшение газодинамической разгрузки ГТ в близлежащие поры. В области высоких давлений пористость минимальна, плотность вещества максимальна (см. кривые 4, 5 и 6), газодинамическая разгрузка сведена к минимуму, а чувствительность максимальна. Кроме того, в этой области чувствительность практически не зависит от давления всестороннего сжатия, т.е. образуется низкопороговое плато. Важно отметить, что области резкого повышения чувствительности различных ЭМ (кр. 1, 2, 3) коррелируют с областями резкого повышения плотности этих материалов (кр. 4, 5, 6). В совокупности ход кривых указывает на то, что чувствительность различных ЭМ определяется не только возможностью создания ГТ, но и процессами газодинамической разгрузки тепловых очагов в окружающие их поры.

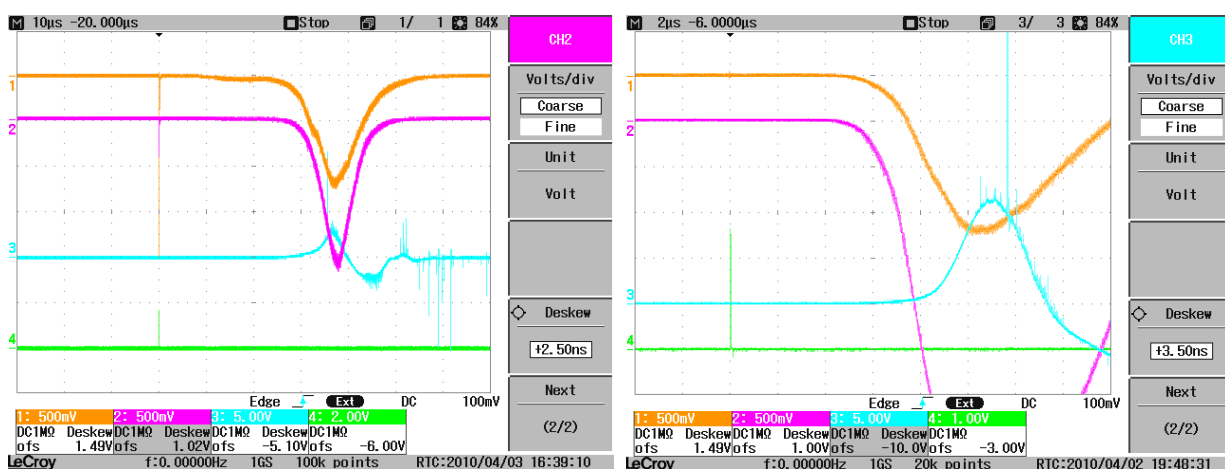
Таблица 5.2. Значения энергетических порогов взрывного разложения ЭМ (H_{05} , Дж/см²)

	Давление, Р _{сж} , МПа						
Материал образца	5	10	20	40	70	100	170
ТЭН	-	-	16±2	10±1.5	6±0,7	4±0,5	1±0,2
ФТДО	2,4±0,3	1,6±0,2	0,5±0,07	0,3±0,04	0,22±0,02	0,2±0,02	0,2±0,015
	Давление, Р _{сж} , МПа						
Материал образца	200	240	300	400	600	800	
ТЭН	0,4±0,05	0,24±0,03	0,08±0,02	0,06±0,01	0,054±0,01	0,05±0,01	
ФТДО	0,2±0,015	-	-	-	-	-	

Данные экспериментальных измерений для тэна и ФТДО приведены в табл. 5.2. К особенностям поведения следует отнести то, что в газифицирующихся ЭМ (тэн, ФТДО) в отличие от АТМ при малых давлениях прижатия прозрачного входного окна возможна газодинамическая разгрузка ГТ через границу раздела «поверхность – стекло». С увеличением давления прижатия ее роль снижается и при достижении предела прочности матрицы основное влияние на чувствительность оказывает разгрузка в остаточные поры. Эти особенности отражается на поведении кривых при инициировании тэна и ФТДО в области малых давлений прижатия защитного стекла, где в отличие от азида свинца низкопороговое плато не формируется.

Кинетика процесса.

Кинетика развития взрывного разложения при различных давлениях всестороннего сжатия приведена на рис. 5.4. Большие различия в задержках взрывного разложения при малых и больших давлениях сжатия образцов связаны с огромными различиями в энергетических порогах инициирования и, следовательно, с большими различиями в начальных температурах тепловых микроочагов и различиями в условиях газодинамической разгрузки.



а)

б)

Рисунок 5.4 – Типичные осциллограммы процесса развития взрывного разложения тэна при различных давлениях прижатия входного окна. а – $P_{сж} = 40 \text{ Мпа}$, $H_n = 1,5 \text{ Дж/см}^2$ (цена большого деления 10 мкс); б – $P_{сж} = 600 \text{ Мпа}$, $H_n = 0,07 \text{ Дж/см}^2$ (цена большого деления 2 мкс). 1 – сигнал фотодетектора из области воздействия (зонный ФЭУ); 2 – сигнал фотодетектора при панорамном обзоре; 3 – акустический отклик; 4 – лазерный импульс

Обсуждение результатов.

Принимая, что в процессе взаимодействия лазерного импульса с ЭМ в области прозрачности матрицы в объеме последнего возникает множество очагов разогрева, но порог инициирования определяется теми, которые находятся в наиболее благоприятных для развития условиях, одним из простых

и самых вероятных вариантов объяснения описанных факторов представляется следующий.

В начальный момент прессования существует широкий спектр размеров пор и пустот. В то же время из статистических соображений необходимо допустить существование локальных областей с достаточно плотной структурной укладкой частиц, близкой к предельной, в которой объем пор минимален. Именно в этих локальных объемах ЭМ и осуществляются наиболее благоприятные условия для развития очага инициирования.

По мере нагружения давлением на входное окно в первую очередь заполняются наиболее крупные пустоты, обладающие наименьшей прочностью сводов. Спектр размеров пор и пустот сужается, возрастает доля объема образца с плотной структурной укладкой частиц, однако существенного влияния на порог инициирования процесс прессования на стадии структурной укладки оказать, разумеется, не может. Так формируется низкочувствительное плато при инициировании азида свинца. Для газифицирующихся ЭМ (тэн, ФТДО) в области малых давлений разгрузка очагов происходит не только в близлежащие поры, но и вдоль границы раздела «ЭМ – стекло». В силу этого фактора низкочувствительное плато менее выражено.

Ситуация резко меняется, как только в некоторой области ЭМ начинается пластическая деформация и разрушение частиц, т.е. будет достигнут предел прочности. Пороговый характер процессов разрушения приводит к пороговому уменьшению объема пор в этой области и условия развития в ней очагов возбуждения взрыва улучшаются, приводя к скачкообразному повышению чувствительности. Причем уже на этой стадии объем пор становится, как следует из формирования зеркального компонента коэффициента отражения [52], по крайней мере, сравним с объемом начальных очагов разложения.

Из-за малой величины объема ($< 10^{-15}$ см³) эти поры уже не могут заметно повлиять на разгрузку очагов инициирования равного (или даже

большого) объема и поэтому дальнейшее уплотнение уже не влияет на критические световые потоки. Так формируется плато, отвечающее высокой чувствительности ЭМ и на этом участке можно полностью пренебречь газодинамическими явлениями при анализе процесса инициирования взрыва и, с целью его количественного описания, последовательно применять теорию теплового взрыва в конденсированной фазе [23]. Характерно с этих позиций сравнить поведение инициирующих ЭМ и бризантных ЭМ при моноимпульсном режиме облучения. Можно предположить, что значительные различия в поведении инициирующих ЭМ и бризантных ЭМ определяются различиями в характере протекания газодинамических процессов (разгрузке очагов). В том случае, когда эти различия сводятся к минимуму (например, газодинамический фактор при инициировании бризантных ЭМ частично или полностью исключается с помощью внешнего давления) чувствительность инициирующих ЭМ и бризантных ЭМ становится одного порядка величины и составляет единицы мДж/см² [10, 18, 22, 37]. И наоборот, в условиях, когда газодинамика является преобладающим фактором, т.е. теплоотвод в очаге разогрева доминирует над теплоприходом (например, облучение азида свинца импульсом УФ-лазера и облучение бризантных ЭМ без внешнего давления [10, 18, 19]) инициирование инициирующих ЭМ и бризантных ЭМ затруднено или вообще невозможно, причем в характере поведения тех и других наблюдаются полные аналогии – разлет поверхностных слоев [19, 215, 216], очувствляющее влияние покрытия поверхности прозрачным диэлектриком [8, 19, 216] и т.д.

Результаты экспериментов указывают на многостадийность процесса лазерного инициирования ЭМ. Так при инициировании АТМ процесс условно можно разделить на три стадии. На первой из них происходит образование горячей точки (ГТ). Наиболее вероятным механизмом образования ГТ является оптический пробой на оптической микронеоднородности, включая поглощающие металлические включения.

На втором этапе происходит развитие тепловых очагов и превращение их в очаги горения. На третьей стадии происходит ускоренное горение ЭМ с переходом во взрывное разложение и, возможно, в детонацию. Особенностью процесса инициирования АТМ является возможность реализации взрывного разложения из одного единственного очага. Для вторичных газифицирующихся ЭМ феноменологическая картина представляется четырехстадийной. На первой стадии, как и в АТМ, происходит образование ГТ в результате оптического пробоя на собственных оптических неоднородностях, включая сажные включения. На второй стадии происходит газификация ЭМ в окрестности ГТ и химическая реакция разложения с нагревом и послойной газификацией. На этом этапе происходит газодинамическая разгрузка тепловых очагов в поры и через облучаемую поверхность по давлению и температуре. На третьем этапе происходит усреднение температуры по объему, ограниченному размером лазерного пучка на поверхности ЭМ и глубиной проникновения света. Таким образом, формируется низкотемпературный макроочаг. На четвертой стадии происходит развитие макроочага и превращения в очаг взрывного разложения. Очевидно, что за величину энергетического порога и большую задержку инициирования (см. рис.5.4) ответственна третья стадия процесса.

Таким образом, результаты проведенных экспериментов, а также результаты исследований других авторов по влиянию давления всестороннего сжатия порошков ЭМ на их чувствительность к лазерному импульсному воздействию полностью описываются в рамках тепловой микроочаговой теории зажигания. Следует отметить, что результаты авторов [10] (см. кривую 1'' рис. 4) несколько отличаются от полученных нами, однако не противоречат изложенным выше представлениям.

Выводы по разделу 5.2:

1. При воздействии ЛИ на АТМ, тэна и ФТДО на длине волны 1064 нм (матрица ЭМ прозрачна) в результате нагрева оптических микронеоднородностей (металлические кластеры, сажные частицы) и оптических пробоев в их окрестности происходит образование тепловых микроочагов (ГТ) с последующим их развитием в очаги взрывчатого разложения.
2. Процесс взрывчатого разложения условно можно разделить на стадии. Для АТМ можно выделить 3 основных стадии: 1 – образование ГТ; 2 – ускоренное горение в окрестности ГТ; 3 – переход горения в детонацию. Для тэна и ФТДО процесс представляется четырехстадийным: 1 – образование ГТ; 2 – газификация и горение в окрестности ГТ; 3 – усреднение выделенного тепла по макрообъему, ограниченному диаметром лазерного пучка и глубиной проникновения ЛИ в материал; 4 – развитие взрывчатого разложения из макрообъема.
3. С увеличением давления прижатия прозрачного входного окна к поверхности ЭМ, находящегося в прессформе (условия всестороннего сжатия), чувствительность АТМ, тэна и ФТДО к ЛИ монотонно возрастает с образованием низкопорогового плато при давлениях, превышающих предел прочности кристалликов ЭМ. При низких давлениях прижатия формируется высокопороговое плато, которое более ярко выражено у АТМ.
4. Такое поведение ЭМ связано, по нашему мнению, с газодинамической разгрузкой ГТ в близлежащие поры, а также через границу раздела сред «поверхность ЭМ – входное окно». При этом при малых давлениях прижатия разгрузка в основном идет через границу раздела сред в радиальном направлении, а при больших давлениях – в основном в окружающие остаточные поры.

5.3. Размерные эффекты при лазерном импульсном инициировании.

Состояние вопроса. Методические подходы.

Зависимости порогов инициирования от размера лазерного пучка были впервые подробно исследованы на прессованных порошках азида свинца при воздействии на открытую поверхность образца [46, 47, 48]. При этом размер лазерного пучка изменялся от 20 мкм до 3 мм. Обнаружено [46], что критическая плотность энергии H_{05} зависит от размера (диаметра d_n) лазерного пучка на поверхности ЭМ. Показано, что при $d_n = 20$ мкм H_{05} составляет 4 Дж/см² и монотонно уменьшается при увеличении диаметра d_n , стремясь к некоторому минимальному значению (около 8 мДж/см² при $d_n > 2$ мм), т.е. при увеличении диаметра в 100 раз пороговая плотность энергии уменьшается в 500 раз. При уменьшении d_n к минимальной величине стремится энергия импульса W_n (около 6 мкДж при $d_n < 20$ мкм). Это явление названо авторами размерным эффектом.

В [47] показано, что ярко выраженный размерный эффект не зависит от длительности воздействующего импульса. Это дало авторам основание (с учетом того, что прессованные порошки азида свинца являются диффузно рассеивающими средами) выдвинуть гипотезу о том, что размерный эффект связан только с закономерностями светорассеяния в объеме образцов. Позднее, в работе [49] был обнаружен размерный эффект при инициировании макрокристаллов азида серебра, однако он был выражен слабее, чем у порошков (изменение порога в 20 раз). Тем не менее, это указывает на то, что в основе размерного эффекта лежит не только светорассеяние, но и другие факторы. В связи с этим необходимо отметить, что в работе [51] установлено, что светорассеяние в порошках азида свинца может изменить пространственную освещенность в объеме азида свинца (при изменении размера лазерного пучка на поверхности в 100 раз) только в 12,7 раза. Кроме того, при сравнении размерных эффектов инициирования порошков азида свинца и смесового состава

ПХА+40% УДП алюминия обнаружено [214], что размерный эффект в смеси ПХА+AL выражен значительно слабее. Таким образом, концентрация поглощающих центров также оказывает влияние на размерные зависимости.

Размерному эффекту при инициировании порошков тэна посвящена одна единственная работа [77]. В ней получены размерные зависимости порога инициирования для порошков различной дисперсности при облучении поверхности через свободно лежащую на ней стеклянную пластинку. Для всех дисперсностей наблюдается общая закономерность – при увеличении размера лазерного пучка на поверхности пороговая плотность энергии уменьшается, а пороговая энергия импульса растет. При изменении размера пучка от 100 мкм до 3 мм (площадь изменялась в 9000 раз) значения H_{05} при дисперсности порошка 6000 см²/г изменялось от 300 Дж/см² до 15 Дж/см² (в 20 раз). Авторы объясняют такое поведение тэна, связывая размер лазерного пучка с критическим диаметром детонации тэна. Такой вывод не выдерживает критики, поскольку критические диаметры тэна и азида свинца различаются на 2...3 порядка величины, а ход размерных зависимостей примерно одинаков. В качестве механизма инициирования авторы предлагают механизм оптического макропробоя в приповерхностном слое тэна, основываясь на результатах работы [82], где ими получена зависимость порога оптического макропробоя от размера лазерного пучка при облучении открытой поверхности образца. Обоснование такого механизма также вызывает сомнения, поскольку в опытах [77] не устранена газодинамическая разгрузка теплового очага (стекло не прижато к поверхности с необходимым усилием, а свободно прилегает к ней), поэтому пороги инициирования на 2...3 порядка величины выше реальных порогов, полученных нами в условиях сильного прижатия стеклянной пластинки к облучаемой поверхности (до 600 МПа), например, в [223].

Исходя из вышеизложенного очевидно, что для корректного представления о механизмах, лежащих в основе размерных эффектов различных типов ЭМ необходимо провести исследования в условиях отсутствия газодинамической разгрузки, т.е. при давлениях прижатия входного окна, соответствующих высокочувствительному плато. Для каждого ЭМ эти давления различны, поэтому они находятся из рисунка 5.3. Представляется важным определение влияния концентрации оптических неоднородностей и роли спекл-структуры в объеме ЭМ на размерные зависимости хотя бы на качественном уровне.

Экспериментальные результаты

Приведены результаты испытаний АТМ, тэна дисперсностью $6000 \text{ см}^2/\text{г}$ при облучении на длине волны 1060 нм (область прозрачности матрицы ЭМ), а также ФТДО на длине волны 266 нм (область собственного поглощения). При этом размер пучка изменялся от 10 мкм до 10 мм , т.е. на три порядка величины. Из результатов Главы 4 следует, что размер лазерного пучка определяет освещенность в объеме и нагрев ГТ, а освещенность пропорциональна H_n , поэтому размерный эффект – это функция $H_{05}(d_n)$. Некоторые значения порогов для тэна приведены в табл.5.3. Размерные зависимости в наносекундной области длительностей воздействующего ЛИ приведены на рис. 5.5. Здесь кривые 1 и 1' получены для тэна дисперсностью $6000 \text{ см}^2/\text{г}$ при давлении прижатия входного окна (стеклянная пластина толщиной 10 мм) $5 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$. Этого давления было достаточно для удержания продуктов разложения на начальном этапе развития процесса, что (согласно результатам предыдущего раздела) позволяло исключить газодинамическую разгрузку с поверхности образца. Особенно это важно при малых размерах лазерного пучка.

При иницировании тэна обнаружен сильный размерный эффект (см. рис.5.5 кр. 1). При уменьшении размера пучка от 3 мм до 10 мкм H_{05} увеличивается более чем на 2 порядка величины (изменение в 600 крат),

однако на азиде серебра размерный эффект выражен слабее (изменение примерно в 90 крат), а на ФТДО примерно в 14 крат (рис.5.5 кр. 5). Такие различия связаны с различной степенью светорассеяния материалов, а именно с уменьшением фактора светорассеяния с переходом от тэна к азиду серебра и ФТДО. Это подтверждается результатами работы [46] по размерному эффекту на азиде свинца, у которого высокий фактор светорассеяния и сильно выраженная размерная зависимость (изменение порога в 800 раз, см. рис.5.5, кр. 3).

Таблица 5.3. Значения энергетических порогов инициирования PETN при различных диаметрах лазерного пучка d_n

$d_n, мм$	$W_{05}, Дж$	$H_{05}, мДж/см^2$
3,0	3,5±0,2	44±5
2,0	1,6±0,1	45±5
1,0	0,4±0,08	53±5
0,8	0,3±0,04	58±4
0,6	0,18±0,03	65±6
0,4	0,11±0,02	80±6
0,2	0,05±0,01	130±10
0,1	0,027±0,01	330±20
0,05	0,015±0,003	900±50
0,02	0,012±0,003	5000±300
0,01	0,011±0,002	26000±2000

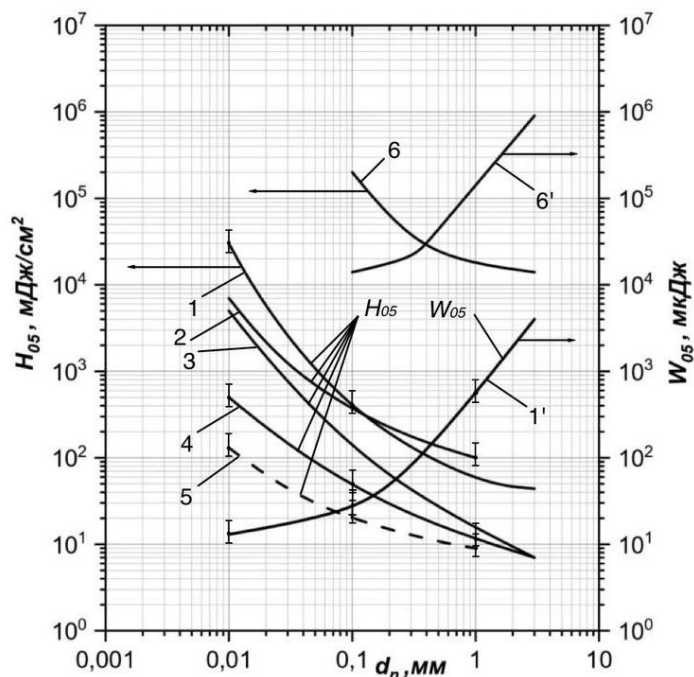


Рисунок 5.5 – Зависимость ЭПИ некоторых энергетических материалов от диаметра пучка d_n при $P = 5 \cdot 10^8$ Па, $\lambda_0 = 1064$ нм. 1, 1' – H_{05} и W_{05} соответственно для тэна дисперсностью $6000 \text{ см}^2/\text{г}$ и плотностью $1.68 \text{ г}/\text{см}^3$; 2 – для пластинчатых макрокристаллов азида серебра; 3 – для прессованных порошков азида свинца [46]; 4 – для прессованных порошков азида серебра; 5 – для ФТДО ($\lambda_0 = 266$ нм); 6 и 6' – для тэна дисперсностью $6000 \text{ см}^2/\text{г}$ [77]

Обсуждение результатов

К общим закономерностям в поведении исследуемых ЭМ можно отнести стремление значений H_{05} к некоторой минимальной величине H_{05}^{min} при бесконечном росте диаметра пучка d_n , а также стремление значений пороговых энергий W_{05} к некоторой минимальной величине W_{05}^{min} при стремлении d_n к бесконечно малой величине (см. рис.5.5, кр. 1' для тэна). Это означает, что в наносекундной области лазерного воздействия при малых размерах лазерного пучка критерием инициирования является достижение уровня лазерной энергии W_n некоторой критической величины, а при больших размерах – достижение

критической величины плотности энергии H_n . Такое поведение мы связываем с закономерностями светорассеяния в прессованных порошках ЭМ, которые являются типичными диффузно-рассеивающими средами (ДРС) с плотной упаковкой рассеивателей. В частности, с увеличением размера лазерного пучка на поверхности ДРС пространственная освещенность в объеме образца возрастает до некоторого максимума и наоборот – при уменьшении размера стремится к минимуму. Изменение пространственной освещенности определяет нагрев ГТ, их реакционную способность, и, следовательно, пороги инициирования. Обоснование для такой интерпретации результатов подробно изложено в главе 4 (раздел 4.2.2), в которой методами Монте-Карло исследованы закономерности светорассеяния в исследуемых объектах (см. рис. 4.10, 4.11). Из рисунка видно, что в идеально рассеивающей среде пространственная освещенность при уменьшении размера d_n на 2 порядка величины может уменьшиться примерно в 10 раз. Соответственно уменьшится температура нагрева ГТ, поэтому для восполнения тепла в ГТ необходимо пропорциональное десятикратное увеличение плотности энергии ЛИ. Следует отметить, что кроме общего повышения среднего уровня пространственной освещенности, характерного для некогерентного света, при лазерном облучении в объеме порошков возникает спекл-структура освещенности, т.е. светящиеся микрообласти с характерным размером $\lambda_0/4\pi$, в которых освещенность может значительно превышать средний уровень. Примечательно, что размер спекла сопоставим с характерным размером оптической неоднородности (10^{-5} см), поэтому попадание неоднородности в объем спекла приведет к дополнительному нагреву микроочага и, соответственно к увеличению реакционной способности ГТ, т.е. к уменьшению порога инициирования. Примечательно также, что размерный эффект качественно не зависит от длительности ЛИ и плотности вещества.

В [77] предложено объяснение размерного эффекта при инициировании тэна (см. рис.5.5, кр. 5) с позиций критического диаметра детонации и его сопоставления с диаметром лазерного пучка. Однако такая гипотеза маловероятна, поскольку не может объяснить качественное согласие размерных кривых для тэна и азида свинца (см. рис.5.5, кривые 6 и 3), у которых критический диаметр детонации различается на 3 порядка величины.

В размерных зависимостях просматриваются особенности. Так при малых размерах лазерного пучка азид серебра становится значительно чувствительнее азид свинца, хотя при больших размерах их чувствительности практически одинаковые (см кр. 2 и 3 рис. 5.5). Это означает, что размерный эффект на прессованных порошках азид серебра выражен слабее, чем на азиде свинца и причиной этого является больший показатель поглощения порошка азид серебра по сравнению с порошком азид свинца. Отдельные опыты показали, что коэффициент диффузного отражения порошков азид серебра меньше, чем у азид свинца и это связано с большей концентрацией поглощающих центров (кластеров серебра), которые образуются в результате частичного фотохимического разложения в процессе хранения порошков. Можно предположить, что при малых диаметрах лазерного пучка вероятность попадания поглощающих центров в каустику пучка и, следовательно, образования ГТ в азиде серебра значительно выше, чем в азиде свинца.

Выводы по разделу 5.3

1. При воздействии ЛИ длительностью 10 нс на закрытую прозрачным диэлектриком поверхность прессованных порошков ЭМ в области прозрачности матрицы для всех типов ЭМ наблюдается размерный эффект инициирования, суть которого в том, что с увеличением диаметра лазерного пучка d_n пороговая плотность энергии инициирования H_{05} монотонно снижается до некоторой минимальной величины H_n^{min} при $d_n \rightarrow \infty$.

2. Размерный эффект ярко выражен для чистых (сильно рассеивающих) порошков азида свинца и тэна, более слабо у порошков азида серебра (незначительное поглощение), пластинчатых макрокристаллов азида серебра (рассеяние отсутствует) и очень слабо у порошков в области собственного поглощения (сильное поглощение).

3. В основе размерного эффекта заложено 3 основных фактора: – закономерности светорассеяния; – образующие спекл-структуры светового поля в объеме образца; – вероятность попадания поглощающей микронеоднородности в спекл, а спекла в каустику лазерного пучка при его малых размерах.

4. Из размерного эффекта вытекают два критерия инициирования:

– в области воздействия наносекундной длительности лазерного импульса при предельно малых размерах лазерного пучка ($d_n < 10$ мкм) критерием инициирования является достижение необходимой величины энергии W_n , подводимой к поверхности образца;

– в области воздействия наносекундной длительности лазерного импульса при предельно больших размерах лазерного пучка ($d_n > 1$ мм) критерием инициирования является достижение необходимой плотности энергии H_n , подводимой к поверхности образца.

5.4. Влияние длительности лазерного импульса на энергетические пороги (чувствительность) инициирования энергетических материалов. Кинетические характеристики процесса.

Состояние вопроса. Методические подходы

Влияние длительности ЛИ на чувствительность ЭМ изучалось в работах [44, 45, 59, 204] и только на прессованных порошках азида свинца.

Так при инициировании азида свинца экспериментально установлено [44, 204], что с увеличением длительности воздействующего лазерного импульса пороговая плотность H_{05} возрастает, а пороговая плотность мощности q_{05} уменьшается, стремясь в пределе к некоторой минимальной

величине q_{05}^{min} . В области коротких длительностей к минимуму стремится H_{05} . В рамках микроочаговой гипотезы взрывного разложения было высказано мнение, что в области малых длительностей импульса τ_u , значительно меньших характерного времени релаксационных процессов τ_{rel} из теплового очага радиуса R_0 , т.е. при

$$\tau_u \ll \tau_{rel},$$

возникает режим адиабатического нагрева и развития взрывного разложения очага. В области больших длительностей воздействия

$$\tau_u \gg \tau_{rel}$$

формируется квазистационарный режим, в котором теплоотвод из очага разогрева сравним теплоприходом от ЛИ. Теоретические исследования [45, 204], по влиянию длительности ЛИ на критические плотности потоков полностью подтвердили изложенные выше представления.

Данные опыты проведены на длине волны 1060 и 1064 нм при давлении прижатия входного окна $5 \cdot 10^8$ Н/м². Такое давление обеспечивало отсутствие газодинамической рагрузки микроочагов, минимальные пороги, инициирования которых определялись только тепловой релаксацией из их объема. Специфика опытов заключалась в том, что при больших длительностях воздействующего импульса устанавливался квазистационарный режим нагрева очага, при котором измерения пороговых энергий W_{05} и плотностей энергий H_{05} затруднено. Данные трудности были преодолены путем создания импульса с определенным (нарастающим) временным профилем, формируемым излучением лазера Black Light (1064 нм; 40-20000 нс). В области коротких (наносекундных) длительностей использовался задающий одномодовый одночастотный лазер (1060 нм; 40-1000 нс) с усилительной системой, длительность импульса которого изменялась путем изменения начальной плотности фототропного затвора, а также использования Nd:YAG лазера

LQ-929 (1064; 532; 357; 266 нм; 12 нс). Объекты исследования – тэн (PETN), ФТДО, азид свинца, ПХА + нанодисперсный Al. Облучение таблетки проводилось широким пучком для обеспечения максимальной чувствительности ($d_n = 2$ мм).

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Экспериментальные результаты в виде зависимостей порогов инициирования от длительности воздействующего импульса представлены на рисунке 5.6. Некоторые значения порогов приведены в таблице 5.4.

Из рис. 5.6 видно, что подобные закономерности, полученные для азид свинца, наблюдаются при инициировании тэна и ФТДО. Различия наблюдаются в характерных временах тепловой релаксации $\tau_{рел}$, которые приближенно можно оценить из положения точки наибольшей производной от функции $H_{05}(\tau_u)$ рис. 5.6 для каждого из материалов. Отсюда характерный размер очага, из которого развивается основная реакция разложения

$$R_0 = \sqrt{\alpha_2 \tau_{рел}}, \quad (5.4)$$

где α_2 – коэффициент температуропроводности материала. Значения $\tau_{рел}$ и оценки R_0 по выражению (5.4) приведены в таблице 5.4.

Таблица 5.4. Значения $\tau_{рел}$, R_0 и ЭПИ в адиабатическом ($\tau_u = 10$ нс) и квазистационарном ($\tau_u = 10$ мс) режимах лазерного воздействия. ($\lambda_0 = 1064$ нм)

№	Тип ЭМ	$\tau_{рел}$, с	R_0 , см	H_{05} , Дж/см ² ; $\tau_u = 10^{-8}$ с	q_{05} , Вт/см ² ; $\tau_u = 10^{-2}$ с
1	Азид свинца	$\sim 10^{-7}$	$\sim 10^{-5}$	$0,008 \pm 0,002$	2000 ± 500
2	ФТДО	$\sim 10^{-6}$	$\sim 3 \cdot 10^{-5}$	$0,02 \pm 0,006$	2000 ± 600
3	Тэн	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^{-4}$	$0,06 \pm 0,01$	1800 ± 300
4	ПХА+Al	$\sim 10^{-4}$	$\sim 3 \cdot 10^{-4}$	$0,44 \pm 0,04$	1000 ± 91

Видно, что различия в поведении ЭМ, в частности более низкая чувствительность тэна и ФТДО по сравнению азидом свинца в области наносекундных импульсов и более высокая в области миллисекундных, связаны с различиями в соотношениях между длительностью воздействующего импульса и пространственно-временными релаксационными масштабами $\tau_{рел}$ конкретных ЭМ.

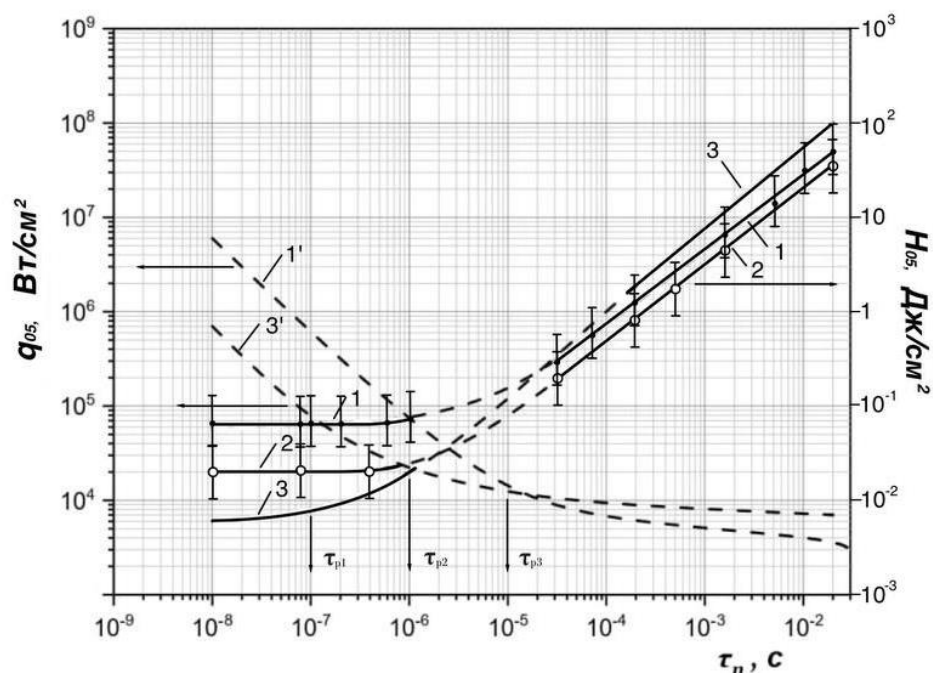


Рисунок 5.6 – Экспериментальные зависимости пороговых значений плотности энергии H_{05} и плотности потока q_{05} от длительности лазерного импульса τ_n . 1, 1' – H_{05} и q_{05} соответственно для тэна дисперсностью $6000 \text{ см}^2/\text{г}$; 2 – H_{05} для ФТДО; 3, 3' – H_{05} и q_{05} для азид свинца, полученные в [44, 204]. Давление прижатия 800 МПа. Размер пучка на облучаемой поверхности $d_n = 2 \text{ мм}$. Пунктиром на кривых 1, 2, 3 указана область, в которой поведение ЭМ не исследовалось по техническим причинам (невозможность получения генерации ЛИ в данном диапазоне)

В этой связи с позиции тепловых микроочагов обращает на себя внимание следующее. Размер теплового очага тэна превосходит размер очага азид свинца на порядок величины. И это при том, что характерные

размеры поглощающих неоднородностей, возможно, сильно не различаются. Можно предположить, что в газифицирующихся ЭМ на стадии газификации происходят процессы усреднения, приводящие к росту размеров очагов как при коротких, так и при длинных воздействующих импульсах, природа которых может быть различна. Ответ на этот вопрос могут дать опыты по иницированию тэна с добавками поглощающих частиц различных концентраций. Результаты таких опытов изложены в Главе 6.

Таким образом, несмотря на то, что в области длительностей ЛИ от 10^{-6} до $3 \cdot 10^{-5}$ с данные порогов отсутствуют (диапазон длительностей пока производителями лазеров не освоен), для всех исследованных типов ЭМ удается выявить общие закономерности, а именно. При коротких импульсах ЛИ ($\tau_u < 10$ нс) пороговая плотность энергии H_{05} стремится к минимуму, а при длинных ($\tau_u > 10^{-3}$ с) к минимуму стремится пороговая плотность потока q_{05} .

Выводы по разделу 5.4

1. Для всех типов ЭМ в условиях закрытой облучаемой поверхности наблюдается общая закономерность. С увеличением длительности ЛИ от наносекундного диапазона до миллисекундного диапазона пороговая плотность энергии H_{05} монотонно увеличивается, а пороговая плотность потока q_{05} монотонно уменьшается.
2. В условиях воздействия широким пучком $d_n > 2$ мм критерием иницирования является:
 - при $\tau_u \ll \tau_{rel}$ достижение необходимой величины плотности энергии H_n , подводимой к поверхности образца;
 - при $\tau_u \gg \tau_{rel}$ достижение необходимой величины плотности потока q_n , подводимого к поверхности образца.

3. При лазерном импульсном воздействии ряды чувствительности ЭМ различных типов изменяются при изменении длительности импульса. Так в области малых длительностей максимадьная чувствительность наблюдается у азида свинца, а в области больших – у ФТДО. Таким образом, смена рядов чувствительности, обнаруженная в [194] при инициировании ЭМ ударом, подтверждается при лазерном импульсном инициировании.

5.5. Энергетические пороги инициирования азидов тяжелых металлов сильноточным электронным пучком. Кинетические характеристики процесса взрывного разложения.

В п.п. 5.5 и 5.6. представлены результаты экспериментальных исследований по инициированию ЭМ пучком ускоренных электронов с длительностью импульса 15 нс и энергией электрона 300 кэВ [74]. Упрощенная схема установки представлена на рис. 5.7. Образцы ЭМ в виде прессованных таблеток диаметром 3 мм и толщиной 1 мм инициировались с открытой поверхности в условиях вакуума. Временное разрешение измерительного канала составляло не хуже 20 нс.

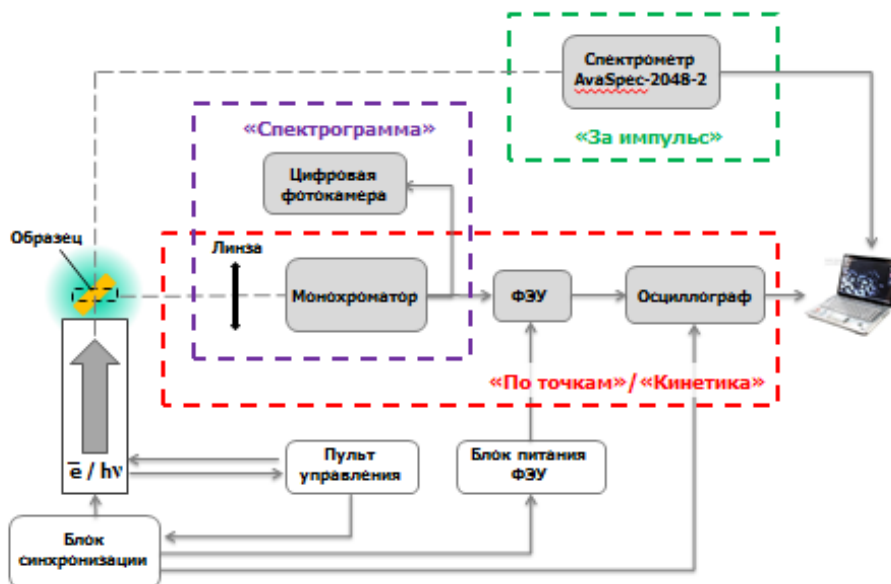
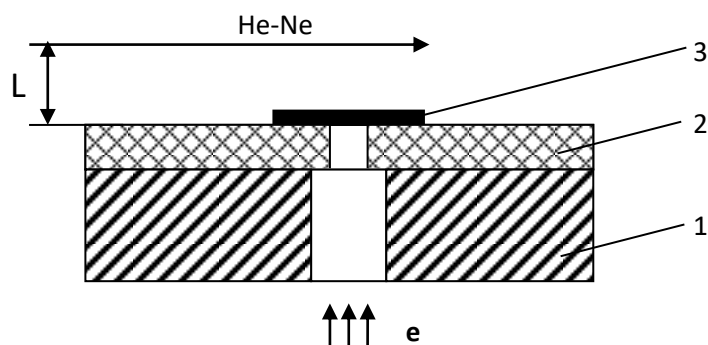


Рисунок 5.7 – Блок-схема измерительного комплекса по эл-пучковому инициированию. 1 – электронная пушка; 2 – экспериментальный отсек; 3 – образец; 4 – фотодетектор (ФЭУ); 5 – осциллограф

а)



б)

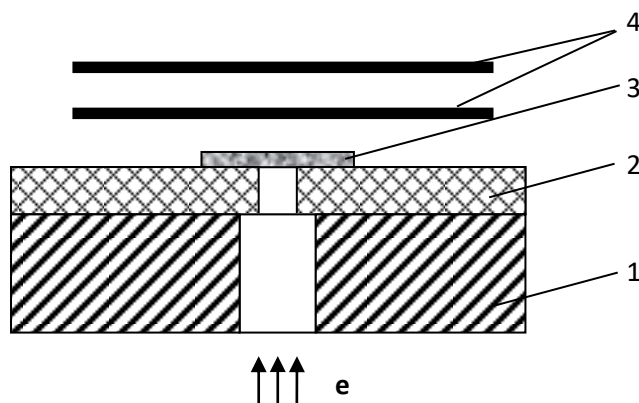


Рисунок 5.8 – Геометрия возбуждения и регистрации свечения продуктов взрывного разложения ЭМпри наличии одной (а) и двух (б) преград:

1 – анод, 2 – коллиматор, 3 – образец, 4 – преграды; *e* – электронный пучок

При иницировании порошков и макрокристаллов АТМ (азиды свинца и серебра) широким пучком пороговая плотность энергии составляет около $0,1 \text{ Дж/см}^2$ [131]. Этот результат позволяет говорить о низкопороговом иницировании, поскольку при характерной глубине проникновения электронов в матрицу АТМ 100 мкм разогрев ее составляет единицы $^{\circ}\text{C}$ и с точки зрения иницирования пренебрежимо мал. Для объяснения механизма низкопорогового иницирования выдвинута

гипотеза локализации энергии электронного пучка в микрообъемах ЭМ. Наиболее вероятным механизмом локализации является электрический пробой с формированием стримерных разрядов, приводящих к образованию высокотемпературных микроочагов нагрева – горячих точек (ГТ), развивающимся в очаги взрывного разложения. Одним из доводов в пользу электроразрядного механизма образования ГТ в АТМ является обнаружение при пороговых для АТМ уровнях воздействия стримерных разрядов в большинстве инертных диэлектриков [98, 133, 258] с последующим образованием визуально наблюдаемых микроразрушений. Типичная осциллограмма, отображающая кинетику взрывного разложения азида серебра, приведена на рис. 5.9.

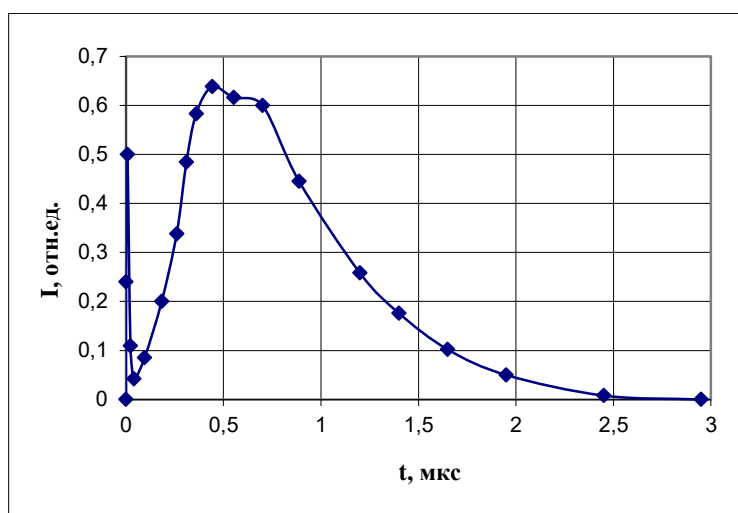


Рисунок 5.9 – Кинетика взрывного свечения прессованного образца AgN_3 при инициировании анодным разрядом, формируемым зарядкой потенциального электрода СЭП ($H = 0,2 \text{ Дж/см}^2$, $d_n = 400 \text{ мкм}$, регистрация свечения на $\lambda = 600 \text{ нм}$)

Примечательно, что задержки инициирования АТМ при пороговых уровнях возбуждения СЭП составляют несколько десятков *нс*, т.е. близки по величине к задержкам при лазерном инициировании. И этот факт является одним из аргументов в пользу единой природы лазерного и электронно-пучкового возбуждения взрыва АТМ [241, 242].

5.6. Энергетические пороги инициирования тэна и ФТДО сильноточным электронным пучком. Кинетические характеристики процесса взрывного разложения

Особенностью воздействия пучком электронов на прессованные порошки тэна является возможность их инициирования с открытой поверхности [143] с порогом срабатывания 37 Дж/см^2 . Высокий порог срабатывания объясняется высокой скоростью газодинамической разгрузки через облучаемую поверхность на этапе газификации. Показано, что на момент окончания воздействия (15 нс) создается приповерхностный тепловой очаг характерной толщины около 100 мкм со средней температурой более 1550 К. Такой температуре соответствует время полного химического разложения очага t_r . С учетом имеющихся в литературе соотношений для ширины зоны [224] и скорости фронта [225] химической реакции нами получено выражение для t_r

$$t_r = \exp(E/RT)/k_0 \quad (5.5)$$

Оценка по (5.5) для тэна при температуре очага $T = 1550 \text{ К}$; $k_0 = 2 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$; $E = 47 \text{ ккал/моль}$; $R = 1,984 \text{ кал/моль} \cdot \text{К}$; дает значение $t_p = 22 \text{ нс}$. Это означает, что за время воздействия электронным пучком (22 нс) произойдет частичное химическое разложение очага разогрева с дополнительным выделением тепла Q_0 (в адиабатическом приближении) и дополнительной температурой нагрева. Показано, что при образовании и разлете плазмы возникает реактивный ударно-волновой импульс отдачи с последующим переходом в детонационный. При этом возникающие в зоне объемного заряда стримерные разряды приводят к образованию ГТ с температурой и давлением, на порядки превышающим средние значения. Это приводит к резкому уменьшению t_r , повышению температуры в ГТ до максимальных значений (3760 К), к ударно-волновым процессам из микроочагов, ускорению процесса зажигания и взрывного разложения, т.е.

к уменьшению индукционного периода, который практически отсутствует (см. рис. 5.10, а, б). При этом можно утверждать, что основная реакция разложения происходит в окрестности ГТ, а нагрев макроочага, ограниченного размером пучка и глубиной проникновения электронов, происходит за счет усреднения, ударно волновых и газодинамических процессов из ГТ. Кинетические характеристики процесса взрывного разложения тэна приведены на рис. 5.10

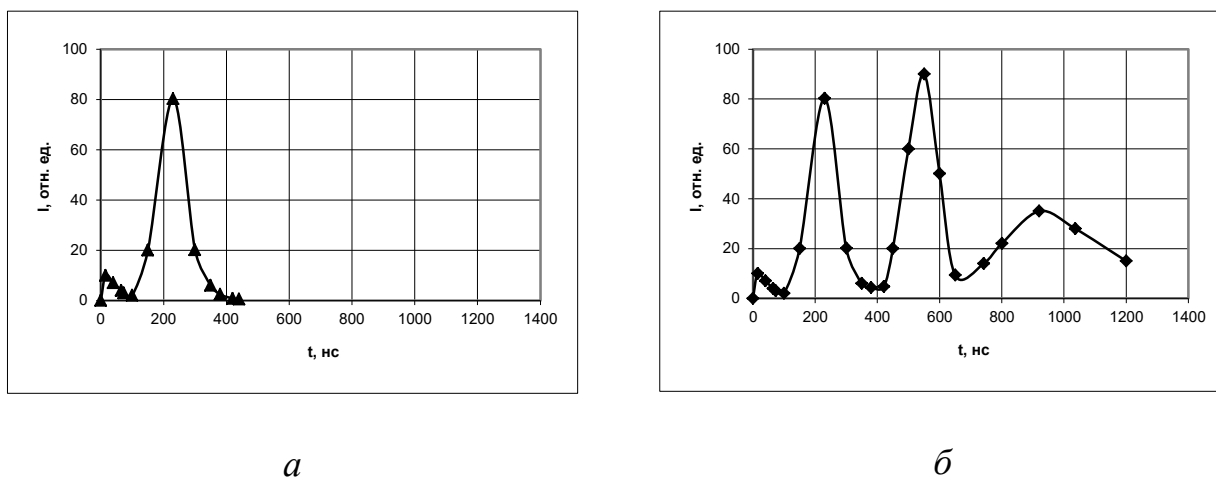


Рисунок 5.10 – Кинетики свечения (а, б) продуктов взрывного разложения тэна а – при свободном разлете продуктов взрыва; б – при наличии двух преград. Геометрия возбуждения образца и регистрации взрывного свечения (см. рис. 5. 8, а, б)

Инициировать СЭП взрывное разложение макрокристаллов тэна не удалось, поскольку в них происходит быстрый процесс диспергирования с последующим разлетом и оседанием на стенках экспериментальной ячейки. Порог распыления кристаллов составил около 2 Дж/см^2 .

Инициирование ФТДО. Изучено воздействие СЭП на образцы «чистого» ФТДО [138]. Установлено, что при $H_n \sim 0,1 \text{ Дж/см}^2$ наблюдается взрывное (взрывчатое) разложение образца. Кинетика взрывного свечения ФТДО при $H_n \sim 0,1 \text{ Дж/см}^2$ приведена на рис. 5.11, а,б. Первый пик на осциллограмме определяется катодолюминесценция образца. Второй

представляет свечение продуктов взрывного разложения, возникающее с задержкой (0,3-0,5) мкс относительно момента облучения. Длительность импульса свечения плазмы на полувысоте составляет $\sim 2,6$ мкс, что соответствует средней скорости распространения химической реакции по образцу – 300 м/с. С увеличением H от 0,1 до 1,0 Дж/см² наблюдается уменьшение задержки времени зажигания до 20 нс и уменьшение длительности импульса взрывного свечения с 2,6 мкс до 70 нс (рис. 5.11,а), свидетельствует о переходе горения в детонацию. Дальнейшее увеличение H до 60 Дж/см² не приводит к существенным изменениям кинетических характеристик процесса.

Возможное объяснение низкопорогового инициирования «чистых» образцов ФТДО и высокопорогового инициирования смеси ФТДО/ДНП (смесь ФТДО с динитро диазопентаном 65/35) с точки зрения теплового механизма развития процесса заключается в следующем. Скорость разложения «чистых» образцов ФТДО высока и за время действия пучка превалирует над газодинамической разгрузкой из облучаемого объема, ограниченного размерами пучка и глубиной проникновения электронов (около 0,3 мм). Поэтому условия развития процесса близки к адиабатическим и, особенно, при высоких уровнях воздействия. Этим можно объяснить, как низкий энергетический порог инициирования, так и уменьшение времени задержки взрыва и длительности взрывного свечения с увеличением H_n .

В случае смеси ФТДО/ДНП ситуация обратная. При низких уровнях возбуждения $H \sim 1$ Дж/см² скорость газодинамической разгрузки выше скорости тепловыделения от химической реакции в тепловых очагах. Об этом свидетельствуют наблюдаемые процессы разрушения и разброса не прореагировавшего вещества. Очевидно, что инициирование состава возможно только при высоких скоростях ввода энергии пучка для создания необходимого запаса тепла в очагах разложения, то есть при высоких значениях $H_n = 60$ Дж/см².

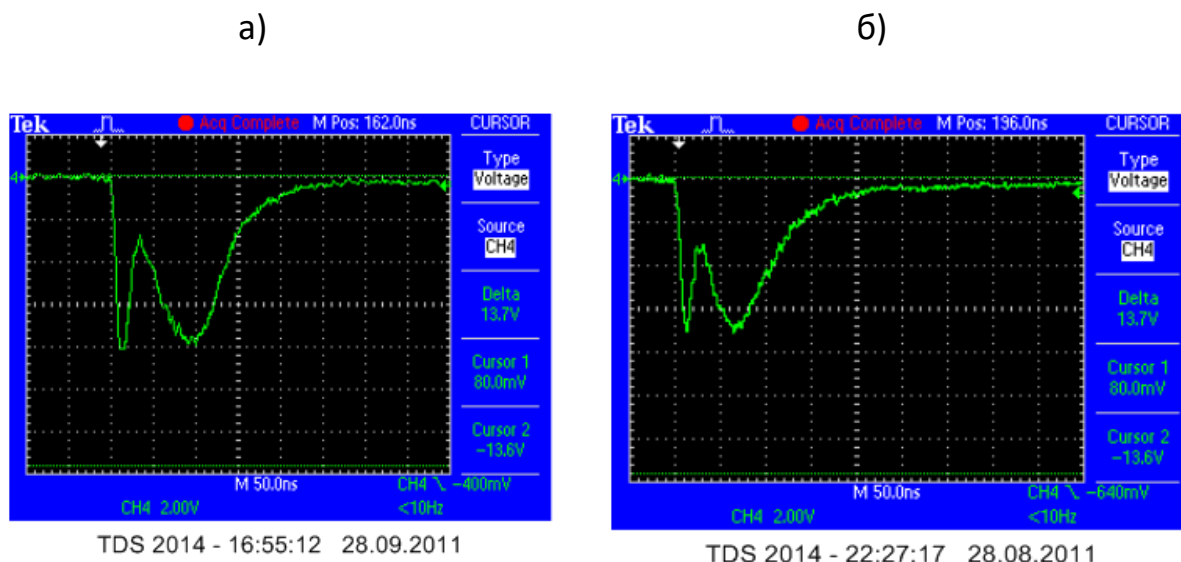


Рисунок 5.11 – Кинетика взрывного свечения ФТДО при иницировании СЭП. а) $H = 1 \text{ Дж/см}^2$; б) $H = 60 \text{ Дж/см}^2$

5.7. Основные закономерности и особенности поведения энергетических материалов различных типов. Выводы по главе 5.

1. Закономерности. В условиях лазерного воздействия, когда облучаемая поверхность закрыта прозрачным диэлектриком реализуется низкопороговое иницирование. Для данного случая выявлены общие закономерности, характерные для АТМ, тэна и ФТДО. Пороговая плотность энергии H_{05} уменьшается:

- при переходе из области фонованного поглощения (длина волны излучения 10600 нм) в область прозрачности (1064, 532 и 355 нм) и далее в область собственного поглощения (308 и 266 нм);
- при увеличении давления прижатия входного окна (давления всестороннего сжатия);
- при увеличении размера лазерного пучка на поверхности образца;
- при уменьшении длительности ЛИ.

Пороговая плотность мощности q_{05} уменьшается:

- с увеличением длительности ЛИ;

- с увеличением размера лазерного пучка.

2. Выявлены различия в поведении ЭМ различных классов.

Инициирование газифицирующихся ЭМ (ФТДО, тэн) с открытой поверхности затруднено или невозможно, тогда как в АТМ реализуется низкопороговое инициирование и в случае открытой поверхности. В области собственного поглощения инициирование с открытой поверхности затруднено для всех ЭМ, включая и АТМ. Причиной такого поведения является быстрая газодинамическая разгрузка очага или на стадии газификации (тэн, ФТДО) или на стадии образования горячих продуктов (АТМ). Таким образом, различия в поведении ЭМ определяются не только различием теплофизических и термокинетических констант, но и соотношений между параметрами ЛИ и характерными пространственно-временными релаксационными масштабами конкретных ЭМ.

3. Все полученные экспериментальные зависимости порогов лазерного импульсного инициирования (от длины волны излучения, давления всестороннего сжатия порошков, диаметра лазерного пучка, длительности ЛИ) чистых (беспримесных) ЭМ адекватно описываются с позиций тепловой микроочаговой теории зажигания ЭМ внешним импульсом.

4. Для всех типов ЭМ при воздействии широким лазерным пучком ($d_n > d_n^{kp}$) в области прозрачности матрицы критериями инициирования являются:

- достижение критического уровня плотности энергии H при $\tau_u \ll \tau_{rel}$;
- достижение критического уровня плотности потока q при $\tau_u \gg \tau_{rel}$.

5. Для всех типов ЭМ при воздействии узким лазерным пучком ($d_n \ll d_n^{kp}$) в области прозрачности матрицы критерием инициирования является:

- достижение критического уровня энергии W при $\tau_u \ll \tau_{rel}$;
- достижение критического уровня плотности энергии H при $\tau_u \gg \tau_{rel}$.

6. При инициировании АТМ и ФТДО пучком ускоренных электронов реализуется низкопороговое инициирование (разогрев матрицы пренебрежительно мал). В рамках тепловой микроочаговой модели

показано, что образование ГТ происходит в результате стримерных электрических разрядов.

7. При иницировании тэна пучком ускоренных электронов реализуется высокопороговое иницирование, которое можно считать условным, поскольку начальный средний разогрев матрицы незначителен. Показано, что образование ГТ происходит в результате стримерных электрических разрядов в области объемного заряда, а основная реакция разложения происходит в их окрестности.

8. Поведение ЭМ при иницировании взрывного разложения пучком ускоренных электронов схоже с поведением при лазерном иницировании, что указывает на одинаковую природу иницирования взрывного разложения, а именно, на образования ГТ в результате электрических микрозарядов (микропробоев).

Глава 6. ЛАЗЕРНОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ С ДОБАВКАМИ ПОГЛОЩАЮЩИХ НАНОРАЗМЕРНЫХ ЧАСТИЦ

В шестой главе рассмотрены особенности инициирования ЭМ, в порошки которых добавлены поглощающие наноразмерные частицы сажи или алюминия. Ранее было показано [78], что добавки сажи в тэн значительно (почти на порядок) повышают его чувствительность к действию ЛИ ($\tau_u = 30$ нс; $\lambda_0 = 1060$ нм). Очевидно, что этот эффект связан с локализацией энергии ЛИ на поглощающих добавках и образованием дополнительных тепловых очагов, распределенных по объему образца. Это приводит к увеличению концентрации горячих точек (ГТ) по сравнению с концентрацией ГТ, образующихся на собственных дефектах в беспримесных образцах. Этот вывод тривиален и не требует доказательств, однако интерес представляет влияние концентрации частиц на поведение смесевых составов в различных условиях лазерного воздействия.

6.1. Инициирование композитов на основе тэна. Измерения порогов при различных давлениях прижатия входного окна (давлениях всестороннего сжатия)

Измерения проводились в диапазоне давлений прижатия от 40 до 600 МПа по методике, описанной в разделе 5.2 ($d_n = 1$ мм; $\tau_u = 12$ нс). Исследовался чистый тэн и тэн с добавками наноразмерных частиц сажи и алюминия. В качестве входного окна использовались стеклянные пластины толщиной 10 мм. На рис. 6.1, *а* представлены полученные нами [223] экспериментальные зависимости ЭПИ тэна от давления прижатия входного окна при различных концентрациях (весовых процентах) наноразмерных частиц сажи, а на рис. 6.1, *б* подобные зависимости ЭПИ тэна, представленные позднее в работе [85]. При этом характерный размер сажных частиц составлял 75 нм, а алюминиевых – 140 нм при содержании

Al в частице около 90%. Обращает на себя внимание то, что с увеличением давления чувствительность смеси растет с той же закономерностью, что и у чистого порошка тэна, т.е. наблюдается резкий скачек чувствительности при давлениях, превышающих 200 МПа. Несмотря на различие в оптических и теплофизических свойств данных добавок (сажа и Al) с качественной стороны их влияние одинаково, а именно, увеличение концентрации добавок приводит к увеличению чувствительности (см. рис 6.1, *a* и *б*). Особенно это заметно в области низких давлений объемного сжатия. С увеличением давления роль добавок снижается и при давлениях, превышающих предел прочности кристалликов тэна, становится незначительной. При давлениях больших $3 \cdot 10^8$ Па их роль становится отрицательной (см рис. 6.1, *a*) т. е. с увеличением концентрации порог увеличивается и при давлении 600 МПа достигает значения 100 мДж/см^2 против 50 мДж/см^2 для чистого тэна. Такое поведение кривых определяется рядом факторов.

Одним из них является сильное изменение оптических свойств порошков при давлениях, превышающих предел прочности материала (визуально наблюдаемое сильное потемнение смеси при ее сильном всестороннем сжатии), а также сильное уменьшение коэффициента диффузного отражения и пространственной освещенности с увеличением давления прессования (см. гл. 4, рис. 4.2 и 4.12.). Однако отдельно этот фактор не объясняет повышение чувствительности с увеличением давления, поскольку уменьшение пространственной освещенности должно приводить к меньшему нагреву ГТ и затруднению процесса инициирования.

Вторым и, по нашему мнению, ключевым фактором является следующее. В области низких (менее 200 МПа) давлений объемного сжатия (область высоких значений порогов инициирования) пористость смеси высока. Температура тепловых микроочагов может достигать десятков тысяч % С, поэтому в окрестности ГТ происходит интенсивная

газификация тэна. Каждый микрокристалл тэна окружен порами, в которые происходит прорыв газов в близь лежащие из них. При минимальной скорости разлета паров v (около 1 км/с) за время лазерного импульса прорыв газов составит расстояние от ГТ $l = v\tau_u \approx 10$ мкм, что значительно превышает средние расстояния между ГТ (при концентрации включений 1% среднее расстояние равно 0,4 мкм). Таким образом, каждая ГТ за время лазерного воздействия может получить дополнительную энергию от ближайших соседок.

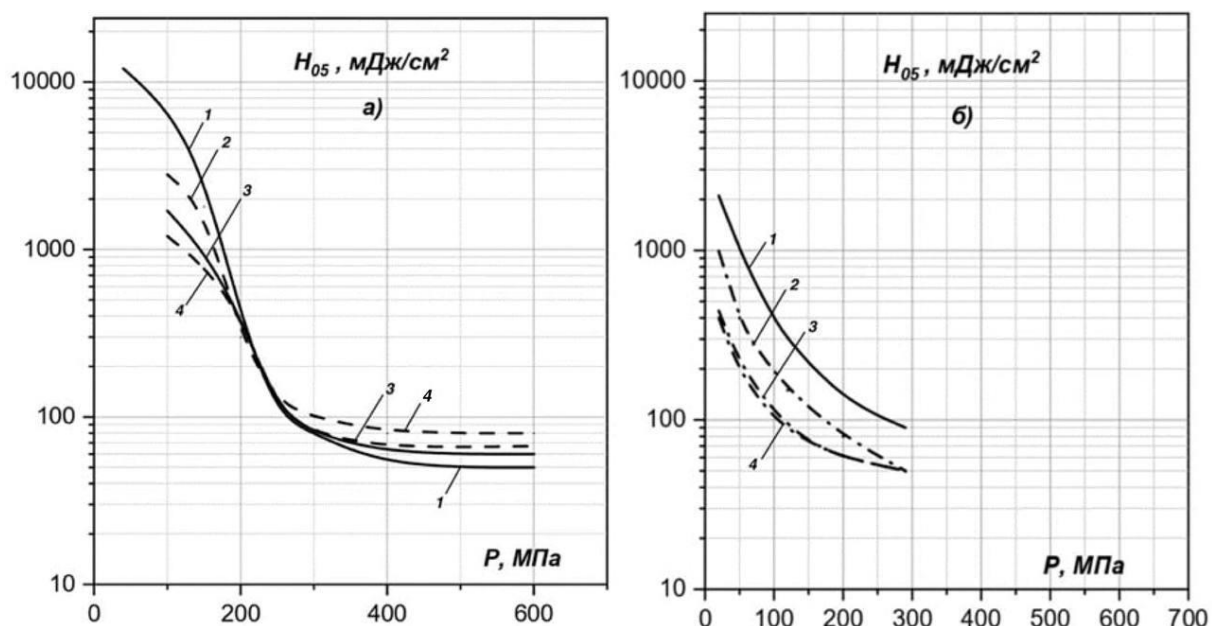


Рисунок 6.1 – Зависимость ЭПЗ тэна от давления P при различных концентрациях сажных (6.1, а) и алюминиевых (6.1, б [85]) добавок. а – чистый беспримесный тэн (1); с добавкой 0,1% сажи (2); с добавкой 0,5% сажи (3); 1% сажи (4). б – 0,0% Al (1); 0,1% Al (2); 0,5% Al (3); 1% Al (4)

Таблица 6.1, а. Пороги инициирования тэн $H_{0,5}$ (мДж/см²) с добавками сажи при различных давлениях объемного сжатия

<i>P, МПа</i>	<i>C, %</i>			
	0,0	0,1	0,5	1,0
40	12000±3000	–	-	-
100	6000±1700	2300±800	1600±400	1400±200
170 [78]	2299±700	849±200	640±160	460±110
200	370±150	250±100	210±70	200±50
300	80±20	80±15	75±15	82±12
400	50±10	80±10	-	73±10
600	55±10	80±15	-	100±20

Таблица 6.1, б. Пороги инициирования тэна $H_{0,5}$ (мДж/см²) с добавками Al на образцах предварительно прессованных до 1800 МПа при различных давлениях прижатия входного окна [85]

<i>P, МПа</i>	<i>Al, %</i>			
	0,0	0,1	0,5	1,0
17	2700	900	450	400
120	320	150	80	80
288	70	50	50	50

При этом, чем больше концентрация включений, тем от большего количества ГТ поступит дополнительная энергия в рассматриваемую ГТ,

тем больше будет ее нагрев и лучше условия для инициирования. В данном режиме возможно усреднение температуры по объему, ограниченному поперечными размерами лазерного пучка на поверхности образцов и глубиной проникновения света. Это усреднение может привести к созданию реакционно способного макроочага с необходимым запасом тепла для развития взрывного разложения всей массы образца. Чем больше концентрация примесей, тем больше запас тепла в макроочаге, тем выше его реакционная способность и, соответственно, ниже порог инициирования. Необходимый запас тепла может создаваться следующим образом. В окрестности ГТ после окончания лазерного воздействия наряду с газификацией происходит реакция разложения в газовой фазе с огромным выделением химической энергии и ростом размеров теплового очага. Поэтому, средняя температура макроочага определяется не только теплом от ГТ в результате лазерного нагрева, а теплом от микроочагов, в окрестности которых произошла химическая реакция разложения и теплосодержание которых многократно увеличилось.

Таким образом, в условиях воздействия коротким (наносекундный диапазон) импульсом при низких уровнях объемного (всестороннего) сжатия порошков тэна повышение концентрации поглощающих добавок приводит к повышению теплосодержания образующегося макроочага (коллективный эффект) и, следовательно, к снижению порога инициирования.

В области высоких (более 300 МПа) уровней давлений объемного сжатия (область низкопорогового инициирования) возникает другая ситуация. В данном режиме поры практически отсутствуют, газификация в окрестности ГТ в силу их относительно низкой температуры затруднена, давление паров недостаточно для разрушения матрицы тэна и прорыва газов в трещины. Разгрузка тепловых микроочагов носит, в основном, теплопроводностный характер. При этом характерный пробег тепла за время ЛИ составляет около $3 \cdot 10^{-6}$ см, что гораздо меньше среднего

расстояния между частичками примеси сажи и алюминия (для сажных частиц с концентрацией 1% это расстояние составляет около $3 \cdot 10^{-5}$ см, а для алюминиевых около $3,8 \cdot 10^{-5}$ см). При концентрации примесей 0,1% расстояния между частичками будут еще больше примерно в 2,15 раза. В этой связи можно считать, что развитие ГТ происходит без влияния окружающих частичку соседей, т. е. коллективный эффект в данной ситуации отсутствует. Поэтому процесс инициирования развивается в окрестности одной отдельно взятой частички и определяется только ее температурой и начальным запасом тепла в микроочаге.

Рассмотрим, как связана температура нагрева одиночной частицы с их концентрацией. Эта зависимость изображена на рисунке 4.14, *в* для сажной частицы с характерным размером 10^{-5} см при плотности энергии 100 мДж/см^2 , соответствующей порогу лазерного инициирования при длительности ЛИ около 10 нс. Из рисунка видно, что температура ГТ уменьшается с увеличением концентрации частиц и это уменьшение зависит от расположения частицы по отношению к поверхности образца. В данном случае нас интересует температура частиц, расположенных в приповерхностном слое образца, т. е. практически на границе раздела «входное окно – смесевой состав». Видно, что при увеличении концентрации сажи от 0% (чистый тэн) до 1% температура ГТ уменьшается от $6 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{C}$ до $2 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{C}$ соответственно (примерно в 3 раза). А это при отсутствии коллективного эффекта должно приводить к увеличению порога инициирования, что и наблюдается в эксперименте при давлении 600 МПа.

Необходимо отметить, что данные выводы сделаны без учета нагрева матрицы ЭМ в зависимости от концентрации поглощающих включений. Эта зависимость изображена на рисунке 4.14, *б*, из которой видно, что при максимальной концентрации частиц сажи (в эксперименте до 1%) температура матрицы не превышает $50 \text{ }^\circ\text{C}$. Учитывая, что минимальная температура самовоспламенения тэна составляет $215 \text{ }^\circ\text{C}$ [3], можно

утверждать, что в условиях разогрева тонкого приповерхностного слоя матрицы до температуры $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ зажигание тэна заведомо невозможно. Кроме того, влиянием разогрева матрицы на реакционную способность ГТ можно также пренебречь в силу различия их температур почти на 3 порядка величины.

Таким образом, в условиях воздействия коротким импульсом при высоких уровнях давления объемного (всестороннего) сжатия порошков тэна повышении концентрации поглощающих добавок приводит к понижению пространственной освещенности в объеме образца, понижению температуры и запаса тепла в ГТ, отсутствию коллективного эффекта и, следовательно, к повышению порога инициирования.

При больших длительностях лазерного импульса (миллисекундный диапазон) в области больших давлений всестороннего сжатия критические плотности потока относительно низкие (около 10^6 Вт/см^2), а температура ГТ составляет менее 1000 К (см. формулу 7.12). Газификация и прорыв газов затруднены, однако характерная длина теплового пробега $(\alpha\tau_u)^{1/2}$ составляет более 10 мкм и превышает на порядок величины среднее расстояние между поглощающими частичками. В данной ситуации также реализуется коллективный эффект, однако усреднение и образование макроочага идет по теплопроводностному механизму, что также приводит к снижению порога инициирования.

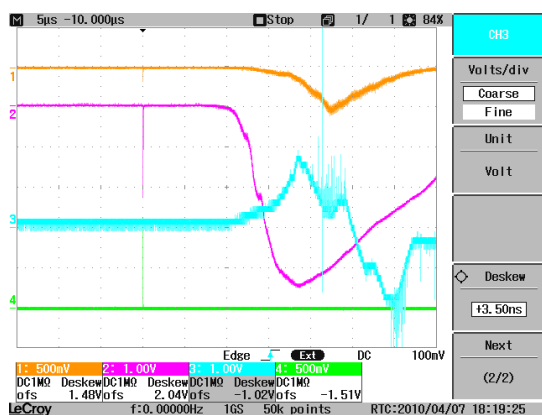
Некоторые значения порогов инициирования приведены в табл. 6.1. Проведены сопоставления результатов по влиянию частиц сажи и Al на качественном и количественном уровнях. Видно, что смесь с добавками алюминия чувствительней смеси с добавками сажи, т.е. в окрестности алюминиевых частиц создаются более реакционно способные очаги. Особенно это заметно в области низких давлений, где различия в условиях наших экспериментов и экспериментов [85] наблюдаются по характеру газодинамической разгрузки очагов. Однако численное моделирование и расчет задачи нагрева частиц сажи и Al в матрице тэна (приведен в гл. 7)

показывает, что запас тепла в очаге при нагреве сажной частицы, находящейся в матрице тэна, превышает запас тепла в окрестности алюминиевой. Показано, что в области высоких давлений для объяснения этого феномена необходимо наряду с представлениями о нагреве частиц сажи и алюминия за счет поглощения привлечь представления о возможности создания ГТ в результате оптического пробоя и локализации энергии ЛИ в окрестности частиц. В случае реализации оптического пробоя в окрестности поглощающих металлических или диэлектрических частиц параметры ГТ (температура, запас тепла) слабо зависят от материала частички и определяются свойствами матрицы. Из этого следует, что пороги инициирования смесей тэна с сажей и тэна с алюминием должны быть близкими по величине. Наблюдаемая в эксперименте более высокая чувствительность у тэна с добавками алюминия связана, возможно, с большой концентрацией свободных электронов в алюминии, их термоэмиссией при лазерном нагреве частички алюминия и, следовательно, с более низким порогом оптического пробоя в ее окрестности.

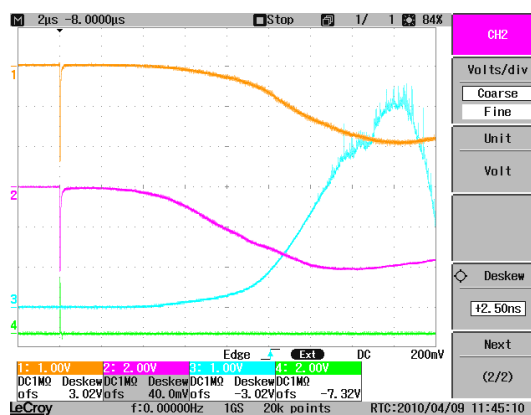
6.2. Кинетические характеристики процесса инициирования

В главе 5 (см. рис. 5.2) показано, что для чистого тэна кинетика взрывного разложения характеризуется большой длительностью индукционного периода. В этой связи представляет интерес сопоставление кинетических характеристик разложения смесевых составов с кинетикой разложения чистого тэна. С этой целью на рисунке 6.2 приведены кинетические характеристики взрывного разложения исследуемых композитов. Сравнение рисунков 6.2 и 5.2 указывает на качественное сходство кинетик в обоих случаях. В частности, видно, что при пороговых уровнях воздействия в композитах тэна, содержащих сажу и алюминий, всегда наблюдается задержка инициирования, т.е. существует индукционный период. Длительность задержки составляет от 2 до 60 мкс

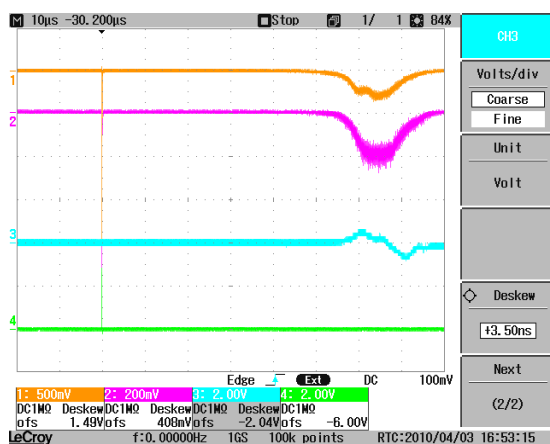
(в зависимости от концентрации добавок и давления сжатия, см. рисунок 6.2, а, б, в) и превышает длительность ЛИ на пять порядков величины. Задержка зависит от давления прижатия входного окна, размера лазерного пучка, концентрации примеси и достигать при некоторых условиях 100 мкс. При многократном превышении пороговых уровней воздействия задержки сокращаются до единиц микросекунд.



а)



б)



в)

Рисунок 6.2 – Осциллограммы процесса взрывного разложения тэна с добавками 0,1% сажи (а, б) и 0,1% алюминия (в). 1 – сигнал свечения взрывного разложения из зоны облучения; 2 – то же при панорамном обзоре; 3 – импульс давления, регистрируемый акустическим датчиком; 4 – лазерный импульс длительностью $\tau_u = 12$ нс. $\lambda_0 = 1064$ нм. $d_n = 1$ мм. $P = 300$ МПа. $H = 80$ мДж/см² (а); $H = 200$ мДж/см², $P = 220$ МПа (б) $H = 50$ мДж/см², $P = 600$ МПа (в)

Сравнивая поведение чистого тэна с поведением композитов можно сделать вывод о том, что при импульсном лазерном воздействии добавки в тэне сажи и алюминия, равно как и других металлов, не изменяют природу инициирования, выявленную для чистого (беспримесного) тэна, поэтому основные закономерности в поведении различных композитов на основе тэна сохраняются. Можно утверждать, что выявленные в Главе 5 четыре

критерия инициирования ЭМ, не содержащих примесных частиц, применимы к смесевым составам, содержащим поглощающие примеси до 1% по массе.

6.3. Иницирование пиротехнических составов

Рассмотрены вопросы инициирования смесевого стехиометрического состава ПХА+Al излучением первой гармоники неодимового лазера ($\tau_u = 1$ мс; $\lambda_0 = 1060$ нм). Смесь интересна тем, что содержание частиц Al в прозрачной матрице ПХА доходит до 40% по массе. Подтверждена обнаруженная ранее отличительная особенность данного типа ЭМ в том, что пороги инициирования с открытой поверхностью образца имеют меньшую величину ($H_{05} = 0,54$ Дж/см²), чем с закрытой ($H_{05} = 2,2$ Дж/см²) [226]. Причем открытые образцы медленно сгорают, а в закрытых наблюдается взрывное разложение. Первый факт указывает на отсутствие газификации перед реакцией разложения, т.е. основная химическая реакция происходит в конденсированной фазе. Получены данные по зависимости порога инициирования от длительности ЛИ. Однако все результаты получены при одной плотности (давлении прессования или давлении прижатия входного окна) образца и не дают представления о роли усилия прижатия входного окна на процесс разложения.

Размерный эффект

Интерес представляет также вопрос размерного эффекта при инициировании смеси с большим содержанием поглощающей примеси, участвующей в реакции разложения. Зависимость ЭПИ от размера лазерного пучка в условиях всестороннего сжатия образцов ($P = 40$ МПа; $\rho = 1,5$ г/см³) представлена на рисунке 6.3. Для сравнения представлена размерная зависимость для чистого (беспримесного) порошка азиды свинца [47].

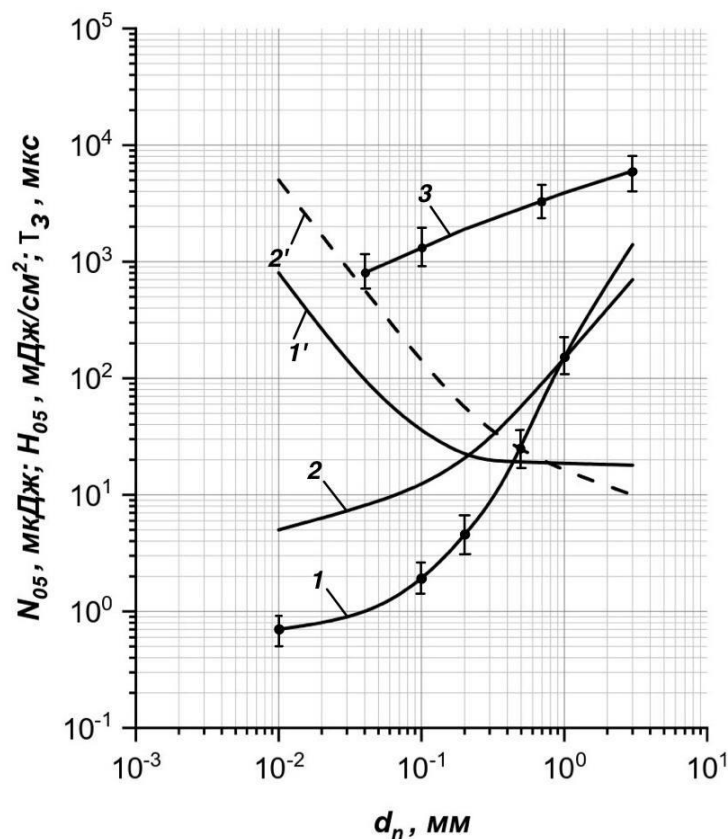


Рисунок 6.3 – Зависимость пороговых значений энергии W_{05} (1, 2) и плотности энергии H_{05} (1', 2') от диаметра лазерного пучка d_n для ПХА+Al и азида свинца соответственно. Задержки инициирования для ПХА+Al приведены на кривой 3. Данные по азиду свинца взяты из [47]. Характерный размер частиц ПХА около 40 мкм, алюминия – 140 нм; $\tau_u = 600$ мкс

Как и следовало ожидать, размерный эффект на ПХА+Al выражен более слабо, чем на азиде свинца (см. кр. 1' и 2'). Так в области больших значений d_n чувствительность ПХА+Al более низкая, чем у азид свинца, а в области малых размеров – наоборот. Установлено, что причиной такого поведения является более низкая степень светорассеяния (из-за большого содержания поглощающих центров) в образцах ПХА+Al по сравнению образцами азид свинца, т.е. поглощение в образцах ПХА+Al превалирует над светорассеянием. Основываясь на результатах гл. 4 был выполнен расчет освещенности для ПХА+Al в зависимости от размера лазерного

пучка. Результаты расчетов размерного эффекта приведены на рисунке 6.4. для приповерхностного слоя и слоя, залегающего на глубине 5 τ . Здесь же (для сравнения) приведен расчет размерного эффекта для азид свинца. Из расчетных зависимостей видно, что с ростом размера лазерного пучка относительная освещенность в приповерхностном слое возрастает примерно в 5 раз. А это означает, что для достижения критических условий зажигания в области малых размеров необходимо пропорциональное увеличение плотности энергии ЛИ на поверхности образца, что и приводит к появлению размерного эффекта. Для азид свинца относительная освещенность изменяется от единицы до 12, поэтому размерный эффект на нем ярче выражен.

Таким образом, при анализе экспериментальных данных по размерным зависимостям чистых порошков ЭМ различных типов (азид свинца, тэн, ФТДО) и смесевых составов с большим содержанием поглощающих наноразмерных включений (порошок ПХА + Al) выявлена общая закономерность. С уменьшением размера лазерного пятна на поверхности ЭМ пороговая энергия уменьшается и стремится к некоторому минимуму, а при увеличении размера к минимуму стремится пороговая плотность энергии. Такое поведение полностью соответствует полученным в Гл. 5 критериям инициирования не содержащих примеси порошков ЭМ.

Выявлено, что природа размерного эффекта основана только на процессах светорассеяния в порошках ЭМ. При этом наблюдаемые отличия заключаются в том, что главным фактором размерного эффекта является размерная зависимость пространственной освещенности, тогда как два других фактора (спекл-структура и вероятность попадания поглощающего центра в область спекла) менее выражены. Чем больше концентрация поглощающих частиц, тем меньше соотношение между показателем рассеяния и показателем поглощения, тем меньше влияние этих двух факторов и тем меньше выражен размерный эффект.

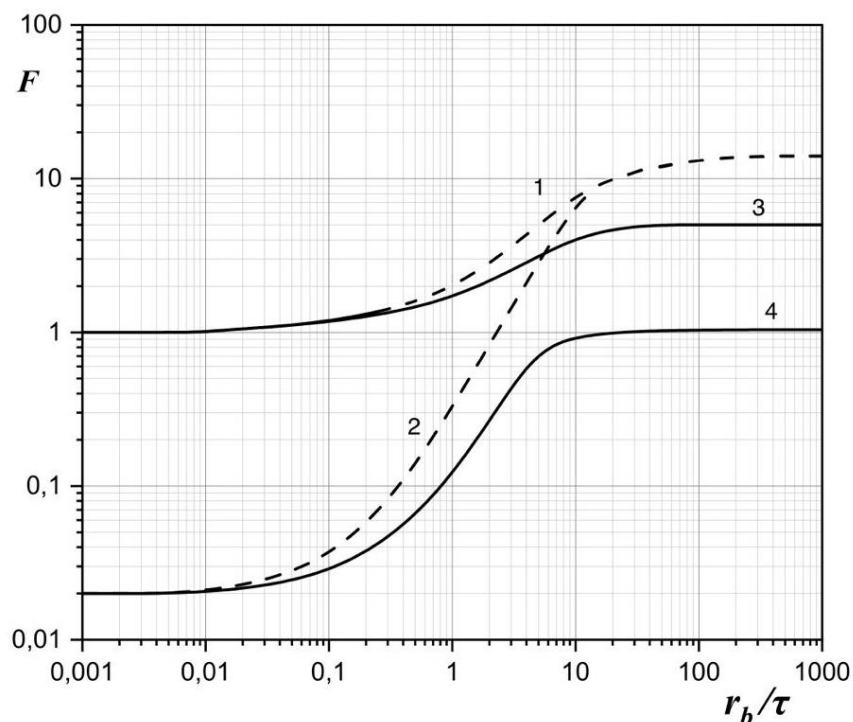


Рисунок 6.4 – Зависимость относительной освещенности $F = q_n/q_0$ от относительного радиуса лазерного пучка r/τ . 1 и 2 – азид свинца в слое на глубине 1τ и 5τ соответственно; 3 и 4 – ПХА/УДА в слое на глубине 1τ и 5τ соответственно

Зависимость чувствительности ПХА+Al от давления прессования (плотности) порошка

Другой особенностью в поведении стехиометрического состава ПХА+Al по сравнению с ЭМ, содержащими в малом количестве (или не содержащими) поглощающие примеси, является более сложная зависимость чувствительности от давления прессования [227] (см. рис. 6.5).

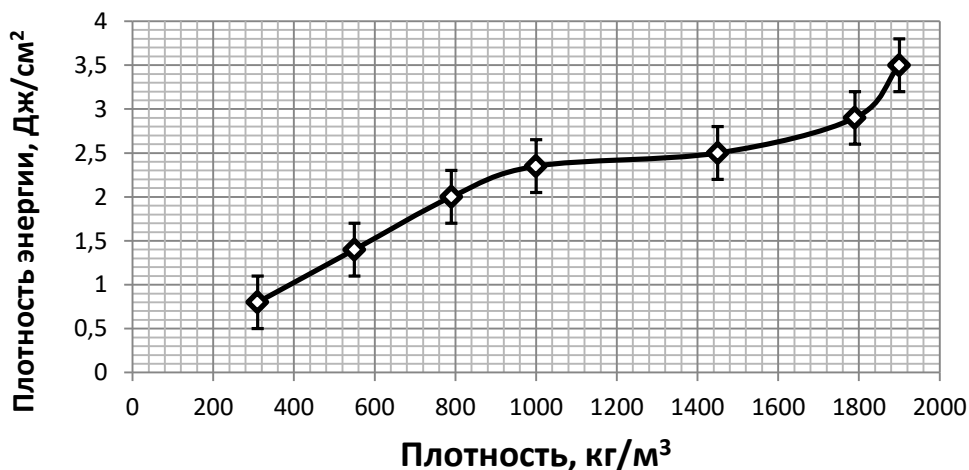


Рисунок 6.5 – Экспериментальная зависимость порога взрывного разложения ПХА+Al (закрытая поверхность) от давления прессования (плотности материала). $\tau_{и} = 1$ мс. [236, 240]

Таблица 6.2. Характеристики ПХА+УДП Al лазерного инициирования образцов при различных плотностях

ρ , кг/м ³	E_{50} , Дж/см ²	ΔE_{50} , Дж/см ²	$\tau_{и}$, мс
Открытая поверхность			
324	0,78	0,06	4,00
550	0,82	0,15	5,80
780	0,87	0,18	7,50
1274	1,02	0,20	9,60
1582	1,49	0,30	10,00
1730	3,02	0,32	40,00
1893	5,15	0,35	60,00
Закрытая поверхность			
324	0,77	0,10	7,50
550	1,41	0,15	5,70
780	2,05	0,18	4,20
1010	2,53	0,20	3,10
1448	2,62	0,23	3,00
1781	2,90	0,30	0,70
1893	3,55	0,32	0,70

Поведение кривых рис. 6.5 рассмотрено в [227] с позиций тепловой очаговой модели зажигания. В рамках модели предполагается, что при лазерном воздействии происходит нагрев частичек алюминия и передача

тепла в окружающую прозрачную для ЛИ матрицу ПХА. В тонком приповерхностном слое толщиной $10^{-3} - 3 \cdot 10^{-4}$ см формируется плоский тепловой очаг, развивающийся при достижении критических условий в очаг горения (или в очаг взрывного разложения при плотно закрытой поверхности прозрачным диэлектриком). Условно в экспериментальной зависимости можно выделить три характерных области. В области *I* (плотность до 900 г/см^3) рост порога зажигания с закрытой поверхности с увеличением давления прижатия определяется ростом теплоотвода в покрытие (оргстекло), в области *II* ($900-1200 \text{ Дж/см}^3$) теплоотвод практически постоянен (достигнут идеальный тепловой контакт на границе раздела «оргстекло – смесь»), в области *III* (более 1200 г/см^3) рост порога связан с появлением зеркального компонента отражения от поверхности образца, характеристики которого измерялись в отдельных опытах. Результатом этих опытов является обнаружение алюминиевой пленки на границе раздела образец – покрытие. В данном случае инициирование происходит не напрямую, а через металлическую преграду.

Влияние длительности воздействующего импульса

Зависимость порогов инициирования ПХА+УДП Al от длительности лазерного импульса [228] качественно согласуется с подобными зависимостями для тэна и АТМ (см. рис. 6.6. и рис. 5.5). Так с ростом длительности лазерного импульса пороговая плотность энергии увеличивается, а плотность мощности резко уменьшается, стремясь к некоторому минимальному значению. При малых длительностях импульса к минимальному значению стремится плотность энергии. При этом характерное время релаксации процесса составляет $10^{-5} - 10^{-4}$ с.

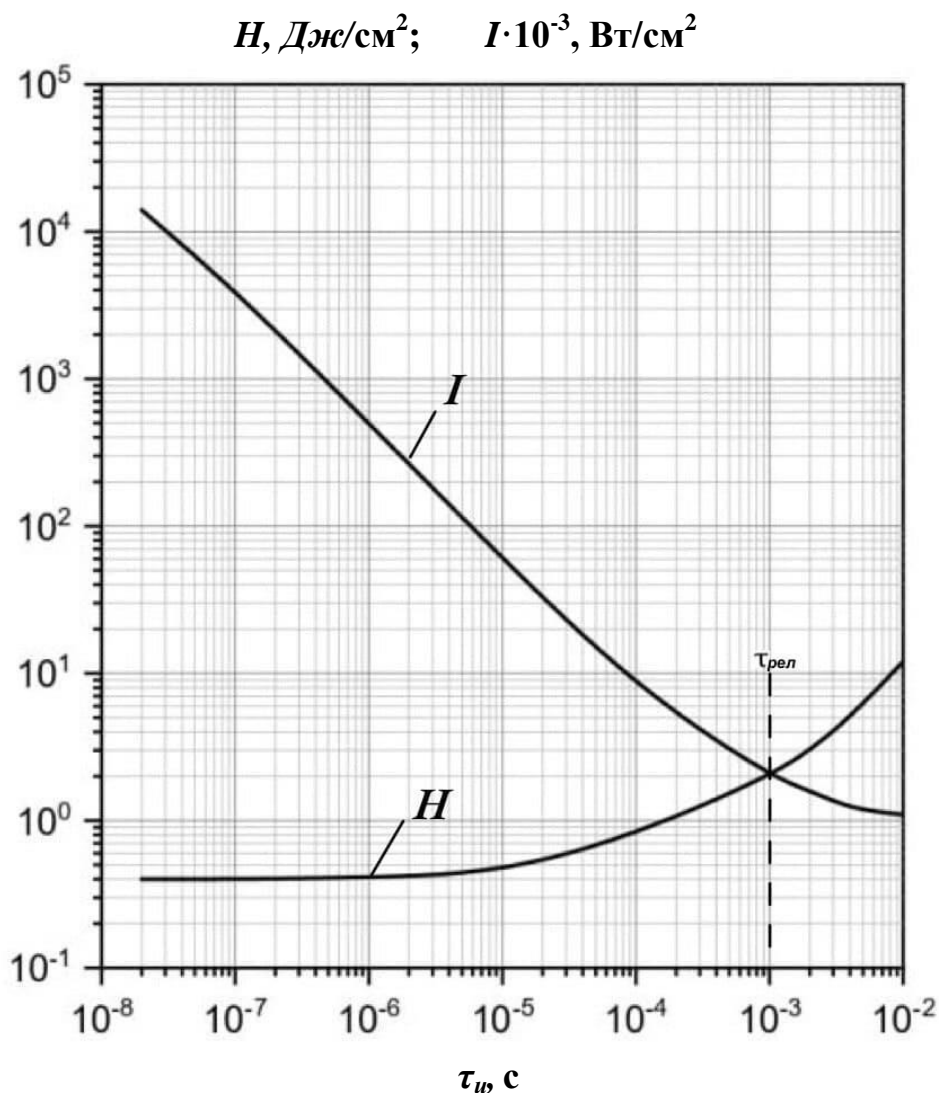


Рисунок 6.6 – Экспериментальная зависимость порога взрывного разложения ПХА+Al (закрытая поверхность). Плотность образца 900 кг/м^3 . Размер лазерного пучка на поверхности мишени 2 мм

Кинетические характеристики разложения ПХА+Al

Кинетические характеристики процесса инициирования состава ПХА+Al [236] несколько отличаются от композитов на основе тэна (см. рис. 6.7, а, б). При зажигании образцов с открытой поверхности задержки относительно велики, также зависят от уровня воздействия и могут превышать длительность ЛИ на два порядка величины (рис. 6.7, а). При

инициировании взрывного (взрывчатого) разложения (облучаемая поверхность закрыта) взрывное разложение начинается к моменту окончания лазерного воздействия (рис.6.7, б).

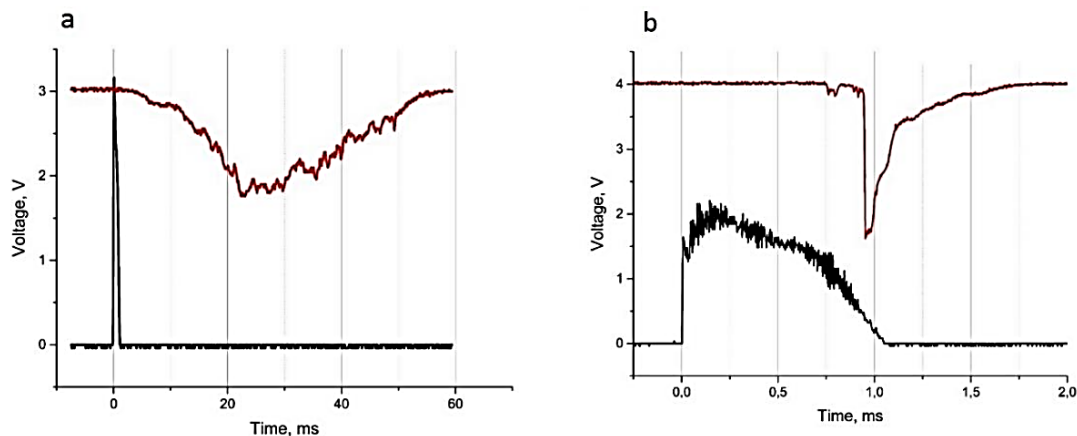


Рисунок 6.7 – Типичные осциллограммы разложения ПХА+Аl при лазерном воздействии с открытой поверхностью (а) и закрытой (б). $\tau_u = 1$ мс; $\lambda_0 = 1060$ нм. $d_n = 2$ мм. $P = 100$ МПа. $H = 0,5$ Дж/см² (а); $H = 2$ Дж/см² (б)

Такие различия в кинетике процесса разложения связаны, по нашему мнению, с тем, что в образцах с открытой поверхностью процесс разложения происходит при низких давлениях и с медленной скоростью, а в закрытых – наоборот.

Выводы по главе 6

1. При лазерном воздействии на смесевые составы с добавками наноразмерных поглощающих частиц в условиях, когда облучаемая поверхность закрыта прозрачным диэлектриком реализуется низкопороговое инициирование. Для данного случая выявлены общие закономерности, характерные для тэна.

Пороговая плотность энергии H_{05} уменьшается:

- при увеличении давления прижатия входного окна (давления всестороннего сжатия);

- при уменьшении размера лазерного пучка на поверхности образца;
- при уменьшении длительности ЛИ.

Пороговая плотность мощности q_{05} уменьшается:

- при увеличении давления прижатия входного окна (давления всестороннего сжатия);
- с увеличением размера лазерного пучка;
- с увеличением длительности ЛИ.

2. Все полученные экспериментальные зависимости порогов лазерного импульсного инициирования (от давления всестороннего сжатия порошков, диаметра лазерного пучка, длительности ЛИ) смесевых составов с добавками наноразмерных поглощающих частиц адекватно описываются с позиций тепловой микроочаговой теории зажигания ЭМ внешним импульсом.

3. Для всех смесевых составов при воздействии широким лазерным пучком ($d_n > d_n^{kp}$) в области прозрачности матрицы критерием инициирования является:

- достижение критического уровня плотности энергии H при $\tau_u \ll \tau_{rel}$;
- достижение критического уровня плотности потока q при $\tau_u \gg \tau_{rel}$.

4. Для всех типов ЭМ при воздействии узким лазерным пучком ($d_n \ll d_n^{kp}$) в области прозрачности матрицы критерием инициирования является:

- достижение критического уровня энергии W при $\tau_u \ll \tau_{rel}$;
- достижение критического уровня плотности энергии H при $\tau_u \gg \tau_{rel}$.

В целом проведение композитов на основе тэна и ПХА с добавками наноразмерных поглощающих частиц при лазерном инициировании согласуется с классическими представлениями тепловой очаговой теории зажигания ЭМ внешним импульсом. Показано, что выводы по главе 6 при лазерном инициировании композитов идентичны выводам и критериям, полученным в главе 5 при инициировании чистых (беспримесных) ЭМ. Отличительная особенность в поведении наблюдается только для

ПХА+УДП Al и только в зависимости порогов инициирования от плотности (давлениях прессования и давлениях объемного сжатия) образцов, которые в отличие от остальных исследуемых составов растут с ростом плотности.

Глава 7. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И РАСЧЕТ ЗАДАЧ ЗАЖИГАНИЯ ИССЛЕДУЕМЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ЛАЗЕРНОМ И ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОМ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

В главе 7 представлены результаты проведенных исследований численного моделирования и анализа процессов зажигания исследуемых ЭМ при лазерном и электронно-пучковом воздействии в предположении, что при воздействии внешним импульсом в объеме ЭМ образуются тепловые микроочаги (ГТ) из которых распространяются тепловые волны горения с последующим переходом в волны взрывного разложения.

7.1. Моделирование и численный расчет задач лазерного импульсного зажигания азидов тяжелых металлов. Выявление основных критериев зажигания

Впервые задача зажигания АТМ лазерным импульсом применительно к азиду свинца решалась в [44, 45, 59, 204, 242] и совершенствовалась в данной работе применительно к конкретным ситуациям [254]. Принималось, что матрица вещества прозрачна, а ГТ возникает при локализации энергии ЛИ на оптической неоднородности радиуса R_0 , образующейся в процессе синтеза ЭМ. Такая постановка позволила получить результаты, сопоставимые с экспериментом, и развить представления о механизмах лазерного инициирования чистых, не содержащих поглощающие примеси АТМ. Обоснованность применения такого подхода к моделированию задач зажигания чистых образцов тэна и ФТДО и, тем более, содержащих наноразмерные поглощающие добавки не вызывает сомнений.

Исходя из принятых предпосылок, рассматривалась задача о зажигании прозрачного ЭМ разогревающимися в течение конечного времени t_0 (в области $t_0 < t_{pel}$ и $t_0 > t_{pel}$) сферической активной неоднородностью радиуса R_0 , воспользовавшись общепринятым

приближением: ЭМ безграничен и способен к экзотермическим превращениям в конденсированной фазе, все теплофизические характеристики ЭМ и оптической неоднородности в процессе нагрева постоянны.

Кроме того, не учитывалось влияние газодинамических процессов и фазовых переходов, а также потери тепла за счет лучеиспускания. Оптические характеристики вещества и неоднородности будем считать не зависящими от температуры. Принималось, что оптическая неоднородность находится в области ЭМ, освещенной потоком $q(t)F_0$, где $q(t) = q_n f(t)$ описывает временную зависимость светового потока q_n , падающего на поверхность ЭМ, а F_0 – некоторый коэффициент, связывающий освещенность (создаваемую инициирующим импульсом) на поверхности ЭМ с пространственной освещенностью в окрестности оптической неоднородности (коэффициент эффективности освещения неоднородности).

Считая концентрацию микрон неоднородностей в объеме ЭМ недостаточной для реализации кооперативных эффектов в процессе зажигания, расчет проводился в предположении существования одиночного очага.

Математически задача сводится (при равномерно плотном источнике тепла по объему неоднородности) к решению системы дифференциальных уравнений и нахождению пространственно-временных температурных профилей $T(r,t)$

$$\frac{C_1 \rho_1 \partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial r^2} + \frac{2 \partial T_1}{r \partial r} \right) + \frac{3k(R_0)F_0 q(t)}{4R_0} + \frac{Q \rho_1 d \eta}{dt}, \quad r < R_0; \quad (7.2)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = k_0 (1 - \eta) \exp\left(-\frac{E}{RT_1}\right);$$

$$\frac{C_2 \rho_2 \partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} + \frac{2 \partial T_2}{r \partial r} \right) + Q \rho_2 k_0 (1 - \eta) \exp\left(-\frac{E}{RT_2}\right), \quad r > R_0; \quad (7.3)$$

с начальными и граничными условиями в виде

$$\begin{aligned} T_1(r,0) = T_2(r,0) = T_H; & \quad T_1(R_0,t) = T_{2,t}(R_0); \\ \frac{\partial T_1(0,t)}{\partial r} = \frac{\partial T_2(\infty,t)}{\partial r} = 0; & \quad \frac{K_\lambda \partial T_1(R_0,t)}{\partial r} = \frac{\partial T_2(R_0,t)}{\partial r}; \end{aligned} \quad (7.4)$$

где индекс 1 относится к оптической неоднородности; индекс 2 – к ЭМ; T – температура; t и r – текущие время и радиус; $K_\lambda = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$; Q , k_0 , E – тепловой эффект, предэкспонент и энергия активации химической реакции соответственно; R – универсальная газовая постоянная; $k(R_0) = \frac{\sigma(R_0, \lambda_0, N_0)}{\pi R_0^2}$ – относительное сечение поглощения на длине волны лазерной генерации λ_0 ; N_0 – показатель преломления ЭМ; $\eta = \eta(r,t)$ – глубина превращения.

Для лазерного импульса прямоугольной временной формы можно записать

$$\begin{aligned} q(t) &= q_0 \quad \text{при } t < \tau_u; \\ q(t) &= 0 \quad \text{при } t > \tau_u. \end{aligned} \quad (7.5)$$

Принималось, что поглощающее включение находится в условиях всестороннего освещения, т.е. задача разогрева включения сферически симметричная. Поглощательные свойства частицы описываются сечением поглощения σ . В общем случае σ является сложной функцией размера включения, комплексного показателя преломления ЭМ и частицы, а также длины волны излучения и не имеет простого и достаточно обоснованного описания [232, 233], поэтому σ вводится в задачу в виде независимого параметра. Считая концентрацию поглощающих центров в объеме недостаточной для реализации кооперативных эффектов и расчет проведем для одиночной изолированной частицы. Для объемно поглощающего и слабо проводящего сферического включения задача запишется в виде

$$\frac{C_1 \rho_1 \partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial r^2} + \frac{2 \partial T_1}{r \partial r} \right) + \frac{3k(R_0) F_0 q(t)}{4R_0}, \quad 0 < r < R_0; \quad (7.6)$$

$$\frac{C_2 \rho_2 \partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} + \frac{2 \partial T_2}{r \partial r} \right) + Q \rho_2 k_0 (1 - \eta) \exp\left(-\frac{E}{RT_2}\right), \quad r > R_0 \quad (7.7)$$

с краевыми условиями (7.4).

В случае теплопроводящего металлического включения (например, коллоидные частицы металла, неизбежно присутствующие в объеме АТМ в результате нестехиометрии состава) уравнение (7.6) может быть заменено граничным условием и система уравнений (7.6) -(7.7) значительно упростится

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = \alpha_2 \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T_2}{\partial r} \right) + \frac{Q}{C_2} k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_2}\right), \quad r > R_0; \quad (7.8)$$

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{3b}{R_0} \frac{\partial T_2}{\partial r} \alpha_2 + 3 \frac{k(R_0) F_0 q(t)}{4R_0 C_1 \rho_1}, \quad r = R_0, \quad (7.9)$$

где $\alpha_2 = \frac{\lambda_2}{C_2 \rho_2}$ – температуропроводность ЭМ; $b = \frac{C_2 \rho_2}{C_1 \rho_1}$.

Решение выполнено для азида свинца при локализации энергии ЛИ на частичке свинца различного радиуса R_0 . В качестве $q(t)$ взято значение плотности потока q_0 в окрестности частички свинца (см. (7.5)). Решение задачи представлялось в виде зависимости температурных профилей в различные моменты времени. На рис. 7.1 (кривые 2 и 2') приведена расчетная зависимость от длительности ЛИ для частички свинца размером $R_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ см, а также длительности индукционного периода (задержки инициирования) от превышения уровня лазерного воздействия над пороговой величиной [59]. Так при 10% превышении порога задержка зажигания составила 500 нс, а при 2-кратном – 100 нс. Выявлены два основных критерия зажигания азиды свинца: – при малых длительностях ЛИ критерием инициирования является достижение необходимого запаса тепла в очаге разогрева; – при больших длительностях критерием является достижение в окрестности очага критического значения температуры.

7.2. Моделирование и численный расчет задач зажигания тэна и композитов на его основе (добавки наноразмерных порошков сажи и Al). Выявление основных критериев зажигания. Выявление природы инициирования тэна, не содержащего поглощающих добавок

Для численного моделирования и решения задачи зажигания тэна, содержащего частицы сажи или частички алюминия, в данной работе использованы методы и подходы [44] с применением выражений (7.8) и (7.9). При этом предполагалось, что сажные частицы могут присутствовать в чистом тэне в виде кластеров с характерным размером 10^{-5} см или могут быть введены в виде примесей. Алюминиевые частички могут существовать в тэне только в виде примесей. Значения теплофизических и термокинетических параметров взяты для тэна из литературных данных (см. Гл. 2; табл.2.1): $-Q = 438$ ккал/моль; $k_0 = 2 \cdot 10^{14}$ с $^{-1}$; $E = 47$ ккал/моль; $R_0 = 10^{-5}$ см; $N_0 = 1,47$; $\lambda_0 = 1064$ нм; $k(R_0, \lambda_0, N_0) = 1,5$ и $0,2$ для частичек сажи и алюминия соответственно; $C_1, C_2, \rho_1, \rho_2, \lambda_1, \lambda_2$ взяты из табличных данных.

В постановке задачи использованы следующие приближения. Химическая реакция происходит в твердой фазе. Газодинамическая разгрузка теплового очага отсутствует. Коэффициент увеличения освещенности соответствовал широкому лазерному пучку и составлял значение $F_0 = 8.3$ (см. рис.4.7).

Решение (7.8) и (7.9) представлялось в виде нестационарных полей температур, по которым определялись основные характеристики зажигания. Взрыв теплового очага фиксировался по резкому возрастанию температуры на поверхности включения (в случае, когда выгорание вещества не учитывалось) или по выходу фронта горения на режим стационарной скорости U_0 (с учетом выгорания вещества и без учета незначительного влияния дополнительных процессов [243-256]), которая задается выражением [225]:

$$U_0^2 = 1,1 \alpha_2 \frac{C_2}{Q} \frac{RT_m^2}{E} k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_m}\right), \quad (7.10)$$

где $T_m = (Q/c_2) + T_n$ – максимальная температура на фронте волны горения.

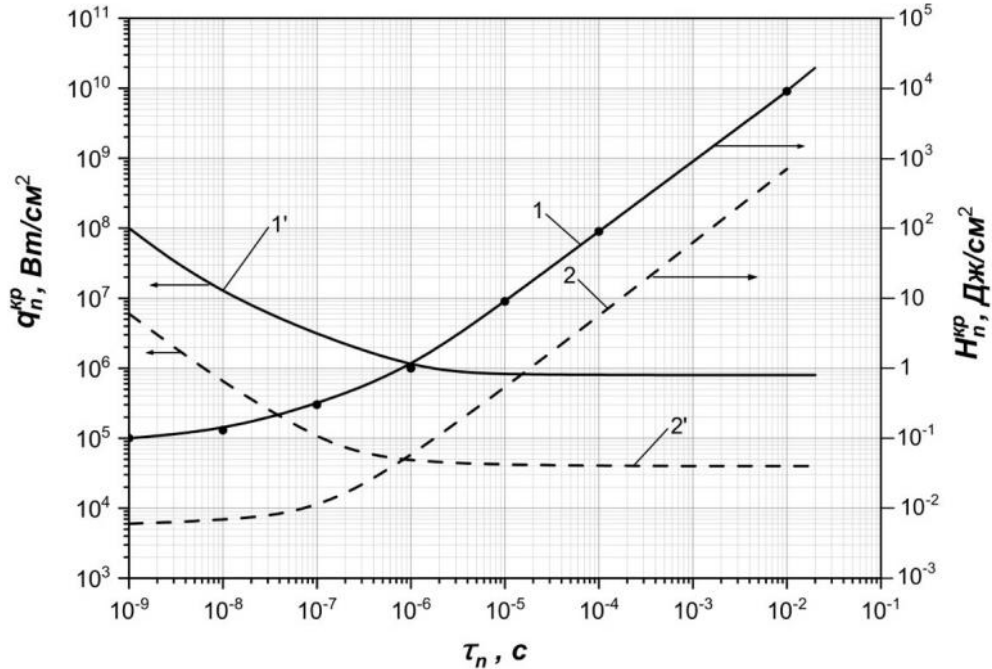


Рисунок 7.1 – Расчетные зависимости плотности энергии H_n и плотности потока q_n порогов инициирования тэна (1, 1') и азида свинца (2, 2') от длительности ЛИ при развитии процесса из одиночного очага. Зависимости для азида свинца взяты из [44, 59, 204]. Размер включения алюминиевой частицы в тэне $R_0 = 10^{-5}$ см ($k(R_0) = 0,2$); размер свинцового включения в азиде свинца $R_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ см ($k(R_0) = 1$)

Определены энергетические пороги зажигания тэна, задержки зажигания, температура и запас тепла в очаге на момент зажигания. Зависимость пороговой плотности энергии на поверхности образца $H_n = q_n \cdot \tau_u$ и плотности потока $q_n = q_0 / k(R_0, \lambda_0, N_0) \cdot F_0$ (q_0 – освещенность в окрестности включения) приведены на рис. 7.1 в масштабе $k(R_0, \lambda_0, N_0) \cdot F_0$ (кривые 1 и 1' соответственно). Обращает на себя внимание следующий факт. Пересечения касательных к кривым 1 и 1' образуют точки, соответствующие времени примерно 10^{-7} с временной оси рис. 7.1. Это

время можно принять в качестве релаксационного масштаба из одиночного очага, т.е. характерного времени тепловой релаксации τ_{rel} из объема теплового микроочага (ГТ). Видно, что при коротких длительностях ЛИ ($\tau_u \ll \tau_{rel}$) пороговая плотность энергии H_n минимальна (100 мДж/см^2), практически не зависит от τ_u , а при длинных ($\tau_u \gg \tau_{rel}$) к минимуму стремится плотность потока q_n ($8 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^2$). Проведенный анализ показывает, что при коротких временах воздействующего импульса критерием зажигания (по отношению к внутреннему состоянию образца) является достижение необходимого запаса тепла в очаге (адиабатический режим нагрева). При больших длительностях (квазистационарный режим нагрева) критерием зажигания является достижение критического значения температуры в очаге и его окрестности, ограниченной интервалом Семенова. Задержки зажигания относительно малы и составляют при превышении порога на 10% около 10 нс, т.е. менее длительности ЛИ. Примечательно, что перечисленные закономерности соответствуют закономерностям, характерным для АТМ (см. кривые 2 и 2').

Характерно, что ход экспериментальных кривых не соответствует расчетным. В области малых длительностей имеется достаточно хорошее совпадение расчета с экспериментом, тогда как в области больших расчетные пороги зажигания значительно выше экспериментально измеренных порогов и чем больше длительность ЛИ, тем больше эти различия. Так при длительности ЛИ, равной 2 мс, расчетные значения порога превышают экспериментальные в 2500 раз, что указывает на необходимость в расчетной модели учета коллективного эффекта.

В целом характеристики зажигания АТМ, чистого тэна и тэна с добавками поглощающих включений качественно совпадают, несмотря на значительные количественные различия. Это однозначно указывает на тепловую микроочаговую природу лазерного зажигания чистого тэна. Рассмотрена возможность наличия поглощающих сажных включений в

«чистом» тэне, не содержащем введенных поглощающих примесей. Анализ [203] указывает на то, что в чистом (безпримесном) тэне могут содержаться в малых концентрациях частички сажи с характерным радиусом R_0 около 10^{-5} см. Относительное сечение\ поглощения $k(R_0)$ сажных частиц на длине волны лазерного излучения 1064 нм может достигать значений 1,5. В окрестности частиц сажи могут создаваться тепловые очаги с температурой и запасом тепла значительно превышающими подобные параметры в окрестности алюминиевых частиц, вводимых в качестве примесей.

7.3. Параметры тепловых очагов в окрестности сажных и алюминиевых частичек

В этой связи для более глубокого понимания природы лазерного инициирования композитов на основе тэна отдельно решена задача нагрева сажных и алюминиевых частиц в матрице тэна для различных длительностей нагревающего импульса при постоянном значении $H_n = \text{const}$ и равным 100 мДж/см^2 , что близко к экспериментально измеренной (см. рис. 6.1) пороговой плотности энергии инициирования «чистого» (не содержащего примесей) тэна при длительности лазерного импульса 10 нс. Из рис. 6.1. видно, что добавки наноразмерных сажных и алюминиевых частиц могут приводить к снижению порогов инициирования в 4-5 раз. Интересно то, что это снижение практически одинаково для сажных и алюминиевых примесей, несмотря на сильные различия их оптических и теплофизических характеристик, а также различия в их химической активности.

При решении задачи нагрева во всем исследуемом диапазоне длительностей форма импульса принималась П-образной, что наиболее соответствует структуре лазерных импульсов в области длинных импульсов генерации, то есть в области, где она влияет на результат

нагрева [44, 45]. Форма частиц принималась сферической, а нагрев производится в условиях инертного окружения.

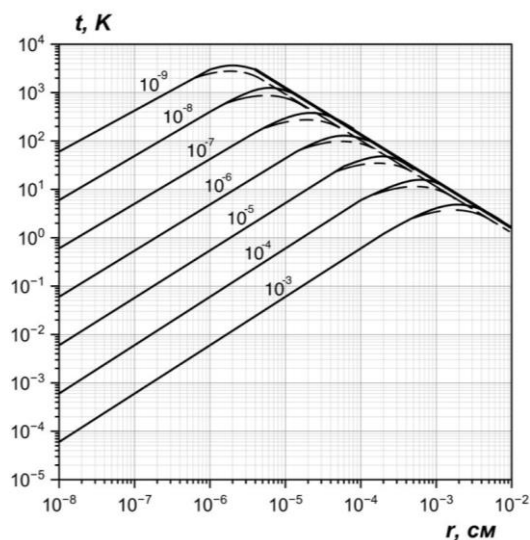


Рисунок 7.2 – Нагрев частиц сажи и алюминия в инертной матрице тэна (сплошные кривые - сажа, пунктирные – алюминий) при различных длительностях воздействия лазерным импульсом. Цифрами над кривыми указаны длительности лазерных импульсов в секундах

В расчетах использовались следующие теплофизические константы: $C_1=710$ Дж/(кгК), $C_2=1672$ Дж/(кгК), $\alpha_1=9,6 \cdot 10^{-3}$ м²/с; $\alpha_2=6,67 \cdot 10^{-8}$ м²/с; $\rho_1=2250$ кг/м³; $\rho_2=1700$ кг/м³.

Результаты численных расчетов нагрева частиц ΔT приведены на рис. 7.2, для широкого диапазона длительностей ЛИ и размеров сажных и алюминиевых частиц. Семейство кривых в масштабе $\Delta T/kF$ имеет универсальный вид как для сажных (сплошные кривые), так и для алюминиевых (пунктирные линии) частиц. Обращают на себя внимание общие закономерности нагрева частиц вне зависимости от их материала. Прежде всего, это то, что каждой длительности воздействующего импульса соответствует размер частиц, при котором она максимально разогревается. Так при длительности ЛИ $\tau = 1$ нс максимально разогреваются сажные частички с $R_0 \sim 100$ нм, при $\tau = 1$ мкс - $R_0 \sim 500$ нм и

при $\tau = 1$ мс - $R_0 \sim 20$ мкм. Для алюминиевых частиц закономерность остается прежней, однако радиус частиц, где реализуется максимальный разогрев, несколько меньше, чем для сажных частичек.

В области частиц малых размеров их температура линейно растет с увеличением размера R_0 . Такое поведение соответствует режиму квазистационарного нагрева ($\Delta T/(k \cdot F) \sim R_0$) область которого, тем шире, чем больше τ (левые ветки кривых рис.7.2). В области больших значений ($R_0 > 10^{-5}$ см) реализуется адиабатический режим: ($\Delta T/(k \cdot F) \sim 1/R_0$, ΔT уменьшается с увеличением R_0 (правая ветвь рис.7.2). Таким образом, положение максимума ΔT для определенной длительности импульса τ условно разделяет области стационарного и адиабатического режимов нагрева.

Точные выражения для температуры нагрева в асимптотиках указанных режимов приведены в [204]. Так формула для адиабатического режима нагрева:

$$\frac{\Delta T}{k \cdot F} = \frac{3 \cdot q_{\Pi} \cdot \tau}{4 \cdot R_0 \cdot c_1 \cdot \rho_1} = \frac{3 \cdot H_{\Pi}}{4 \cdot c_1 \rho_1 \cdot R_0} \quad (7.11)$$

а для стационарного:

$$\frac{\Delta T}{k \cdot F} = \frac{q_{\Pi} \cdot R_0}{4 \cdot \lambda_T} \quad (7.12)$$

где λ_T – коэффициент теплопроводности матрицы.

Следует отметить, что по (7.11) и (7.12) удобно проверять точность численных расчетов.

Представляет теоретический и практический интерес поведение кривых нагрева при учете коэффициентов k и F . С целью определения влияния коэффициента k , проведен расчет его значений по выражениям из

теории Ми для сажных и алюминиевых частиц в выбранном диапазоне размеров R_0 на длинах волн лазерного излучения 1064 нм, 532 нм и 354,7 нм, соответствующих 1, 2 и 3-й гармоникам излучения неодимового лазера и находящихся в области прозрачности матрицы тэна. При этом значения комплексных показателей преломления сажных и алюминиевых частиц были взяты из [206, 207] и составили: для первой гармоники 1064 нм - $2,49-0,015 i$ и $1,028-9,25 i$ соответственно; для второй гармоники $0,727 - 5,6631,028-9,25i$; $2,558 - 0,0251,028-9,25i$ и для третьей гармоники $0,291 - 3,717i$ и $2,684 - 0,091i$. Результаты расчета приведены на рисунке 7.3. Видно, что для обоих типов включений относительное сечение поглощения резко уменьшается с уменьшением R_0 , начиная с $R_0 \sim 10^{-5}$ см. В области $R_0 > 10^{-5}$ см (100 нм) относительное сечение поглощения слабо зависит от R_0 и для некоторых R_0 значение k может быть больше единицы. Для каждой длины волны формируется максимум значения k (первый экстремум Ми), положение которого сдвигается в сторону ее уменьшения. Так для сажных частиц максимум k соответствует значениям $R_0 = 200$ нм, $R_0 = 160$ нм, $R_0 = 70$ нм для 1, 2 и 3-й гармоник соответственно, для алюминиевых частиц положение максимума соответствует значениям $R_0 = 100$ нм, $R_0 = 60$ нм и $R_0 = 40$ нм. Очевидно, что сечение поглощения частиц может оказывать значительное влияние на их нагрев особенно в области малых размеров.

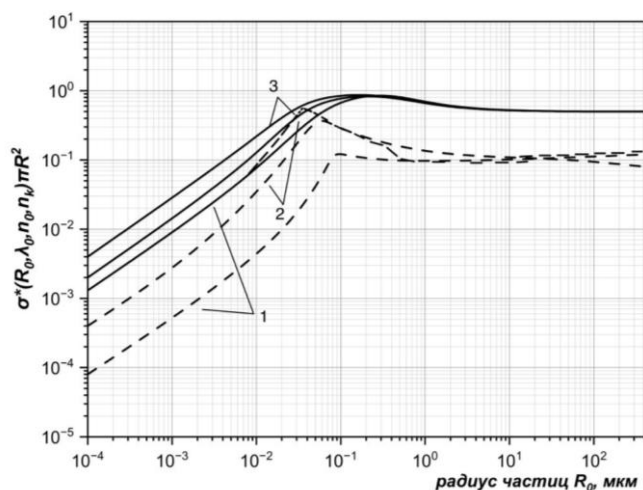


Рисунок 7.3 – Зависимость относительного сечения поглощения k сажных (сплошные кривые) и алюминиевых (пунктирные линии) частиц в матрице тэна от их радиуса R_0 . Длина волны излучения $\lambda_0 = 1064$ нм (1); 532 нм (2); 354,7 нм (3)

На рисунке 7.4. приведены результаты расчетов температуры нагрева поверхности частиц с учетом знаний $k(R_0, \lambda_0, n_0, n_k)$ и $F(d_{II}, \lambda_0, n_0, P_{np}, \chi, \mu, \beta)$. При этом значение F рассчитывалось в условиях облучения широким лазерным пучком. Анализ рисунка 7.4. показывает, что основные закономерности, связанные с формированием максимума нагрева для определенного размера частиц при заданной длительности импульса, сохранились. Так для сажных (углеродных) частиц для $\tau_{и} = 10$ нс максимально разогреваются частицы размером $R_0 = 100$ нм, $R_0 = 80$ нм и $R_0 = 50$ нм при облучении 1, 2 и 3 гармониками соответственно. Для алюминиевых частичек максимальный разогрев испытывают частицы размером $R_0 = 80$ нм, $R_0 = 50$ нм и $R_0 = 65$ нм соответственно. По-прежнему, в области больших значений R_0 преобладает адиабатический режим нагрева ($\Delta T \sim 1/R_0$), однако в области малых значений R_0 ($R_0 < 100$ нм) учет сечения поглощения резко изменяет ход кривых, так что в этой области $\Delta T \sim R_0^2$. Таким образом, при постоянной энергии лазерного импульса различной длительности наблюдается сложная зависимость температуры нагрева поглощающих центров различной природы и, соответственно, запаса тепла в очагах разогрева от размера этих центров.

Согласно [78, 222], F_0 слабо зависело от рассматриваемых длин волн (для 1 и 2 гармоник ЛИ) и составило $F_0 = 10$.

Запас тепла Q в частичках сажи и алюминия в очагах и их окрестности ($Q = k \cdot F \cdot H \cdot \pi R_0^2$) для длины волны 1064 нм приведен на рис. 7.5. Видно, что запас тепла в очаге не зависит от режима нагрева и пропорционален R_0^2 , однако в области малых R_0 ($R_0 < 10^{-5}$ см) относительное сечение поглощения $k(R_0) \sim R_0$, что приводит к изменению зависимости $Q(R_0)$, т.е. $Q(R_0) \sim R_0^3$ и резко убывает с уменьшением R_0 . В этой связи возникает вопрос о реакционной способности очагов, и он не однозначен. Так в адиабатическом режиме нагрева критерием инициирования является достижение необходимого уровня запаса тепла [45], монотонно убывающего с уменьшением R_0 . Однако, с уменьшением

R_0 реакционная способность сначала возрастает, а затем при $R_0 < 10^{-5}$ см резко уменьшается [44].

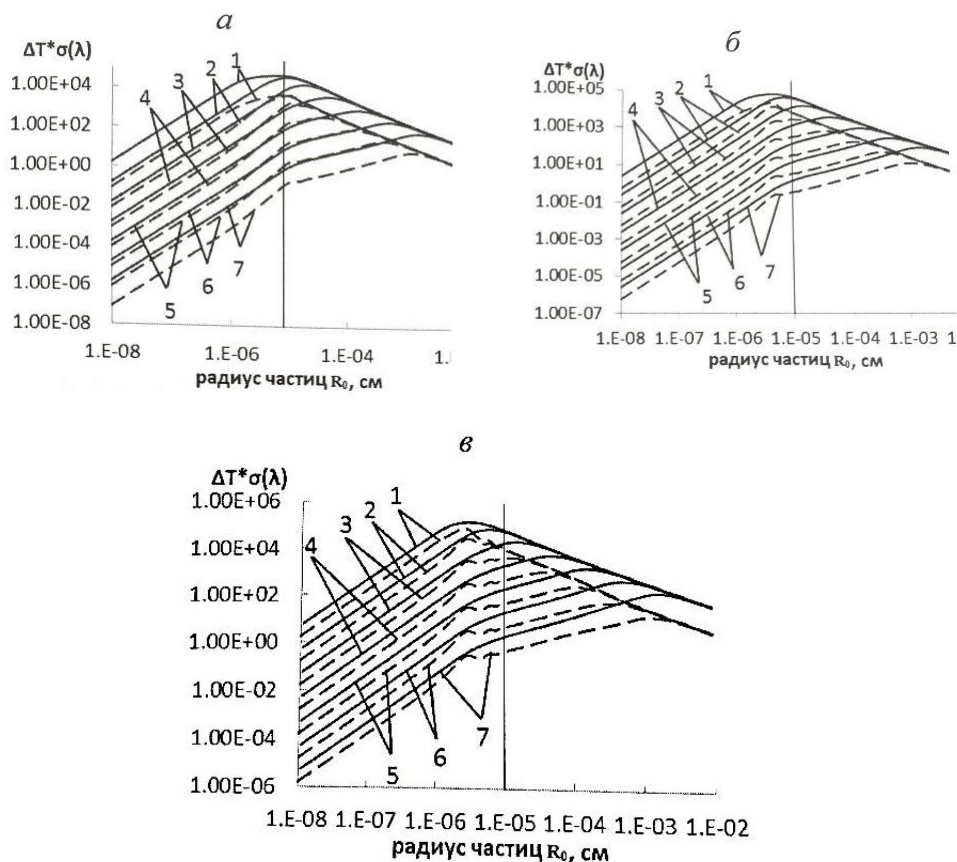


Рисунок 7.4 – Расчетные значения температур нагрева сажных (сплошные кривые) и алюминиевых (пунктир) частиц. а – зависимость температуры нагрева от R_0 сажных и алюминиевых частиц в матрице тэна с учетом $k(R_0)$. б – то же для $\lambda_0 = 532$ нм; в – то же для $\lambda_0 = 354,7$ нм. Длительность лазерного импульса τ , с: 10^{-9} (1); 10^{-8} (2); 10^{-7} (3); 10^{-6} (4); 10^{-5} (5); 10^{-4} (6); 10^{-3} (7)

В квазистационарном режиме нагрева критерием инициирования является не запас тепла, а достижение в области очага некоторого критического значения температуры [44]. Согласно рис. 7.2. температура очага растет с ростом R_0 , растет зона прогрева h ($h \approx R_0$) и, соответственно, растет их реакционная способность, что подтверждается данными [204] численного расчета задачи зажигания азида свинца. Таким образом, в этом

режиме с ростом R_0 монотонность растет температура, запас тепла и реакционная способность очага.

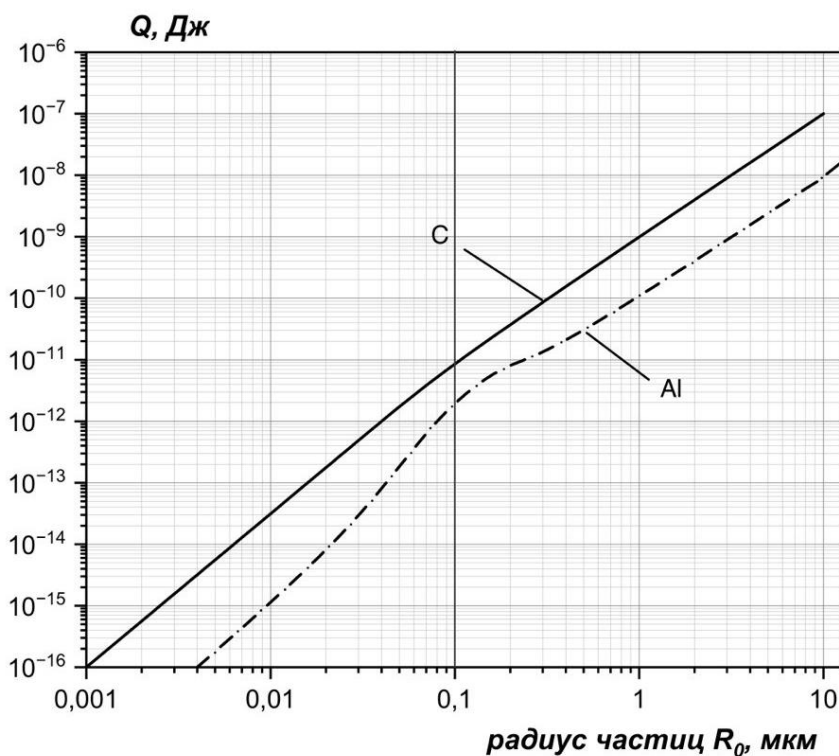


Рисунок 7.5 – Запас тепла в окрестности алюминиевых (пунктирная) и сажных (сплошная кривая) частиц в зависимости от их радиуса частиц R_0 при плотности энергии лазерного импульса 100 мДж/см^2 для длины волны ЛИ $\lambda_0 = 1064 \text{ нм}$

Таким образом, при анализе результатов выявлен ряд закономерностей процесса лазерного нагрева, а именно:

1. При лазерном импульсном облучении смесевых составов на основе порошков тэна при пороговых уровнях воздействия ($\sim 100 \text{ мДж/см}^2$) возможен разогрев нано и микроразмерных примесных частиц углерода и алюминия до величин в десятки тысяч градусов. При этом разогрев сажных частиц может превосходить нагрев алюминиевых на порядок величины.

2. Для примесных частиц различной природы (углерод, алюминий) для каждой длительности воздействующего импульса существует свой определенный размер, при котором они максимально разогреваются. Так для часто используемой в экспериментах длительности ЛИ около 10 нс

максимально разогреваются частички углерода размером $R_0 = 100$, $R_0 = 80$ и $R_0 = 50$ нм при облучении смеси излучением длиной волны 1064, 532 и 354,7 нм соответственно. Для алюминиевых частиц максимум нагрева наблюдается при $R_0 = 80$, $R_0 = 50$ и $R_0 = 25$ нм соответственно.

3. В области размеров $R_0 < 100$ нм во всем исследуемом диапазоне длительностей ЛИ реализуется квазистационарный режим нагрева частиц с температурой $\Delta T \sim R_0$. В области $R_0 > 1$ мкм в основном наблюдается адиабатический режим нагрева, где $\Delta T \sim 1/R_0$. Эти особенности определяют запас тепла в микроочагах нагрева, формирующихся в окрестности включений различного радиуса R_0 , и их дальнейшее развитие в очаги взрывного разложения.

4. Проведенный анализ создания ГТ в чистом тэне, тэне с добавками сажи и алюминия указывает на большие различия в температуре и запасе тепла в объеме сажных и алюминиевых частичек и, соответственно на большие различия в порогах инициирования. Экспериментально же измеренные пороги инициирования тэна с добавками сажи и алюминия оказались примерно одинаковыми. Объяснить этот (на первый взгляд парадоксальный) результат с позиции простого нагрева частиц без привлечения фактора оптического пробоя в окрестности включений весьма затруднительно.

Указанные закономерности и особенности необходимо учитывать при теоретических и экспериментальных исследованиях чувствительности смесевых составов, а также ЭМ, содержащих собственные оптические неоднородности, к действию лазерного импульсного излучения.

Таким образом, (с учетом результатов гл. 3) в чистом тэне лазерное воздействие приводит к образованию реакционно способных ГТ в результате оптических микропробоев в окрестности неоднородностей (например, наноразмерных частичек сажи). При введении поглощающих примесей (наноразмерные частички сажи или алюминия) образование ГТ в их окрестности по механизму оптического пробоя не вызывает сомнений.

7.4. Моделирование зажигания азида свинца и тэна импульсом сильноточного электронного пучка в двух постановках

7.4.1. Модель нагретого слоя

В первой из них падающий пучок с плотностью потока $q_n(t)$ разогревает приповерхностный слой толщиной h , равной характерной глубине проникновения электронов ($h \sim 10^{-2}$ см, $d_n = 0,2$ см). Примем (в приближении плоского очага), что газодинамическая разгрузка плоского очага за время воздействия СЭП не значительна, т.е. модель зажигания запишем в твердофазном приближении. При этом стримерные разряды условно отсутствуют, распределение тепла по поперечному сечению однородно, а по глубине распределено по закону Бугера-Ламберта-Бера с показателем поглощения $\mu = 10^2 \text{ см}^{-1}$. Математическая постановка задачи имеет вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{q(t)\mu}{c_2 \rho_2} e^{-\mu x} + (1-\eta) \frac{Qk_0}{c_2} e^{-E/RT}, \quad 0 < x < \infty, \quad t > 0 \quad (7.13)$$

$$T(x,0) = T_0 \quad (7.14)$$

$$\lambda \frac{\partial T(0,t)}{\partial x} = 0, \quad x = 0 \quad (7.15)$$

$$\frac{\partial T(\infty,t)}{\partial x} = 0 \quad (7.16)$$

$$q_s(t) = \begin{cases} q, & 0 \leq t \leq \tau_i \\ 0, & t > \tau_i \end{cases} \quad (7.17)$$

T и T_0 – текущая и начальная температура, t – время, r – пространственная координата по глубине образца, λ – теплопроводность, c – теплоемкость, ρ – плотность вещества, E – энергия активации, R – универсальная газовая постоянная, Q – теплота разложения, k_0 – предэкспонент, $\alpha = \lambda / c\rho$ – коэффициент температуропроводности, τ_i – длительность импульса, q_0 –

плотность мощности воздействующего импульса. Расчетные значения порогов инициирования (при количестве стримеров равным нулю) $H_n(0)$ азида свинца ($Q = 1662$ Дж/г, $k_0 = 10^{13}$ с $^{-1}$, $E = 36,3$ ккал/моль) и тэна ($Q = 5803$ Дж/г, $k_0 = 2 \cdot 10^{14}$ с $^{-1}$, $E = 47$ ккал/моль) при $\eta = 0$ приведены на рис. 7.6.

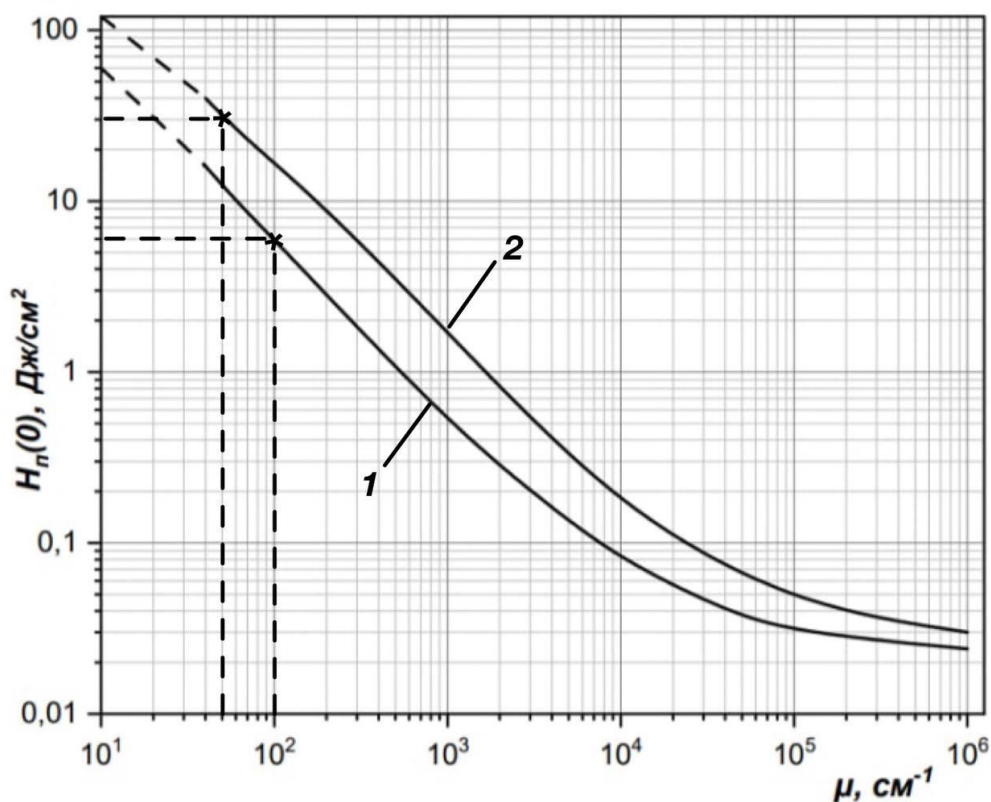


Рисунок 7.6 – Зависимость пороговой плотности энергии $H_n(0)$ от показателя поглощения μ для азида свинца (1) и тэна (2). Точками отмечены значения порогов инициирования при воздействии СЭП на азид свинца ($\mu = 10^2$ см $^{-1}$) и при воздействии на тэн ($\mu = 5 \cdot 10^1$ см $^{-1}$). Длительность импульса СЭП составляет 15 нс

Для азида свинца значение $H_n(0)$ составило 4,3 Дж/см 2 , а для тэна – 22,5 Дж/см 2 . Эти значения оказались выше полученных в эксперименте для азида свинца почти в 50 крат (0,1 Дж/см 2) и почти в 100 раз выше порога полного диспергирования и разлета макрокристаллов тэна (2,5 Дж/см 2 [153]). Очевидно, что при моделировании процесса инициирования

с помощью СЭП необходимо учитывать локализацию энергии пучка по механизму стримерных электрических разрядов и образования ГТ. Ниже приведено математическое моделирование и численный расчет задачи зажигания одиночным стримерным разрядом.

7.4.2. Модель зажигания одиночным стримерным разрядом

Поскольку тепловой поток $q(t)$, поступающий в канал разряда и определяющий формирование очага, не известен, то при моделировании задачи процесс нагрева вынуждены не учитывать. Предполагается, что цилиндрический очаг данного радиуса R_0 мгновенно нагрет до температуры T_0 . Вторым допущением является то, что температура по радиусу R_0 и глубине h очага постоянна, т.е. плазменный канал считаем теплопроводящим. Будем считать, что к концу образования стримерного канала химическое разложение ЭМ не произошло и установившаяся температура T_0 принимается с учетом этого.

В предположении локализации энергии электронного пучка в области разрядных стримеров (РС) с коэффициентом локализации $kF_0(N) = H_{cmp} / H_n(N)$, (где $H_n(N)$ – плотность энергии в падающем пучке; H_{cmp} – плотность энергии, выделяющаяся в одном разрядном стримерном канале в результате стекания всего объемного заряда; k – коэффициент, учитывающий ту часть поглощенного электронного пучка, которая пошла на образование стримеров), рассмотрим задачу зажигания ЭМ. Формулировку задачи проведем для одиночного изолированного в бесконечном объеме ЭМ очага в виде цилиндра радиуса R_0 и высотой h , которую в первом приближении можно взять равной глубине проникновения пучка электронов в вещество. Примем также, что нагрев очага происходит мгновенно, однородно по всему объему и после окончания электронного воздействия. Задача зажигания в приближении П-образного цилиндрического очага имеет вид

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = \alpha_1 \cdot \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial r^2} + \frac{\partial T_1}{r \cdot \partial r} \right) + \frac{Q}{c_1} \cdot (1 - \eta) \cdot \exp\left(-\frac{E}{RT_1}\right); \quad 0 < r < R_0 \quad (7.18)$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = \alpha_2 \cdot \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} + \frac{\partial T_2}{r \cdot \partial r} \right) + \frac{Q}{c_2} \cdot (1 - \eta) \cdot \exp\left(-\frac{E}{RT_2}\right); \quad r > R_0 \quad (7.19)$$

с граничными и начальными условиями

$$\begin{aligned} t = 0; \quad T_1 = T_0; \quad T_2 = T_H; \quad T_1 = T_H + T_0; \quad 0 < r < R_0 \\ r = 0; \quad \frac{\partial T_1}{\partial r} = 0; \quad r = \infty; \quad T_2 = T_H \quad \frac{\partial T_1}{\partial r} = 0; \quad (7.20) \\ T_H^* = T_H; \quad r = R_0; \quad T_1 = T_2; \quad \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r}. \end{aligned}$$

Остальные допущения и приближения соответствуют принятым при формулировании задачи очагового зажигания при лазерном воздействии.

Расчет проводился при $\eta = 0$ в предположении существования широкого спектра размеров R_0 начальных очагов, по которому определялась критическое значение T_1^{kp} . Находились пороговые значения:

$$H_{стр}^{kp} = (T_1^{kp} - T_H)hc_2\rho_2 = kF_0(1)H_n(1),$$

где $H_n(1)$ – пороговая плотность энергии пучка на поверхности образца при реализации одного стримерного разряда;

В общем случае при различном количестве стримеров N пороговая плотность энергии на поверхности образца $H_n(N)$ равна

$$H_n(N) = H_{стр}^{kp} / kF_0(N),$$

где $H_{стр}$ – пороговая плотность энергии в объеме одного стримера; N – количество стримерных разрядов; k – доля энергии пучка, ушедшая на создание стримеров. Величина $H_n(N)$ сравнивалась с экспериментальными значениями H_{05} ($H_{05} = 0,1$ Дж/см² для азида свинца [142] и $H_{05} = 37$ Дж/см² для тэна [153]); Для определения значений коэффициента преобразования $F_0(N)$ использовано упрощенное выражение $F_0(N) = r_n^2 / NR_0^2$, где r_n – радиус СЭП на поверхности образца ($r_n = 1$ мм). Результаты расчета в виде

зависимостей пороговой плотности энергии на поверхности стримерного разряда от показателя поглощения μ ($\mu \approx 1/h$; $h = 1 \cdot 10^{-2}$ см (азид свинца) и $2 \cdot 10^{-2}$ см (тэн) $k = 0,2$) приведены на рис. 7.7. Видно, что с уменьшением радиуса (R_0) стримерного разряда (СР) необходимая для зажигания плотность энергии $\kappa F_0 H_n(1) = H_{стр}$ (соответственно и температура T_0 в СР) растет. Так при $R_0 = 10^{-4}$ см средняя температура стримера около 1460 К, при $R_0 = 10^{-3}$ см, около 1310 К а при $R_0 = 10^{-2}$ см около 947 К. Реализация такой ситуации возможна при росте F_0 с уменьшением R_0 , однако это физически маловероятно. В то же время, если предположить, что F_0 стремится к некоторому минимальному значению с увеличением R_0 , то необходимо допустить невозможность развития процесса зажигания в окрестности РС размерами меньше 10^{-3} см. Отсюда можно оценить величину F_0 как $F_0 \approx 100$. Данные по значениям порогов, соответствующих величинам R_0 и F_0 сведены в таблицы 7.1 и 7.2.

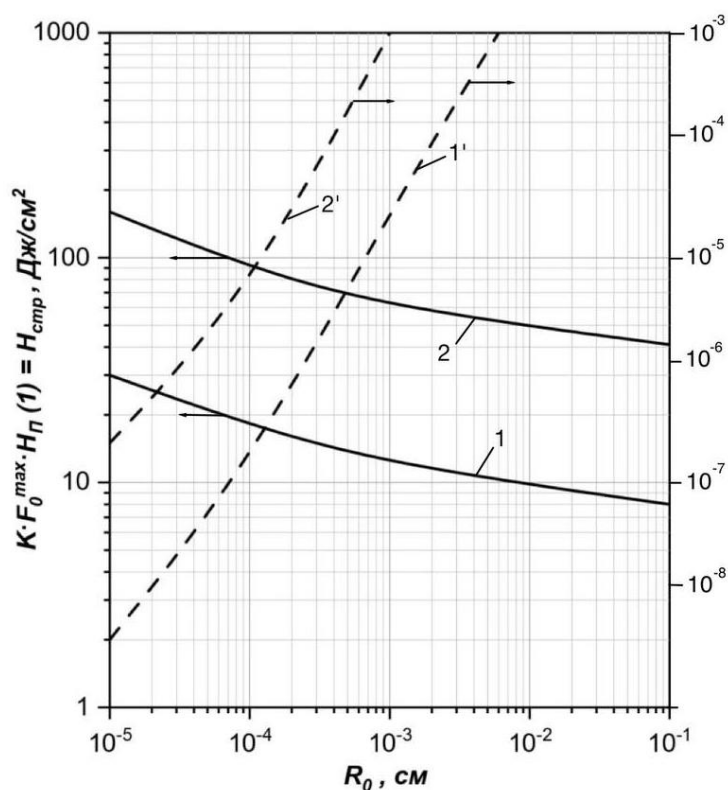


Рисунок 7.7 — Расчетные значения необходимой плотности энергии в стримерном канале $H_{стр} = \kappa F_0(1)H_n(1)$ в условиях реализации одного стримерного разряда радиусом R_0 . 1 — азид свинца; 2 — тэн. 1' и 2' — запас тепла в стримере. $H_n(1)$ — плотность энергии на поверхности образца

7.4.3. Модель зажигания множеством стримерных разрядов

Таблица 7.1. Расчетные значения пороговых плотностей энергии от количества N стримерных каналов в азиде свинца

$R_0, \text{ см}$	$\kappa F_0^{\max} H_n(1),$ Дж/см^2	$H_n(0),$ Дж/см^2	N	$F_0(N)$	$H_n(N),$ Дж/см^2
10^{-4}	18	4,3	1	10^6	$9 \cdot 10^{-5}$
			10	10^5	$9 \cdot 10^{-4}$
			100	10^4	$9 \cdot 10^{-3}$
			1000	10^3	$9 \cdot 10^{-2}$
			10000	10^2	$9 \cdot 10^{-1}$
			100000	10	9
			$N_{\max} = 10^6$	1	4,3
10^{-3}	12	4,3	1	10^4	$6 \cdot 10^{-3}$
			10	10^3	$6 \cdot 10^{-2}$
			100	10^2	$6 \cdot 10^{-1}$
			1000	10	6
			$N_{\max} = 10^4$	1	4,3
10^{-2}	10	4,3	1	10^2	0,5
			10	10	5
			$N_{\max} = 10^2$	1	4,3

Таблица 7.2. Расчетные значения пороговой плотности энергии от количества стримерных каналов в тэне

$R_0, \text{ см}$	$\kappa F_0 H_n(1) = H_{\text{стр}},$ Дж/см^2	$H_n(0),$ Дж/см^2	N	$F_0(N)$	$H_n(N),$ Дж/см^2
10^{-4}	94,5	22,6	1	10^6	$4,72 \cdot 10^{-5}$
			10	10^5	$4,72 \cdot 10^{-4}$
			100	10^4	$4,72 \cdot 10^{-3}$
			1000	10^3	$4,72 \cdot 10^{-2}$
			10000	10^2	$4,72 \cdot 10^{-1}$
			100000	10	4,72
			$N_{\text{max}} = 10^6$	1	22,6
10^{-3}	63	22,6	1	10^4	$3,15 \cdot 10^{-2}$
			10	10^3	$3,15 \cdot 10^{-1}$
			100	10^2	3,15
			1000	10	31,5
			$N_{\text{max}} = 10^4$	1	22,6
10^{-2}	47,2	22,6	1	10^2	2,36
			10	10	23,6
			$N_{\text{max}} = 10^2$	1	22,6

По результатам расчетов построены зависимости пороговых значений плотности энергии СЭП от количества стримерных разрядов N для

нескольких характерных значений радиусов стримеров R_0 . Результаты расчетов приведены на рис. 7.8. Прежде всего обращает на себя внимание то, что расчетные значения $H_n(N)$ при максимальном заполнении стримерами площади пучка электронов значительно превышают значения $H_n(0)$. Одной из причин такого расхождения является не учет коллективных эффектов при моделировании задачи зажигания, влияющих на запас тепла в микрокагах на этапе формирования и развития ГТ.

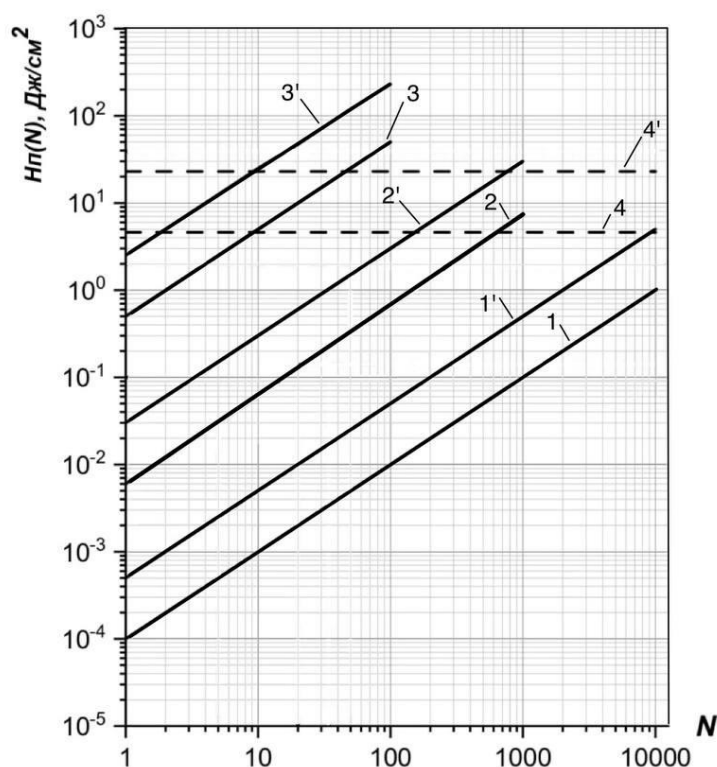


Рисунок 7.8 – Расчетная зависимость пороговой плотности энергии $H_n(N)$ на поверхности азида серебра (1, 2, 3) и тэна (1', 2', 3') от количества стримерных разрядов N при коэффициенте преобразования $\kappa = 0,2$. Радиусы стримеров $R_0 = 10^{-4}$ см (1, 1'); 10^{-3} см (2, 2'); 10^{-2} см (3, 3'). 4, 4' – расчетные значения порогов иницирования $H_n(0)$ в предположении отсутствия стримерных разрядов для азида серебра (4) и тэна (4') соответственно. $d_n = 2$ мм

Анализ результатов численного моделирования порогов зажигания с учетом стримерных разрядов указывает на то, что для определения размеров стримеров и их количества необходимо расчетные значения сравнить с экспериментами. Подробно такие сравнения приведены в Главе 8.

Необходимо отметить, что принятое нами допущение неучета реакции разложения при формировании стримерного разряда требует оценки времени частичного или полного разложения при полученных значениях температур в объеме стримеров. Так, если время формирования стримерного разряда меньше адиабатического времени индукции тад, то произойдет полное разложение ЭМ с разогревом объема стримера до температуры 4710К (6815 Дж/см³) для азида свинца и 3760К (9865 Дж/см³) для тэна. Температуры нагрева стримеров в результате локализации энергии СЭП значительно меньше температур адиабатического разогрева. Поэтому время полного разложения стримера τ_r значительно больше τ_a . Оценим это время по полученной нами формуле (см. формулу 5.5):

$$\tau_p = \exp(E/RT)/k_0$$

Расчетные значения τ_r для трех значений радиусов стримеров R_0 приведены в таблице 7.3. Видно, что для всех размеров стримеров время полного разложения много больше времени формирования стримерного разряда, которое, в свою очередь, не превышает длительность импульса СЭП ($\tau_u = 15$ нс). Таким образом, химическим разложением ЭМ при формировании стримерного разряда можно пренебречь. Для оценок τ_3 и τ_a использовались формулы: $\tau_3 = (cE/QR)\exp(E/RT_1)/k_0$; $\tau_a = (cRT_1^2/QE)\exp(E/RT_1)/k_0$.

Таблица 7.3. Расчетные значения времени полного разложения тэна τ_p , задержки зажигания τ_z и адиабатического времени индукции τ_a

R_0 , см	T_l , K	τ_p , с	τ_z , с	τ_a , с
10^{-2}	947	$3,6 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$
10^{-3}	1310	$5,4 \cdot 10^{-7}$	$3,4 \cdot 10^{-6}$	10^{-8}
10^{-4}	1465	$4,4 \cdot 10^{-8}$	$3,1 \cdot 10^{-7}$	$1,2 \cdot 10^{-9}$

Выводы по главе 7

1. Проведены численное моделирование процессов лазерного зажигания тэна из одиночного микроочага (ГТ) размером 10^{-5} см в зависимости от длительности ЛИ в широком диапазоне значений (от 10^{-9} до 10^{-2} с). Показано, что пороговая плотность энергии уменьшается с уменьшением длительности ЛИ и стремится к минимальному значению $0,1 \text{ Дж/см}^2$ при $\tau < 10^{-8}$ с, а пороговая плотность потока уменьшается с увеличением τ , стремясь к пределу $6 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^2$ при $\tau > 10^{-5}$ с), определены задержки зажигания, температура и запас тепла в очаге на момент зажигания.

2. Проведенный анализ показывает, что при коротких временах воздействующего импульса критерием зажигания (по отношению к внутреннему состоянию образца) является достижение необходимого запаса тепла в очаге (адиабатический режим нагрева). При больших длительностях ЛИ (квазистационарный режим нагрева) критерием зажигания является достижение критического значения температуры в очаге и его окрестности, ограниченной интервалом Семенова. Данные критерии соответствуют полученным ранее критериям при моделировании задачи зажигания для азида свинца.

3. В предположении, что в чистом (без поглощающих добавок) тэне существуют собственные сажные включения (кластеры) решена задача их нагрева на длинах волн 1064, 532 и 354,6 нм. Результаты расчета сравнены

с результатами нагрева частичек алюминия. Показано, что ГТ в окрестности сажных частичек превышают ГТ в окрестности алюминиевых по запасу тепла и температуре, т.е. являются более реакционно способными. Однако, экспериментально измеренные пороги инициирования тэна с добавками сажи и тэна с добавками алюминия практически одинаковые, что указывает на одинаковую температуру и запас тепла в ГТ и, следовательно, на то что ГТ образуются не в результате прямого нагрева поглощающей частички, а с переходом от стадии начального нагрева в стадию оптического пробоя в ее окрестности.

4. Проведены численное моделирование процессов зажигания азид свинца и тэна импульсом СЭП в предположении создания ГТ в результате стримерных разрядов в облученном объеме образца. Показано, что низкопороговое инициирование прессованных порошков азид свинца и низкопороговое высокодисперсное дробление макрокристаллов тэна связано с образованием ГТ по электроразрядному механизму.

Глава 8. СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ РЕЗУЛЬТАТАМИ. РАЗРАБОТКА ЕДИНОЙ МОДЕЛИ ЛАЗЕРНОГО И ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОГО ИНИЦИИРОВАНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

В главе 8 проведено сопоставление результатов численного моделирования с экспериментальными результатами и рассмотрена возможность разработки единой модели лазерного и электронно-пучкового инициирования ЭМ различных типов. Прежде всего сравнены результаты моделирования процессов светорассеяния (см. гл. 3, табл. 3.5; рис. 3.10) с экспериментальными результатами по исследованию размерных эффектов лазерного инициирования.

8.1. Сопоставление расчетных и экспериментальных значений энергетических порогов и кинетических характеристик инициирования ЭМ лазерным импульсом

Рассмотрим на примере рис 4.10 как влияет размер лазерного пучка на порог инициирования. Предположим, что в приповерхностной области прессованного порошка ЭМ находится оптическая неоднородность радиуса R_0 , которая в условиях освещения широким пучком (радиус пучка $r \rightarrow \infty$) с плотностью энергии $H(\infty)$ локализует некоторую энергию $H(\infty)F(\infty)\pi R_0^2$, достаточную для взрывчатого разложения ЭМ. При воздействии пучком радиуса $r < \infty$ запас тепла в ГТ уменьшится за счет уменьшения $F(r)$ по сравнению с $F(\infty)$ в соответствии с рис. 4.10. Для восполнения запаса тепла в ГТ необходимо пропорциональное увеличение плотности энергии $H(r)$ на поверхности образца над величиной $H(\infty)$. Отсюда вытекает уравнение

$$H(\infty)F(\infty)\pi R_0^2 = H(r) F(r_n) \pi R_0^2. \quad (8.1)$$

Заменяя $H(r_n)$ пороговыми значениями $H_{05}(r_n)$ получим:

$$H_{05}(\infty)F(\infty)\pi R_0^2 = H_{05}(r_n) F(r_n) \pi R_0^2 \quad (8.2)$$

$$H_{05}(r_n) = H_{05}(\infty) F(\infty)/F(r_n), \quad (8.3)$$

где соотношение $F(\infty)/F(r_n)$ является расчетной размерной зависимостью, получаемой из рисунка 4.10. При $r_n \rightarrow \infty$ соотношение $F(\infty)/F(r_n) \rightarrow 1$. Таким образом, при сопоставлении расчетной и экспериментальной размерных зависимостей необходимо их совмещение в области больших значений r . При этом расчетную зависимость $F(r_n)$, полученную в Главе 4 методом моделирования светорассеяния (метод Монте-Карло), необходимо заменить на $F_1(2r_n)$, т. е. r_n заменить на d_n , сделав необходимый пересчет для привязки к диаметру лазерного пучка. На рисунке 8.1, а представлена попытка сопоставления эксперимента с расчетом для азида свинца. Здесь экспериментальная зависимость I взята из рисунка 5.5. Для сопоставления она совмещена с расчетной кривой при $2r_n = d_n \rightarrow \infty$.

$$H_{05}(2r_n) = H_{05}(\infty) F_1(\infty)/F_1(2r_n) = H_{05}(\infty) F_1(\infty)/F_1(d_n), \quad (8.4)$$

где $F_1(d_n)$ – пересчет кривой I рис. 4.10.

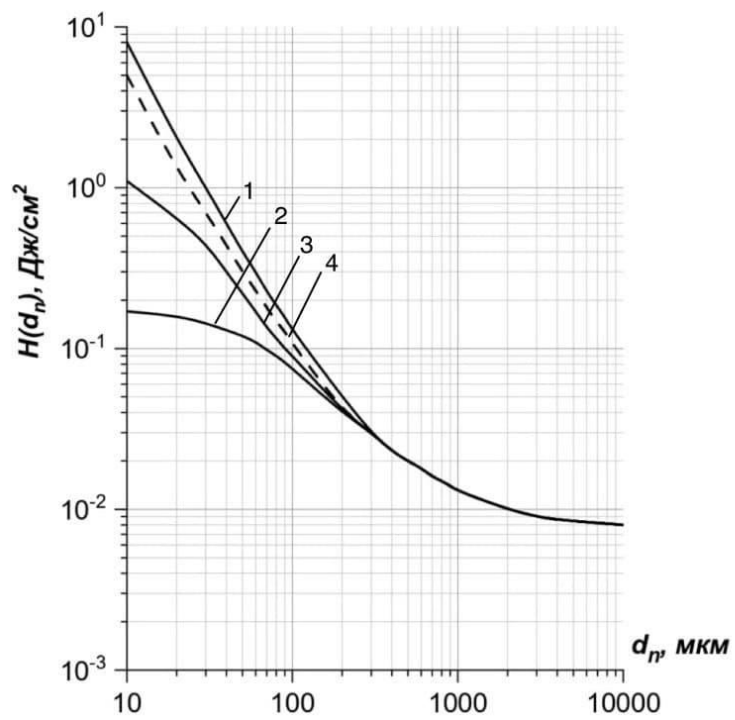


Рисунок 8.1а —. *Размерный эффект лазерного инициирования. Сопоставление результатов эксперимента с расчетом для азида свинца. 1— эксперимент; 2 — расчет по (8.4); 3 — расчет по (8.5); 4 — расчет по (8.6)*

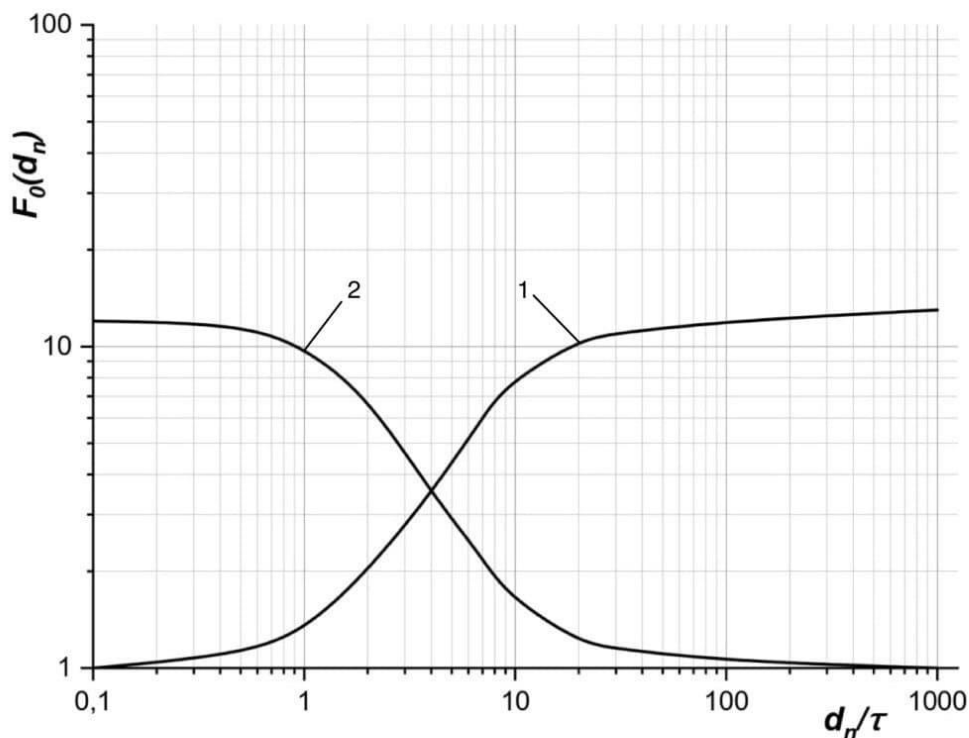


Рисунок 8.1б – Зависимость коэффициента повышения пространственной освещенности над освещенностью поверхности, задаваемой падающим лазерным пучком, от диаметра пучка d_n . 1 – $F_1(d_n)$; 2 – $F_1(\infty)/F_1(d_n)$

Для наглядности кривая $F_1(d_n)$ приведена на рисунке 8.1,б (см. кр. 1). Там же приведено нормированное соотношение $F_1(\infty)/F_1(d_n)$ в виде кривой 2. Совмещение кривых проведено в точке, где в место $d_n \rightarrow \infty$ взято значение $d_n = 100 \tau$ (расчет) и $d_n = 10000$ мкм (экспериментальная кривая), а $F_1(\infty)/F_1(d_n) = 1$. Тогда формула (8.4) будет имеет вид

$$H_{05}(2r_n) = H_{05}(\infty).$$

Отметим, что точка совмещения кривых дает возможность определить реальное значение среднего пробега τ . Так сопоставление кривых показывает, что в области малых размеров расчетная кривая лежит почти

на два порядка величины ниже экспериментальной (см. кр. 2 рис. 8.1, а). Это указывает на то, что для объяснения экспериментально установленного размерного эффекта привлечь эффект изменения средней пространственной освещенности с изменением размера лазерного пучка является необходимым, но недостаточным условием. Прежде всего необходимо учитывать то, что при рассеянии пространственно-когерентного пучка в объеме образуется спекл-структура освещенности F_2 , где освещенность в микрообъемах (спеклах) размерами $\sim \lambda_0/4\pi$ превосходит среднее значение для широких пучков [229-231] примерно в 10 раз. При попадании оптической неоднородности в область спекла условия образования ГТ необходимых параметров резко улучшаются и наоборот. В области малых размеров спекл-структура менее выражена, а при размерах, меньших 1τ практически отсутствует (см. кр. $F_2(d_n)$ рисунок 8.1, б).

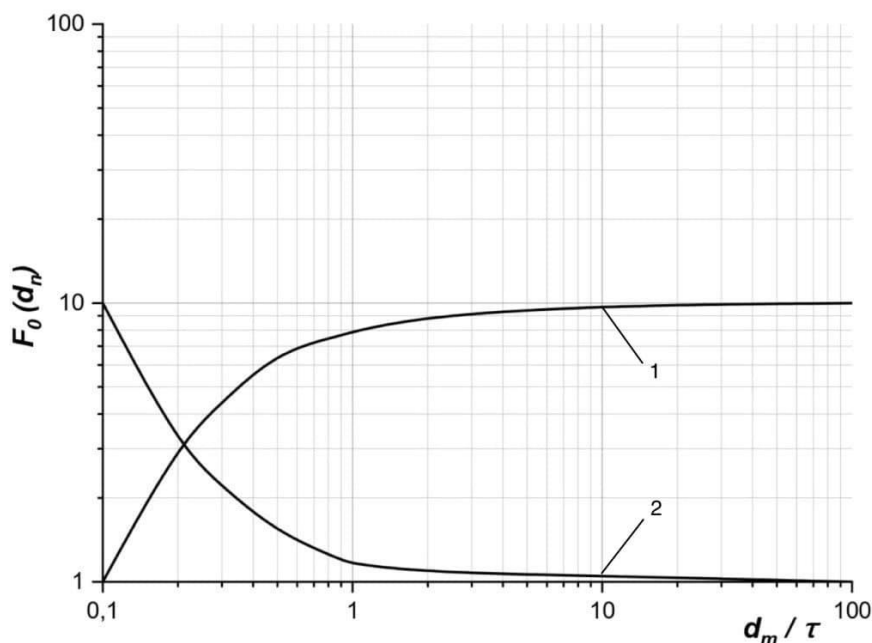


Рисунок 8.1в – Предполагаемая зависимость освещенности в объеме спеклов от диаметра d_n . 1 – освещенность $F_2(d_n)$; 2 – $F_2(\infty)/F_2(d_n)$

С учетом изложенного расчетная формула размерного эффекта имеет вид:

$$H_{05}(2r) = H_{05}(\infty) F_1(\infty) F_2(\infty) / F_1(d_n) F_2(d_n). \quad (8.5)$$

Выражению (8.5) соответствует кривая 3 рисунка 8.1, а.

Необходимо также учесть и то, что при малых размерах пучка вероятность попадания оптической неоднородности в каустику лазерного пучка резко уменьшается и образование ГТ с необходимым запасом тепла затрудняется. Это наглядно подтверждается наличием размерного эффекта при иницировании прозрачных макрокристаллов азида серебра (см. кр. 2 рис. 5. 5). Пересчет для порошков и нормирование вероятности приведено на рис. 8.1, з (кр. 4). Видно, что для создания реакционно способных ГТ при малых размерах пучка необходимо повышение плотности потока лазерного излучения практически на порядок величины. С учетом данного фактора расчетная формула приобретает вид:

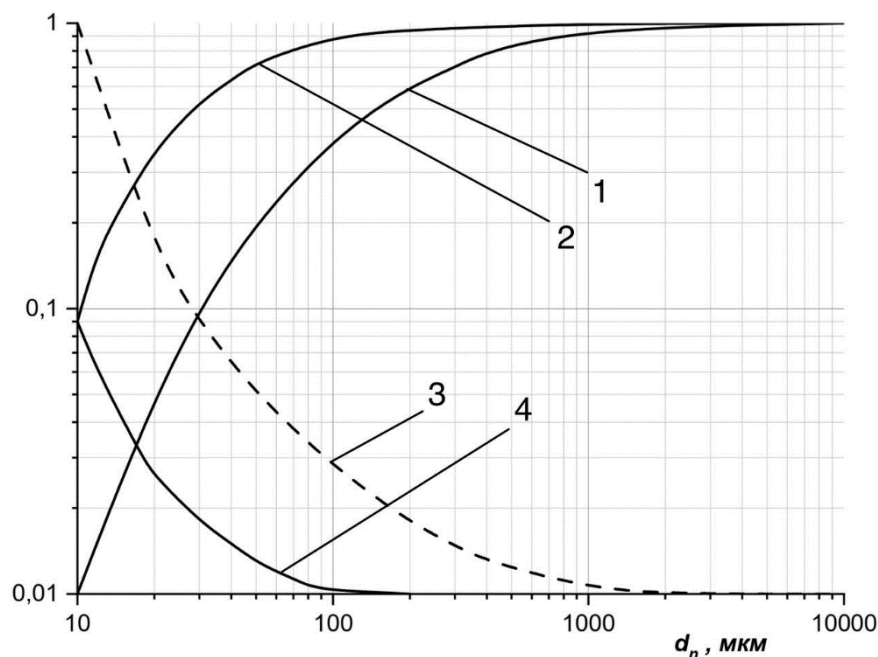


Рисунок 8.1г – Зависимость вероятности $\Omega(d_n)$ попадания оптической неоднородности в каустику лазерного пучка от его размера (вероятность образования ГТ). 1 – $\Omega(d_n)$ для макрокристалла (получено из кр.2 рис.5.5); 2 – то же для порошка; 3 – нормированное значение вероятности $\Omega(\infty)/\Omega(d_n)$ для кристалла; 4 – $\Omega(\infty)/\Omega(d_n)$ для прессованного порошка

$$H_{05}(2r) = H_{05}(\infty) F_1(\infty) F_2(\infty) \Omega(\infty) / F_1(d_n) F_2(d_n) \Omega(d_n) \quad (8.6)$$

Расчетная кривая по (8.6) приведена на рис. 8.1, z (кривая 4). Сопоставление с кривой 1 указывает на качественное согласие расчета с экспериментом. Некоторые количественные различия связаны с некоторым произволом в оценках характеристик спеклов и вероятности попадания оптических неоднородностей в каустику лазерного пучка, которая зависит от их концентрации.

Сопоставление расчета с экспериментом для тэна проведено по аналогии с азидом свинца по формулам (8.4), (8.5) и (8.6). При этом $F_1(d_n)$ в формуле (8.4) получено пересчетом кривой 2 рис. 4.10. В случае тэна (см. рис. 8.2) также наблюдается качественное согласие эксперимента с расчетом. Из анализа рисунков 8.1 и 8.2 видно, что наблюдаемый в эксперименте сильно выраженный размерный эффект (изменение порога инициирования почти на 3 порядка величины с изменением диаметра лазерного пучка на 2 порядка) связано не только с закономерностями светорассеяния, как считалось ранее [46], но и с другими. Так без учета образования спеклов в объеме порошков ЭМ и вероятности попадания оптической неоднородности в спекл и в каустику ЛИ сопоставление расчета с экспериментом невозможно.

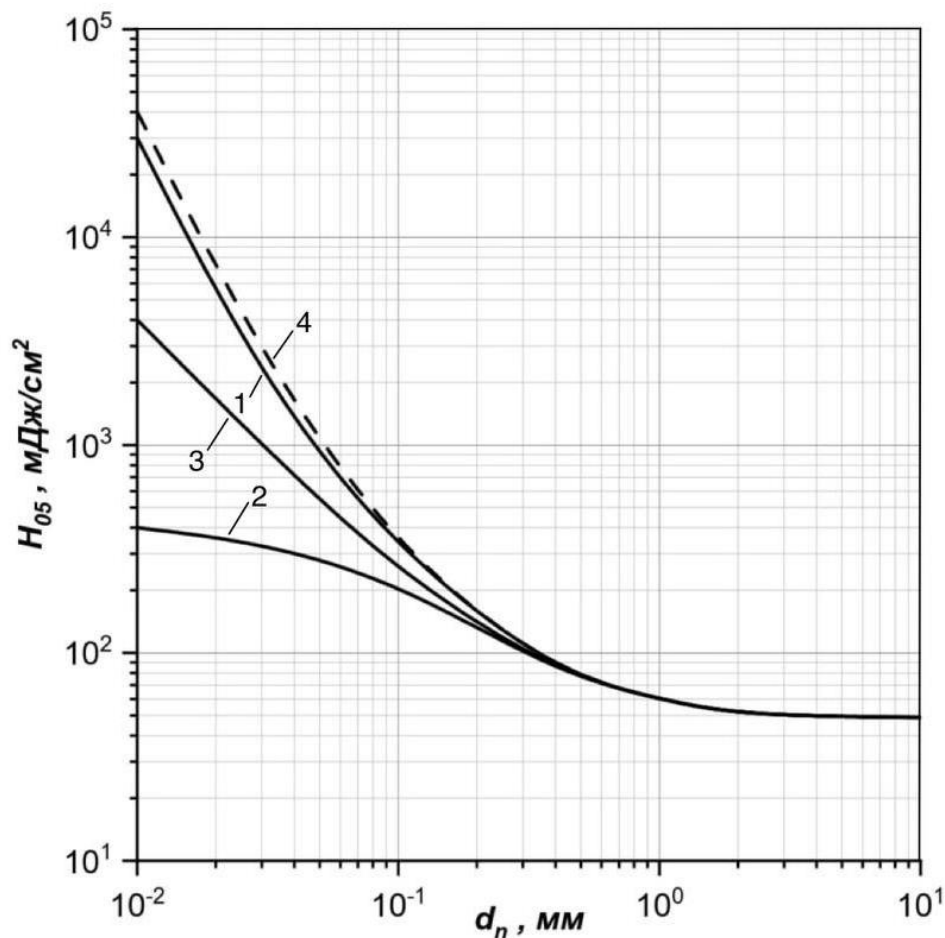


Рисунок 8.2 – Размерный эффект лазерного инициирования ЭМ. Сопоставление результатов расчета с экспериментом для тэна. 1 – эксперимент; 2 – расчет по (8.4); 3 – расчет по (8.5); 4 – расчет по (8.6)

В целом по результатам сопоставления видно, что размерные эффекты при лазерном инициировании прессованных порошков ЭМ определяются тремя основными факторами, влияние которых приблизительно одинаково. А именно:

- закономерностями диффузного светорассеяния;
- закономерностями формирования спекл-структуры в объеме рассеивающей среды с плотной упаковкой рассеивателей;

– вероятностными процессами попадания случайно распределенных оптических неоднородностей в каустику лазерных пучков малого диаметра.

При благоприятном сочетании этих трех факторов выполняются наилучшие условия образования реакционно способных ГТ и, соответственно, необходимые условия для взрывного разложения, обеспечивающие минимальный порог инициирования.

8.2. Сопоставление расчетных и экспериментальных значений энергетических порогов инициирования тэна лазерным импульсом различной длительности.

Проведены сопоставления результатов экспериментов численного моделирования задач зажигания ЭМ лазерным импульсом в широком диапазоне длительностей воздействия от 10^{-8} до 10^{-2} с. Сопоставление проведено для азида свинца и тэна. Это типичные представители двух различных классов ЭМ, различающихся типом основной химической реакции разложения. В первом из них химическая реакция условно происходит в твердой фазе, во втором – в газовой, т.е. перед разложением вещество газифицируется. При этом возможны различия в их поведении в условиях пороговых воздействий. Рассмотрим данный вопрос несколько подробнее.

Для азида свинца экспериментальная зависимость пороговой плотности энергии инициирования H_{05} от длительности лазерного импульса приведена на рисунке 8. 3, а (кр. 1) [204]. Кривая 2 отображает ту же зависимость и получена численным моделированием задачи зажигания азида свинца при локализации энергии ЛИ на одиночном свинцовом кластере радиусом $R_0 = 10^{-5}$ см. Кривые 1' и 2' отображают пороговые плотности потока, полученные пересчетом кривых 1 и 2 соответственно. Видно, что в области коротких импульсов ЛИ расчетные и

экспериментальные значения порогов практически совпадают, однако в области больших длительностей различаются почти на порядок величины. По нашему мнению, это различие связано с тем, что при больших длительностях воздействия температурные поля в окрестности ГТ перекрываются, нагрев каждой ГТ увеличивается, что приводит к увеличению реакционной способности тепловых очагов и снижению порога инициирования по сравнению с порогом инициирования одиночной ГТ.

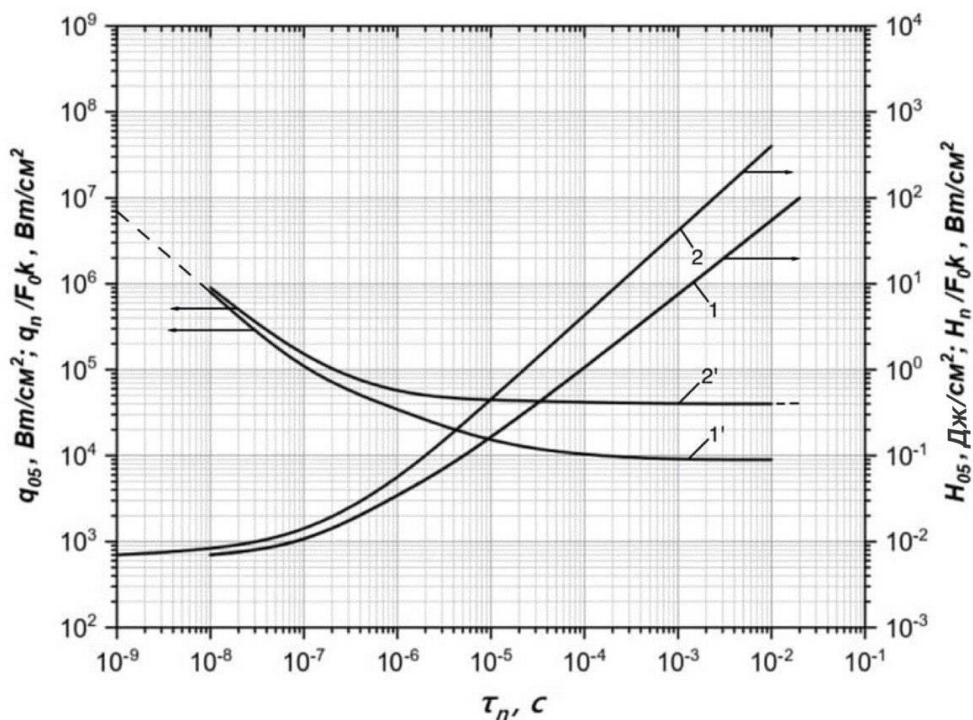


Рисунок 8.3 а – Экспериментальные (1; 1') и расчетные (2; 2') зависимости порога инициирования азидов свинца [44, 45, 204] от длительности ЛИ. 1; 1' – пороговые плотности энергии H_{05} и плотности потока q_{05} на поверхности образца соответственно. 2; 2' – пороговые значения плотности энергии $H_n = H_0^{kp}/kF_0$ и $q_n = q_0^{kp}/kF_0$ – на поверхности образца, где H_0^{kp} и q_0^{kp} – расчетные критические значения плотности энергии и плотности потока в окрестности свинцового включения сферической формы; k – относительное сечение поглощения свинцового кластера радиуса 10^{-5} см в матрице азидов свинца; $k = 1,0$; F_0 – коэффициент повышения освещенности в окрестности включения по сравнению с освещенностью поверхности образца; $F_0 = 12,5$

Таким образом коллективный эффект определяет ход экспериментальной кривой 1 рис. 8. 3. а. Ранее в главе 5 показано, что в области коротких длительностей импульса ($\tau_u < 10^{-7}$ с) критерием инициирования является достижение необходимой плотности энергии ЛИ на поверхности образца (адиабатический нагрев ГТ), а в области длинных импульсов – достижение необходимого уровня плотности потока (квазистационарный нагрев). Анализ результатов численного расчета дополняет выявленные экспериментально критерии, а именно устанавливает, что в области коротких длительностей критерием инициирования является достижение необходимого запаса тепла в ГТ, а в области больших – достижение критического значения температуры в окрестности ГТ.

Для тэна экспериментальные и расчетные зависимости приведены на рис. 8. 3, б.

Для тэна сопоставление эксперимента с расчетом показано на рисунке 8.3. Анализ данного рисунка указывает на то, что, как и для азид свинца, для тэна расчетные и экспериментальные зависимости качественно согласуются. Так по-прежнему, в области коротких длительностей ЛИ ($\tau_u \ll \tau_{rel}$) расчетные значения близки к экспериментальным. Здесь с позиций внешнего импульса *критерием инициирования* является достижение необходимой плотности энергии на поверхности образца. С позиций внутреннего состояния вещества *критерием* является достижение необходимого запаса тепла в ГТ. В области длинных ($\tau_u \gg \tau_{rel}$) импульсов *критерием* с позиций внешнего импульса является достижение необходимой плотности потока ЛИ (скорости ввода тепла в образец). С позиций внутреннего состояния критерием является достижение необходимой температуры в окрестности поглощающей неоднородности (в тепловом очаге).

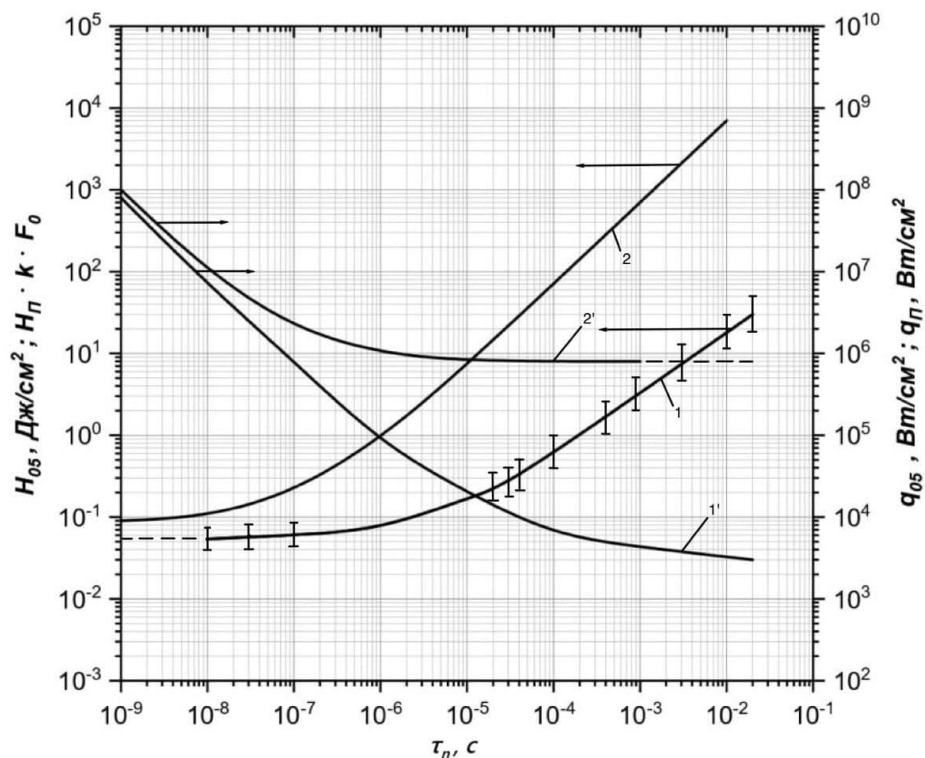


Рисунок 8.3б – Экспериментальные (1; 1') и расчетные (2; 2') зависимости порога инициирования тэна от длительности ЛИ. 1; 1' – пороговые плотности энергии H_{05} и плотности потока q_{05} на поверхности образца соответственно. 2; 2' – пороговые значения плотности энергии $H_n = H_0^{kp}/kF_0$ и $q_n = q_0^{kp}/kF_0$ – на поверхности образца, где H_0^{kp} и q_0^{kp} – расчетные критические значения плотности энергии и плотности потока в окрестности алюминиевого включения сферической формы; k – относительное сечение поглощения алюминиевой частички радиуса 10^{-5} см в матрице тэна; $k = 0,1$; F_0 – коэффициент повышения освещенности в окрестности включения по сравнению с освещенностью поверхности образца; $F_0 = 8,4$

Однако наблюдаются и существенные различия в поведении АТМ и тэна. Особенно они характерны в области больших длительностей ЛИ. Здесь различия в экспериментальных и расчетных значениях порогов инициирования составляют почти 3 порядка величины. По-видимому, это связано с тем, что в газифицирующихся ЭМ при больших длительностях воздействия коллективный эффект играет очень большую роль. Вполне вероятно, что зажигание тэна из одиночного теплового очага (единственной ГТ) практически невозможно из-за газификации и быстрой газодинамической разгрузки. Напомним, что расчетная кривая рисунка 8.3

получена в предположении существования одной ГТ и без учета газификации, т.е. в твердофазном приближении протекания основной химической реакции разложения. В условиях эксперимента при добавке в тэн 0,1 % алюминия концентрация ГТ составляет около 10^{12} см^{-3} , а среднее расстояние между частичками около 1 мкм. Это расстояние на порядок меньше длины характерного теплового пробега (более 10 мкм при $\tau_u = 10^{-2}$ с). В данной ситуации температурные профили ГТ полностью перекрываются, создается тепловой макроочаг, ограниченный размером лазерного пучка и глубиной проникновения света. Необходимо отметить, что в процессе создания макроочага происходит его газификация, однако время тепловой релаксации из макрообъема (около 10^{-5} с) на два порядка величины больше времени релаксации (около 10^{-7} с) из одиночного (см. кривые 1 и 2 рис. 8.3). Таким образом, при больших длительностях воздействия условия развития процесса быстрого разложения из макроочага резко улучшаются по сравнению с условиями из одной ГТ и это отражается на ходе экспериментальной зависимости пороговых уровней от длительности воздействующего импульса (порог инициирования уменьшается). В АТМ на стадии создания теплового очага (ГТ) в условиях отсутствия газификации релаксационные процессы менее выражены, быстрое взрывное разложение возможно из одной ГТ. Кроме того, концентрация ГТ в чистых АТМ относительно меньшая (поглощающие добавки отсутствуют) и роль коллективного эффекта в процессе инициирования менее значительна. Отсюда понятно, почему для азидов свинца расчет и эксперимент при длительности ЛИ 10^{-2} с различаются примерно в 7 раз, а для тэна различие составляет 350 крат.

8.3. Сопоставление расчетных и экспериментальных значений энергетических порогов инициирования азидов тяжелых металлов и тэна импульсом ускоренных электронов

При анализе результатов численного моделирования задачи зажигания ЭМ пучком ускоренных электронов использовались результаты

экспериментов, описанных в главе 3. Согласно их, наиболее вероятное реализуемое число стримеров при пороговых уровнях воздействия для азида свинца составляет от 5 до 35 (в среднем 20 стримеров), а для тэна – от 10 до 100 (среднее значение 50). При этом наиболее вероятный средний размер стримера составляет 10^{-3} см. Среднее расчетное значение порога для азида свинца составляет $H_n(20) = 0,12$ Дж/см². Если реализуется максимальное число стримеров, то $H_n(35) = 0,23$ Дж/см², при минимальном – $H_n(5) = 0,03$ Дж/см². Для тэна $H_n(50) = 1,6 \pm 1,3$ Дж/см². Диапазон возможных размеров стримеров, удовлетворяющий условиям инициирования, составляет $\Delta R_0 = 4 \cdot 10^{-4} \div 1,6 \cdot 10^{-3}$ см.

Таким образом, учет эффектов кумуляции энергии электронного пучка в объеме стримерных электрических разрядов приводит к лучшему согласию между расчетными и экспериментальными значениями энергетических порогов инициирования ЭМ. Так для азида свинца расчетный порог без учета стримерных разрядов составляет $H_n(0) = 4,3$ Дж/см², а с учетом составляет $H_n(20) = 0,12$ Дж/см², что достаточно хорошо согласуется с экспериментальным значением $H_{05} = 0,1$ Дж/см² [142]. Для тэна согласование не совсем очевидно. Так расчетный порог в условиях реализации 50 стримеров составляет $H_n(50) = 1,6$ Дж/см², а экспериментальное значение порога диспергирования и разлета (распыления) макрокристаллов тэна составляет 2 Дж/см², что можно считать хорошим согласованием, однако он не согласуется с порогом инициирования прессованных порошков (37 Дж/см²), полученным экспериментально [143]. Указывается, что такие несоответствия связаны со сложными процессами развития тепловых микроочагов, образующихся в тэне, в очаги взрывного разложения. В частности, это связано с процессами газификации и газодинамической разгрузкой из объема ЭМ, поскольку в экспериментах [143] инициирование проводилось с открытой поверхностью тэна, т.е. в условиях, когда инициирование тэна при воздействии СЭП затруднено, а при лазерном воздействии даже

невозможно. Так в главе 5 диссертации показано, что устранение газодинамической разгрузки тепловых микроочагов (ГТ) в прессованных образцах тэна приводит к снижению порога взрывного разложения при импульсном внешнем воздействии в десятки и сотни раз. Учет этого обстоятельства позволяет говорить о возможном согласовании расчета с экспериментом при условии, что за порог инициирования принимать порог диспергирования и разлета образца при воздействии СЭП на макрокристалл.

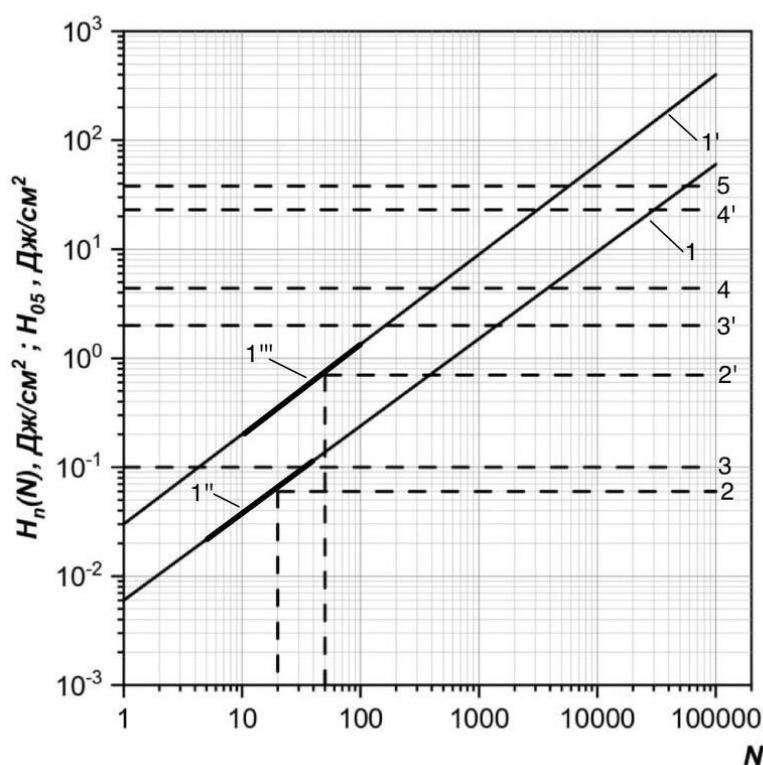


Рисунок 8.4 – Пороговые значения плотности энергии инициирования импульсом СЭП. Сопоставление расчета с экспериментом. 1, 1' – расчетные зависимости порогов инициирования от количества стримерных разрядов N для азиды свинца и тэна соответственно. 1'', 1''' – наиболее вероятные значения порогов инициирования и соответствующие им количества стримерных разрядов для АТМ и тэна. 2, 2' – значение порога при наличии 20 разрядных стримеров (азиды свинца и серебра) и 50 стримерных разрядов (тэн). 3, 3' – экспериментальные значения порогов инициирования взрывного разложения азиды свинца и порога полного диспергирования макрокристаллов тэна соответственно. 4, 4' – расчетные значения порогов без учета стримерных разрядов для азиды свинца и тэна соответственно. 5 – экспериментальное значение порога взрывного разложения прессованных порошков тэна

Проведены сопоставления экспериментальных и расчетных (оценочных) значений порогов инициирования при воздействии СЭП на АТМ и тэн (см.рис.8.4). Сопоставлены пороги инициирования АТМ и тэна при воздействии СЭП и ЛИ. Экспериментальные значения порогов инициирования при воздействии СЭП при диаметре пучка $d_n = 3$ мм составляют для порошков и кристаллов азида свинца и серебра $H_{05} \sim 100$ мДж/см². Расчетные значения при наиболее вероятном радиусе стримера $R_0 = 10^{-3}$ см и их количестве около 20 составляют $H_n(20) \sim 120$ мДж/см². При этом расчетные значения порога в отсутствии стримеров $H_n(0)$ составляют 4,3 Дж/см², что превышает экспериментальные значения в 36 раз. Таким образом, численное моделирование и расчет задачи инициирования АТМ без учета стримерных разрядов в области поглощения пучка не согласуется, а с учетом стримерных разрядов достаточно хорошо согласуется с экспериментом.

Численное моделирование и численный расчет задачи зажигания тетранитрата пентаэритрита (тэн) при наиболее вероятном радиусе стримера $R_0 = 10^{-3}$ см и их количестве около 50 составляют $H_n(50) \sim 1,4$ Дж/см². Без учета стримерных разрядов расчетное значение порога составляет 22,6 Дж/см². Порог инициирования прессованного порошка тэна составил около $H_{05} \sim 37$ Дж/см², однако порог инициирования (мелкодисперсного распыления) макрокристалла тэна составил всего 2 Дж/см². Видно, что расчет по модели стримерных разрядов в прессованном порошке тэна не согласуется с экспериментом и это требует объяснения. Прежде всего обратим внимание на то, что численное моделирование и расчет не могут учесть механизм газодинамической разгрузки через открытую поверхность образца. Известно, что газодинамическая разгрузка ГТ на этапе газификации и на этапе развития взрывного разложения может резко повысить пороги инициирования вплоть до невозможности взрыва.

Примером тому может служить невозможность инициирования тэна при лазерном воздействии на открытую поверхность практически при любых уровнях воздействия. По этой причине сравнивать результаты расчетов с экспериментом на прессованных порошках не представляется возможным. Интерес с данной точки зрения представляют эксперименты при воздействии СЭП на макрокристаллы тэна. В данных условиях воздействия взрыв также отсутствовал, однако кристаллы полностью распылялись при $H_n \sim 2 \text{ Дж/см}^2$. Это означает, что реакция разложения при указанных уровнях возбуждения началась и при условиях, препятствующих распылению и разлету кристалла, разложение должно перейти во взрывное. С точки зрения возбуждения химической реакции разложения порог распыления кристалла можно принять в качестве порога взрывного разложения. С учетом этого можно утверждать, что модель инициирования кристаллов тэна с помощью СЭП реализуется по механизму образования ГТ в результате электрических (стримерных) разрядов. Для случая облучения прессованных порошков локальные стримерные разряды не образуются, электрический пробой в результате содержания множества пор формируется равномерно по всему облучаемому объему. В предельном случае реализуется нагрев слоя, близкий к однородному (гомогенному) нагреву. В результате чего порог инициирования порошков увеличивается до 37 Дж/см^2 .

Необходимо отметить, что при значениях N , больших 1000, расчетные пороги $H_n(N)$ значительно превосходят как экспериментальные значения, так и $H_n(0)$. Это связано с тем, что в расчетной модели не учитывался коллективный эффект, суть которого в следующем. При $N > 100$ концентрация стримеров высока и расстояние между ГТ становится меньше характерной области прорыва газов. Температурные поля перекрываются, газодинамическая разгрузка тепловых очагов уменьшается, а условия развития взрывного разложения улучшаются.

8.4. Гипотеза о единой электроразрядной модели инициирования взрывного разложения энергетических материалов лазерным импульсом и сильноточным электронным пучком

Единая модель лазерного и электронно-пучкового инициирования ЭМ различных типов, основанная на локализации энергии внешнего импульса и образовании ГТ в результате электрических микропробоев. В пользу единой модели инициирования свидетельствует следующее. Прежде всего нами установлено, что для всех типов ЭМ инициирование носит тепловой микроочаговый характер. Для того чтобы произошло взрывчатое разложение необходим достаточный запас тепла в очаге (очагах). Если внешний импульс достаточно короткий, то реализуется адиабатический режим формирования микроочага (ГТ). В условиях квазистационарного режима формирования ГТ необходимым условием взрывчатого разложения является достижение необходимой температуры в окрестности ГТ. В этой связи можно утверждать, что различия в механизмах инициирования внешним импульсом определяются различиями в механизмах формирования ГТ. При электронно-пучковом способе инициирования нами экспериментально показано (см. главу 4), что формирование ГТ происходит в результате локализации энергии СЭП в области электрических стримерных разрядов. Выше приведенные результаты численного моделирования полностью подтвердили экспериментальные результаты, полученные для АТМ и тэна.

При лазерном импульсном воздействии механизм образования ГТ не так очевиден. Так в чистых (беспримесных) порошках и кристаллах АТМ всегда содержатся металлические частички (кластеры) с характерным размером 10^{-5} см. ГТ может образоваться в результате простого нагрева такого включения до необходимых для взрывчатого разложения параметров. Однако и в этом случае наиболее вероятно образование ГТ в результате оптического микропробоя, поскольку на начальном этапе

нагрева возникает термоэмиссия электронов, что приводит к дополнительному поглощению и развитию оптического разряда в окрестности поглощающего включения. В случае вторичных ЭМ (тэн, ФТДО), не содержащих поглощающих добавок, локализация энергии возможна на собственных оптических неоднородностях (углеродные кластеры, поверхностные мелкомасштабные дефекты, не скомпенсированные электрические связи). И в этом случае на начальном этапе нагрева возникает термоэмиссия электронов, сопровождающаяся оптическим микропробоем. Добавки наноразмерных частиц в порошки этих ЭМ (например, металлов, сажи) локализация энергии и создание тепловых микроочагов очевидны, ГТ образуются на начальной фазе нагрева, а основная энергия ЛИ выделяется при оптическом пробое в окрестности включения.

Сказанное выше подтверждается экспериментом по измерениям интенсивности свечения порошков тэна и оксида магния в зависимости от уровня воздействующего ЛИ, описанным в главе 3 (см. рис. 3.1 и 3.2). Анализ рис. 3.1 и 3.2 убедительно показывает, что при уровнях воздействий от 1 до 100 мДж/см² реализуется режим оптических микропробоев с образованием ГТ характерных размеров около 10⁻⁵ см. Показано, что за инициирование взрывного разложения тэна ответственны оптические микропробои. Косвенно на это указывают и результаты сопоставлений экспериментов, приведенные в главе 6 (см. рис 6.1, а,б). Из рис 6.1 видно, что пороги инициирования тэна с добавками наноразмерных частиц сажи и алюминия практически не различаются и это с точки зрения создания ГТ в результате простого термического нагрева не может быть объяснено. Дело в том, что сечение поглощения сажных частиц выше, чем у алюминиевых почти на порядок величины при одинаковом размере (около 100 нм) и одинаковом падающем потоке. При этом температура и запас тепла в ГТ также различаются на порядок, поэтому и порог инициирования у тэна с добавками сажи должен быть значительно ниже.

Однако в эксперименте мы наблюдаем нечто обратное. Данный парадокс легко преодолевается если допустить, что ГТ в том и другом случае образуются в результате оптического микропробоя в тонком приповерхностном слое в окрестности поглощающего включения. В данном случае температура и размер очага и запас тепла в ГТ практически не зависят от температуры включения и его типа, а определяются только объемом и температурой в области пробоя, которая располагается в окрестности разогретого включения. В этом случае порог инициирования не должен зависеть от типа включения. В целом можно утверждать, что наиболее вероятным механизмом при лазерном импульсном инициировании АТМ, тэна, тэна с добавками сажных и металлических наноразмерных частиц является создание в объеме ГТ в результате оптических микропробоев в окрестности поглощающих неоднородностей.

Из сказанного вытекает вывод о том, что как при инициировании ЭМ сильноточным электронным пучком, так и при инициировании лазерным импульсом реализуется один и тот же механизм, а именно – механизм электрического микропробоя с образованием ГТ. При этом в случае воздействия сильноточным пучком ГТ образуются в результате стримерных электрических разрядов, а в случае лазерного воздействия – в результате оптических микропробоев в окрестности поглощающих излучение неоднородностей.

8.5. Феноменологические модели лазерного и электронно-пучкового инициирования энергетических материалов различного класса

Модели развиты на основании результатов, изложенных в экспериментальных исследованиях по влиянию различных условий опыта на ЭПЗ и кинетические характеристики процесса взрывного разложения ЭМ, а также результатов расчета задачи зажигания ЭМ импульсным световым потоком и пучком ускоренных электронов.

8.5.1. Инициирование порошков азидов тяжелых металлов импульсом неодимового лазера ($\lambda_0 = 1,064$ мкм)

Результаты работы показывают, что исключительно высокая чувствительность АТМ (в частности азид свинца) к действию короткого импульса ЛИ в области прозрачности матрицы (~ 10 мДж/см²) определяется фактом существования оптических неоднородностей (ОН) и высоким уровнем освещенности локальных участков ЭМ (в случае прессованных порошков).

При воздействии импульсом ЛИ на поверхность порошков ЭМ в объеме, ограниченном размером лазерного пучка и глубиной проникновения света практически мгновенно устанавливается зернистая стационарная нерегулярная структура светового поля с высокой вероятностью того, что насыщенность светом пространства в определенных участках среды (спеклах), имеющих характерные размеры порядка 10^{-5} см, может достигать (с учетом повышения среднего уровня пространственной освещенности над поверхностной) значительной величины. Уже сам по себе этот факт создает предпосылку того, что развитие взрыва происходит прежде всего в объеме спекла, т.е. носит локальный и, кроме того, вероятностный характер.

Оптические неоднородности, неизбежно присутствующие в объеме ЭМ (в нашем представлении в виде участков с нескомпенсированным электрическим полем, скоплений дефектов, металлических ядер, имеющих функцию распределения по размерам типичную для коллоидных частиц), случайно расположены по отношению к спеклам. Такое расположение по отношению к спеклам, равно как и относительно широкий спектр ОН по размерам, а также своеобразный уровень освещенности, тесно связанный с условиями освещения поверхности через закономерности светорассеяния, создают исключительно разнообразные условия для локализации энергии ЛИ в объеме и окрестности ОН (или путем прямого поглощения квантов

коллоидными частицам или опосредованно – за счет оптического пробоя). Условно процесс инициирования можно разделить на три стадии.

Первая стадия. Возникновение ГТ.

К моменту окончания внешнего воздействия с плотностью энергии близкой к пороговой величине каждая неоднородность и ее окрестность, в которой произошел оптический (электрический) пробой, совместно с прогретой окружающей массой ЭМ представляет собой в первом приближении сферический тепловой очаг (ГТ). При малой длительности воздействия (единицы *нс*) размеры очагов ограничиваются сверху максимальными размерами области пробоя, которая по порядку величины соответствует размерам спеклов ($R_0 \sim 10^{-5}$ см), снизу – толщиной прогретого слоя ($r_0 = \sqrt{\alpha \cdot \tau} \sim 5 \cdot 10^{-6}$ см). Температура в центре крупных очагов может быть или близкой к начальной (T_n) или достигать 2000-3000 К в зависимости от их расположения по отношению к спеклам и поверхности образца (глубины залегания). Среднее же по засвеченному объему повышение температуры не превышает 0,1...1 К, что заведомо недостаточно для взрывчатого разложения.

Таким образом, за время действия внешнего импульса как в крупных, так и мелких очагах создается определенный запас тепла, необходимого для их последующего развития. Конечно, поступление тепла от внешнего источника в малые очаги значительно меньше, чем в крупные, однако, к концу импульса в мелкие очаги поступает дополнительное количество тепла от продуктов реакции в результате частичного или полного выгорания близлежащих к включению слоев ЭМ. Поэтому, уже на стадии разогрева между очагами с различными параметрами возникает «борьба за выживание», которая заканчивается тем, что только некоторая, весьма малая часть очагов к моменту снятия внешнего воздействия будет иметь параметры (размер, температура в центре, запас тепла), которые смогут обеспечить их дальнейшее развитие (при идеальных условиях

окружающей среды). Необходимый энерговклад от источника излучения в очаг разогрева (без вклада химической реакции разложения) для ОН размером $R_0 \sim 2 \cdot 10^{-5}$ см составляет $\sim 10^{-11}$ Дж (объемная плотность $\sim 10^3$ Дж/см³), а для мелких ($R_0 \sim 10^{-6}$ см) $\sim 10^{-13}$ Дж. В случае воздействия импульсом большой длительности (одиночный импульс длительностью $\sim 10^{-3}$ с) размеры всех тепловых очагов примерно одинаковы ($r_0 \sim 10^{-3}$ см), однако достаточно "горячие" очаги создаются только вокруг самых крупных включений ($R_0 \sim 2 \cdot 10^{-3}$ см). Температура же очагов, образовавшихся вокруг малых включений остается близкой к T_n .

Второй этап. Развитие очагов.

После окончания внешнего воздействия развитие очагов продолжается за счет поступления тепла от химического источника (6821 Дж/см³), причем вокруг крупных включений зажигание азида свинца происходит в индукционном режиме и характеризуется сначала медленным (~ 10 м/с), но ускоряющимся ростом размеров очагов и медленным ростом температуры, тогда как в мелких очагах, имеющих более высокую начальную температуру (~ 2600 К для $R_0 = 3 \cdot 10^{-6}$ см и $\tau_u \leq 10^{-8}$ с); индукционный режим выражен слабее. Скорость роста их выше, однако в дальнейшем некоторые из высокотемпературных очагов, запас тепла в которых недостаточен для поддержания высокой скорости фронта, угасают, часть же развивается дальше. Таким образом, к началу установления стационарной скорости распространения фронта горения вокруг крупных очагов, которая близка к стационарной скорости волны горения (~ 75 м/с) параметры немногих "выживших" очагов уже не отличаются разнообразием.

Третья стадия. Развитие взрыва.

Дальнейшее развитие процесса тесно связано с физическими и структурными свойствами образца. Прежде всего необходимо подчеркнуть, что все предыдущие рассуждения о развитии очагов проводились в

приближении гомогенной бесконечной среды, окружающей очаг. В реальном образце очаг возникает на поверхности или внутри отдельного микрокристалла, находящегося или в глубине образца или в непосредственной близости от его поверхности.

Если развитый очаг горения находится внутри отдельного микрокристалла порошкообразного АТМ зажигание всей массы ЭМ лимитируется его разгрузкой (по давлению и температуре) вследствие возможного раскалывания кристалла с последующим выбросом газообразных продуктов реакции в близлежащие поры. Поэтому, энергетический порог инициирования ($\sim 0,3 \text{ Дж/см}^2$) в случае насыпных и слабопрессованных образцов относительно высок и слабо зависит от режима лазерной генерации, так как для взрывного возбуждения требуется одновременный или последовательный вклад множества очагов.

В сильнопрессованных образцах (давление прессования превышает предел прочности азид свинца, равный $1,5 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$) практически все очаги, имеющие скорость роста близкую к стационарной скорости горения, могут вызывать инициирование, вследствие того, что создаются исключительно выгодные условия для развития горения и взрыва (газодинамическая разгрузка из объема ГТ практически отсутствует). Энергетический порог чувствительности определяется параметрами очагов в конце 1-й стадии развития и при длительностях воздействия порядка 10^{-8} с и больших размерах лазерного пучка ($d_n > 1 \text{ мм}$) относительно низок ($\sim 10^{-2} \text{ Дж/см}^2$). Если падающий на поверхность азид свинца лазерный пучок имеет ограниченные размеры, условия для создания необходимого запаса тепла в очаге значительно ухудшаются. Так при размере светового пятна на поверхности $r = 20 \text{ мкм}$ средняя освещенность в 10 раз ниже, чем в случае освещения широким пучком с той же плотностью потока, а локальная – ниже \sim в 100 раз. Необходимый уровень развития очагов достигается в этом случае путем соответствующего пропорционального увеличения плотности в падающем

пучке, что и является основой размерного эффекта. Таким образом, критерием инициирования при коротких импульсах воздействия является достижение необходимого запаса тепла в ГТ, который пропорционален подводимой плотности энергии ЛИ.

Дальнейшее развитие процесса идет по пути роста размеров очагов, их слиянии с переходом в макроочаг взрывного разложения. На этом этапе наблюдается вспышка свечения и разлет плазмы с поверхности образца, а вглубь образца движется фронт взрывного разложения. При увеличении плотности энергии внешнего импульса над пороговой количество реакционно способных очагов увеличивается, увеличивается их теплосодержание, температура и скорость процесса, что проявляется в виде наблюдаемого сокращения индукционного периода и длительности взрывчатого разложения. Отметим, что в принципе в АТМ возможно инициирование из одной единственной ГТ. На это указывают малые времена тепловой релаксации из очага и задержек инициирования (около 10^{-7} с).

В области больших длительностей ЛИ (10^{-3} - 10^{-2} с) критерием инициирования взрывчатого разложения является достижение необходимой температуры в окрестности ГТ, которая определяется подводимой плотностью мощности ЛИ. При больших концентрациях ГТ на первой и второй стадиях развития процесса возможно при росте очагов их слияние, что повышает нагрев ГТ и снижает порог инициирования по сравнению с порогом для случая одиночной ГТ (возникает «коллективный эффект»).

8.5.2. Модель инициирования макрокристаллов

Основные положения модели, касающиеся возникновения и развития тепловых очагов в объеме макрокристалла, соответствуют представлениям применительно к инициированию сильно прессованных порошков. Различия заключаются, по-видимому, в значительно меньшей концентрации тепловых очагов в объеме макрокристалла (в силу меньшей концентрации ОН), в

отсутствии спекл-структуры и отсутствии связи освещенности в окрестности ОН с размером лазерного пучка на поверхности кристалла. В такой ситуации создание очага с достаточным запасом тепла для развития его в очаг взрыва определяется только вероятностью попадания ОН в область каустики лазерного пучка, что и определяет специфику размерного эффекта инициирования макрокристаллов АТМ, наблюдаемую в эксперименте. Очевидно, что более низкий уровень освещенности в объеме макрокристалла (по сравнению с уровнем освещенности в объеме порошка) приводит к тому, что для достижения необходимого запаса тепла в очаге требуется пропорциональное увеличение потока ЛИ на поверхности кристалла, т.е. к увеличению ЭПЗ ($\sim 10^{-1}$ Дж/см²) по сравнению с порогом для порошков ($\sim 10^{-2}$ Дж/см²).

8.5.3. Инициирование излучением УФ-лазера ($\lambda_0 = 266... 0,308... 0,337$ мкм)

В этой области спектра (область собственного поглощения) энергия кванта (~ 4 эВ) достаточна для ионизации вещества, поэтому первичным актом взаимодействия лазерного пучка с ЭМ является генерация электрон-дырочных пар и создание свободных электронов с концентрацией $\sim 10^{22}...10^{23}$ см⁻³, сопровождающееся электрическим (оптическим) разрядом. К окончанию воздействия длительностью $\sim 10^{-8}$ с основная часть энергии пучка превращается (путем различных преобразований, в том числе оптический пробой) в тепло. Формируется тепловой очаг, ограниченный размером лазерного пучка и глубиной (в пренебрежении характеристическим пробегом тепла) проникновения света l/μ ($\sim 10^{-5}$ см). При пороговых уровнях возбуждения, когда поверхность ЭМ закрыта прозрачным диэлектриком (10 мДж/см²), удельное теплосодержание очага, обусловленное вкладом энергии пучка, составляет $\sim 10^3$ Дж/см³, температура $\sim 10^3$ К, давление ~ 10 кбар.

Таким образом, к концу воздействия в тонком приповерхностном слое ЭМ образуется тепловой очаг, в котором вещество находится в плазменном состоянии. Можно предположить, что к окончанию лазерного нагрева химическая реакция разложения полностью завершена, однако тепловой вклад реакции ($\sim 5 \cdot 10^3$ Дж/см³) не является к этому моменту времени решающим фактором для дальнейшего развития очага. На этапе создания очага наблюдается интенсивная люминесценция из облученного объема ЭМ. Дальнейшее развитие очага происходит, возможно, по сугубо тепловому механизму в рамках классических представлений, описано выше и мало интересно.

Более сложные процессы развиваются при иницировании АТМ с открытой поверхности образца. В данном случае одновременно с созданием тонкого плазменного слоя на поверхности ЭМ происходит его интенсивный ($10^3 \dots 10^4$ м/с) разлет в окружающее пространство. Характерное время плазмо-динамической разгрузки очага ($\sim 10^{-10}$ с) значительно меньше (на два порядка) времени его создания ($\sim 10^{-8}$ с), что обеспечивает высокий уровень относительных потерь тепла из области иницирования и приводит к резкому (до 70 крат по сравнению с иницированием с закрытой поверхности) увеличению ЭПЗ (700 мДж/см²) для поддержания в очаге необходимого запаса тепла. При этом энерговклад в облученный объем составляет около 10^5 Дж/см³, что значительно превышает энерговклад от реакции разложения ($\sim 5 \cdot 10^3$ Дж/см³). В то же время, при разлете плазменной струи из зоны облучения в объеме ЭМ формируется импульс сжатия с амплитудой ($\sim 10^9 \dots 10^{10}$ Н/м²), достаточной для возбуждения взрывчатого разложения по ударно-волновому механизму. Таким образом, в условиях открытой поверхности ЭМ необходимо учитывать возможность ударно-волнового механизма иницирования взрыва.

8.5.4. Инициирование импульсом CO₂-лазера ($\lambda_0 = 10,6$ мкм; 20 нс)

Некоторые АТМ (азид свинца, азид серебра) прозрачны для излучения CO₂-лазера. При воздействии излучения на порошки в результате диффузного рассеяния освещенность в объеме превышает поверхностную ~ в 10 раз, образуется спекл-структура. Это приводит к локализации энергии лазерного импульса на оптических неоднородностях и созданию ГТ. Этим объясняется относительно низкий порог инициирования АТМ излучением CO₂-лазера (20 мДж/см²). В целом модель инициирования является трехстадийной и соответствует описанной выше модели инициирования излучением неодимового лазера.

8.5.5. Инициирование азидов тяжелых металлов сильноточным электронным пучком

Инициирование АТМ с помощью СЭП является низкопороговым (порог около 0,1 Дж/см² при $\tau_{\text{и}} = 10^{-8}$ с). Условно процесс инициирования можно разделить на четыре стадии.

1. На первой стадии во время воздействия происходит процесс зарядки облученного объема с достижением больших значений напряженности электрического поля k (10^6 - 10^7 В/см).
2. На второй стадии формируются стримерные разряды (около 20 стримеров с характерным размером $\sim 10^{-3}$ см), в которых происходит локализация части (около 20%) вложенной в объем энергии СЭП. При этом объемная плотность в канале стримерного разряда увеличивается по сравнению со средней в зоне торможения электронного пучка (~ 2 Дж/см³) в 10^2 - 10^3 раз, что приводит к плазмообразованию и локальному испарению материала. При этом объемная плотность и давление в стримерных каналах достигают значений 10^3 Дж/см³ и 10^9 Па соответственно. Таким образом, параметры ГТ, образованных при облучении АТМ пучком ускоренных электронов, близки к параметрам при облучении лазерным импульсом.

3. На третьей стадии ГТ развиваются в очаги горения с тепловыделением 6821 Дж/см^3 (азид свинца) с последующим зажиганием всего облученного объема.

4. Четвертая стадия представляет собой переход горения в взрывное разложение с условиями, аналогичными при лазерном иницировании АТМ.

8.5.6. Иницирование азидов тяжелых металлов пучком ускоренных электронов

Так же, как и при лазерном иницировании процесс можно условно разделить на 3 стадии. На первой стадии при облучении поверхности ЭМ электроны с энергией $\sim 200 \text{ кэВ}$ проникают вглубь вещества на глубину $\sim 10^{-2} \text{ см}$. Пучок электронов равномерно поглощается в объеме, но созданные им электронные возбуждения за время действия импульса ($\sim 10^{-8} \text{ с}$) перераспределяются в образце, в результате чего создается высокая неоднородность полей. Возникают стримеры, пробой локальных участков, эмиссия с поверхности на что уходит значительная часть энергии пучка (до 20%). Электронные возбуждения сопровождаются люминесценцией, исчезающей с окончанием внешнего воздействия. При пороговых уровнях возбуждения ($\sim 0,1 \text{ Дж/см}^2$ – эксперимент; $4,3 \text{ Дж/см}^2$ – расчет), в конечном счете, процесс поглощения пучка в объеме образцов АТМ вероятнее всего заканчивается созданием ГТ (около 20), плотность энергии в которых на 4...5 порядков выше средней по объему образца, а повышение температуры может достигать нескольких тысяч градусов (среднее по объему порядка десяти градусов). Можно предположить, что в зависимости от структуры ЭМ (порошок, макрокристалл) и топографии дефектов может реализовываться разнообразная структура микро - и макроочагов, различающихся формой, размером, температурой и, соответственно, запасом тепла. Однако, в первом приближении можно принять, что очаги имеют цилиндрическую форму и изолированы друг от

друга слоем ЭМ, а температура в их объеме (следовательно, и объемная плотность) одинакова для очагов разных размеров.

8.5.7. Лазерное инициирование вторичных (газифицирующихся) энергетических материалах

Результаты работы показывают, что относительно высокая чувствительность вторичных ЭМ (в частности тэна) к действию короткого импульса ЛИ в области прозрачности матрицы (~ 100 мДж/см²) определяется фактом существования оптических неоднородностей (ОН) и высоким уровнем освещенности локальных участков ЭМ (спеклов - в случае прессованных порошков).

При воздействии импульсом ЛИ на поверхность порошков вторичных ЭМ (как и в случае АТМ) в объеме, ограниченном размером лазерного пучка и глубиной проникновения света также, практически мгновенно, устанавливается зернистая стационарная нерегулярная структура светового поля с высокой вероятностью того, что насыщенность светом в спеклах, имеющих характерные размеры порядка $\lambda_0/2\pi \sim 10^{-5}$ см, может достигать (с учетом повышения среднего уровня пространственной освещенности над поверхностной) значительной величины. Так же развитие взрыва происходит прежде всего в объеме спекла, т.е. носит локальный и вероятностный характер. В основу модели заложены представления о том, что низкопороговое инициирование бризантных ЭМ связано с локализацией энергии внешнего импульса в микрообъемах, с образованием ГТ, а также о том, что относительно большие времена тепловой релаксации ($\sim 10^{-3}$ с) и индукционного периода (10-100 мкс) связаны с развитием процесса из макрообъема ЭМ. Лазерное инициирование тэна и ФТДО на длине волны 1064 нм (область прозрачности матрицы ЭМ) условно можно разделить на четыре стадии:

1. На первой стадии происходит образование ГТ. При минимальных (сильное объемное сжатие образца) пороговых уровнях плотности энергии

для тэна ($\sim 0,1$ Дж/см²) к окончанию воздействующего импульса ($\sim 10^{-8}$ с) температура микро-очага (без учета вклада тепла в результате химической реакции) может достигать $\sim 10^4$ К, а удельное теплосодержание – 10^4 Дж/см³. Средняя же повышение температуры в объеме, ограниченном размерами пучка и глубиной проникновения света, не превышает $1 \dots 10^0$ С. При таких условиях в окрестности очагов по мере их нагрева распространяется волна горения ($\sim 10^4$ см/с) так, что к окончанию воздействия размеры тепловых очагов увеличатся на порядок, а их теплосодержание возрастет на более чем 2 порядка величины!

2. На втором этапе во время индукционного периода (длительность $\sim 10^{-5} \dots 10^{-4}$ с) запасенное в очагах тепло расходуется на плавление и газификацию окружающих очаги слоев ЭМ. Развитие очагов замедляется, однако прорыв горячих газов в окрестность соседних очагов за счет послынного испарения (сильноуплотненные образцы) или через поры (случай слабопрессованных образцов) приводит к усреднению накопленного тепла по объему, ограниченному размером лазерного пучка и глубиной проникновения света. Таким образом в приповерхностном слое ЭМ формируется макроочаг толщиной $\sim 10^{-3} \dots 10^{-2}$ см, температура которого может превышать 10^3 К.

3. На третьем этапе развитие процесса определяется состоянием поверхности на границе прогретого слоя. Если поверхность прикрыта прозрачным диэлектриком с высоким усилием прижатия ($> 10^8$ Н/м²), то реализуется режим теплопроводностной разгрузки с характерным временем релаксации

($\sim 10^{-3} \dots 10^{-2}$ с) и воспламенение очага происходит практически в адиабатических условиях (порог $\sim 10^{-1}$ Дж/см²). Если же облучаемая поверхность не защищена (открыта), то развитие очага затрудняется интенсивным отводом продуктов газификации в окружающее пространство, при этом время газодинамической разгрузки очага ($\sim 10^{-9} \dots 10^{-8}$ с) много меньше (на 4...5 порядков!) времени индукционного периода ($10^{-5} \dots 10^{-4}$ с).

Для поддержания необходимого запаса тепла и давления в очаге для превращения его в очаг взрыва необходимо пропорциональное увеличение плотности энергии внешнего импульса. Это обстоятельство определяет практическую невозможность инициирования тэна с открытой поверхности образца (порог $> 10^4$ Дж/см²). Необходимо отметить, что в данной ситуации в поведении бризантных ЭМ наблюдаются аналогии с поведением инициирующих ЭМ (АТМ) при инициировании излучением *УФ-лазера* с открытой поверхности образца (около 1 Дж/см² на $\lambda_0 = 266$ нм) и данные аналогии находят объяснение в рамках развиваемых модельных представлений.

4. На четвертой стадии, если давление прижатия входного окна (прозрачная пластина, $P > 5 \cdot 10^8$ Н/м²) превышает давления, развиваемые в макроочаге в конце третьего этапа, то реализуется режим ускоренного горения с переходом во взрывчатое разложение всего объема ЭМ. При уменьшении давления прижатия газодинамическая разгрузка макро-очага через поверхность ЭМ возрастает, возрастают порог инициирования и индукционный период. При давлении прижатия $P \rightarrow 0$ порог инициирования возрастает до 20 Дж/см². При инициировании ФТДО все стадии процесса аналогична тем, которые характерны для тэна. Отличительной особенностью ФТДО является более высокая скорость процесса химического разложения. Это приводит к тому, что ФТДО может инициировать с открытой поверхности образца, а также к значительному укорочению индукционного периода по сравнению с тэном (относительные релаксационные потери меньше).

В рамках развиваемых модельных представлений находит объяснение зависимость порога инициирования от давления объемного сжатия. Повышение чувствительности ЭМ с увеличением давления связывается с уменьшением релаксационного масштаба при переходе от газодинамической разгрузки к теплопроводностной. Изложенные представления аналогичны представлениям инициирования АТМ

импульсом неодимового лазера. Необходимо также отметить, что модельные представления о природе размерных эффектов при зажигании бризантных ЭМ могут быть идентичны, развитым для случая инициирования АТМ, где изменение чувствительности ЭМ связывается с изменением размера лазерного пучка через закономерности светорассеяния (изменение освещенности) в объеме порошка.

8.5.8. Инициирование тэна и ФТДО в УФ и ИК - областях спектра лазерного излучения

В УФ-области спектра механизм инициирования схожий с АТМ. В обоих случаях формируется плоский тепловой очаг толщиной около 10^{-5} см, основная энергия в котором выделяется в результате оптического пробоя. В условиях плотно закрытой поверхности пороги инициирования мало различаются, а процесс развивается в соответствии с описанными стадиями. В ИК-области начальное фоновое поглощение может инициировать термоэлектронную эмиссию с последующим оптическим пробоем и созданием теплового очага размером около 10^{-3} см, объемной плотностью порядка $2 \cdot 10^3$ Дж/см³ и температурой около 1000 К. Относительно низкотемпературный очаги определяют относительно высокий порог инициирования (около 2 Дж/см²). Остальные стадии процесса остаются подобными процесса при облучении в области прозрачности.

8.5.9. Лазерное инициирование композитов на основе тэна

Введение наноразмерных частиц сажи и алюминия абсолютно не меняет протекание процессов, происходящих в чистом (беспримесном) тэне. В этом случае механизм инициирования тривиален. Очевидно, введение высокой концентрации дополнительных очагов локализации тепла облегчает оптический пробой и создание большой концентрации ГТ, способствует процессу усреднения тепла по объему, ограниченному

глубиной проникновения света и диаметром лазерного пучка на поверхности образца. При этом удельное теплосодержание макроочага с ростом концентрации поглощающих добавок повышается, не смотря на уменьшение температуры малых ГТ. Особенно это усреднение эффективно в условиях малых (менее 1000 кгс/см^2) давлений прессования (облегчен прорыв газов через поры), мало эффективно при давлениях, больших 4000 кгс/см^2 и эффективно в том и другом случаях при воздействии длинным импульсом, где наблюдается увеличение чувствительности на порядок величины. В остальном четырехстадийный механизм развития процесса лазерного инициирования $\text{тэн}+\text{Al}$ и $\text{тэн}+\text{C}$ полностью соответствует механизму при инициировании чистого тэна. А именно:

1. на первом этапе, примерно равном длительности ЛИ, формируется ГТ в результате нагрева с последующим оптическим (электрическим) пробоем и поглощением основной части энергии ЛИ.
2. На втором – развитие высокотемпературных ($15000\text{-}30000 \text{ }^\circ\text{C}$ при пороговых уровнях воздействия около 50 мДж/см^2) тепловых микроочагов и газификация в их окрестности.
3. На третьем – усреднение накопленного тепла за счет прорыва газов и процессов теплопроводности, приводящее к образованию низкотемпературного (около 1000 K) макроочага.
4. На четвертом – развитие взрывного разложения из макроочага. Предложенный механизм непротиворечиво объясняет экспериментальные результаты, в том числе относительно большую длительность индукционного периода (от 5 до 50 мкс), наблюдаемую в эксперименте.

8.5.10. Зажигание ПХА+УДА пучком лучей неодимового лазера

При построении модельных представлений лазерного зажигания пиротехнического состава ПХА + УДА (ультрадисперсный алюминий) исходными являлись следующие представления. Оба компонента смеси способны к тепловому воспламенению, в том числе и к лазерному. С

оптической точки зрения ПХА представляет слабо поглощающую ДРС с коэффициентом диффузного отражения $\sim 0,8$, УДА – ДРС с сильным поглощением (0,25), а смесевой состав – ДРС с достаточно заметным поглощением ($\sim 0,35$). Основные химические реакции, возможно протекающие в процессе инициирования: тепловое разложение ПХА; окисление УДА продуктами разложения; окисление УДА кислородом окружающего воздуха. Характеристическое время тепловой релаксации сопоставимо с длительностью индукционного периода и составляет $\sim 10^{-4} \dots 10^{-3}$ с.

1. При облучении импульсом ЛИ порогового уровня ($\sim 1 \dots 5$ Дж/см²) в засвеченном слое толщиной $\sim 10^{-2}$ см происходит разогрев частичек УДА до температур, превышающих 10^4 К при средней по объему температуре вещества $\sim 60 \dots 300^\circ$ С (1-я стадия процесса). В условиях объемного сжатия образца частички УДА передают запасенное тепло кристалликам ПХА (размер $\sim 10^{-2}$ см), обеспечивая их разложение и собственное окисление. Дополнительное тепло идет на прогрев всего засвеченного объема, температура которого достаточно быстро ($\sim 10^{-3}$ с) усредняется и растет, чему способствует разогрев лазерным излучением собственных ОН, содержащихся в объеме кристалликов ПХА. Процессами усреднения тепла по засвеченному объему объясняется большое время индукционного периода и большое время тепловой релаксации (слабая зависимость порога от длительности воздействия), наблюдаемое в эксперименте (2-я стадия). Воспламенение ПС (3-я стадия) возникает из макроочага, ограниченного глубиной проникновения света, по – видимому, в безгазовой фазе. При закрытии облучаемой поверхности прозрачным диэлектриком (ПММА, стекло) с высокой тепловой активностью значительная часть тепла отводится в объем диэлектрика, понижая температуру очага и увеличивая порог зажигания, что и наблюдается в эксперименте.

2. Вторая стадия. Дальнейшее развитие очагов и переход их в очаги взрывчатого разложения можно рассматривать с точки зрения

традиционных подходов, т.е. как зажигание ЭМ тепловым очагом цилиндрической формы (высота $\sim 10^{-2}$ см, радиус $R_0 \sim 10^{-5} \dots 10^{-1}$ см), нагретым до температуры T_0 . С этих позиций очевидно, что очаги большого размера, имеющие больший по сравнению с мелкими очагами запас тепла (пропорционален R_0^3), обладают более высокой способностью к зажиганию макрообъема ЭМ.

3. Таким образом, на третьей стадии из всего ансамбля возникших к концу импульса очагов только самые крупные из них определяют результат воздействия, т.е. взрывное разложение. Их параметры определяют порог инициирования, индукционный период и кинетику наблюдаемой вспышки свечения. Остальная масса мелких очагов «гаснет», а их тепло идет на нагрев облученного объема (не оказывающий влияния на ход процесса).

8.5.11. Иницирование тэна электронным пучком

При пороговых уровнях возбуждения взрывчатого разложения прессованных порошков тэна (~ 40 Дж/см² – эксперимент; 22,6 Дж/см² – расчет) средняя объемная плотность поглощенной энергии к концу воздействующего импульса составляет $\sim 4 \cdot 10^3 \dots 10^4$ Дж/см³. В таких условиях возможна полная ионизация облученного объема ЭМ и превращение его в плазменное состояние, поэтому процессы, связанные с перераспределением энергии электронных возбуждений могут не оказывать существенного влияния на пороги инициирования. В итоге может реализоваться плоский однородный тепловой очаг толщиной $\sim 10^{-2}$ см с удельным запасом тепла 4000 Дж/см³, температура которого даже без учета химической реакции достигает более 1500 К. С учетом возможного полного химического превращения к концу внешнего импульса (длительность импульса ~ 25 нс, время химического превращения при температуре 1500 К около 1 нс) удельный запас тепла от вклада химической реакции увеличится на $\sim 10^4$ Дж/см³, а температура очага

практически утроится. Такой очаг может обеспечить взрывное разложение даже в отсутствии локализации энергии и образования ГТ.

Однако, стримерные электрические разряды, приводящие к разрушению макрокристаллов тэна наблюдаются при уровнях около $0,2 \text{ Дж/см}^2$, что указывает на возможность низкопорогового инициирования порошков тэна в условиях стримерных разрядов с образованием ГТ (около 50 стримеров радиусом 10^{-5} см). Высокий порог инициирования определяется тем, что одновременно с возникновением плазмы начинается ее разлет в окружающее пространство (вакуум) со скоростью $\sim 5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ и движение фронта волны разложения (стационарная скорость $\sim 10^4 \text{ см/с}$), что приводит к эффективной разгрузке очага (характерное время разгрузки около 20 нс). При этом стримерные разряды способствуют скорости разложения и образованию УВ. Разлет плазмы и взрывное разложение на границе очага сопровождается интенсивным свечением, наблюдаемым по окончании относительно короткого ($\sim 100 \text{ нс}$) индукционного периода.

Таким образом, режим нагрева и разгрузки очага с учетом стримерных разрядов и образования ГТ при воздействии пучком ускоренных электронов достаточно благоприятен (по сравнению с воздействием лазерным пучком) для воспламенения и взрывчатого разложения тэна по тепловому механизму, однако необходимо иметь в виду следующее обстоятельство. В результате высокоскоростного движения плазменной струи и реактивной отдачи формируется импульс давления с начальной амплитудой $\sim 2 \cdot 10^{10} \text{ Па}$, что может быть достаточным для развития процесса по ударно-волновому механизму.

В целом процесс инициирования тэна сильноточным электронным пучком подобен процессу при инициировании лазерным пучком, содержащим 4 условных стадии:

1. На первой образуются ГТ за счет стримерных разрядов,
2. на второй происходит химическая реакция и газификация, формируется тепловой макроочаг,

3. на третьей происходит газодинамическая разгрузка макроочага,
4. на четвертой возникает детонация.

Характерным отличием от лазерного инициирования является то, что параметры макроочага (температура, давление) при лазерном воздействии с открытой поверхности не достаточны для компенсации газодинамической разгрузки, поэтому лазерное инициирование тэна возможно только через плотно прижатое входное окно.

Выводы по главе 8

1. Проведено на примере азид свинца и тэна сопоставление экспериментальных результатов по зависимостям порогов инициирования от размера лазерного пучка (диапазон размеров от 10 мкм до 3 мм; длительность импульса 10 нс) на поверхности прессованных порошков с результатами численного моделирования светорассеяния методами Монте-Карло. Показано, что результаты моделирования с учетом зависимости пространственной освещенности, спекл-структуры и вероятности попадания поглощающей неоднородности в объем спекла от размера лазерного пучка качественно согласуются с экспериментами по размерному эффекту для ЭМ различных классов.

2. На примере прессованных порошков тэна и азид свинца проведено сопоставление экспериментальных результатов по зависимости энергетических порогов инициирования от длительности ЛИ (диапазон длительностей от 10 нс до 20 мс) с результатами численного моделирования задач зажигания ЭМ из одиночной ГТ. Показано, что для безгазовых систем (азид свинца) на всем диапазоне длительностей воздействия расчетные значения достаточно хорошо согласуются с экспериментальными. Для газифицирующихся ЭМ (тэн, тэн + УДП сажи, тэн + УДП алюминия) эксперимент согласуется с расчетом только в области коротких ($< 10^{-7}$ с) воздействующих импульсов. Несоответствие

расчета с экспериментов в области длинных ($> 10^{-6}$ с) импульсов связано с тем, что в моделировании не учитывался «коллективный эффект», т.е. перекрытие температурных полей в окрестности ГТ, увеличивающее их нагрев, который тем сильнее выражен, чем больше длительность воздействующего импульса.

3. На примере прессованных порошков азид свинца и тэна проведено сопоставление экспериментально измеренных энергетических порогов инициирования СЭП (длительность импульса 15 нс) и порогов, полученных в результате моделирования и численного расчета задачи зажигания в отсутствие стримерных электрических разрядов, а также при наличии их ансамбля. Показано, что для безгазовых систем (азид свинца) расчетные и экспериментальные значения порогов согласуются. Для газифицирующихся систем согласование расчетных и экспериментальных значений для прессованных образцов в условиях стримерных разрядов сильно различаются ($1,4 \text{ Дж/см}^2$ и 37 Дж/см^2 соответственно). Причиной такого различия может быть интенсивная газодинамическая разгрузка из макроочага через открытую поверхность образца на второй стадии процесса (газификация), которая не учтена при моделировании и которую невозможно устранить экспериментально.

4. Предложена единая феноменологическая модель лазерного и электронно - пучкового инициирования ЭМ различных классов в области коротких длительностей внешнего воздействия. Для негазицирующихся ЭМ (АТМ) предлагается 3-х стадийная модель инициирования, для газифицирующихся – 4-х стадийная. Согласно модели, на первой_стадии происходит локализация энергии лазерного или электронного пучка и создание ГТ в результате оптических (электрических) пробоев в окрестности оптических микронеоднородностей и стримерных (электрических) пробоев в области электрических микронеоднородностей соответственно. На второй стадии происходит развитие ГТ в очаги

горения. На третьей стадии происходит газификация и переход (за счет процессов усреднения, включая газодинамическую разгрузку через открытую поверхность) от микроочагов к макроочагу, ограниченному диаметром лазерного пучка и глубиной проникновения света. На четвертой стадии при достаточном запасе тепла в макроочаге последний развивается в очаг взрывчатого разложения всего объема образца. Если ЭМ не газифицируется, а реакция разложения происходит в твердофазном приближении, то третья стадия развития процесса отсутствует.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Диссертация является научно-квалификационной работой в рамках научного направления – изучение закономерностей и отличительных особенностей лазерного и электронно - пучкового инициирования энергетических материалов различных классов. Результаты работы позволили создать модельные представления инициирования ЭМ внешним импульсом, способные адекватно объяснить имеющийся (накопленный) экспериментальный материал по лазерному и электронно-пучковому инициированию, позволяющие прогнозировать поведение ЭМ в различных штатных ситуациях; проверить гипотезу о единой электрической природе инициирования энергетических материалов лазерными и электронными пучками.

Основные результаты и выводы по работе состоят в следующем:

1. Проведен анализ состояния вопроса. Обоснована актуальность темы работы, сформулированы цели и задачи исследований, методов и подходов экспериментальных исследований и численного моделирования процессов лазерного и электронно-лучевого инициирования энергетических материалов (ЭМ), создан лазерный и электронно-пучковый стенды для синхронного многопараметрического определения энергетических, кинетических и спектральных характеристик процесса инициирования внешним импульсом с высоким (не хуже 10 нс) временным и пространственным (не хуже 2 мкм) разрешением.
2. Разработаны алгоритмы Монте-Карло и проведен численный расчет пространственной освещенности в объеме прессованных порошков ЭМ при лазерном облучении в области прозрачности матрицы. Показано, что в диффузно рассеивающих средах, к которым относятся прессованные порошки ЭМ, пространственная освещенность E_0 в их объеме всегда превышает освещенность поверхности E_n , задаваемую падающим

лазерным пучком, в F_0 крат. Для всех ЭМ установлена жесткая связь между коэффициентом диффузного отражения и величиной F_0 . Например, для тэна при $h \rightarrow \infty$ величина F_0 может достигать значения 8,5, а для азида свинца 12,5. Определены общие закономерности и отличительные особенности процессов светорассеяния для различных ЭМ.

3. Полученные экспериментальные зависимости порогов лазерного инициирования ЭМ от длины волны лазерного излучения, давления прессования (давления всестороннего сжатия) образцов, диаметра пучка на поверхности ЭМ, длительности внешнего импульса. Результаты, интерпретированные в рамках гипотезы о том, что инициирование ЭМ происходит в результате локализации энергии внешнего импульса на поглощающих микронеоднородностях с образованием тепловых микроочагов («горячих точек» – ГТ), являются основными закономерностями инициирования ЭМ различных классов с отличительными особенностями.

4. Экспериментальными доказательствами справедливости предложенной гипотезы о едином «электрическом» механизме инициирования энергетических материалов мощными лазерными и электронными пучками является следующее: воздействие лазерных и сильнофокусированных электронных пучков на энергетические и инертные материалы приводит к развитию фундаментального физического процесса – оптическому (электрическому) пробоя. При лазерном воздействии НОП развивается в приповерхностной области образца на поглощающих неоднородностях в электрическом поле световой волны, а при электронном облучении – стримерный электрический пробой в зоне торможения электронного пучка (или за ее пределами) в электрическом поле инжектированного в образец отрицательного объемного заряда (ООЗ). Во обоих случаях пробой приводит к образованию тепловых микроочагов – «горячих точек».

5. Основной закономерностью образования и отжига ГТ в прессованных образцах ЭМ и инертных материалах (тэн, ФТДО, MgO, TiO₂, сахар)

является низкий порог их возникновения, при котором нагрев матрицы пренебрежимо мал (доли °С). Второй закономерностью является то, что с увеличением интенсивности воздействующего импульса (ЛИ или СЭП) концентрация ГТ и яркость свечения (а, значит, и температура ГТ) возрастают. При повторном воздействии у всех материалов наблюдается уменьшение концентрации и температуры ГТ, т.е. происходит их «отжиг».

6. В условиях лазерного воздействия, когда облучаемая поверхность закрыта прозрачным диэлектриком реализуется низкопороговое инициирование. Для данного случая выявлены общие закономерности, характерные для АТМ, тэн и ФТДО. Так пороговая плотность энергии H_{05} уменьшается:

- при переходе из области фонованого поглощения (длина волны излучения 10600 нм) в область прозрачности (1064, 532 и 355 нм) и далее в область собственного поглощения (308 и 266 нм);
- при увеличении давления прижатия входного окна (давления всестороннего сжатия);
- при увеличении размера лазерного пучка на поверхности образца.

Пороговая плотность мощности q_{05} уменьшается с увеличением длительности ЛИ.

7. Все полученные экспериментальные зависимости порогов лазерного импульсного инициирования (от длины волны излучения, давления всестороннего сжатия порошков, диаметра лазерного пучка, длительности ЛИ) чистых (беспримесных) ЭМ адекватно описываются с позиций тепловой микроочаговой теории зажигания ЭМ внешним импульсом. Выявлены общие закономерности лазерного инициирования ЭМ различных классов, которые можно выразить в виде четырех основных критериев зажигания, качественно определяющих поведение ЭМ (энергетические пороги и кинетика разложения).

8. Выявлены различия в поведении ЭМ различных классов, которые определяются не только различием теплофизических и термокинетических

констант, но и соотношениями между параметрами ЛИ и характерными пространственно-временными релаксационными масштабами конкретных ЭМ.

10. Поведение ЭМ при инициировании взрывного разложения пучком ускоренных электронов схоже по порогам и кинетическим характеристикам с поведением при лазерном инициировании, что указывает на одинаковую природу инициирования взрывного разложения, а именно, на образование ГТ в результате электрических микрозарядов (микропробоев). Отличительной особенностью является возникновение люминесценции в момент облучения пучком, которая исчезает по окончании воздействия. При пороговых воздействиях всегда наблюдается индукционный период, за которым следует вспышка свечения, имеющая тепловую природу.

11. Введение добавок наноразмерных частиц сажи и алюминия в тэне до 1 массового процента включительно снижают пороги инициирования с увеличением концентрации, но только при низких давлениях прижатия входного окна (менее $2 \cdot 10^8$ Н/м²). В области высоких давлений прижатия добавки не оказывают влияния на пороги и кинетические характеристики процесса инициирования. Эти особенности связаны с различиями в условиях создания макроочага в тэне на стадии усреднения. В остальном основные закономерности, присущие при инициировании чистых (не содержащих добавок) образцов, сохраняются и для композитов.

12. Проведенные численное моделирование и расчет задачи лазерного зажигания тэна из одиночного микроочага (ГТ) размером 10^{-5} см в зависимости от длительности ЛИ в широком диапазоне значений (от 10^{-9} до 10^{-2} с) позволяют определять энергетические пороги зажигания тэна ($H_{0,5}=0,1$ Дж/см² при 10^{-8} с и $q_{0,5}=6 \cdot 10^5$ Вт/см² при 10^{-2} с), задержки зажигания, температуру и запас тепла в очаге на момент зажигания. Проведенный анализ показывает, что критерием зажигания (по отношению к внутреннему состоянию образца) является:

- достижение необходимого запаса тепла в очаге при коротких временах воздействующего импульса (адиабатический режим нагрева);
- достижение критического значения температуры в очаге и его окрестности при больших длительностях (квазистационарный режим нагрева).

13. Численное моделирование и расчет задачи зажигания азид свинца и тэна импульсом СЭП в предположении создания ГТ в результате стримерных разрядов в облученном объеме образца позволили получить расчетные значения порогов зажигания азид свинца при 20 стримерных разрядах с диаметром канала около 10^{-3} см составили около $0,13 \text{ Дж/см}^2$. Для тэна наиболее вероятное количество стримеров составило 50, а порог зажигания около $1,4 \text{ Дж/см}^2$.

14. Сопоставление на примере азид свинца и тэна экспериментальных результатов по зависимостям порогов инициирования от размера лазерного пучка (диапазон размеров от 10 мкм до 3 мм; длительность импульса 10 нс) на поверхности прессованных порошков с результатами численного моделирования светорассеяния методами Монте-Карло. Показано, что результаты моделирования качественно согласуются с экспериментами по размерному эффекту для ЭМ различных классов.

15. Сопоставление, проведенное на примере прессованных порошков тэна и азид свинца, экспериментальных результатов по зависимости энергетических порогов инициирования от длительности ЛИ (диапазон длительностей от 10 нс до 20 мс) с результатами численного моделирования задач зажигания ЭМ из одиночной ГТ показывает, что для безгазовых систем (азид свинца) на всем диапазоне длительностей воздействия расчетные значения достаточно хорошо согласуются с экспериментальными. Для тэна и композитов на его основе эксперимент согласуется с расчетом только в области коротких ($< 10^{-7}$ с) воздействующих импульсов. Проведено сопоставление результатов эксперимента с моделированием задачи зажигания азид свинца и тэна

сильноточным электронным пучком (СЭП), которое доказывает справедливость электроразрядной (стримерной) природы инициирования ЭМ.

16. Впервые предложенная единая феноменологическая модель лазерного и электронно-пучкового инициирования ЭМ различных классов в области различных длительностей внешнего воздействия показывает, что для негазифицирующихся ЭМ (АТМ) адекватна 3-х стадийная модель инициирования, для газифицирующихся – 4-х стадийная.

Дальнейшие исследования могут быть направлены на проведение в большей степени прикладных исследований и создание технологий и оборудования для применения в исполнительных исполнительных системах, в том числе оптоволоконных. Это, в свою очередь, позволит получить возможность использования полученной базы данных (на уровне создания паспорта характеристик чувствительности для каждого типа ЭМ) и модельных представлений для прогнозирования поведения ЭМ в штатных ситуациях, предсказательных оценок ЭПЗ и целенаправленным управлением чувствительностью ЭМ к импульсному лазерному воздействию, а также даст возможность использования результатов для оптимального и эффективного применения исследованных объектов в исполнительных устройствах различного назначения.

В продолжение проведенных исследований представляются перспективными следующие:

1. Численное моделирование пространственной плотности мощности оптического излучения в распределения диффузно-рассеивающих сред, в том числе и биоматериалах. Исследование оптических характеристик диффузно-рассеивающих сред, к которым относятся, в том числе биоматериалы. Экспериментальное определение значений коэффициентов рассеяния и поглощения для материалов, используемых в качестве модельных в данной диссертации.

2. Использование разработанных приемов по оптическому, электрическому пробую для экспериментальных исследований пространственного распределения плотности мощности оптического излучения в диффузно-рассеивающих средах.
3. Исследование процессов формирования приповерхностной плазмы под действием ЛИ на образцах различных классов ЭМ.
4. Разработка систем инициирования на основе предложенных моделей и технологических особенностей применения лазерных оптических систем инициирования в исполнительных устройствах.

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

АТМ – азиды тяжелых металлов

АС – азид серебра

АСв – азид свинца

ИВВ – инициирующие взрывчатые вещества

БВВ – бризантные взрывчатые вещества

ВВ – взрывчатые вещества

ГТ – горячие точки

КЭП – каналы электрического пробоя

ЛИ – лазерное излучение

НОП – низкопороговый оптический пробой

ПЛП – приповерхностная лазерная плазма

ПН – поглощающие неоднородности

ПС – пиротехнические смеси

ПХА – перхлорат аммония

СЭП – сильноточный электронный пучок

ФТДО – фуразанотетразиндиоксид

ЭПЗ – энергетический порог зажигания

ЭПИ – энергетический порог инициирования

Тэн, РЕТН – Тетранитрат пентаэритрита

ЭМ – энергетические материалы

УДА – ультрадисперсный алюминий

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бриш, А. А. О механизме инициирования конденсированных ВВ излучением ОКГ / А. А. Бриш, И. А. Галеев, Б. Н. Зайцев // Физика горения и взрыва. — 1969. — № 4. — С. 475-480.
2. Mizushima Yojro. Initiation of explosives by means of a giant laser pulse / Mizushima Yojro, Nishiyama Iwao // J. Nat. Chem. Lab. Ind.. — 1974. — № V. 70, № 7. — P. 255-261.
3. Yang L.C. Detonation of insensitive high explosives by a Q-switched ruby laser / Yang L.C., Menichelli V.J. // Appl. Phys. Lett. — 1971. — № V. 19, № 11.
4. Боуден Ф. Быстрые реакции в твердых веществах / Боуден Ф., Иоффе А. — Москва: Издательство иностранной литературы, 1962 — 243 с.
5. Roth J. Initiation of lead azide by high-energy electrons / Roth J. // J. Chem. Phys. — 1976. — № V. 47, № 6. — P. 1929-1936.
6. Harrah R.J. Estimates on the ignition of high-explosives by laser pulses. / Harrah R.J. // J. Appl. Phys. — 1976. — № V. 47, № 6.. — С. P. 2473-2483.
7. Ф.А. Баум. Физика взрыва. / Ф.А. Баум, Л.П. Орленко и др. — Москва: Наука, 1975 — 704 с.
8. Временные характеристики инициирования тэна лазерным излучением. / А. А. Волкова, Д. Д. Зинченко, И. В. Санин, В. И. Таржанов, Б. Б. Токарев // Физика горения и взрыва. — 1977. — № Т. 13, № 5. — С. 760-766.
9. Patent № 19700019365 Work of the US Gov. Sensitivity of explosives to laser energy: / Vincenf J. Menichelli, L. C. Yang – 31 p. - pub. 30.06.1970
10. Карабанов, Ю. Ф. Зажигание твердых вторичных ВВ коротким импульсом ОКГ / Ю. Ф. Карабанов, В. К. Боболев // Горение конденсированных систем. — Черноголовка, 1977. — С. 5-8.
11. Патент США № 3300968 НКИ 60- 39.82 // Оpubл. 31. 06. 67.
12. Патент Швеции № 343388 МКИ F42 С 13/02 // Оpubл. 06. 03. 72.
13. Патент США № 3724383 F42 В 9/00 НКИ 102- 70А // Оpubл. 03. 04. 73.

14. Патент США № 4027273 H01 S 3/045; H01 S 3/092, НКИ 331-94. 5P // Оpubл. 31. 05. 77.
15. Патент Англии № 2019032 МКИ F42 C 13/02 // Оpubл. 05. 11. 72.
16. Возбуждение детонации конденсированных ВВ излучением оптического квантового генератора / А. А. Бриш, И. А. Галеев, Б. Н. Зайцев и др. // Физика горения и взрыва. — 1966. — № 3. — С. 132-133.
17. D'Ast L. Initiation des explosives d'amorçage par elctrons et par photons / D'Ast L. - Utilis elem. pyrot. et expl. sist. – Paris, 1969. – P. 171.
18. Dauge G. Pressure depen. of solid expl. init. / Dauge G., Girandon J.P. Ficat R. - 15 th Simp. Comb. Tokyo. – Pittsb., 1974. – P. 21-27.
19. Александров Е.И. Исследование инициирования АТМ УФ-лазерным излучением / Александров Е.И. // Квант. электрон. Приложение. – 1977. – Т. 8. – С. 32.
20. Александров Е.И. Об инициировании азида свинца гигантским лазерным импульсом / Александров Е.И. // Квант. электрон. Приложение. – 1976. – Т. 5. – С. 40.
21. Александров Е.И. Инициирование АТМ лазерным излучением / Александров Е.И., Вознюк А.Г. // Квант. электрон. Приложение. – 1977. – Т. 7. – С. 63.
22. Александров Е.И. Инициирование азида свинца лазерным излучением / Александров Е.И., Вознюк А.Г. // Физика горения и взрыва. - 1978. - Т. 14, № 4. - С. 86-91.
23. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. / Франк-Каменецкий Д.А. - Москва: Издательство АН СССР, 1967. – 491 с.
24. Мержанов А.Г. О критических условиях теплового взрыва очага разогрева. / Мержанов А.Г. - Черноголовка, 1968. (Репринт / ИХФ АН СССР).
25. Кук М.А. Наука о промышленных взрывчатых веществах. / Кук М.А. - Москва: Недра, 1980. – 466 с.

26. Янг Д. Кинетика разложения твердых веществ. / Янг Д. - Москва: Мир, 1969. – 263 с.
27. Захаров Ю.А. Образование и рост частиц серебра при радиолизе азидов серебра / Захаров Ю.А., Мешков В.А., Рябых С.М. // Химия твердого состояния. – Кемерово, 1980. – С. 61-75.
28. Бутенин А.В. О механизме оптического пробоя прозрачных диэлектриков / Бутенин А.В., Коган Б.Я // Квант. электр. – 1971. – № 5. – С. 143-144.
29. Ковалев В.И. Возникновение непрозрачности и разрушение оптических материалов под действием CO₂-лазера / Ковалев В.И., Морозов В.В., Файзулов Ф.С // Квант. электр. – 1974. – Т. 1, № 10. – С. 2172-2177.
30. Гольдшлегер У.И. Зажигание конденсированных ВВ накаливаемым телом конечных размеров / Гольдшлегер У.И., Прибыткова Н.В., Барзыкин В.В. // Физика горения и взрыва. – 1973. – Т. 9, № 1. – С. 119-123.
31. Артемьев В.В. Поглощающие микронеоднородности стекол и их эволюция при воздействии излучения ОКГ / Артемьев В.В., Бонч-Бруевич Я.А. - // Письма в ЖТФ. – 1975. – Т. 1, № 19. – С. 903-907.
32. Оптический пробой прозрачных сред, содержащих микронеоднородности / Алешин А.В., Анисимов С.И., Бонч-Бруевич А.М., Имас А.Я. и др. // ЖЭТФ. – 1976. – Т. 70, № 4. - С. 1214-1224.
33. Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения. – / Рэди Дж. - Москва: Мир, 1974. – 468 с.
34. Роль поглощающих включений в механизме разрушения прозрачных диэлектриков лазерным излучением / Данилейко Ю.К., Маненков А.А., Нечитайло В.С. и др. // ЖЭТФ. – 1972. – Т. 63, № 3. – С. 1030-1035.
35. Морачевский Н.В. Исследование лучевой прочности оптических материалов для мощных лазеров / Морачевский Н.В. // Труды ФИАН. – Москва, 1978. - Т. 103. – С. 119-163.
36. Hagan J.T., Chaudhri M.M. Low energy laser initiation of single crus. of β - lead azide // J. Mat. Sci. – 1981. – V. 16, N 9. – P. 2457-2466.

37. Карабанов Ю.Ф. Зажигание инициирующих ВВ импульсом лазерного излучения / Карабанов Ю.Ф., Боболев В.К. // ДАН СССР. – 1981. – Т. 256, № 5. – С. 1152-1154.
38. Барановский А.М. Зажигание прессованных смесевых составов лазерным излучением / Барановский А.М. // Физика горения и взрыва. – 1983. – Т. 19, № 3. – С. 95-96.
39. Исследование особенностей воспламенения конденсированных сред с поглощающими добавками при концентрированном подводе лучистой энергии / Александров В.Е., Долгопятов Л.В., Иоффе В.Б. и др. // Физика горения и взрыва. – 1983. – Т. 19, № 4. – С. 17-20.
40. Hopper R.W. Mechanism of inclusion damage in laser glass / Hopper R.W., Uhlman D.R. // J. Appl. Phys. – 1970. – V. 41, № 10. – P. 4023-4037.
41. О механизме образования свободного углерода в органических жидкостях под действием оптического излучения / Галаган Д.И., Дахнов П.Д., Дюмаев К.Н. и др. // Квант. электрон. – 1982. – Т. 9, № 2. – С. 291-298.
42. Динамическая топография предвзрывной люминесценции азида серебра / Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Кречетов А.Г., Митрофанов А.Ю. // Физика горения и взрыва. – 2003. – Т. 39, № 5. – С. 105-108.
43. Адуев, Б. П. Быстропротекающие процессы в щелочно-галлоидных кристаллах и азидов тяжелых металлов при импульсном возбуждении. Автореф. дис. докт. физ.-мат. Наук. — Кемерово, 1999. — 43 с.
44. Александров Е.И. Исследование влияния длительности возбуждающего импульса на чувствительность азидов свинца к действию лазерного излучения / Александров Е.И., Ципилев В.П. // Физика горения и взрыва. – 1984. - Т. 20, № 6. - С. 104- 109.
45. Александров Е.И. Влияние выгорания в окрестности поглощающих включений на процесс лазерного зажигания конденсированной среды / Александров Е.И., Сидонский О.Б., Ципилев В.П. // Физика горения и взрыва. - 1991. - Т. 27, №3. - С. 7-12.

46. Александров Е.И. Размерный эффект при инициировании прессованного азида свинца лазерным моноимпульсным излучением / Александров Е.И., Ципилев В.П. // Физика горения и взрыва. – 1981. – Т. 17, № 5. – С. 77-81.
47. Александров Е.И. Влияние режима генерации на особенности размерного эффекта при лазерном инициировании прессованного азид свинца / Александров Е.И., Ципилев В.П. // Физика горения и взрыва. – 1982. - Т. 18, № 6. – С. 60-62.
48. Александров Е.И. Исследование размерного эффекта при лазерном инициировании прессованного азид свинца. Влияние распределения световой энергии на поверхности ВВ на критические световые потоки / Александров Е.И., Ципилев В.П. // Физика горения и взрыва. – 1983. – Т. 19, № 1. – С. 78-80.
49. Размерный эффект при лазерном инициировании кристаллов азид серебра / Коньков В.В., Кригер В.Г., Лисицын В.М., Ципилев В.П. // Физ.-хим. процессы в неорг. мат.: Тез. докл. межд. конф. – Кемерово, 2001. – С. 62-64.
50. Александров Е.И. О предельной освещенности в объеме ДРС при облучении поверхности направленным потоком / Александров Е.И., Ципилев В.П. // III Всес. сов. по распр. ЛИ в дисп. среде: Тез. докл. - Обнинск, 1985. – Ч. 1. – С. 204-207.
51. Александров Е.И. Особенности светового режима в объеме полубесконечного слоя ДРС при освещении направленным пучком конечной апертуры / Александров Е.И., Ципилев В.П. // Известия ВУЗов. Сер. физич. – 1988. – Т. 31, № 10. – С. 23-29.
52. Александров Е.И. Влияние давления прессования на чувствительность азид свинца к действию лазерного излучения / Александров Е.И., Ципилев В.П. // Физика горения и взрыва. – 1982. – Т. 18, № 2. – С. 100-103.

53. Барановский А.М. К вопросу о механизме зажигания азидов свинца лазерным моноимпульсом / Барановский А.М. // Хим. физика. – 1991. – Т. 10, № 12. – С. 1715-1720.
54. Чернай А.В. О механизме зажигания инициирующих взрывчатых веществ лазерным моноимпульсом / Чернай А.В. // Физика и техника высоких давлений. – 1997. – Т. 7, № 4. – С. 60-68.
55. К вопросу об инициировании детонации азидов свинца в предпробивном электрическом поле / Иванов Ф.И., Лукин М.А., Зуев Л.Б. и др. // Физика горения и взрыва. – 1984. – Т. 20, № 3. – С. 86-89.
56. Александров Е.И. Влияние статистики поглощающих неоднородностей на лазерное инициирование взрывчатого разложения / Александров Е.И., Вознюк А.Г. // Физика горения и взрыва. – 1988. – Т. 24, № 6. – С. 111.
57. Александров Е.И. Влияние модовой структуры лазерного излучения на чувствительность азидов свинца / Александров Е.И., Ципилев В.П. // Физика горения и взрыва. – 1983. Т. 19, № 4. – С. 143-146.
58. Ципилев В.П. Кинетика взрывного разложения азидов тяжелых металлов при лазерном импульсном инициировании / Ципилев В.П. // Известия ТПУ. – 2003. – Т. 306, № 5. – С. 45-51.
59. К вопросу о механизме зажигания азидов тяжелых металлов лазерным моноимпульсным излучением / Ципилев В.П., Лисицын В.М., Корепанов В.И., Олешко В.И. **Яковлев А.Н.** // Известия ТПУ. – 2003. – Т. 306, № 6. – С. 46-53.
60. К вопросу о механизме зажигания взрывчатых составов лазерным моноимпульсом / Чернай А.В., Соболев В.В., Ильюшин М.А., Житник Н.Е., Петрова Н.А. // Хим. физика. – 1996. – Т. 15, № 3. – С. 134-139.
61. Ханефт А.В. Энергетически разветвленный цепной механизм низкорогового инициирования азидов свинца лазерным импульсом / Ханефт А.В. // Хим. физика. – 1998. – Т. 17, № 4. – С. 100-108.
62. Взрывное разложение азидов тяжелых металлов / Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Белокуров Г.М., Захаров Ю.А., Кречетов А.Г. // Журнал

- экспериментальной и теоретической физики. – 1999. – Т. 116, № 5 (11). – С. 1676-1693.
63. Предвзрывные явления в азидах тяжелых металлов / Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Белокуров Г.М. и др. // Физика горения и взрыва. – 2000. – Т. 36, № 5. – С. 78-89.
64. Кригер В.Г. Инициирование азидов тяжелых металлов импульсным излучением / Кригер В.Г., Каленский А.В. // Хим. физика. – 1995. – Т. 14, № 4. – С. 152-160.
65. Кригер В.Г. Размерный эффект при инициировании разложения азидов тяжелых металлов импульсным излучением / Кригер В.Г., Каленский А.В. // Хим. физика. – 1996. – Т. 15, № 3. – С. 40-47.
66. Кинетика развития взрывного разложения азида серебра при инициировании лазерным импульсом. / Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Белокуров Г.М., Кречетов А.Г. // Хим. физика. – 1997 - Т. 16, №8 - С. 119-125.
67. Кригер В.Г. Кинетика и механизмы реакции твердофазного разложения азидов тяжелых металлов // Автореф. дис. докт. физ.-мат. наук. – Кемерово, 2002. – 39 с.
68. Ханефт А.В. Кинетические и размерные эффекты с переносом заряда в лабильных ионных кристаллах // Автореф. дис. докт. физ.-мат. наук. – Кемерово, 2004. – 44 с.
69. Предвзрывные явления в азидах тяжелых металлов. / Захаров Ю.А. и др. – Москва: ЦЭИ «Химмаш», 2002. – 114 с.
70. Кречетов А.Г. Ранние стадии взрывного разложения азидов тяжелых металлов при импульсном инициировании // Автореф. дис. докт. физ.-мат. наук. – Кемерово, 2004. – 40 с.
71. Лазерное воздействие на пористое ВВ без его инициирования / Зинченко А.Д., Сдобнов В.И., Таржанов В.И. и др. // Физика горения и взрыва. – 1991. – Т. 27, № 2. – С. 97-101.

72. Кинетика ранних стадий предвзрывной проводимости азидов серебра / Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Белокуров Г.М. и др. // Физика горения и взрыва. – 2002. – Т. 38, № 3. – С. 141-144.
73. Адуев Б.П. Дивакансионная модель инициирования азидов тяжелых металлов. / Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Кречетов А.Г. // Физика горения и взрыва. – 2004. – Т. 40, № 2. – С. 94-99.
74. Корепанов В.И., Лисицын В.М., Олешко В.И., Ципилев В.П. Закономерности взрывного свечения азидов тяжелых металлов при импульсном инициировании лазерным и электронным пучками / Корепанов В.И., Лисицын В.М., Олешко В.И., Ципилев В.П. // Физика горения и взрыва – 2004. – Т. 40, № 5. – С. 126-128.
75. Корепанов В.И., Лисицын В.М., Олешко В.И., Ципилев В.П. К вопросу о кинетике и механизмах взрывного разложения азидов тяжелых металлов / Корепанов В.И., Лисицын В.М., Олешко В.И., Ципилев В.П. // Физика горения и взрыва - 2006. - Т. 42, № 1. - С. 106 - 119.
76. Инициирование тэна мощным лазерным излучением / Быхало А.И., Жужукало Е.В., Ковальский Н.Г. и др. // Физика горения и взрыва. – 1985. – Т. 21, № 4, - С. 110-113.
77. Таржанов В.И. Лазерное инициирование тэна / Таржанов В.И., Зинченко А.Д., Слобнов В.И. // Физика горения и взрыва. – 1996. – Т. 32, № 4, - С. 113-119.
78. Александров Е.И. Влияние поглощающих примесей на зажигание ВВ лазерным излучением / Александров Е.И., Вознюк А.Г., Ципилев В.П. // Физика горения и взрыва. – 1989. – Т. 26, № 1. – С. 3-9.
79. Ципилев В.П. Лазерное инициирование тэна // Физ.-хим. процессы в неорг. мат. / Тез. докл. Межд. конф. – Кемерово, 2001. – С. 113-114.
80. Ostmark H., Nilsson H. Laser ignition of explosives: a mass-spectroscopic study of the pre-ignition reaction zone // Proc. 9th Symp. (Int.) on Detonation. – Portland, 1989. – P. 65.

81. Галеев И.А. Об отражательной способности ВВ / Галеев И.А., Зайцев Б.Н. // Физика горения и взрыва. – 1969. – Т. 5, № 3. – С. 447-449.
82. 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.
83. Таржанов В.И. Предвзрывные явления при быстром инициировании бризантных взрывчатых веществ (обзор) / Таржанов В.И. // Физика горения и взрыва. – 2003. – Т. 39, № 6. – С. 3 – 9.
84. 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.
85. 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.
86. Влияние добавок ультрадисперсных частиц Al-C на чувствительность пентаэритриттетранитрата к лазерному воздействию / Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, В. П. Ципилев, Р. И. Фурега // Физика горения и взрыва. – 2013. – Т. 49, № 2. – С. 102–105.
87. 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.
88. Модификация свойств взрывчатых материалов добавками нанодисперсных энергоемких металлических частиц / Б. П. Адуев, Д. Р. Нурмухаметов, А. А. Звеков, А. В. Каленский, А. П. Никитин // Химия в интересах устойчивого развития. – 2015. – Т. 23, № 2. – С. 183–192.

89. 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.
90. 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.
91. 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.
92. 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. Звеков // Химическая физика. – 2014. – Т. 33, № 6. – С. 37–41.
93. Oswald R.B. Fracture of silicon and germanium induced by pulsed electron irradiation / Oswald R.B. // IEEE Trans. Nucl. Sci.-1966.- V.NS- 13, № 6.- P.63-69.
94. Вайсбурд Д.И. Разрушение твердых тел в результате сверхплотного возбуждения их электронной подсистемы / Вайсбурд Д.И., Балычев И.Н. // Письма в ЖЭТФ - 1972. - Т. 15, № 9. - С.537-540.
95. Лисицын В.М. Образование периодической структуры разрушений в NaCl под действием мощного пучка наносекундной длительности / Лисицын В.М., Олешко В.И., Штанько В.Ф. // Письма в ЖТФ. - 1985. - Т.11, № 24. - С.1478 - 1481.
96. Олешко В.И. Механизм разрушения высокоомных материалов под действием мощных электронных пучков наносекундной длительности / Олешко В.И., Штанько В.Ф. // ФТТ. - 1987. - Т.29, №. 2. - С. 320 - 324.

97. Штанько В.Ф. Пластическая деформация щелочно-галоидных кристаллов, облученных плотным электронным пучком наносекундной длительности / Штанько В.Ф., Олешко В.И., Инякин В.Н. // ФХОМ. - 1988. - № 6. - С. 11-13.
98. Лисицын В.М. Электрический пробой ЩГК при импульсном облучении сильноточными электронными пучками / Лисицын В.М., Олешко В.И. // Письма в ЖТФ – 1983 - Т.9, № 1 - С. 15-18.
99. Лисицын В.М. Кумуляция энергии сильноточных электронных пучков в твердом диэлектрике. / Лисицын В.М., Олешко В.И., Штанько В.Ф. // ЖТФ. - 1985. - Т.55, №. 9. - С. 1881.
100. Олешко В.И. Генерация сильных электрических полей в области пробега мощного электронного пучка в LiF. / Олешко В.И., Штанько В.Ф. // ЖТФ -1986 - Т. 56, № 6. - С. 1235-1236.
101. Олешко В.И. Спектрально-временные параметры свечения электрических разрядов в ионных кристаллах при воздействии СЭП. / Олешко В.И., Штанько В.Ф. // ЖТФ. - 1987. - Т. 57, №.9. - С. 1816 - 1818.
102. Рябых С.М. Разложение азидов серебра импульсами электронов наносекундной длительности / Рябых С.М., Сафонов Ю.Н // Сильноточные импульсные пучки в технологии. – Новосибирск: Наука, 1983. - С.73 – 80.
103. Рябых С.М. Кинетика взрывного разложения азидов серебра и свинца, инициируемого импульсом электронов / Рябых С.М., Карабукаев К.Ш. // Радиационно-стимулированные явления в твердых телах: Межвуз. Сб. науч. трудов. Свердловск. – 1988. – С. 51-55.
104. Рябых С.М. Критерии возбуждения взрывного разложения азидов серебра импульсом излучения / Рябых С.М., Долганов В.С. // Физика горения и взрыва. – 1992. – Т.28, №4. – С. 87-90.
105. Рябых С.М. Нетермическое инициирование взрыва азидов серебра и свинца импульсом быстрых электронов / Рябых С.М., Долганов В.С. // Физика горения и взрыва. – 1993. – Т.29, №2. – С. 75 - 77.

106. Предвзрывные явления в азидах тяжелых металлов. / Ю.А. Захаров, Э.Д. Алукер, Б.П. Адуев и др. – Москва ЦЭИ «Химмаш», 2002. – 116 с.
107. Экспериментальный комплекс для исследования спектрально-кинетических и пространственно-динамических характеристик взрывного разложения энергетических материалов / Швайко В.Н., Кречетов А.Г., Адуев Б.П. и др. // ЖТФ. – 2005. – Т.75, № 6. - С. 59-62.
108. Ковальчук Б.М. Сильноточный наносекундный ускоритель для исследования быстропротекающих процессов. / Ковальчук Б.М., Месяц Г.А., Семин Б.Н. // Приборы и техника эксперимента. – 1981. – №4. – С. 15-20.
109. Предвзрывная люминесценция азида серебра / Б.П. Адуев, Э.Д. Алукер, А. Г. Кречетов // Письма в ЖТФ. – 1996. –Т. 22, № 16.– С. 24–27.
110. Взрывная люминесценция азида серебра/ Б.П. Адуев, Э.Д. Алукер, А. Г. Кречетов, И. В. Чубукин. // Письма в ЖЭТФ. - 1997. - Т. 66, № 2. - С. 101-103.
111. Спектр предвзрывной люминесценции азида таллия / Б.П. Адуев, Э.Д. Алукер, А. Б. Гордиенко и др. // Письма в ЖТФ. – 1999. – Т. 25, № 9. – С. 28–30.
112. Б.П. Адуев. Предвзрывная люминесценция азида серебра / Б.П. Адуев, Э. Д.Алукер, А.Г. Кречетов. //Химическая физика. – 1998.– Т.17, № 3.– С. 59 – 64.
113. Предвзрывная люминесценция азида свинца / Б.П. Адуев, Э. Д. Алукер, Г.М. Белокуров и др. // Изв. Вузов. Физика. – 2000. – Т.43, № 3. – С.17 – 22.
114. Б.П. Адуев. Быстропротекающие процессы в щелочно-галлоидных кристаллах и азидах тяжелых металлов при импульсном возбуждении. Дисс. докт. физ.-мат. наук. – Кемерово, Кемеровский гос. университет, 1999. – 374 с.
115. А.Г. Кречетов. Взрывная люминесценция азидов тяжелых металлов. Дисс. канд. физ.-мат. наук. – Кемерово, Кемеровский гос. университет,

1998. – 132 с.
116. А.Г. Кречетов. Ранние стадии взрывного разложения азидов тяжелых металлов при импульсном инициировании. Дисс. докт. физ.-мат. наук. – Кемерово, Кемеровский гос. университет, 2004. – 294 с.
117. Особенности кинетики реакции взрывного разложения азида серебра при импульсном инициировании / Б.П. Адуев, Г.М. Белокуров, С.С. Гречин и др. // Письма в ЖТФ. – 2004. – Т. 30, № 18. – С. 46–49.
118. Люминесценция азида серебра при импульсном возбуждении. / Э.Д. Алукер, Б.П. Адуев, А.Г. Кречетов и др. // Физика горения и взрыва. – 2005. – Т. 41, №4. – С. 117-123.
119. Спектры предвзрывного оптического поглощения азида серебра. / Б.П. Адуев, Э.Д. Алукер, А.Г. Кречетов, Ю.П. Сахарчук. // Письма в ЖТФ.– 1998.– Т. 24, № 16.– С. 31–34.
120. Предвзрывная проводимость азида серебра / Б.П. Адуев, Э.Д. Алукер, Г. М. Белокуров, А. Г. Кречетов. // Письма в ЖЭТФ. – 1995. – Т. 62, № 3. – С. 203-204.
121. Предвзрывная проводимость азида серебра / Б.П. Адуев, Э.Д. Алукер, Г. М. Белокуров, А. Г. Кречетов. // Изв. Вузов. Физика. – 1999. – № 10. – С.76.
122. Кинетика предвзрывной проводимости азида серебра. / Б.П. Адуев, Э. Д. Алукер, Г.М. Белокуров и др. // Письма в ЖТФ. – 1999. – Т. 25, № 22. – С. 44–48.
123. Электрополевое разложение азида серебра: влияние поперечных электрического и магнитного полей / Крашенинин В.И., Кузьмина Л.В., Захаров В.Ю., Сталинин А.Ю. // Химическая физика. – 1995. – Т.14, № 4.– С. 126–135.
124. Гордиенко А.Б. Зонная структура азида серебра / Гордиенко А.Б., Журавлев Ю.Н., Поплавной А.С. // Изв. Вузов. Физика. – 1992. – № 2. – С.38 – 40.

125. Импульсная катодоллюминесценция азидов тяжелых металлов / Корепанов В.И., Лисицын В.М., Олешко В.И., Ципилев В.П. // Письма в ЖТФ. – 2002. – Т. 28, № 24. – С. 48–52.
126. Luminescence of azides heavy metal under elecyrone excitation / Oleshko V. I., V.I. Korepanov, V.M. Lisitsyn, V.P. Tsipilev. // III Ural Workshop on Advantaged Scintillation and Storage Optical Materials. Program and Abstracts. - Ekaterinburg: USTU-UPI.- 2002.- С.32
127. Исследование пространственно-временной структуры плазмы, образующейся при взрывном разложении AgN_3 / В.И. Корепанов, В.М. Лисицын, В.И. Олешко, В.П. Ципилев. // Труды третьей международной конференции «Радиационные термические эффекты и процессы в неорганических материалах». – Томск. – 2002. – С. 130–132.
128. В.И. Корепанов, В.М. Лисицын, В.И. Олешко, В.П. Ципилев. О физической природе начальной стадии взрывного свечения азидов тяжелых металлов. / В.И. Корепанов, В.М. Лисицын, В.И. Олешко, В.П. Ципилев. // Труды 12^й Международной конференции по радиационной физике и химии неорганических материалов. – Томск. – 2003. – С.255–259.
129. О физической природе свечения и поглощения, сопровождающих взрывное разложение азидов тяжелых металлов / В.И. Олешко, В.И. Корепанов, В.М. Лисицын, В.П. Ципилев. // Письма в ЖТФ. – 2004. – Т. 30, № 22. – С. 17–22.
130. Олешко В.И. Инициирование взрыва азидов тяжелых металлов анодным стримерным разрядом, индуцированным электронным пучком / Олешко В.И. // Труды VI международной практической конференции «Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах» - Томск 8 - 15 августа 2008 - С. 823-827.
131. Олешко В.И. Физическая модель инициирования АТМ электронным пучком / Олешко В.И., Лисицын В.М., Ципилев В.П. // Материалы VI Всероссийской конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики» - Томск: Изд. ТГУ, 2008 - С.159-160

132. Олешко В.И. Дисс. канд. физ.-мат. наук. Томск, 1999 - С. 202.
133. Олешко В.И. Пороговые процессы в твердых телах при взаимодействии с сильноточными электронными пучками. Дисс. докт. физ.-мат. наук, Томск, 2009 - 317 с.
134. Куракин С.И., Диамант Г.М., Пугачев В.М. // Изв. АН ССР. Неорганические материалы. – 1990. – Т.26. – №11. – С. 2301 – 2304.
135. Олешко В.И. Оптико-эмиссионная спектроскопия плазмы взрыва азидов тяжелых металлов при инициировании сильноточным электронным пучком / Олешко В.И., Лысык В.В. // Известия Вузов. Физика. – 2013. – Т. 56, № 7-2. - С. 87-92.
136. Олешко В.И. Spectra of explosive glowing of heavy metal azides at initiation by high-current electron beam / Олешко В.И., Лысык В.В. // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. – 2016. – Vol. 110: Radiation –Thermal Effects in Inorganic Materials (RTEP2015). - [012063, 6 p.]
137. Инициирование фуразанотетразиндиоксида (ФТДО) и смесей (ФТДО/ДНП) на его основе сильноточным электронным пучком / Олешко В.И., Зарко В.Е., Лысык В.В. Ципилев В.П., Калмыков П.И. // Забабахинские научные чтения: сборник материалов XII Международной конференции, 2–6 июня 2014 г. - Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 2014 - С. 106.
138. Инициирование взрыва фуразанотетразиндиоксида сильноточным электронным пучком / Олешко В.И., Зарко В.Е., Лысык В.В. Ципилев В.П., Калмыков П.И. // Письма в ЖТФ – 2015 – Т. 41, № 11 - С. 10-15
139. Юхансон Ю., Персон П. Детонация взрывчатых веществ / Под ред. В.К. Боболева. М.: Мир, 1973 - 352 с.
140. Басов Н.Г., Молчанов А.Г., Насибов А.С., Обидин А.З. и др. // ЖЭТФ. 1976 - Т.70, № 5 - С.1751 – 1761.
141. Вершинин Ю.Н. Электронно-тепловые и детонационные процессы при электрическом пробое твердых диэлектриков. / Вершинин Ю.Н - Екатеринбург: УрО РАН, 2000 - С. 259.

142. Инициирование взрывного разложения азидов тяжелых металлов электрическим разрядом, индуцированным электронным пучком / В.И. Олешко, G. Damamme, D. Malys, В.М. Лисицын. // Письма в ЖТФ - 2009, том 35, №20. – С. 55-61
143. Инициирование детонации тэна мощным электронным пучком / Корепанов В.И., Лисицын В.М., Олешко В.И., Ципилев В.П. // Письма ЖТФ. – 2003. – Т. 29, №16. – С. 23 – 28.
144. Месяц Г.А. Импульсный электрический разряд в вакууме. / Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. - Новосибирск: Наука, 1984. - 256 с.
145. Взрывная люминесценция тетранитропентаэритрита, инициированная электронным пучком / Адуев Б.П., Белокуров Г.М., Гречин С.С., Тупицын Е.В. // Письма в ЖТФ. – 2004. – Т. 30, №15. – С. 91 – 95.
146. О природе свечения, возникающего при облучении тетранитропентаэритрита электронным пучком / Олешко В.И., Корепанов В.И., Лисицын В.М., Ципилев В.П. // Физика горения и взрыва. – 2007. – Т.43, № 5. – С. 87 – 89.
147. The threshold phenomena in pentaerythritol tetranitrate initiated by powerful electron beam. / V.I. Oleshko, V.I. Korepanov, V.M Lisitsyn., V.P. Tsypilev. // Изв. Вузов. Физика. – 2006. – Т.49, № 10. Приложение. – С. 204 – 207.
148. Разрушение и газификация тэна при облучении электронным пучком. / Олешко В.И., Корепанов В.И., Лисицын В.М., Ципилев В.П. // Забабахинские научные чтения: сборник материалов IX Межд. конф. 10 – 14 сентября 2007. – Снежинск: Изд. РФЯЦ – ВНИИТФ Секция 2. Взрывные и детонационные явления. С. 58 – 59.
149. Детонация монокристаллов тэна, инициируемая электронным пучком / Адуев Б.П., Белокуров Г.М., Гречин С.С., Пузынин А.В. // Физика горения и взрыва. – 2010. – Т.46, № 6 – С. 111-118.

150. К вопросу о возбуждении детонации в бризантных взрывчатых веществах сильноточным электронным пучком / Адуев Б.П., Белокуров Г.М., Гречин С.С., Лисков И.Ю. // ЖТФ. - 2014. – Т. 84. – С. 61-66.
151. Балычев И.Н. Мощная пороговая эмиссия диэлектриков при облучении наносекундными электронными пучками большой плотности / Балычев И.Н., Вайсбурд Д.И., Геринг Г.И. // Письма в ЖТФ. – 1976. – Т. 2, № 7. - С. 327 – 330.
152. Физико-химические процессы, развивающиеся в тэне при облучении сильноточным электронным пучком. / Корепанов В.И., Лисицын В.М., Олешко В.И., Ципилев В.П. // Труды 12^й Международной конференции по радиационной физике и химии неорганических материалов (сентябрь 23-27) - Томский политехнический университет, 2003. - С. 264-267.
153. Электрический пробой и взрывное разложение монокристаллов тетранитрата пентаэритрита при облучении электронным пучком / Олешко В.И., Лисицын В.М., Скрипин А.С., Ципилев В.П. // Письма в ЖТФ – 2012 - Т.38, № 9 - С. 37–43.
154. Филаментация и самофокусировка электронных пучков в вакуумных и газовых диодах / В.И. Олешко, В.Ф. Тарасенко, А.Г. Бураченко, V.V. Nguyen. // Письма в ЖТФ – 2019 - Т. 45, № 7 - С. 3-7.
155. Morphology of Destructions of Solid Bodies under Irradiation by a High-Current Electron Beam in Filamented and Self-Focused Mode / V. I. Oleshko, A. N. Yakovlev, V. F. Tarasenko, Van Vu Nguyen // Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE-2020 online) proceedings of 7th International Congress, September 14-26, 2020, Tomsk, Russia: / National Research Tomsk Polytechnic University (TPU); Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE) — New York : IEEE , 2020. — [P. 906-910].
156. Low-Threshold Optical Breakdown Of Compacted Samples From Energetic And Inert Materials / V. I. Oleshko, A. N. Yakovlev, V. P. Tsipilev, N. A. Alekseev // Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE-2020 online)

- proceedings of 7th International Congress, September 14-26, 2020, Tomsk, Russia: / National Research Tomsk Polytechnic University (TPU) ; Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE) — New York : IEEE , 2020 . — [P. 911-916].
157. Scientific-Methodical Approaches to Measurements of Characteristics of Physical and Chemical Processes in Condensed Media Exposed to Laser Radiation and Their Experimental Realization / V. P. Tsipilev [et al.] // Russian Physics Journal. — 2019. — V. 62, № 5. — P. 906-914.
158. Mechanism of hot spots formation in pentaerythritol tetranitrate under pulsed laser irradiation / V. I. Oleshko [et al.] // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. — 2019. — Vol. 510: High Technology: Research and Applications (HTRA-2018) . — [012020, 5 p.].
159. Низкопороговый оптический пробой алюминийсодержащих конденсированных сред при импульсном лазерном облучении / Олешко В.И., Ципилев В.П., **Яковлев А.Н.**, Форат Е.В. // Высокоэнергетические и специальные материалы: демилитаризация, антитерроризм и гражданское применение сборник тезисов XIV Международной конференции – 2018 - С. 32-35.
160. О механизме образования горячих точек в прессованных образцах PETN при импульсном лазерном облучении / Олешко В.И., Ципилев В.П., **Яковлев А.Н.**, Форат Е.В. // Высокоэнергетические и специальные материалы: демилитаризация, антитерроризм и гражданское применение сборник тезисов XIV Международной конференции - 2018. - С. 50-53.
161. Кинетические характеристики взрывного разложения тетранитрата пентаэритрита (PETN) при лазерном импульсном инициировании / Ципилев В.П., Олешко В.И., **Яковлев А.Н.**, Форат Е.В. // Высокоэнергетические и специальные материалы: демилитаризация, антитерроризм и гражданское применение сборник тезисов XIV Международной конференции – 2018 - С. 53-56.

162. О природе свечения полиметилметакрилата при возбуждении пучком электронов субнаносекундной и наносекундной длительностей. / В.И. Олешко, Е.Х. Бакшт, А.Г. Бураченко, В.Ф. Тарасенко. // Журнал технической физики – 2017 – Т. 87, № 2. С. 271-276
163. Oleshko V.I. Spectra of explosive glowing of heavy metal azides at initiation by high-current electron beam / Oleshko V.I., Lysyk V.V. // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, 2016 - С. 012063.
164. Олешко В.И. Морфология разрушений в гетероструктурах InGaN/GaN под действием сильнофокусированного электронного пучка. / Олешко В.И., Горина С.Г. // Письма в ЖТФ – 2015 – Т. 41, № 15 - С. 75-82.
165. Пат. 2606200 Российская Федерация. Способ диагностики электрических микронеоднородностей в полупроводниковых гетероструктурах на основе InGaN/GaN / Олешко В.И., Горина С.Г. // Заявитель и патентообладатель НИ ТПУ. – № 2015141417; заявл. 2015.09.29; опубл: 2017.01.10.
166. Initiation of furazanotetrazinedioxide based compositions by laser and electron radiation. / Oleshko V., Zarko V., Tshipilev V., Knyazeva A., Kalmykov P. // Zeldovich Memorial: Accomplishments in the combustion science in the last decade - 3rd International Conference – 2015 - С. 145-149.
167. Лазерное инициирование тетранитрата пентаэритрита со светорассеивающими добавками / Э.Д. Алукер, Г.М. Белокуров, А.Г. Кречетов, А.Ю. Митрофанов, Д.Р. Нурмухаметов. // Письма в ЖТФ – 2010 – Т. 36, № 6. - С. 80-85.
168. О природе свечения сахара, возбуждаемого первой гармоникой Nd-лазера / В.И. Олешко, В.П. Ципилев, **А.Н. Яковлев**, Г.В. Мурастов, Н.А. Алексеев. // Оптика и спектроскопия – 2018 - Т. 124, № 6 - С. 804-807.
169. Низкопороговый пробой воздуха вблизи мишени излучением CO₂ – лазера и связанный с ним высокий импульс отдачи / А.И. Барчуков, Ф.В. Бункин, В.И. Конов, А.М. Прохоров. // Письма в ЖЭТФ – 1973 - Т. 17, № 8 - С. 413-416.

170. В.С. Воробьев. Плазма, возникающая при взаимодействии лазерного излучения с твердыми мишенями / В.С. Воробьев // УФН – 1993 - Т.163, № 12 - С. 51-83.
171. Tsyshevsky R. V. Defect states at organic–inorganic interfaces: Insight from first principles calculations for pentaerythritol tetranitrate on MgO surface. / Tsyshevsky R. V., Rashkeev S.N., Kuklja M.M. // Surface Science – 2015 - № 637–638 - P. 19–28.
172. Лисицын В.М., Олешко В.И. Оценка давлений вблизи стримерного разряда, индуцированного СЭП в твердом диэлектрике // Тез. докл. 10 Междунар. конф. по радиационной физике и химии неорганических материалов - Томск, 1999.
173. Олешко В.И., Штанько В.Ф. Лавинная ударная ионизация ЩГК под действием мощных наносекундных электронных пучков // Тез. докл. 4- Всесоюз. конф. по эмиссионной электронике - Киев, 1987. - Т.2. - С. 119.
174. Олешко В.И., Штанько В.Ф. О природе акустических волн, генерируемых в ионных кристаллах сильноточными электронными пучками // ЖТФ. - 1987. - Т. 57. - №. 9. - С. 1857 - 1858.
175. Олешко В.И. Эмиссия плотного электронного пучка из канала электрического пробоя в твердом диэлектрике / Олешко В.И., Штанько В.Ф. // ЖТФ. - 1990. - Т.60, №.2. - С.185 - 186.
176. Штанько В.Ф., Олешко В.И., Толмачев В.М. Динамические и остаточные напряжения в КСИ при воздействии импульсного электронного пучка // ФХОМ. - 1991. - № 2. - С. 53-56.
177. Олешко В.И. Электрический пробой диэлектриков и полупроводников, индуцированный плотными электронными пучками наносекундной длительности. Дисс. ... канд. физ.-мат. наук - Томск, 1999 - 202 с.

178. Адуев Б.П. Быстропротекающие процессы в щелочно-галогидных кристаллах и азидах тяжелых металлов при импульсном возбуждении // Дисс. ... докт. физ. - мат. наук. – Кемерово, 1999. – 374 с.
179. Кречетов А.Г. Ранние стадии взрывного разложения азидов тяжелых металлов при импульсном инициировании / Дисс. ... докт. физ.-мат. наук - Кемерово / Кемеровский гос. университет, 2004. - 294 с.
180. Kuklja M.M. An exitonic mechanism of detonation initiation in explosives / Kuklja M.M., Stefanovich E.V., Kunz A.V. // J. Chem. Phys. – 2000. – V. 112, № 7. – P. 3417 – 3423.
181. Деформационный механизм взрывного разложения азидов тяжелых металлов при импульсном воздействии / Лисицын В.М., Журавлев Ю.Н., Олешко В.И. и др. // Химия высоких энергий. - 2006. - Т.40, № 4 - С. 259 - 264.
182. Lisitsyn V.M., Oleshko V.I., Tsipilev V.P., **Yakovlev A.N.** Power thresholds, criteria, kinetics and mechanisms of ignition of explosives under laser pulses and pulsed electron beams // Conference program and book of abstracts 10th Europhysical conference on defects in insulating materials - July 10-14, 2006, Milano, University of Milano-Bicocca, Italy - P. 228.
183. Ципилев В.П., Лисицын В.М., Корепанов В.И., Олешко В.И., **Яковлев А.Н.** К вопросу о предвзрывных явлениях, порогах и критериях инициирования азидов тяжелых металлов внешним импульсом // Материалы III Всероссийской конференции «Энергетические конденсированные системы» - Черноголовка-Москва - Москва: Янус-К, 2006 - С. 77 – 79.
184. Ципилев В.П., Лисицын В.М., Корепанов В.И., Олешко В.И., **Яковлев А.Н.** Пороги и кинетика инициирования азидов тяжелых металлов импульсами когерентного лазерного и электронного излучений // Четвертый международный оптический конгресс «Оптика XXI век».

- Труды IV Межд. конф. «Фундаментальные проблемы оптики» ФПО - 2006. Санкт - Петербург, Россия, 16-20 октября 2006. - С. 147 – 150.
185. Корепанов В.И., Лисицын В.М., Олешко В.И., Ципилев В.П., **Яковлев А.Н.** Инициирование азидов тяжелых металлов внешним импульсом // Забабахинские научные чтения: сборник материалов IX Межд. конф. 10-14 сентября 2007. – Снежинск: Изд. РФЯЦ-ВНИИТФ Секция 2. Взрывные и детонационные явления. - С. 88 – 89.
186. В.И. Олешко. Механизмы разрушения в гетероструктурах InGaN/GaN под действием сильноточного электронного пучка. / В.И. Олешко, С.Г. Горина. // Ученые записки физического факультета Московского университета: научный журнал. – 2015. - №5. – 8 С., 155501.
187. Пат. 2606200 Российская Федерация. Способ диагностики электрических микронеоднородностей в полупроводниковых гетероструктурах на основе InGaN/GaN / Олешко В.И., Горина С.Г. // Заявитель и патентообладатель НИ ТПУ. – № 2015141417; заявл. 2015.09.29; опубл: 2017.01.10.
188. Суровой Э.П. Фотолиз систем: азид свинца – теллурид кадмия. / Суровой Э.П., Бугерко Л.Н., Роснатова С.В. // Известия ТПУ. – 2004. – Т. 307, № 4.- С. 85-88.
189. Иванов А.П. Оптика рассеивающих сред. / Иванов А.П. // Наука и техника, 1969. – 592 с.
190. Weir C.E. Kompressibiliti of inorganic azides / Weir C.E., Blok S., Piermarini G.J. // J. Chem. Phys. – 1970. – V. 53, N 11. – P. 4265-4269.
191. Багал Л.И. Химия и технология иницирующих взрывчатых веществ. / Багал Л.И. // Машиностроение - 1975. – 465 с.
192. Initiation of explosives by high-energy electrons / Phung P.V. // J. Chem. Phys. – 1970. – V. 53, N 7. – P. 2906-2913.
193. Urbanski Tadeusz. Chemistry and Tehnology of Explosives. / Urbanski Tadeusz. // London: Pergamon – 1964 - 517 p.
194. Афанасьев Г.Т. Инициирование твердых ВВ ударом. / Афанасьев Г.Т., Боболев

- В.К. // Наука - 1968. – 174 с.
195. Андреев К.К. Термическое разложение и горение ВВ. / Андреев К.К. // Наука, 1996. – 346 с.
196. Орлова Е.Ю. Химия и технология бризантных взрывчатых веществ. / Орлова Е.Ю. // Химия, 1973. – 588 с.
197. Оптические свойства некоторых ВВ / Барановский А.М. // Физика горения и взрыва. – 1990. – Т. 26, № 3. – С. 62-64.
198. Оптические характеристики некоторых порошкообразных ВВ / Зинченко А.Д., Погребов А.И., Таржанов В.И., Токарев Б.Б. // Физика горения и взрыва. – 1992. – Т. 28, № 5. – С. 80-87.
199. **A. Yakovlev**. Effect of laser radiation wavelength on explosives initiation thresholds / **A. Yakovlev**, R Akhmetshin, A. Razin, V. Ovchinnikov, A. Skripin, V. Tsipilev, V. Oleshko, V. Zarko. // Journal of Physics Conference Series 552(2014):012015.
200. О выращивании нитевидных кристаллов азида серебра и свинца. / Иванов Ф.И., Лукин М.А., Зуев Л.Б. и др. // Кристаллография. – 1983. – Т. 28, № 1. – С. 194-195.
201. Бойко В.А. Временные характеристики излучения рекомбинирующей лазерной плазмы при взаимодействии с твердотельными препятствиями различной конфигурации. / Бойко В.А., Держиев В.И. // Физика плазмы. - 1984. - Т.10, № 6. - С. 1187.
202. Научно-методические подходы измерения характеристик физико-химических процессов в конденсированных средах при воздействии лазерного излучения и их экспериментальная реализация. / В.П. Ципилев, В.И. Олешко, **А.Н. Яковлев**, Н.А. Алексеев, О.В. Ноздрина, М.А. Мазур. // Изв. вузов. Физика. – 2019. – Т.62, № 5 – С. 161 – 168.
203. Виноградов А.В. Роль коллоидных частиц в оптическом пробое щелочно-галлоидных кристаллов / Виноградов А.В., Трибельский М.И. // Письма в ЖТФ. – 1979. – Т. 5, № 10. – С. 595-598.
204. Р. С. Буркина. Инициирование реакционноспособного 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.
205. About laser heat absorbing impurities in the transparence matrix of pentaerythritol tetranitrate / Murastov G., Tshipilev V., Ovchinnikov V., **Yakovlev A.** // JOURNAL OF PHYSICS: CONFERENCE SERIES – 2017 - V. 830, № 1. - 012155.
206. Plasmonic films can easily be better: Rules and recipes ACS Photonics. / McPeak K. M., Jayanti S. V., Kress S. J., Meyer P. S., Iotti S., Rossinelli A., Norris D. J. – 2015 – P. 326–333.
207. Larruquert J. I., Rodríguez-de Marcos L. V., Méndez J. A., Martin P. J., Bendavid A. High reflectance ta-C coatings in the extreme ultraviolet / Larruquert J. I., Rodríguez-de Marcos L. V., Méndez J. A., Martin P. J., Bendavid A. // Opt. Exp. 21 – 2013 – P. 27537–27549.
208. **Яковлев А.Н.**, Морозова Е.Ю., Ципилев В.П. Моделирование процесса зажигания азида свинца в результате локализации лазерного излучения на поглощающих неоднородностях // Фундаментальные проблемы новых технологий в 3-м тысячелетии: Материалы 3-й Всероссийской конференции молодых ученых. Томск: Изд-во Института оптики атмосферы СО РАН. – 2006 - С. 670-673.
209. Ципилев В.П., Лисицын В.М., Корепанов В.И., Олешко В.И. **Яковлев А.Н.** Механизмы лазерного импульсного инициирования азидов тяжелых металлов // 12 Международная конференция по радиационной физике и химии неорганических материалов. Томск – 2003. – С. 504-511.
210. В. А. Овчинников. Simulation of radiation diffusion in scattering media of different thickness / В. А. Овчинников, В. П. Ципилев, **А. Н. Яковлев.** // Известия вузов. Физика. – 2012. – Т. 55, № 11/3 – С.162-164.
211. Баранов С.М. О применении спектроскопии рассеивающих сред в физико-химических исследованиях / Баранов С.М., Бажин И.М. // Успехи химии. – 1977. – Т. XLVI, № 7. – С. 1153-1182.
212. Giovanelli R.G. Reflection bi semi-infinite diffusers / Giovanelli R.G. // Optika acta. – 1955. – V. 2, № 4. – P. 153-162.

213. Бажин Н.М. Сравнение точных и приближенных методов расчета коэффициентов отражения и пропускания света для плоских светорассеивающих слоев. / Бажин Н.М., Кузнецов С.В. // Журн. прик. спектр. – 1985. – Т. 42, № 5. – С. 825-828.
214. Размерный эффект при лазерном инициировании пиротехнического состава (перхлорат аммония + ультрадисперсный алюминий) / **Яковлев А.Н.**, Медведев В.В., Агеева Е.П., Ципилев В.П. // Физика горения и взрыва. - 2008. - Т44, № 6. - С. 77-82.
215. **Яковлев А.Н.**, Александров Е.И., Зыков И.Ю., Морозова Е.Ю., Олешко В.И., Лосев В.Ф., Панченко Ю.Н., Ципилев В.П. Исследование взрывного разложения азидов тяжелых металлов при воздействии излучением эксимерного лазера и лазера на углекислом газе. // Материалы VI Всероссийской научной конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики», Томск – 2008 - С.37-38.
216. Влияние длины волны лазерного излучения на энергетический порог инициирования азидов тяжелых металлов / Лисицын В.М., Ципилев В.П., Дамам Ж., Малис Д. // Физика горения и взрыва. – 2011. - Т. 47, №5. - С. 106-116.
217. Лазерное инициирование тэна: режим резонансного фотоинициирования. / Алукер Э.Д., Алукер Н.Л., Кречетов А.Г., Митрофанов А.Ю., Нурмухаметов Д.Р., Швайко В.Н. // Химическая физика. – 2011. - Т.30, №1. - С.48-51.
218. Эффективность лазерного инициирования и спектры поглощения ТЭНа / Алукер Э.Д., Алукер Н.Л., Белокуров Г.М., Кречетов А.Г., Лобойко Б.Г., Нурмухаметов Д.Р., Тупицын А.В., Филин В.П. // Химическая физика. – 2010. - Т.29, №1. - С.49-52.
219. Инициирование взрыва тэна 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.
220. Инициирование взрыва тэна импульсами первой и второй

- гармониками неодимового лазера при повышенных температурах / Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Тупицын А.В., Кречетов А.Г. // Бутлеровские сообщения, Казань. – 2018. - Т.56, №12. - С.79-84.
221. Влияние длины волны лазерного излучения на критическую плотность энергии инициирования энергетических материалов / А.В. Каленский, А.А. Звекон, М. В. Ананьева, И.Ю.Зыков, В.Г. Кригер, Б.П. Адуев. // Физика горения и взрыва. - 2014. - Т.50, №3. - С. 98-104.
222. В.П. Ципилев. Лазерное инициирование порошков тэна в условиях объемного сжатия / В.П. Ципилев, Е.Ю. Морозова, А.С. Скрипин. // Известия Томского политехнического университета. Энергетика. — 2010. — Т. 317, № 4. — С. 149 – 155.
223. Dependence of explosion initiation threshold of PETN with absorbtive additives on the uniform compression pressure of the sample / А.С. Скрипин, В. А. Овчинников, В.П. Ципилев, **А.Н. Яковлев**. // Известия вузов. Физика. – 2012. – Т. 55, № 11/3 – С.217-219.
224. Аверсон А.Э. Теория зажигания. / Аверсон А.Э., Мержанов А.Г. // «Тепломассообмен в процессах горения», Черноголовка. – 1980. - С.16-35.
225. Мержанов А.Г. Тепловые волны в химии. / Аверсон А.Э., Мержанов А.Г.// «Тепломассообмен в процессах горения», Черноголовка – 1980 - С. 36-58.
226. Conditions of millisecond laser ignition and thermostability for ammonium perchlorate/aluminum mixtures. / Medvedev, V., Tsipilev, V., Reshetov, A., Pyin, A. // Propellants, Explosives, Pyrotechnics – 2017. - № 42(3). - P. 243-246.
227. Effect of ammonium perchlorate and aluminum composition density on characteristics of laser ignition. / Medvedev, V., Tsipilev, V., Reshetov, A., Pyin, A. // Propellants, Explosives, Pyrotechnics. – 2018 - № 43(2). - P. 122-125.
228. Медведев В.В. Зажигание пиротехнического состава (перхлоратаммония+ультрадисперсный алюминий) лазерными

- импульсами. / Медведев В.В., Ципилев В.П., Решетов А.А. // Известия ТПУ. – 2005. - Т. 308, №2. - С. 83-86.
229. Франсон М. Оптика спеклов. / Франсон М. - Москва: Мир. - 1980. – 171 с.
230. Ennos A. Speckle interferometry / Ennos A. // Topics in Appl. Opt. (Speckles in Optics). – 1975. – V. 9. – P. 203-253.
231. Ohtsubo J. Statistikal properties of laser speckle produced in the diffraction field / Ohtsubo J., Asakura T. // Appl. Opt. – 1977. – V. 16, № 6. – P. 1742-1743.
232. Теория поглощения электромагнитного излучения частицами малых размеров / Манькин Э.А. и др. // ЖЭТФ. – 1976. - Т. 70, № 6. - С. 2117-2125.
233. Рассеяние света малыми частицами. / Ван де Хюлст. – Москва: ИИЛ. - 1961. – 536с.
234. А.В. Разин Временные характеристики взрывного разложения азидов тяжелых металлов при лазерном импульсном инициировании. // Автореф. дисс. ... канд. физ.-мат. наук. - Томск, 2015. (научный руководитель – **Яковлев А.Н.**).
235. Кригер В.Г., Каленский А.В. и др. // Материалы 9-ой Международной конференции по радиационной физике и химии неорганических материалов, РФХ-9, Томск 1996, с.222-223.
236. The effect of aluminum particles dispersity on characteristics of ammonium perchlorate-aluminum composition laser ignition. / **A.N. Yakovlev**, V.V. Medvedev, E.V. Forat, V.P. Tshipilev. // Journal of Physics: Conference series, V. 830, 012246 (2017).
237. Кольман – Иванов Э.Э. Таблетирование в химической промышленности. / Кольман – Иванов Э.Э. – Москва: Химия, 1976. – 200 с.
238. Попильский Р.Я. Прессование порошковых керамических масс. / Попильский Р.Я., Пивинский Ю.Е. – Москва: Металлургия, 1983. – 176 с.
239. Trade-off lattice site occupancy engineering strategy for near-infrared phosphors with ultrabroad and tunable emission / Lang T., Han T., He S., Wang

- J., Guo C., Peng L., Cao S., Liu B., Cai M., Wang Q., Ge G., Korepanov V.I., Fang S., **Yakovlev A.N.**, Qiu J.// *Advanced Optical Materials*. 2021.
240. Laser ignition of ammonium perchlorate/aluminum composition confined into pmma capsule / Tsipilev V., Forat E., Medvedev V., Vavilov V., Shiryaev V., **Yakovlev A.** // *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*. 2022. Т. 47. № 3. С. e202100184.
241. About power thresholds, criteria, kinetics and mechanisms of ignition of explosives by laser pulses and pulsed electron beams / Ageeva E.P., Lisitsyn V.M., Oleshko V.I., Tsipilev V.P., **Yakovlev A.N.** // *Известия вузов. Физика*. 2006. Т. 10. С. 245.
242. К вопросу о механизмах зажигания азидов тяжелых металлов лазерным моноимпульсным излучением / Ципилев В.П., Лисицын В.М., Корепанов В.И., Олешко В.И., **Яковлев А.Н.** // *Известия Томского политехнического университета*. 2003. Т. 306. № 6. С. 46-53.
243. Relaxation kinetics of primary pairs of radiation defects in ionic crystals / Lisitsyn V.M., **Yakovlev A.N.** // *Physics of the Solid State*. 2002. Т. 44. № 11. С. 2067-2071.
244. Ce³⁺-Doped Yttrium Aluminum Garnet Transparent Ceramics for High-Resolution X-Ray Imaging / **Yakovlev, A.N.**, Ji, T., Wang, T., Li, H., Zhong, Y., Xu, X. // *Advanced Optical Materials*. – 2022. - 10(6). – 2102056.
245. Variable temperature persistent luminescence properties of phosphors with continuous traps / **Yakovlev, A.N.**, Wang, J., Liu, B., Chen, W., Yang, Z., // *Journal of Luminescence*. – 2022.- 243.- 118644.
246. Trade-off Lattice Site Occupancy Engineering Strategy for Near-Infrared Phosphors with Ultrabroad and Tunable Emission / Lang, T., Cai, M., Fang, S., **Yakovlev, A.N.**, Qiu, J.// *Advanced Optical Materials*. - 2022. - 10(2). - 2101633.
247. Discovery of an Environmentally Friendly Water-Soluble Luminous Material with Interstitial Site Occupancy / Wang, J., Lang, T., Fang, S., Polissadova, E.F., **Yakovlev, A.N.** // *ACS Sustainable Chemistry and*

- Engineering. – 2021. - 9(7). - pp. 2717–2726.
248. Enhancing Structural Rigidity via a Strategy Involving Protons for Creating Water-Resistant Mn^{4+} -Doped Fluoride Phosphors / Lang, T., Wang, J., Han, T., Korepanov, V., **Yakovlev, A.** // *Inorganic Chemistry*. – 2021. - 60(3). - pp. 1832–1838.
249. Selectivity of Mn^{2+} ion occupancy and energy transfer of $Ce^{3+} \rightarrow Mn^{2+}$ ions in garnet solid solution / Cai, M., Fang, S., Han, T., **Yakovlev, A.N.**, Polisadova, E.F. // *Journal of Materials Chemistry C*. - 2020. - 8(41). - pp. 14507–14514.
250. Phase Transformation of a K_2GeF_6 Polymorph for Phosphors Driven by a Simple Precipitation-Dissolution Equilibrium and Ion Exchange / Lang, T., Fang, S., Korepanov, V.I., **Yakovlev, A.N.** // *Inorganic Chemistry*, 2020, 59(12), pp. 8298–8307.
251. Zero-thermal-quenching of Mn^{4+} far-red-emitting in $LaAlO_3$ perovskite phosphor via energy compensation of electrons' traps / Fang S., Lang T., Han T., Wang J., Yang J., Cao S., Peng L., Liu B., **Yakovlev A.N.**, Korepanov V.I. // *Chemical Engineering Journal*. 2020. T. 389. C. 124297.
252. Luminescence properties of color tunable new garnet structure $(Lu_{1-x}Mn_x)_3Al_2(Al_{1-x}Si_x)_3O_{12}: Ce^{3+}$ solid solution phosphors / Lang T., Han T., Zhao C., Fang S., Korepanov V.I., **Yakovlev A.N.**, Zhao L. // *Journal of Luminescence*. 2019. T. 207. C. 98-104.
253. Color-tunable photoluminescence and energy transfer of $(Tb_{1-x}Mn_x)_3Al_2(Al_{1-x}Si_x)_3O_{12}: Ce^{3+}$ solid solutions for white light emitting diodes / Lang T., Han T., Zhao C., Cao S., Fang S., Li S., Korepanov V.I., **Yakovlev A.N.**, Zhao L. // *Royal Society of Chemistry (RSC) Advances*. 2018. T. 8. № 63. C. 36056-36062.
254. Модель формирования очага взрывного разложения в азиды тяжелых металлов при воздействии импульсов электронного и лазерного излучений / Лисицын В.М., Агеева Е.П., **Яковлев А.Н.** // *Известия вузов. Физика*. 2011. Т. 54. № 1. С. 60.

255. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2013660758. «Моделирование лазерного воздействия на диффузно-рассеивающие оптические среды с выгоранием вещества при прямоугольном лазерном импульсе» / **Яковлев А.Н.**, Козырева И.Н., Костиков К.С. – Заявка № 2013618523. Дата поступления 24 сентября 2013 г. Зарегистрировано в реестре программ для ЭВМ 18 ноября 2013 г.
256. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2014615795. «Имитационное моделирование светового режима в объеме полубесконечного слоя диффузно рассеивающей среды». / **Яковлев А.Н.**, Овчинников В.А., Лучшев М.А. – Заявка № 2014613142. Дата поступления 10 апреля 2014 г. Зарегистрировано в реестре программ для ЭВМ 3 июля 2014 г.
257. Effect of Volume Compression on Laser Pulse Initiation Thresholds of Energetic Materials / V. P. Tsipilev, V. I. Oleshko, **A. N. Yakovlev**, E. V. Forat, and T. V. Grechkina // RUSSIAN PHYSICS JOURNAL, T. 66, №2. С.166-171.
258. Explosive Effervescence and Ablation of Polymethyl Methacrylate under Irradiation with a Self-Focusing High-Current Electron Beam – V. I. Oleshko, V. F. Tarasenko, **A. N. Yakovlev**, and Van Vu Nguyen, RUSSIAN PHYSICS JOURNAL, T. 66, №2. С. 219-224.

Приложение А

Алгоритмы моделирования Монте-Карло

Как уже говорилось, процесс переноса излучения в приближении лучевой оптики представляет собой однородную цепь, реализациями которой являются траектории частиц в фазовом пространстве $X = R * \omega$ координат $r \in R$ и направлений $\Omega \in \omega$. В качестве исходного «состояния» цепи рассматриваем точку $(r_0; \Omega_0)$. Зная координаты точки «рождения» фотона, направление и длину свободного пробега l_1 , находим точку первого взаимодействия частицы со средой $r_1 = r_0 + l_1 \Omega_1$, $\Omega_0 = \Omega_1$ или в проекциях

$$x_1 = x_0 + l_1 \sin \nu_1 \cos \varphi_1,$$

$$y_1 = y_0 + l_1 \sin \nu_1 \sin \varphi_1,$$

$$z_1 = z_0 + l_1 \cos \nu_1.$$

В процессе взаимодействия со средой фотон может рассеяться («выживание») или поглотиться («гибель»). В случае гибели траектория обрывается и начинается моделирование следующей траектории. В случае рассеяния переходят к розыгрышу нового направления и длины свободного пробега l_2 . Координаты нового столкновения $r_2 = r_1 + l_2 \Omega_2$, и т. д., пока траектория не выйдет за пределы поглотителя.

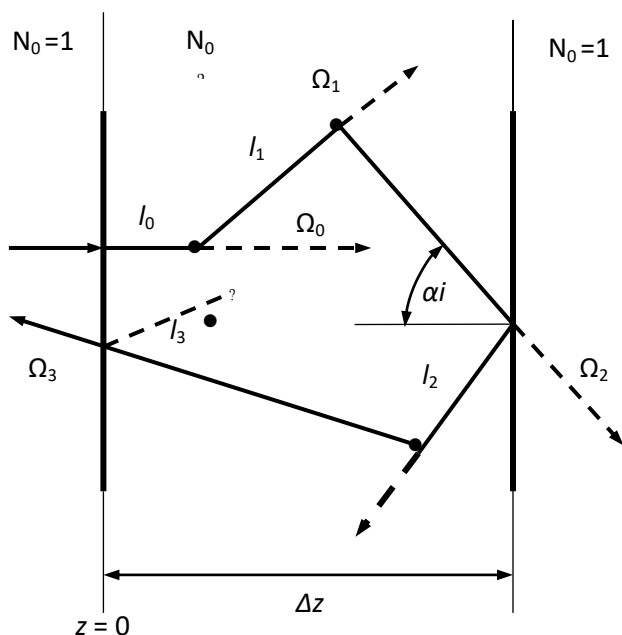


Рисунок А.1 — Возможные траектории фотона, падающего на гладкую поверхность прессованного слоя ЭМ толщиной Δz . (Проекция траекторий на плоскость $[x,z]$).

В обозначенных точках разыгрывается судьба фотона (рассеяние, поглощение). Траектория после i -го рассеяния задается углом Ω_i (углы ν и φ) и длиной свободного пробега l_i . Столкновение с границей задается вероятностью отражения ρ_i (альbedo границы) и углом падения α_i .

При столкновении фотона с поверхностью раздела сред фотон с определенной вероятностью или «гибнет», выйдя за пределы объема, или меняет направление движения, поэтому после каждого испытания производится проверка, находится ли фотон в пространстве X или вышел за его пределы. На рис. А.1 показана возможная судьба фотонов, падающих на поверхность ЭМ. Решение задачи находят путем суммирования статистически независимых судеб квантов с последующей обработкой результатов суммирования.

Случайные числа. Так как прохождение частиц через вещество является случайным процессом, каждый элемент траектории — длина свободного пробега, угол рассеяния, результат столкновения, отражение от поверхности — моделируются с помощью случайных чисел. Простейшими по свойствам являются равномерно распределенные случайные числа ξ , плотность распределения которых $P_\xi(x)$ на отрезке $[0,1]$ числовой оси постоянна.

Поскольку эти числа получаются с помощью рекуррентных соотношений и не являются случайными в строгом смысле слова, их называют псевдослучайными. Практика вычислений показывает, что они хорошо «работают», как настоящие случайные числа. Мы их будем

обозначать символом ξ с различными индексами. Программы получения случайных чисел есть на любой современной ЭВМ. В наших расчетах была использована стандартная программа (генератор случайных чисел) RANDU.

Моделирование свободного пробега. Распределение длины свободного пробега l частицы в однородной среде имеет вид

$$P(l) = \exp(-\Sigma l), \text{ где } \Sigma - \text{ полное сечение взаимодействия.}$$

Отсюда находим алгоритм для розыгрыша l

$$l = -\Sigma^{-1} \ln(1 - \xi).$$

Учитывая статистическую эквивалентность случайных величин ξ и $1 - \xi$, а также заменяя Σ^{-1} средней длиной свободного пробега $1/(\mu + \beta)$, имеем

$$l = -(\mu + \beta)^{-1} \ln(\xi_1). \quad (\text{A.1})$$

Тип взаимодействия. Для розыгрыша типа взаимодействия достаточно взять случайное число ξ_2 и сравнить его с альбедо однократного рассеяния (вероятностью выживания фотона):

если $\xi_2 < \beta/(\mu + \beta)$, то произошло рассеяние;

если $\xi_2 > \beta/(\mu + \beta)$, то произошло поглощение.

Определение траектории движения. После того, как произошло рассеяние, находится новое направление движения. В соответствии с видом индикатрисы рассеяния вырабатываются случайные числа ξ_3 и ξ_4 с нужной плотностью распределения $P(\xi)$. Если индикатриса рассеяния $\chi(\theta, \Psi)$ задана углами θ и Ψ (θ – полярный угол рассеяния; Ψ – азимут), то последние распределены на интервале $[0 \dots \pi]$ и $[0 \dots 2\pi]$ соответственно.

Рис. А.2 иллюстрирует положение вектора Ω_1 по отношению к Ω_0 после процесса рассеяния. Используя основное уравнение сферической тригонометрии:

$$\cos v_1 = \cos v_0 \cos \theta + \sin v_0 \sin \theta \cos \psi$$

и построения рис. А.2 для углов v_1 и φ_1 нового направления Ω_1 напишем

$$\begin{aligned}
\cos v_1 &= \cos v_0 \cos \theta + \sin v_0 (1 - \cos^2 \theta)^{1/2} \cos \psi; \\
\sin v_1 &= (1 - \cos^2 v_1)^{1/2}; \\
\sin \varphi_1 &= (\sin v_0 \cos \theta - \cos v_0 \sin \theta \sin \psi) \sin \varphi_0 / \sin v_1 + \sin \theta \sin \psi \cos \varphi_0 / \sin v_1; \\
\cos \varphi_1 &= (\sin v_0 \cos \theta - \cos v_0 (1 - \cos^2 \theta)^{1/2} \sin \psi) \cos \varphi_0 / \sin v_1 + (1 - \cos^2 \theta) \sin \psi \sin \varphi_0 / \sin v_1.
\end{aligned} \tag{A.2}$$

В декартовых координатах направление Ω_1 зададим тремя направляющими косинусами $\Omega_1 = a_1 i + b_1 j + c_1 k$, а система (A.2) переписется в виде

$$\begin{aligned}
a_1 &= \varepsilon c_0 + \cos \psi ((1 - \varepsilon^2)(1 - c_0^2))^{1/2}; & \varepsilon &= \cos \theta; \\
b_1 &= b_0 A + a_0 B; & A &= \varepsilon - c_0 \cos \psi (1 - \varepsilon^2) / (1 - c_0^2); \\
c_1 &= a_0 A + b_0 B; & B &= \sin \psi (1 - \varepsilon^2) / (1 - c_0^2).
\end{aligned} \tag{A.3}$$

Новые координаты точки столкновения

$$\begin{aligned}
z_1 &= z_0 + l_1 a_1; \\
y_1 &= y_0 + l_1 b_1; \\
x_1 &= x_0 + l_1 c_1.
\end{aligned} \tag{A.4}$$

Моделирование случайного вектора (индикатрисы рассеяния). В случае изотропного рассеяния ($\chi = 1$) можно воспользоваться готовым алгоритмом моделирования индикатрисы рассеяния [211, 212, 213]

$$\cos v = 2\xi_3 - 1; \tag{A.5}$$

$$\varphi = 2\pi\xi_4,$$

где $\cos \varphi$ и $\sin \varphi$ можно моделировать методом Неймана [213].

Если же рассеяние не изотропно ($\chi(\Omega)$ имеет сложный вид), необходимо произвести преобразования над случайными числами. Пусть закон распределения плотности вектора Ω есть $d\sigma/d\Omega = P(\Omega)N$, где N – нормирующий множитель. Заменяя $d\Omega$ через $\sin v dv d\varphi$ для полной вероятности σ запишем

$$\sigma = 1 = N \int_0^{2\pi} \int_0^\pi P(v) \sin v dv d\varphi.$$

Отсюда

$$N = 1 / (\int_0^{2\pi} \int_0^\pi P(v) \sin v dv d\varphi),$$

а вероятность попадания в телесный угол $\omega(\Omega)$

$$\sigma(\omega) = \int_{(\omega)} P(v) \sin v dv d\varphi / (\int_{(2\pi)} \int_{(\pi)} P(v) \sin v dv d\varphi). \tag{A.6}$$

Из (А.5) видно, что плотность в подинтегральном выражении представляет собой произведение двух плотностей и, следовательно, координаты v и φ независимы. В этом случае (А.5) распадается на

$$\int_0^\varphi d\varphi / \int_0^{2\pi} d\varphi = \xi_4; \quad \int_0^v P(v) \sin v dv d\varphi / \int_0^\pi P(v) \sin v dv d\varphi = \xi_3. \quad (\text{А.7})$$

Вычислим по выражениям (А.6) алгоритм моделирования индикатрисы рассеяния $\chi(\Omega) = 1 + \varepsilon$. При этом (А.6) приобретают вид

$$- \int_0^\theta (1 + \cos\theta) d(\cos\theta)/2 = \xi_3; \quad \psi/(2\pi) = \xi_4. \quad (\text{А.8})$$

Учитывая вид соотношений (А.1), (А.2), решение (А.7) запишем в виде

$$\begin{aligned} \cos\theta = \varepsilon = 2\sqrt{\xi_3} - 1, & \quad \sin\theta = \sqrt{(1 - \varepsilon)^2}; \\ \cos\psi = \cos(2\pi\xi_4), & \quad \sin\psi = \sin(2\pi\xi_4). \end{aligned} \quad (\text{А.9})$$

Отметим, что если уравнение (А.5) аналитически неразрешимо, то его можно решать численно, а связь между ξ и искомым параметром дать в виде таблицы.

Моделирование процесса отражения от границ раздела. Будем считать, что в процессе столкновения фотона с границей раздела сред, фотон может отразиться и продолжить путь в среде. Вероятность этого события (альбедо границы) примем равной коэффициенту отражения ρ_i (френелевское отражение). Процесс отражения разыгрывается следующим образом:

- 1 – если $L < z < 0$, то вырабатывается случайное число ξ_5 ;
- 2 – если $\xi_5 < \rho_i$ – произошло столкновение с границей;
- 3 – если $\xi_5 > \rho_i$ – траектория обрывается и моделируется новая.

Здесь L – толщина слоя ДРС, а z – координата точки столкновения по оси Z (глубина слоя). Величина коэффициента отражения ρ_i определяется углом падения α_i , где α_i – плоский угол между направлением i -той траектории и осью Z , т.е. $\alpha_i = |\pi - \arccos a_i|$.

- 4 – если $|\alpha_i| < |\alpha_{np} = \arcsin(1/N_0)|$, то $\rho_i = 1$;
- 5 – если $|\alpha_i| = |\alpha_6 = \arctg(1/N_0)|$, то $\rho_i = \sin^2 G_1 / (2\sin^2 G_2)$;
- 6 – если $|\alpha_i| > |0,1|$, то $\rho_i = (N_0 - 1)^2 / (N_0 + 1)^2$;
- 7 – если $0,1 < \alpha_i < \alpha_{np}$ $\rho_i = (\sin^2 G_1 / (2\sin^2 G_2) + \tg^2 G_1 / \tg^2 G_2) / 2$,

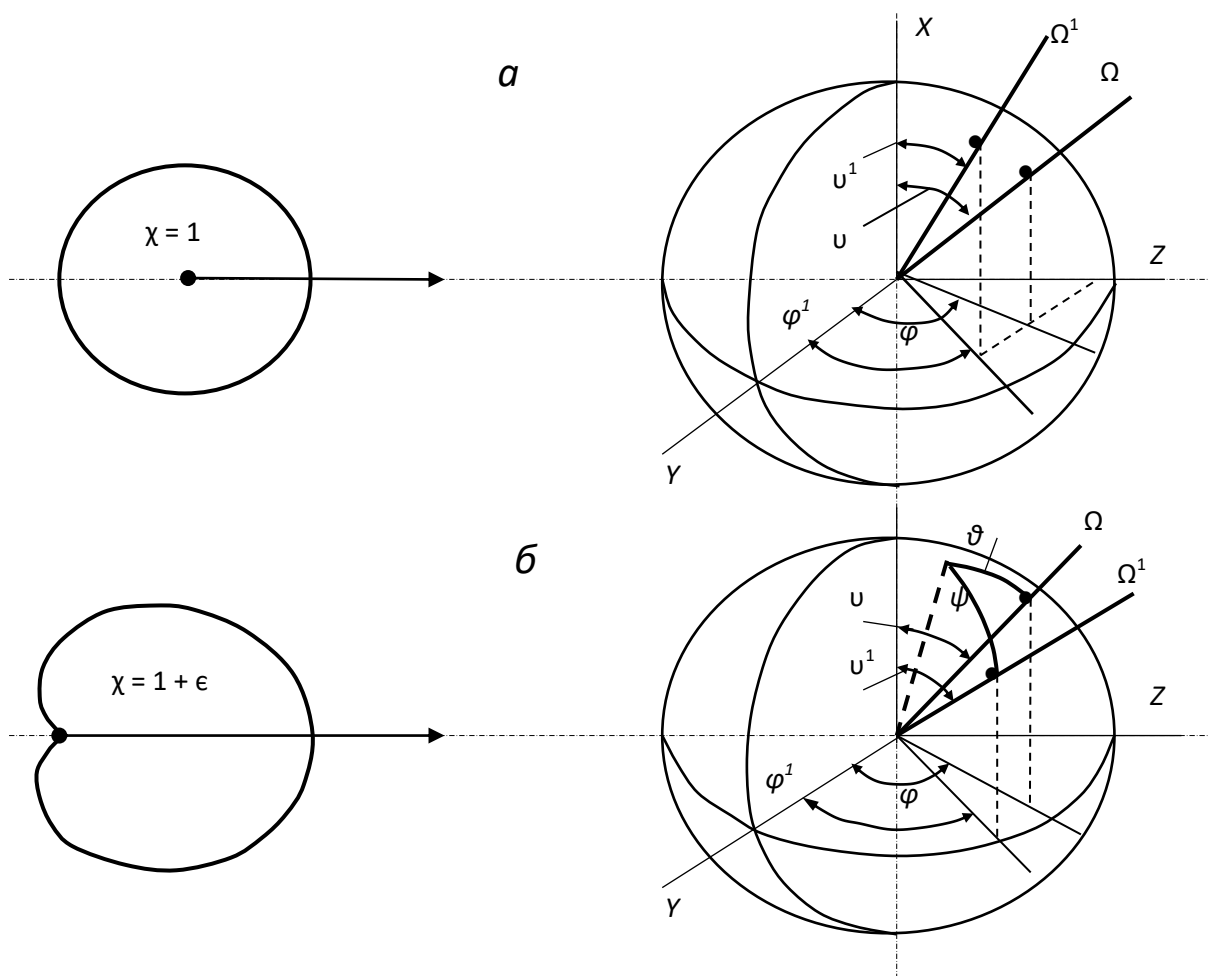


Рисунок А.2 – К расчету траектории движения фотона (пересчет углов).

v, φ – направление до столкновения; v^1, φ^1 – направление после столкновения. *a* – изотропное рассеяние; *б* – неізотропное рассеяние (θ, ψ – полярный и азимутальный углы рассеяния).

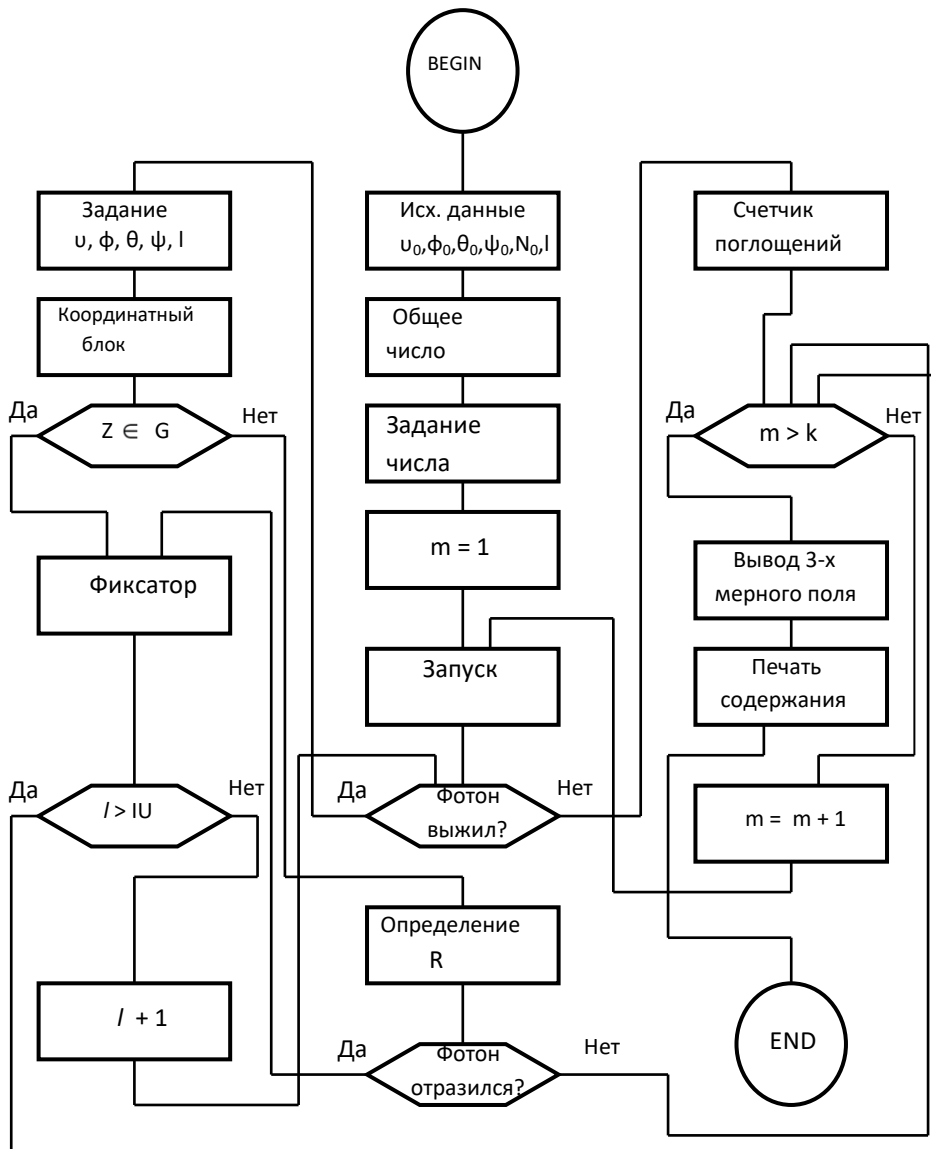


Рисунок А.3 –Блок-схема имитатора траекторий фотонов.

где $G_1 = \alpha_i - \arcsin(N_0 \sin \alpha_i)$; $G_2 = \alpha_i + \arcsin(N_0 \sin \alpha_i)$; N_0 – усредненный показатель преломления среды. В случае выполнения условия по п. 2 новые координаты точки находятся как

$$z = -z; \quad y = y; \quad x = x; \quad (\text{A.10})$$

$$z = 2L - z; \quad y = y; \quad x = x,$$

а новое исходное направление

$$\cos \varphi = -\cos \varphi; \quad \cos \nu = \cos \nu. \quad (\text{A.11})$$

При $\rho_i < \xi_5$ и $\beta / (\mu + \beta) < \xi_2$ фиксируется обрыв траектории и начинается запуск новой.

На основании разработанных нами алгоритмов (А.1)-(А.4), (А.8)-(А.10) разработана блок-схема имитатора процесса светорассеяния и пакет прикладных программ. Блок-схема имитатора представлена на рис. А.3. На рис. А.4 приведено типичное относительное распределение пространственной освещенности q на различных оптических глубинах, где $\tau_z = (\mu + \beta)Z$, дающее общую характеристику светового режима внутри слоя при точечном направленном излучателе на поверхности ДРС. Отдельные кривые представляют собой суть функции «размытия» точки на выбранной оптической глубине.

Для нахождения величины пространственной освещенности проводилось суммирование «следов» прямых и рассеянных фотонов, попавших в элементарный объем среды со всех возможных направлений в соответствии с (А.10). С целью увеличения статистической достоверности результатов суммирования, последнее проводилось в объеме цилиндра радиуса r , равного радиусу светового пучка, с продольным размером $\tau_z = 1$.

Поясним возможность осреднения по такому относительно большому объему. Распределение нерассеянных фотонов подчиняется закону $N(\tau) = N \exp(-\tau_z)$, где N – количество упавших фотонов. Используя разложение экспоненты найдем, что количество нерассеянных фотонов в объеме единичного сечения элементарной толщины dZ

$$N_{dZ} = N dZ.$$

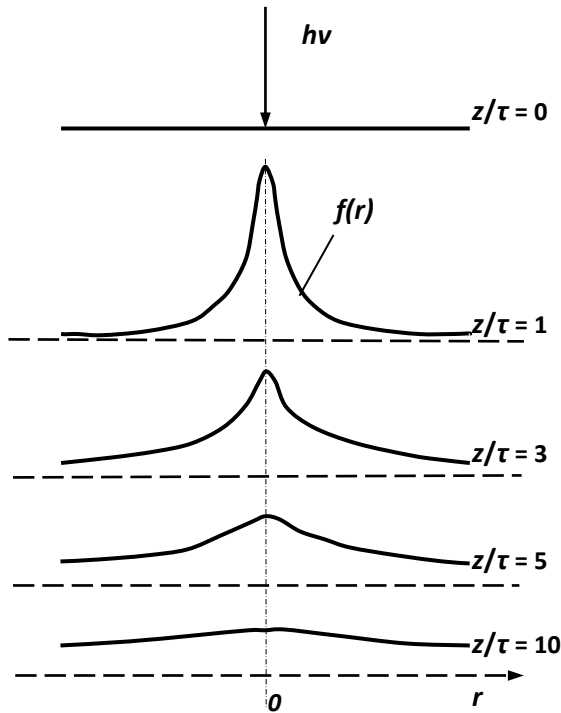


Рисунок А.4. Световой режим в объеме рассеивающей среды ($N_0 = 1,85$) при точечном направленном излучателе.

$\tau = 1/(\mu + \beta)$ – средняя длина пробега (оптическая толщина).

Кривые $f(r)$ – суть функции размытия точки.

В приближении равномерной плотности распределения рассеянных фотонов на отрезке $\tau_z = 1$ запишем для коэффициента увеличения освещенности в n -ом слое от поверхности

$$F_n = \{N \exp(-\tau_n) d\tau + [N_n - N \exp(-\tau_n)(1 - \exp(-1))] d\tau\} / N d\tau, \quad (\text{A.12})$$

где N_n – суммарное число фотонов, регистрируемых «детектором» единичных размеров; $[N_n - N \exp(-\tau_n)(1 - \exp(-1))]$ – число рассеянных фотонов в единичном объеме на глубине τ_n ; $N \exp(-\tau_n)$ – количество нерассеянных фотонов на отрезке $d\tau$ глубины τ_n ; $\tau_n = 0, 1, 2$ и т. д., а n – порядковый номер слоя. После преобразования (A.12) коэффициент F_n для пучка единичного сечения запишется в простой форме

$$F_n = N_n / N + \exp[-(\tau_n + 1)]. \quad (\text{A.13})$$

В случае источника с оптическими размерами τ_r ($\tau_r = (\mu + \beta) r$) суммарное значение N_n находится по функции размытия точки $f(\tau_r)$ в виде свертки

$$\sum N_n = \int_0^{2\pi} \int_0^{r_r} f(\tau_r) d\tau_r \int_0^l f(\tau_z) d\tau_z. \quad (\text{A.14})$$

Коэффициент диффузного отражения ρ_d находился с помощью очень простого алгоритма

$$\rho_d = N_g / N, \quad (\text{A.15})$$

где N_g – число возвращенных назад из среды («выживших») фотонов.

Рассмотрим коротко общие для всех ДРС закономерности светорассеяния, полученные на основе расчета по приведенным алгоритмам. Наиболее общие закономерности, выявленные в результате расчета, приведены на рис. А.4. Из рис. А.4 видно, что с увеличением альbedo однократного рассеяния и показателя преломления освещенность внутри слоя резко возрастает, причем это возрастание особенно заметно на большой глубине. Ход кривых (прямые линии в полулогарифмическом масштабе) указывает на экспоненциальный спад пространственной освещенности с глубиной, однако в области больших значений Δ показатель ослабления в экспоненте меньше единицы. Это находится в соответствии с общими представлениями о световом режиме внутри слоя ДРС [189].

Таблица А.5. Коэффициенты отражения ρ_∞ от плоского слоя ДРС с показателем преломления $N_0 = 1$, рассчитанные различными способами

$$\chi = 1$$

Δ	Точный расчет [212]	Двухпо т. Прибли ж. [213]	Диффу з. прибли ж. [211]	Метод М – К [213]	Монте-Карло [51]	Откло- нение в %
0,999	0,913	0,913	0,914	–	0,898	1,6
0,99	0,753	0,756	0,757	–	0,732	2,8
0,9	0,415	0,425	0,427	0,415	0,398	4,1
0,8	0,285	0,296	0,297	–	0,284	0,5

$$\chi = (1 + \varepsilon) = 1 + \cos\theta$$

Δ	Точный расчет [212]	Двухпо т. Прибли ж. [211]	Диффу з. прибли ж. [213]	Метод М – К [213]	Монте Карло- [51]	Откло- нение в %
0,999	0,894	0,895	0,887	–	0,890	0,45
0,99	0,703	0,706	0,691	–	0,720	2,4
0,9	0,327	0,338	0,332	0,330	0,279	14,0
0,8	0,200	0,213	0,214	–	0,199	0,5

Так как точность метода Монте-Карло определяется количеством испытаний, мы провели оценку точности расчета путем сравнения полученных (при розыгрыше судеб 10^5 фотонов) значений коэффициента отражения ρ_∞ от бесконечно толстого слоя с результатами численного расчета уравнения переноса для этого случая, а также с результатами приближенных аналитических решений. Результаты сравнения (см. табл. А.1) указывают на то, что точность метода при заданном числе фотонов

удовлетворительна. Расхождения в значениях существенны только для случая отражающей стенки ($N_0 = 1,5$) и малых выживаемостей фотона. Так как нас интересует область больших значений ρ_∞ , этот случай детально не анализируется.

Таблица А.6 Коэффициенты отражения ρ_∞ от плоского слоя ДРС с показателем преломления $N_0 = 1,5$ рассчитанные различными способами

$$\chi = 1$$

Δ	Точный расчет [212]	Двухпо т. Прибли ж. [212]	Диффу з. прибли ж. [211]	Метод М – К [213]	Монте-Карло [51]	Отклонение в %
0,999	0,841	0,846	–	–	0,827	1,7
0,99	0,602	0,617	–	–	0,604	0,33
0,9	0,260	0,286	–	0,259	0,258	0,77
0,8	0,172	0,195	–	–	0,164	4,6

$$\chi = (1 + \varepsilon) = 1 + \cos\theta$$

Δ	Точный расчет [212]	Двухпо т. Прибли ж. [212]	Диффу з. прибли ж. [211]	Метод М – К [211]	Монте-Карло [51]	Отклонение в %
0,999	0,811	0,816	–	–	0,811	0,00
0,99	0,542	0,558	–	–	0,522	3,7
0,9	0,197	0,226	–	0,196	0,206	4,6
0,8	0,121	0,147	–	–	0,107	11,6

Рассмотрим теперь максимальное увеличение освещенности E_0 . Коэффициент F_0 быстро увеличивается с увеличением выживаемости Δ и при $\Delta = 0,9995$ приближается к своему теоретическому пределу F_{np} ,

определяемому выражением (4.4). В то же время коэффициент отражения ρ_∞ еще далек от единицы и при $\Delta = 0,9995$ составляет, в зависимости от индикатрисы рассеяния, величину от 0,8 до 0,85.

Экспериментально измеренное значение ρ_∞ для азида свинца и тэна на длинах волн излучения неодимового ($\lambda_0 = 1,06$ мкм) и рубинового ($\lambda_0 = 0,694$ мкм) составляют порядка 0,8 – 0,9 [22]. Сопоставляя эти значения с расчетными, мы можем оценить значения F_0 как функцию трех параметров: коэффициента отражения ρ_∞ , индикатрисы рассеяния χ и альбедо однократного рассеяния Δ . Так как ρ_∞ является функцией Δ , последний параметр исключается. Для многих прозрачных ЭМ $\rho_\infty > 0,8$, поэтому для широкого пучка значение коэффициента связи для АТМ ($F_0 > 12$).

Так как в большинстве практических ситуаций реализуются условия воздействия пучком ограниченных размеров, при оценке максимальной освещенности возникает вопрос об оптическом размере облучателя r_∞ , соответствующем понятию широкого пучка. Рис. А.2 иллюстрирует границы области, отвечающей широкому пучку для различных N_0 и χ . Видно, что достаточно строгая граница между широким и узким пучком может быть определена для области значений r_d от $0,05 N_0^2$ до $(1 - 0,05 N_0^2 \epsilon)$, перекрывающих область возможных реальных значений r_d для ДРС.

При наклонном падении лучей световой режим существенно отличен от случая нормального падения [51]. С увеличением угла падения лучей ν наблюдается спад освещенности за счет увеличения показателя ослабления в глубинном режиме. Однако, как показывают проведенные расчеты, $\max F$ практически остается неизменным, но происходит значительное изменение коэффициента r_∞ , который монотонно растет с увеличением угла падения ν . При этом увеличение коэффициента диффузного отражения с ростом ν тем заметнее, чем больше поглощение в среде. Этот вывод качественно согласуется с результатами экспериментальных измерений [51]. В

предельном случае скользящего падения лучей коэффициент r_c можно выразить через коэффициент отражения при нормальном падении r_∞ в виде

$$r_c = 0,5(1 + r_\infty).$$

Очевидно, что в условиях ограниченного по толщине слоя ДРС (тонкая пластинка) световой режим будет отличаться от режима в полубесконечном слое. В этом случае можно ожидать уменьшения коэффициента r_d по сравнению с r_∞ за счет выхода светового потока с тыльной стороны пластинки. Это неизбежно приведет к уменьшению пространственной освещенности в объеме и снижению максимального значения F_0 . Данный вопрос нами не исследовался, поскольку в экспериментальных исследованиях всегда были реализованы условия полубесконечного слоя ДРС.

Таким образом, анализ результатов счета показывает, что максимальное увеличение локальной освещенности в полубесконечном слое ДРС можно оценить, зная лишь показатель преломления и коэффициент отражения среды. Причем если величина $r_\infty > 0,7$, достижимые значения F_0 близки к теоретическому пределу, определяемому для направленного облучателя формулой $F_0 = 16 N_0^3 / (N_0 + 1)^2$, т. е. для реальных ЭМ, обладающих именно такими высокими значениями r_∞ , многократное рассеяние света может существенным образом повлиять на процесс светового инициирования, определяя как пороговые потоки, так и характер их размерной зависимости.

Приложение Б
(справочное)

Таблицы некоторых промежуточных величин для расчета параметров теплового очага различной конфигурации.

T_0, K	$\frac{E}{RT_0}$	$\frac{E}{RT_0^2}$	θ_0	$\ln \theta_0$	$(\ln \theta)^{0.6}$	$\exp\left(\frac{E}{RT_0}\right)$
500	36,54	$7,3 \cdot 10^{-2}$	14,6	2,68	1,8	$7,57 \cdot 10^{15}$
800	22,84	$2,85 \cdot 10^{-2}$	14,2	2,65	1,79	$8,4 \cdot 10^9$
1000	18,27	$1,83 \cdot 10^{-2}$	12,8	2,55	1,75	$8,7 \cdot 10^7$
1500	12,2	$8,1 \cdot 10^{-3}$	9,7	2,27	1,63	$2 \cdot 10^5$
1800	10,15	$5,6 \cdot 10^{-3}$	8,4	2,13	1,57	$2,57 \cdot 10^4$
2000	9,135	$4,56 \cdot 10^{-3}$	7,75	2,04	1,54	$9,3 \cdot 10^3$
2500	7,3	$2,92 \cdot 10^{-3}$	6,4	1,86	1,45	$1,49 \cdot 10^3$
3000	—	$2 \cdot 10^{-3}$	—	—	—	$4 \cdot 10^2$
5000	—	$7 \cdot 10^{-4}$	—	—	—	36,8

T_0, K	$\bar{b}_{кр}$ <i>сфера</i>	$\bar{b}_{кр}$ <i>цилиндр</i>	$\bar{b}_{кр}$ <i>плоскость</i>	r_0 <i>сфера</i>	r_0 <i>цилиндр</i>	r_0 <i>плоскость</i>
500	22,0	11,0	5,5	$4,7 \cdot 10^{-1}$	$3,5 \cdot 10^{-1}$	$2,3 \cdot 10^{-1}$
800	21,5	10,7	5,3	$8,2 \cdot 10^{-4}$	$6,15 \cdot 10^{-4}$	$4,1 \cdot 10^{-4}$
1000	21,0	10,5	5,2	$1 \cdot 10^{-4}$	$7,5 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-5}$
1500	19,5	9,8	4,9	$7 \cdot 10^{-6}$	$5,2 \cdot 10^{-6}$	$3,5 \cdot 10^{-6}$
1800	19,0	9,5	4,7	$3 \cdot 10^{-6}$	$2,25 \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$
2000	18,5	9,2	4,6	$2 \cdot 10^{-6}$	$1,54 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-6}$
2500	18,0	9,0	4,5	$1 \cdot 10^{-6}$	$7,5 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-7}$
3000	—	—	—	—	—	—
5000	—	—	—	—	—	—

При составлении таблицы использовались следующие данные и соотношения. Критическое значение параметра Франк-Каменецкого $\bar{b}_{кр} = 12,1(\ln \theta)^{0,6}$ для сферы; $5,5(\ln \theta)^{0,6}$ для цилиндрического очага и $3,2(\ln \theta)^{0,6}$ — для плоского, где $\theta = \frac{E(T_0 - T_n)}{RT_0^2}$. По заданной температуре находится

значение $\bar{b}_{кр}$, а затем значение r_0 из выражения $r_0^2 = \bar{b}_{кр} \lambda_2 \exp\left(\frac{E}{RT_0}\right) / \left(\frac{E}{RT_0^2}\right)$

Qk_0). В расчете использовались следующие значения параметров: $Qk_0 = 0,397 \cdot 10^{14}$ кал/г·с; $\lambda_2 = 4,2 \cdot 10^{-4}$ кал/см·с·гр. Связь между r_0 и T_0 можно представить в виде графика, где задаваясь согласно задаче значением r_0 определять температуру очага T_0 .

Приложение В
(справочное)

Программы ЭВМ

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



СВИДЕТЕЛЬСТВО

о государственной регистрации программы для ЭВМ

№ 2014615795

Имитационное моделирование светового режима в объеме полубесконечного слоя диффузно рассеивающей среды

Правообладатель: *Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Национальный исследовательский Томский политехнический университет» (RU)*

Авторы: *Лучиев Максим Алексеевич (RU), Овчинников Владислав Александрович (RU), Яковлев Алексей Николаевич (RU)*

Заявка № **2014613142**

Дата поступления **10 апреля 2014 г.**

Дата государственной регистрации

в Реестре программ для ЭВМ **03 июня 2014 г.**



Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности

Б.П. Симонов

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



СВИДЕТЕЛЬСТВО

о государственной регистрации программы для ЭВМ

№ 2013660758

**Моделирование лазерного воздействия на
диффузно-рассеивающие оптические среды с выгоранием
вещества при прямоугольном лазерном импульсе**

Правообладатель: *Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего профессионального
образования «Национальный исследовательский Томский
политехнический университет» (RU)*

Авторы: *Яковлев Алексей Николаевич (RU), Козырева Ирина
Николаевна (RU), Костиков Кирилл Сергеевич (RU)*

Заявка № 2013618523

Дата поступления 24 сентября 2013 г.

Дата государственной регистрации

в Реестре программ для ЭВМ 18 ноября 2013 г.



*Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности*

Б.П. Симонов

Приложение Г
(справочное)
Акты внедрения результатов

АО «ПЛЛТ»
634009, г. Томск,
ул. Розы Люксембург, д. 65, оф.3
Тел: 8 (3822) 46-73-62
E-mail: ceo@estetica-laser.com



Акционерное Общество
«Проектная Лаборатория Лазерных
Технологий»

ИНН/КПП: 7017486367/701701001
ОГРН: 1217000007003
ТОМСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ №8616
ПАО СБЕРБАНК
БИК: 046902606
К/счет: 30101.810.8.00000000606
Р/счет: 40702.810.7.64000017382

УТВЕРЖДАЮ

Директор АО «ПЛЛТ»



[Signature]
Яковлев Н.И.
2023г.

Акт

об использовании результатов диссертационной работы Яковлева Алексея Николаевича в АО «Проектная Лаборатория Лазерных Технологий»

Расчет и прогнозирование оптико-физических свойств диффузно-рассеивающих сред является актуальной задачей для АО «ПЛЛТ».

В работе предприятия использована разработанная при участии Яковлева А.Н. программа для ЭВМ «Моделирование лазерного воздействия на диффузно-рассеивающие оптические среды с выгоранием вещества при прямоугольном лазерном импульсе».

Применение программы позволило оперативно произвести моделирование температурных профилей внутри диффузно-рассеивающих оптических сред при импульсивном воздействии лазерного излучения видимого диапазона с прямоугольной формой импульса при экстремальных потоках энергии излучения.

Исполнительный директор АО «ПЛЛТ»

[Signature]

/Милькевич П.В./

Общество с ограниченной ответственностью
 ООО «КВАНТ»
 634034 г. Томск, ул. Карташова 12А.
 ИНН 7017385471 КПП 701701001
 ОГРН 1157017016738
 р/с 40702810064000015262
 БИК 046902606
 ТОМСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ N8616 ПАО СБЕРБАНК
 к/с 30101810800000000606



УТВЕРЖДАЮ

Директор ООО «Квант»

Ахметшин Р.Г.

«02» мая 2023г.

Акт

внедрения практических результатов исследования

Яковлева Алексея Николаевича,

полученных в рамках диссертационной работы:

«Закономерности и особенности лазерного и электронно-пучкового импульсного инициирования энергетических материалов различных классов»

Расчет и прогнозирование оптико-физических свойств различных материалов под воздействием лазерного излучения широкого диапазона спектра является актуальной задачей для ООО «Квант», поскольку предприятие использует инновационные технологии обработки материалов лазерными пучками и специализируется на изготовлении конечных изделий для декоративного проектирования элементов интерьера.

В работе предприятия использована разработанная при участии Яковлева А.Н. программа для ЭВМ «Имитационное моделирование светового режима в объеме полубесконечного слоя диффузно рассеивающей среды».

Применение программы позволило оперативно произвести моделирование светового режима в объеме полубесконечного слоя диффузно рассеивающей среды при импульсивном воздействии лазерного излучения видимого диапазона для подбора параметров лазерной обработки прозрачных и полупрозрачных полимерных пластин различной толщины, что позволило осуществить оптимальный выбор параметров лазерной обработки и получить значительный экономический эффект на экономии материалов заказчика.

УТВЕРЖДАЮ

Директор ИНИПТ ТПУ

К. К. Майбаев



СПРАВКА

Об использовании результатов диссертационной работы Яковлева Алексея Николаевича в учебном процессе

Результаты диссертационной работы Яковлева А.Н. успешно используются в образовательном процессе в Отделении материаловедения Инженерной школы новых производственных технологий Национального исследовательского Томского политехнического университета.

В частности, исследовательский стенд для проведения многопараметрических исследований, разработанный при участии Яковлева А.Н., а также методики проведения исследований быстропротекающих процессов при воздействии внешних импульсных лазерных потоков излучения в широком спектральном диапазоне и электронных пучков используются для реализации образовательных программ магистратуры по направлению «Оптотехника» и аспирантуры по направлениям подготовки «Физика конденсированного состояния» и «Физика горения и взрыва». За последние 5 лет подготовлены выпускные квалификационные работы 5 магистрантами, научно-квалификационная работа аспиранта, защищена кандидатская диссертация.

В рамках образовательной программы магистратуры «Лазерные и световые технологии» реализуются лабораторные работы по дисциплинам «Лазерные технологические установки и комплекты», «Лазерные технологии и оборудование» на исследовательском комплексе, разработанном при участии Яковлева А.Н.

Заведующий кафедрой –
руководитель отделения материаловедения
на правах кафедры

В. А. Клименов