

На правах рукописи



Овчинников Владислав Александрович

СВЯЗЬ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОРОШКООБРАЗНЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ  
ВЕЩЕСТВ С ИХ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ К ЛАЗЕРНОМУ ВОЗДЕЙСТВИЮ

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

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Томск 2015

Работа выполнена в федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Национальном исследовательском Томском политехническом университете» (ФГАОУ ВО НИ ТПУ).

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

Официальные оппоненты: Александр Васильевич Каленский доктор физико-математических наук, Кемеровский государственный университет, профессор кафедры химии твердого тела и химического материаловедения.

Сергей Сергеевич Бондарчук доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Томский государственный педагогический университет, старший научный сотрудник, профессор кафедры общей биологии и методики обучения биологии.

Ведущая организация: Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский государственный университет».

Защита состоится 21 декабря 2015 г. в 10:00 часов на заседании диссертационного совета Д.212.269.13 при ФГАОУ ВО НИ ТПУ в аудитории 217 учебного корпуса ТПУ № 8 по адресу: ул. Усова, 7, г. Томск, 634050, Россия.

С диссертацией можно ознакомиться в Научно-технической библиотеке ФГАОУ ВО НИ ТПУ или на сайте <http://portal.tpu.ru/council/2803/worklist>.

Автореферат разослан « 23 » октября 2015 г.

Ученый секретарь совета по защите докторских и кандидатских диссертаций Д.212.269.13, кандидат технических наук



А. С. Матвеев

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность.** Лазерное инициирование взрывчатых веществ (ВВ), особенно в области прозрачности матрицы к лазерному излучению, требует обязательного учета оптических явлений. Однако по-прежнему существуют модели и результаты исследований проводимых без учета таковых. При этом в области прозрачности матрицы взрывчатого вещества кроме известных моделей распределения освещенности, требуется учет многократного рассеяния, что до сих пор является нерешенным вопросом в оптике рассеивающих сред. Учет многократного рассеяния сам по себе является чрезвычайно сложной задачей, не имеющей аналитического решения в рамках теории переноса излучения в рассеивающих средах с плотной упаковкой рассеивателей, и поиск точных численных решений, учитывающих эффекты многократного рассеяния является актуальной задачей.

Все это делает, теоретические исследования связи светового режима с порогами инициирования, а также подробные исследования оптических параметров элементарного объема ВВ актуальными.

**Цель.** Дать теоретическое описание связи оптических явлений и параметров элементарного объема с порогами инициирования взрывчатых веществ на основе экспериментальных данных по порогам инициирования лазерным излучением известным из литературы, для расширения модельных представлений тепловой микроочаговой теории.

### **Задачи:**

1. Получить распределение светового потока в объеме рассеивающей среды для заданного профиля лазерного пучка, падающего на поверхность таблетки ВВ.
2. Исследовать влияние оптических параметров элементарного объема ВВ на пороги лазерного инициирования.
3. Установить связь коэффициента диффузного отражения, пропускания и коллимированного пропускания с параметрами элементарного объема диффузно рассеивающей среды и параметрами лазерного пучка.
4. Исследовать влияние концентрации частиц металлических примесей (серебра или свинца) в азидовых тяжелых металлов (АТМ) и сажных частиц в тэне на оптические параметры элементарного объема ВВ.
5. Определить температуру нагрева частиц серебра, свинца и сажи в среде прессованных порошков азидов тяжелых металлов и тэна в зависимости от радиуса частиц и длины волны излучения, воздействующего на рассеивающую среду.
6. Исследовать распределение температуры в объеме рассеивающей среды прессованных порошков ВВ при воздействии лазерным излучением.

### **Научная новизна работы:**

1. Впервые разработана уникальная программа для имитационного моделирования методом Монте-Карло светового режима в объеме диффузно рассеивающей среды при

воздействии лазерным пучком произвольного профиля, использующая современную архитектуру массивно-параллельных вычислений CUDA.

2. Впервые показано, что при воздействии лучом лазерного излучения по всей поверхности полубесконечного слоя рассеивающей среды, вид индикатрисы рассеяния не оказывает влияния на распределение потока поглощаемых в среде фотонов, если коэффициент диффузного отражения сохраняется постоянным, при варьировании прочих оптических параметров.

**Объект исследования:** Явления переноса излучения в ВВ с плотной упаковкой рассеивателей при воздействии лазерным излучением. Механизм поглощения и рассеяния лазерного излучения частицами добавок сажи и алюминия, используемых для повышения чувствительности тэна. Процессы лазерного нагрева ВВ тэна и азидов тяжелых металлов в довоспламенительный период с добавками сажи и алюминия и без них. Механизм лазерного нагрева алюминиевых и сажных частиц в ВВ тэн в условиях многократного рассеяния.

**Предмет исследования:** Модели распространения излучения в рассеивающей среде ВВ, модели взаимодействия лазерного излучения с поглощающими добавками сферической формы, модели нагрева микровключений лазерным излучением и формирования очага самоподдерживающейся химической реакции.

**Практическая значимость:** Полученные при выполнении имитационного моделирования оценки порогов инициирования, принимающие во внимание оптические характеристики среды; статистику, природу и распределение по размерам поглощающих примесей. Могут использоваться для инженерных расчетов передаточной функции детонаторов в волоконных системах дистанционного подрыва. Проведенные результаты расчетов светового режима в объеме взрывчатого вещества, при лазерном воздействии с учетом роли поглощающих или рассеивающих добавок полезны для проектирования новых взрывчатых составов. Универсальные кривые для нагрева включений лазерными импульсами различной длительности совместно с кривыми эффективного сечения поглощения и универсальными кривыми распределения светового потока в объеме рассеивающей среды. Могут использоваться для получения оптимальных составов ВВ с поглощающими и рассеивающими добавками, при которых пороги лазерного инициирования минимальны. Совместно с кривыми зависимости оптических параметров элементарного объема ВВ от давления всестороннего сжатия и от статистических характеристик распределения поглощающих примесей по объему ВВ.

**Научная значимость:** Полученные результаты численного моделирования светового режима в объеме рассеивающих сред существенно расширяют представление о характере распределения лазерной энергии в объеме вещества и роли поглощающих добавок при воздействии лазерным импульсом. Показывают, что учет многократного рассеяния вплоть до высших порядков рассеяния, превышающих 40-100 крат рассеяния, по-прежнему значительно отражаются на световом режиме.

Результаты моделирования светового режима ВВ конечного объема, в отличие от приближения для полубесконечного слоя, позволяют объяснять размерный эффект в области прозрачности ВВ для тонких слоев вещества.

**Теоретическая значимость работы** заключается в разработке нового алгоритма Монте-Карло для имитационного моделирования светового режима в объеме рассеивающей среды конечной геометрии, при воздействии лазерным пучком с произвольным профилем, который адаптирован для архитектуры графических процессоров с целью ускорения вычислений.

**Методы исследования** включают в себя стохастические модели (метод Монте-Карло) для описания распространения излучения в рассеивающей среде, конечно-разностные схемы интегрирования уравнений теплопроводности, аналитические оценки с помощью теории вероятности и математического аппарата методов математической физики.

**На защиту выносятся следующие защищаемые положения:**

1. Высокая чувствительность прессованных порошков (по сравнению с кристаллами) при лазерном воздействии на ВВ в области прозрачности матрицы определяется многократным повышением освещенности в приповерхностном слое, по отношению к освещенности в пучке падающего излучения.

2. Повышение чувствительности тэна и АТМ к лазерному инициированию при введении поглощающих добавок связано с локализацией лазерной энергии на микрочастицах серебра и сажи, увеличением плотности вероятности распределения частиц критического размера в области максимума увеличения освещенности при увеличении общей концентрации частиц.

3. При минимальных энергетических порогах инициирования (в области коротких лазерных воздействий — длительность импульса 10 нс) возникновение теплового очага самоподдерживающегося разложения за счет примесного поглощения матрицы невозможно.

4. Существует универсальная кривая, связывающая длительность импульса лазерного воздействия с критическим радиусом поглощающей частицы, ответственной за образование очага самоподдерживающегося разложения.

**Достоверность полученных результатов** при моделировании светового режима обеспечивается соответствием полученных коэффициентам диффузного отражения с точным аналитическим решением, выполнением закона сохранения энергии и соответствием полученных распределений светового потока с известными из литературы данными для полубесконечного слоя<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup> Е. И. Александров, В. П. Ципилев. Особенности светового режима в объеме полубесконечного слоя ДРС при освещении направленным пучком конечной апертуры // Известия вузов. Физика. — 1988. — №10. — с. 23 – 29

**Личным вкладом автора** является доработка классического алгоритма распространения излучения в рассеивающей среде — метод Монте-Карло, для учета граничных условий в среде с конечным объемом; разработка программы с использованием средств массивно-параллельных вычислений с целью ускорения расчетов; проведение численных расчетов светового режима при различных параметрах элементарного объема для различных профилей пучка; разработка программного комплекса для расчета методом конечных разностей задачи зажигания при лазерном нагреве поглощающими микровключениями матрицы ВВ; расчет и анализ кривых зависимости порога инициирования при лазерном зажигании ВВ от микровключения для различных длительностей лазерного импульса; асимптотический анализ полученных зависимостей, как в тепловых расчетах, так и в оптических; интерпретация возможных механизмов и условий, описывающих участки этих кривых.

**Апробация работы.** Основная часть результатов исследования была опубликована: на 3-ем Международном Конгрессе по Радиационной Физике, Сильноточной Электронике, и Модифицированию Материалов (3rd International Congress on Radiation Physics, High Current Electronics, and Modification of Materials RPC-15 г. Томск 2012); в международной научной конференции студентов и молодых ученых «Современные техника и технологии» (СТТ-2013). В виде тезисов докладов на Международном Конгрессе EFRE 2014 в г. Томск (International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects EFRE-2014).

Часть работы была выполнена при поддержке фонда РФФИ (грант №14.В37.21.0273). По теме диссертации опубликовано 7 работ (из них 4 статьи в рецензируемом ВАК журнале).

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, 4 разделов, заключения и списка литературы из 42 наименований, 43 рисунков и 7 таблиц, содержит 115 страниц.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обосновывается актуальность работы, научная и практическая значимость работы, научная новизна, приведены защищаемые положения, описана структура диссертации.

В **первой части** приводится анализ существующих моделей инициирования: тепловой микроочаговой; ударно волновой модели; фотохимической модели цепного разложения. Из рассмотрения основных положений теорий принимается решение об использовании тепловой микроочаговой, обзор экспериментальных данных позволяет обосновать этот выбор, поскольку данная теория позволяет описывать большинство наблюдаемых при лазерном инициировании закономерностей. В этой же части работы делается важный вывод о возможной смене механизма инициирования в области воздействия длинными импульсами, который требуется обосновать. Кроме того, большое внимание при анализе уделяется учету оптических свойств. Исходя из фундаментальных предпосылок к тепловой микроочаговой теории инициирования,

формируются новые цели и задачи. Поскольку учет оптических свойств требует специального рассмотрения. Первой целью диссертации ставится нахождение связи оптических свойств с порогами инициирования ВВ. Из которой вытекают ряд задач, требующих моделирование светового режима в объеме ВВ, численного решения уравнений теплопроводности для нагрева поглощающих включений конечно-разностным методом.

**Вторая часть** посвящена экспериментальным исследованиям оптических свойств ВВ. В этой части приводится методика измерения коэффициентов диффузного отражения и методы определения параметров элементарного объема рассеивающих сред ВВ. В следующей главе дается обоснование методу, в котором для получения всей необходимой информации о световом режиме достаточно данных о коэффициенте диффузного отражения и пропускания от глубины.

**Третья часть** посвящена имитационному моделированию методом Монте-Карло. Приводится алгоритм классического метода Монте-Карло, адаптированного для расчета пространственного распределения светового потока в средах с ограниченной геометрией с учетом произвольного профиля пучка. Необходимость разработки нового алгоритма и сам расчет пространственного распределения светового потока в первую очередь вызван тем, что учет многократного рассеяния в современных работах по лазерному инициированию отсутствует, и тем, что известные исследования для полубесконечного слоя нельзя перенести на реальные образцы, представляющие собой слои диффузно рассеивающей среды (ДРС) конечной толщины.

Все пространственные координаты в расчетах удобно выразить безразмерными величинами используя среднюю длину свободного пробега фотонов  $\tau$ , ниже приводится формула для получения случайной величины длины свободного пробега в методе Монте-Карло:

$$s = \frac{1}{\tau} \ln(1 - \xi),$$

здесь  $s$  – относительная длина свободного пробега фотона;  $\tau$  – средняя длина свободного пробега фотона;  $\xi$  – случайная величина с равномерным распределением в интервале  $(0, 1]$ .

В классическом методе Монте-Карло, для определения искомой величины распределения светового потока в объеме рассеивающей среды ВВ, или коэффициентов диффузного отражения, пропускания и поглощения; используется источник псевдослучайной последовательности чисел с равномерным распределением в интервале  $(0, 1]$ . Решение задачи методом Монте-Карло находится в виде распределения искомой величины, выраженное через распределение псевдослучайной величины генерируемой заданным источником псевдослучайной последовательности. Численное решение производится подсчетом статистики выраженной случайной

последовательности, согласно теореме больших чисел, имеющее нормальное распределение.

В конечном итоге полученная случайная величина выражающая поток фотонов через элементарную площадку будет удовлетворять интегро-дифференциальному уравнению распространения излучения:

$$\frac{dI}{dl} = -I + \frac{\Lambda}{4\pi} \int_0^{4\pi} \Psi(\phi) I(\phi) d\phi,$$

здесь  $I$  – интенсивность излучения;  $\Lambda$  – выживаемость квантов;  $dl$  – оптическая толщина элементарного слоя;  $\Psi$  – функция углового распределения рассеянных фотонов или индикатриса рассеяния.

Выживаемость квантов является безразмерным параметром, характеризующая рассеивающие свойства элементарного объема, имеет физический смысл вероятности акта рассеяния из двух возможных событий: элементарный акт поглощения и элементарный акт рассеяния:

$$\Lambda = \frac{1}{\alpha + \beta'}$$

здесь  $\alpha$  – показатель поглощения ( $\text{см}^{-1}$ );  $\beta$  – показатель рассеяния ( $\text{см}^{-1}$ ).

Все параметры, используемые в расчетах, были выражены через безразмерные величины:  $\Lambda$ ,  $\tau$ ,  $g$ . При этом параметр  $g$  характеризует средний косинус угла рассеяния.

Использование безразмерных величин при расчетах светового режима позволило использовать результаты расчетов как универсальные кривые для любых сред с известными оптическими константами. Для обеспечения достоверности вычислений, были рассчитаны коэффициенты диффузного отражения, которые сравнивались с точным аналитическим решением уравнения (1), разница в значениях не превысила 0,01% и определялась скорее неточностью численного интегрирования аналитического точного решения.

Для оценки светового режима в объеме ДРС были получены пространственные распределения «объемной» освещенности. Физический смысл пространственного распределения объемной освещенности есть объемная плотность рассеянного и поглощенного потока связанного с освещенностью задаваемую коллимированным пучком освещающим образец как:

$$f^* = \frac{W(x, y, z)}{I \cdot dz},$$

здесь  $H$  – рассеиваемая и поглощаемая мощность в слое толщиной  $dz$  на глубине  $z$  (Вт);  $I$  – освещенность, задаваемая лазерным пучком ( $\text{Вт}/\text{см}^2$ );  $f^*$  – размерное распределение «объемной» освещенности ( $\text{см}^{-3}$ ).

В расчетах использовалась безразмерная версия этой величины, где все пространственные координаты переводятся в длины свободного пробега фотона  $\tau$ :

$$f = \frac{W_\tau(x, y, z) \cdot \tau}{I_\tau \cdot dz}, \quad (1)$$

здесь  $f$  – безразмерная величина пространственного распределения освещенности по глубине ( $\tau^{-3}$ );  $W_\tau(z)$  – объемная плотность мощности (объемная освещенность) «характерного» объема ( $\text{Вт}/\tau^3$ );  $I_\tau$  – поверхностная плотность мощности (освещенность) характерной площадки ( $\text{Вт}/\tau^2$ );  $dz$  – толщина элементарного слоя (см);  $\tau$  – длина свободного пробега.

При освещении бесконечно широким пучком кривая пространственного распределения освещенности строится только по одному измерению, и имеет другую размерность  $[f] = [\tau^{-1}]$ . В этом случае объемная плотность мощности и освещенность, через которые выражается  $f$ , могут быть размерными (1).

На рис. 1 приводятся кривые зависимости пространственного распределения «объемной» освещенности  $f$  по глубине слоя ВВ с ограниченной геометрией.

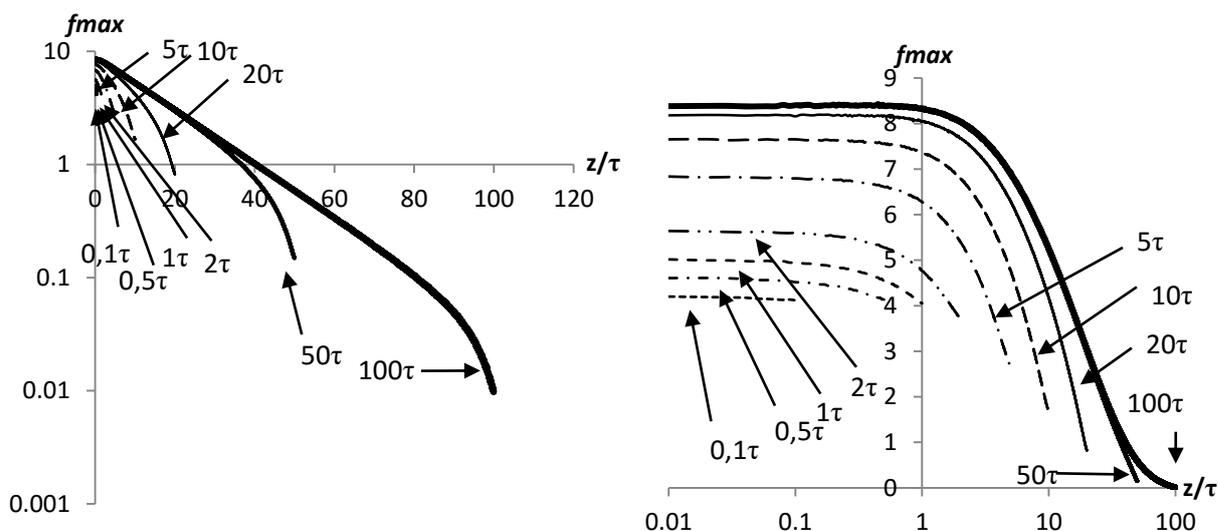


Рис. 1. Распределение освещенности по глубине слоя рассеивающей среды для слоев различной толщины  $d$

Исходя из полученных зависимостей видно, что ограничение геометрии влияет на условия освещения вблизи поверхности, в целом кривые подчиняются экспоненциальному закону. Кроме характера кривой, обращает особое внимание на себя тот факт, что в области тонких слоев также наблюдается увеличение светового потока по отношению к падающему пучку, благодаря чему дается теоретическое объяснение чувствительности и размерного эффекта для оптически тонких диффузно-рассеивающих порошков ВВ.

По полученным распределениям светового потока в объеме рассеивающих сред ВВ при воздействии в области прозрачности было обнаружено, что вид кривых распределения поглощенного потока не зависит от вида индикатрисы рассеяния. Для сравнения с реальными средами, теоретические зависимости поглощенного потока были получены для различных коэффициентов диффузного отражения. При этом для конкретного ВВ — тэн, был рассчитан нагрев за счет собственного поглощения матрицы; на рис. 2 приведены распределения поглощенной энергии по глубине при воздействии лазерным импульсом с плотностью энергией  $100 \text{ мДж}/\text{см}^2$  для образцов с

глубинным показателем ослабления  $150 \text{ см}^{-1}$  Что соответствует порошкам тэн с давлением прессования  $1 \text{ т/см}^2$  (дисперсность порошков  $6000 \text{ г/см}^3$ ). Для расчета поглощаемого потока в матрице любого другого вещества с высоким коэффициентом диффузного отражения, легко показать исходя из формулы (1), что поглощаемый поток выражается через произведение функции распределения пространственной освещенности на показатель поглощения материала и на освещенность, задаваемую лазерным пучком:

$$H_a = I \cdot f \cdot \mu,$$

здесь  $H_a$  – поглощаемый поток ( $\text{Вт/см}^2$ );  $\mu$  – показатель поглощения ( $\text{см}^{-1}$ );

На рис. 3 приведены кривые нагрева матрицы прессованных порошков тэн с различными коэффициентами диффузного отражения. Кривые также могут описывать рассеивающие среды с различными показателями поглощения (то есть с добавками). Для сравнения с экспериментом по использованию поглощающих добавок требуется знать только коэффициент диффузного отражения и глубинный показатель ослабления.

Нагрев при наилучших условиях по этим кривым не превысил 14 градусов локализованных на глубине 100 нм, даже при наименьшем коэффициенте диффузного отражения (соответствующего наибольшей концентрации сажных частиц, например в тэне при массовой доле 0,5% сажных частиц). Зажигание от такого очага невозможно, был сделан вывод о существовании другого механизма локализации энергии, связанного с микровключениями.

Для сопоставления результатов расчета с размерным эффектом наблюдаемым в эксперименте по инициированию ВВ при облучении пучками лазерного излучения различных диаметров, были проведены расчеты зависимости максимума увеличения от радиуса пучка рис. 4.

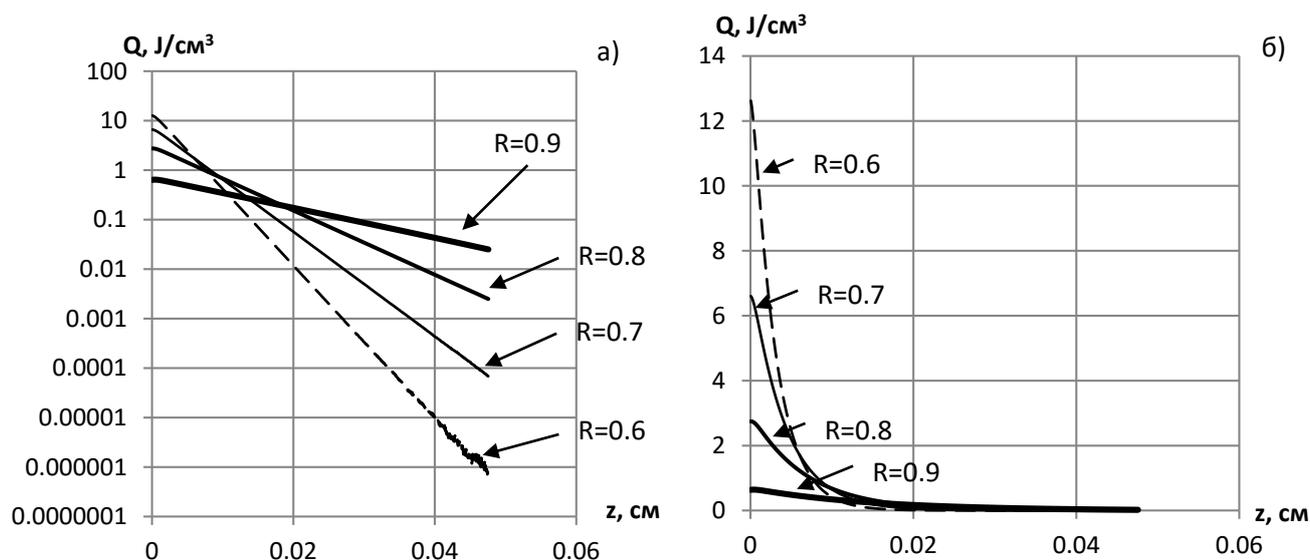


Рис. 2 Распределение поглощенной энергии по глубине образцов при лазерном воздействии с энергией  $100 \text{ мДж/см}^2$  для различных коэффициентов диффузного отражения  $R$ , а) в полном полулогарифмическом масштабе; б) в линейном масштабе

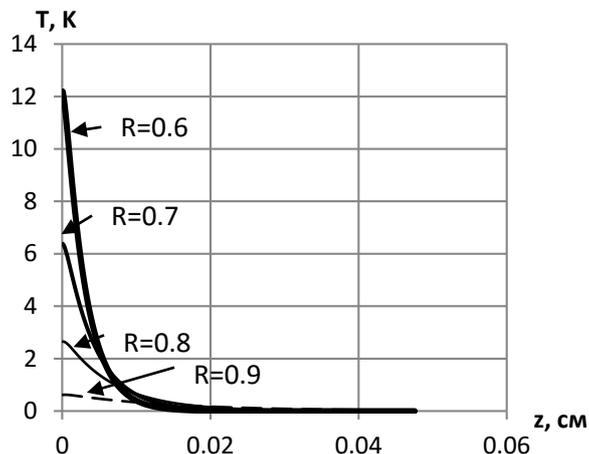


Рис. 3. Нагрев матрицы за счет собственного поглощения лазерным излучением с энергией  $100 \text{ мДж/см}^2$  для различных коэффициентов диффузного отражения

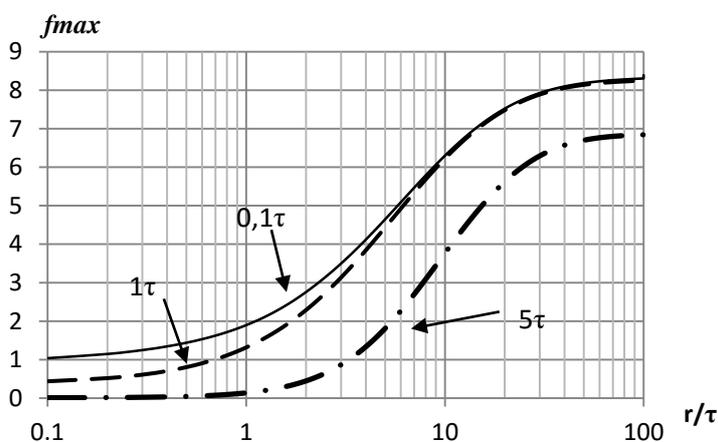


Рис. 4. Зависимость максимума увеличения освещенности  $f$  на различной глубине по сравнению с освещенностью на поверхности от радиуса пучка в относительных единицах  $r/\tau$  для полубескончного слоя ДРС;  $n = 1.5$

Из результатов на рис. 4 следует сразу несколько важных выводов: на любой глубине наблюдается размерный эффект, размерный эффект заключается в увеличении освещенности до постоянного значения (при превышении радиуса пучка десяти длин свободного пробега), что должно отражаться на порогах инициирования. В тонких слоях размерный эффект дает более резкую зависимость рис. 5.

Для определения относительного порога в зависимости от ширины пучка при постоянной плотности мощности излучения, для достижения критической температуры включения требуется увеличение освещенности обратно пропорционально порогу инициирования, таким образом, относительный порог можно выразить через обратную величину увеличения освещенности, правый график на рис. 6.

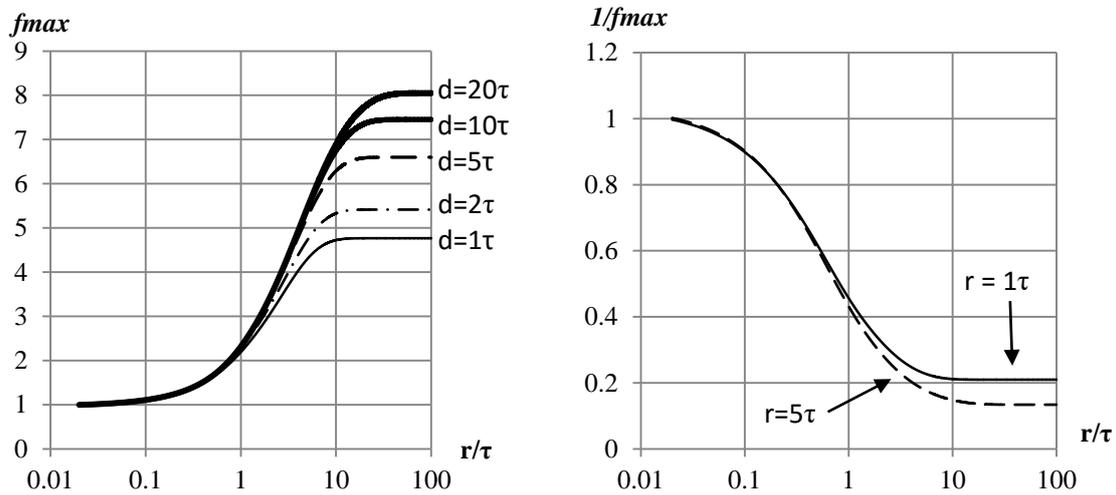


Рис. 5. Зависимость максимума увеличения освещенности от радиуса пучка при различной толщине образца  $d$  (при относительном показателе преломления  $n = 1.5$ )

В четвертой части для связи с порогами зажигания дается постановка тепловой задачи нагрева сферического включения лазерным излучением:

$$\begin{cases} \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{3 \cdot \alpha_2 \cdot c_2 \cdot \rho_2}{R_0 \cdot c_1 \cdot \rho_1} \cdot \frac{\partial T_2}{\partial r} + \frac{3 \cdot q_{\text{п}}}{4 \cdot R_0 \cdot c_1 \cdot \rho_1} \\ \frac{\partial T_2}{\partial t} = \alpha_2 \cdot \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial T_2}{\partial r} \right) \end{cases} \quad (2)$$

где  $T_1$  – температура частички;  $T_2$  – температура ВВ;  $c_1$  – удельная теплоемкость частички;  $\rho_1$  – плотность частички;  $c_2$  – удельная теплоемкость ВВ;  $\rho_2$  – плотность ВВ;  $r$  – радиальная координата в сферической системе координат;  $R_0$  – радиус частички;  $\alpha_2$  – температуропроводность ВВ;  $q_{\text{п}}$  – плотность потока ЛИ.

Методом конечных разностей были получены кривые, нормированные на  $f \cdot k$  (где  $k$  – относительное сечение поглощения) зависимости температуры нагрева от радиуса сферического включения при различных длительностях воздействия лазерным импульсом рис. 6.

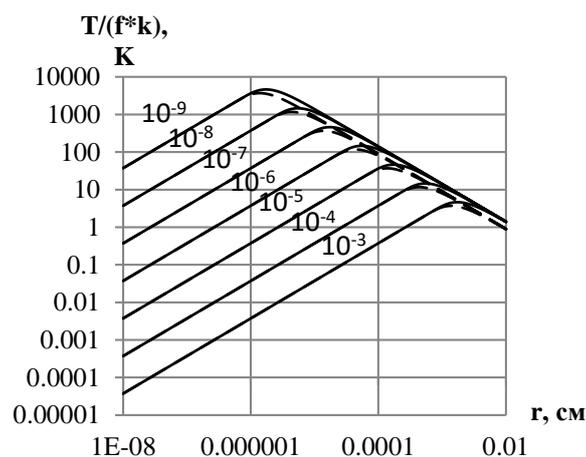


Рис.6. Нагрев частичек сажи и алюминия в инертной матрице тэна (сплошные кривые сажа, итрихованные алюминий). Цифрами указаны длительности ЛИ  $\tau_n$

Анализ рисунка 7 указывает на существование двух режимов нагрева – адиабатического, где  $T \sim 1/R_0$ , и квазистационарного, где  $T \sim R_0$ , характерных для всех длительностей ЛИ. Граница между режимами с увеличением длительности сдвигается в сторону увеличения  $R_0$ . Каждой длительности импульса соответствует свой размер включений  $R_0$  при котором нагрев максимален.

Кривые, приведенные на рис. 6 можно построить, используя замену переменных  $\tau$  и  $T$ , поскольку полученные кривые не учитывают оптические свойства сферических включений и условия их освещения в рассеивающей матрице. Для переменной температуры  $T$  была использована замена  $t = \frac{T}{T_{max}} = \frac{T \cdot 4 \cdot \lambda \cdot \tau}{\sigma \cdot F \cdot H \cdot R_0}$  здесь  $T_{max}$  – максимальная температура разогрева в квазистационарных условиях с учетом увеличения эффективности поглощения в объеме ДРС, для переменной радиуса частиц

$$r: x = R / \sqrt{\frac{\lambda_2}{c_1 \rho_1} \tau}, \text{ рис. 7.}$$

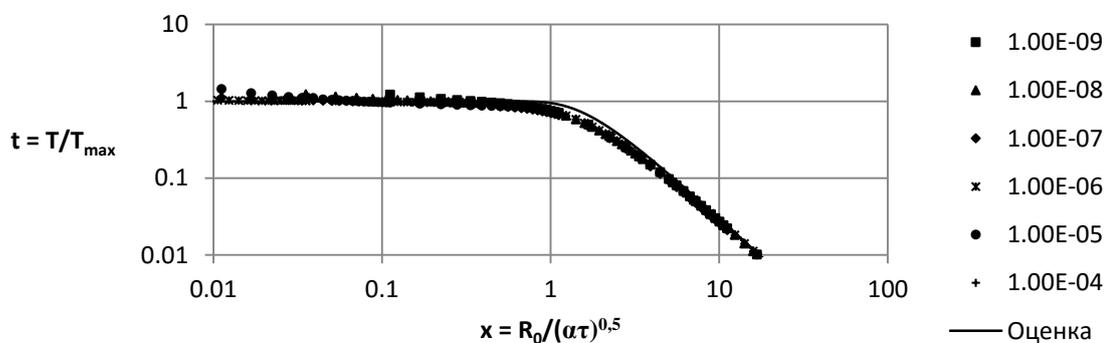


Рис. 7. Универсальная кривая нагрева сферических включений

Так для учета эффективного сечения поглощения в статье Александрова Ципилева<sup>2</sup> при инертном нагреве матрицы сферическим включением, был введен коэффициент:  $k = \frac{\sigma}{\pi \cdot R_0^2}$ ;  $\sigma$  – сечение поглощения частицы радиусом  $R_0$ , зависящее от длины волны ЛИ  $\lambda$ , показателя преломления среды  $n$ ; комплексного показателя преломления поглощающей частички  $n_k^3$ .

Расчет этого коэффициента по теории Ми дает зависимости от радиуса частицы, приведенные на рис. 8.

<sup>2</sup>Е. И. Александров, В. П. Ципилев. Исследование влияния длительности возбуждающего импульса на чувствительность азида свинца к действию лазерного излучения //Физика горения и взрыва 1984 г. С. 104-109.

<sup>3</sup>Эффективное относительное сечение поглощения для микрочастиц хорошо рассматривается в статье: А. Б. Каленский, А.А. Зевков, М.В. Ананьева, И.Ю. Зыков, В.Г. Кригер, Б.П. Адуев. Влияние длины волны лазерного излучения на критическую плотность энергии инициирования энергетических материалов. // ФГВ. — 2012. — Т.50. — С. 98-104

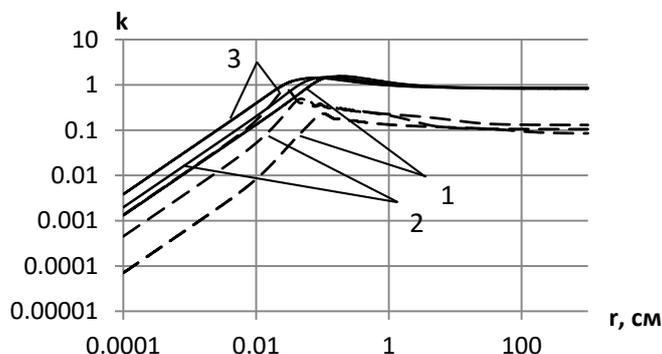


Рис. 8. Зависимость относительного сечения поглощения от радиуса сферического включения для лазерного излучения 1-И, 2-ИИ, 3-ИИИ гармоники для сажи (сплошные кривые) и алюминия (штрихованные)

С учетом эффективного сечения поглощения кривые зависимости от радиуса нагрева принимают совершенно другой вид. На рис. 9 показаны кривые нагрева частичек от радиуса и длительности импульса для I, II и III гармоники неодимового лазера. Также на рис. 9 в) показаны кривые запаса тепла для различных включений при воздействии I и II гармониками неодимового излучения, поскольку, как это было выяснено позже, запас тепла во включении влияет на развитие самоподдерживающегося разложения и влияет на критическую температуру в области воздействия длинными импульсами.

Из расчетов путем аналитической аппроксимации были выяснены условия нагрева частиц при воздействии лазерными импульсами различной длительности. Обнаружено, что для известной длительности лазерного импульса существует значение радиуса для частички с наибольшей температурой разогрева. Так как численная оценка не раскрывает условия разогрева, из общефизических соображений были получены две оценки для квазистационарного нагрева и адиабатического нагрева сферической частицы.

Квазистационарный режим:

$$T = \frac{q_{\text{п}} \cdot R_0}{4 \cdot \lambda_2};$$

адиабатический режим:

$$T = \frac{H \cdot 3}{4 \cdot R_0 \cdot C_1 \cdot \rho_1};$$

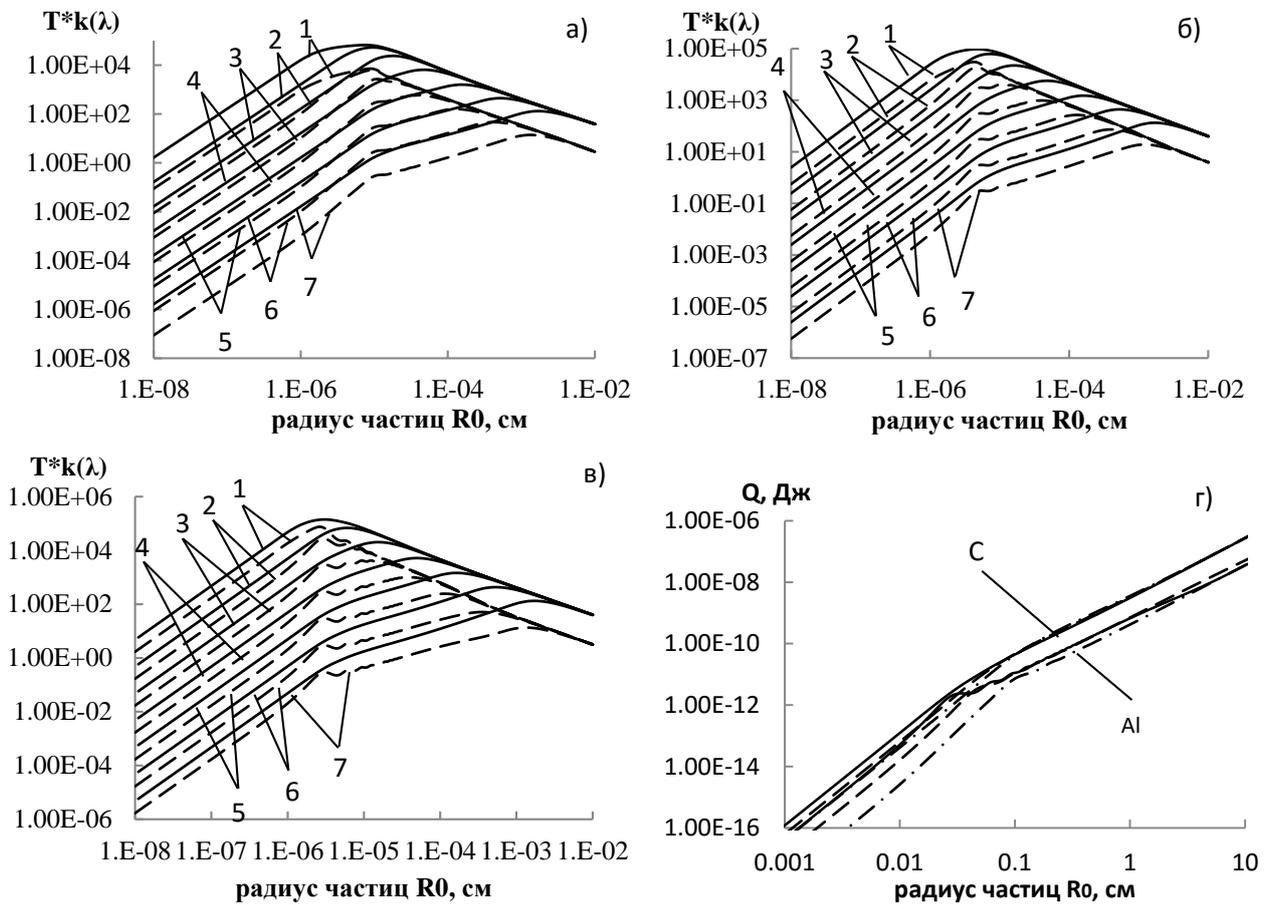


Рис. 9. Нагрев сферических включений сажи (сплошная кривая) и алюминия (штрихованная) с учетом эффективного сечения поглощения для а)-I, б)-II и в)-III гармоники неодимового лазера; г) – запас тепла во включении

здесь  $T$  – температура нагрева включения;  $q_{\text{п}}$  – плотность потока лазерного излучения падающего на сферическое включение;  $R_0$  – радиус сферического включения;  $\lambda_2$  – теплопроводность матрицы ВВ вокруг включения;  $C_1$  – теплоемкость материала включения;  $\rho_1$  – плотность материала включения.

В подтверждение численных расчетов, полученные данные асимптотически сходились с оценками, раскрывая физический смысл полученных значений. Также из общефизических соображений была выведена аналитическая аппроксимация численно полученной зависимости:

$$T = \frac{H \cdot R_0}{4 \cdot \lambda_2 \cdot \tau} \left( 1 - e^{-\frac{3 \cdot \tau \cdot \lambda_2}{c_1 \cdot \rho_1 \cdot R_0^2}} \right), \quad (3)$$

которая дает аппроксимацию с относительной ошибкой не более 1% в интересующей области ( $\tau = 10 \text{ нс} - 1 \text{ мс}$ ,  $R_0 = 10^{-5} - 10^{-3}$ ). Приравнявая производную (3) по  $R_0$  к нулю, получим экстремум с радиусом частицы максимально нагревающейся за время действия лазерного импульса:

$$R_0 \approx \sqrt{\frac{3 \lambda_2 \tau}{c_1 \rho_1}} \quad (4)$$

Кроме того были проведены численные расчеты задачи зажигания матрицы ВВ сферическим включением при воздействии лазерным излучением. При этом решалась система уравнений с граничным условием вместо уравнения теплопроводности внутри включения:

$$\begin{cases} \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{3 \cdot \alpha_2 \cdot c_2 \cdot \rho_2}{R_0 \cdot c_1 \cdot \rho_1} \cdot \frac{\partial T_2}{\partial r} + \frac{3 \cdot q_{\text{п}}}{4 \cdot R_0 \cdot c_1 \cdot \rho_1} \\ \frac{\partial T_2}{\partial t} = \alpha_2 \cdot \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial T_2}{\partial r} \right) + (1 - \eta) \cdot \frac{q \cdot \rho_2}{c_2 \cdot \rho_2} \cdot k_0 \cdot \exp \left( -\frac{E_A}{k \cdot T} \right) \\ \frac{\partial \eta}{\partial t} = (1 - \eta) \cdot k \cdot \exp \left( -\frac{E_A}{k \cdot T} \right) \end{cases} \quad (5)$$

где  $T_1$  – температура частички;  $T_2$  – температура ВВ;  $c_1$  – удельная теплоемкость частички;  $\rho_1$  – плотность частички;  $c_2$  – удельная теплоемкость ВВ;  $\rho_2$  – плотность ВВ;  $r$  – радиальная координата в сферической системе координат;  $R_0$  – радиус частички;  $\alpha_2$  – температуропроводность ВВ;  $q_{\text{п}}$  – плотность потока ЛИ;  $\eta$  – массовая доля выгоревшего вещества.

Решение системы дифференциальных уравнений (5) проводилось в явном виде методом конечных разностей. Для решения проблем связанных с большими вычислительными затратами была разработана программа с использованием массивно параллельных вычислений.

На рис. 10 приведены температурные профили нагрева матрицы вокруг включения при формировании самоподдерживающегося разложения.

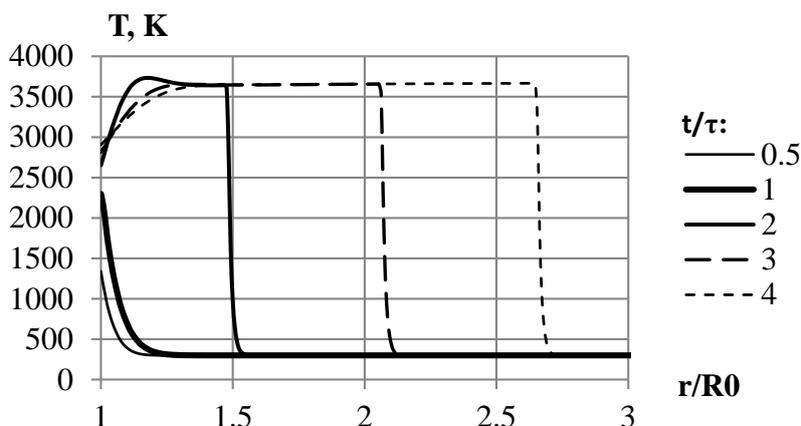


Рис. 10. Температурные профили в момент зажигания вокруг сферического включения ( $R = 10^{-5}$  см) в различные моменты времени, нормированные на длительность лазерного воздействия  $\tau$

Были рассчитаны теоретические пороги инициирования для различных длительностей импульса рис. 11. За порог инициирования было принято считать минимальную вкладываемую в частицу мощность лазерного излучения, при которой вероятность развития процесса равна 50%. Для связи полученных порогов инициирования с освещенностью в лазерном пучке, используется коэффициент увеличения освещенности  $f_{\text{max}}$ .

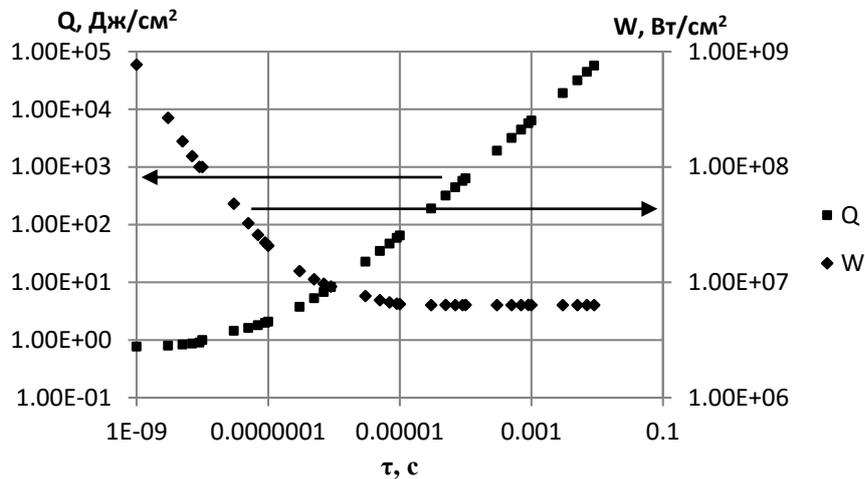


Рис. 11. Зависимости пороговой плотности мощности и энергии от длительности импульса ЛИ

Анализ графиков на рис. 11 и сопоставление их с результатами расчета по инертному нагреву позволяет понять механизм зажигания в области коротких и длинных импульсов. Так, в области коротких импульсов механизмом зажигания становится запас тепла во включении, поскольку эта область согласно решению задачи нагрева рис. 7 соответствует адиабатическим условиям, когда тепловая разгрузка не может соперничать с притоком тепла за счет лазерного излучения. В области длинных импульсов устанавливается квазистационарный режим, при этом критерием согласно рис. 11 является достижение пороговой плотности мощности лазерного излучения.

Результаты моделирования задачи зажигания с учетом оптических явлений сопоставлялись с экспериментальными данными по порогам инициирования АТМ и тэн в области прозрачности, поскольку наиболее сложные условия нагрева именно в этой области. В области собственного поглощения данные по различным ВВ были хорошо изучены, и теоретически подкреплены некоторыми расчетными порогами ЭПЗ<sup>4</sup>. В области прозрачности остались открытыми вопросы о влиянии добавок на ЭПЗ и о роли давления всестороннего сжатия. Так как наибольшее влияние оптических эффектов оказываться будет в области прозрачности ВВ, сопоставление результатов расчетов и эксперимента было проведено в основном для I гармонике неодима (1064 нм) при инициировании АТМ и тэна, а также для АТМ при воздействии излучением СО<sub>2</sub> лазера (10,6 мкм).

<sup>4</sup>Е. И. Александров, В. П. Ципилев. Исследование влияния длительности возбуждающего импульса на чувствительность азида свинца к действию лазерного излучения // Физика горения и взрыва 1984 г. — С. 104-109.

**Таблица 1.** Сравнение расчетных значений порога с экспериментальными данными, при различной длительности ЛИ для АТМ

$\tau, \text{с}$	Плотность энергии из эксперимента $Q_{\text{эксп}} (\text{Дж}/\text{см}^2)$	Плотность мощности ЛИ из эксперимента $W_{\text{эксп}} (\text{Вт}/\text{см}^2)$	Плотность энергии из теории $Q_{\text{теор}} (\text{Дж}/\text{см}^2)$	Плотность мощности ЛИ из теории $W_{\text{теор}} (\text{Вт}/\text{см}^2)$
$10^{-8}$	$5,2 \cdot 10^{-3}$	$5,2 \cdot 10^{11}$	$6 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{11}$
$10^{-7}$	$8,2 \cdot 10^{-3}$	$8,2 \cdot 10^{10}$	$14 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{11}$
$10^{-6}$	$32,2 \cdot 10^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{10}$	$75 \cdot 10^{-3}$	$7,5 \cdot 10^{10}$

Из таблицы 1, для АТМ данные для наименьших энергетических порогов инициирования согласуются с расчетным значением, критерием инициирования как и ожидалось в области коротких импульсов является запас тепла во включении, для коротких импульсов энергетический порог инициирования снижается до некоторого наименьшего постоянного значения. В области, где энергетические пороги превышают 1 Дж, наблюдается расхождение с теоретическими оценками, обусловленная скорее коллективным эффектом<sup>5</sup>, который в расчетах не учитывался.

Для тэна в области прозрачности наименьший энергетический порог инициирования 100 мДж соответствует теоретическому значению 95 мДж по порядку величины, однако при воздействии длительностями импульсов более 1 мкс расхождение становится значительным. Кроме того, индукционный период, полученный из расчетов (100 нс в зависимости от превышения над порогом), на много порядков отличается от индукционного периода, наблюдаемого в эксперименте для тэна (1 мкс и более), при воздействии длинными импульсами (более 1 мкс). Все это говорит о совершенно ином механизме инициирования тэн в области длинных импульсов.

При введении поглощающих добавок наблюдается очувствление тэна, при этом для слабопрессованных порошков с увеличением концентрации снижается энергетический порог инициирования. Однако, при дальнейшем увеличении концентрации (при потемнении образцов, массовая доля добавок превышает 0,1%) энергетический порог инициирования снова увеличивается.

Снижение энергетического порога инициирования при увеличении малых массовых долей сажных частиц в тэне, легко объяснить оценкой для вероятности попадания сажных частиц в зону с максимумом увеличения освещенности. Была получена оценка порога инициирования, учитывающая этот факт и описывающая кривые частоты. При этом при увеличении концентрации кривые частоты для ЭПЗ смещались в сторону меньших величин. Дальнейшее увеличение концентрации сажных частиц приводит к уменьшению максимума увеличения освещенности (начиная с концентрации 0,5% при равномерном распределении частиц), что отражается как увеличение ЭПЗ.

<sup>5</sup> Р. С. Буркина, В. В. Медведев, Е. А. Микова, В. П. Ципилев. Проявление коллективного эффекта оптических неоднородностей на создание очагов зажигания в прозрачном конденсированном веществе при воздействии мощного радиационного импульса // Известия вузов 2009 г.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

К основным выводам и результатам работы можно отнести следующее:

1. Поставлена и решена задача светорассеяния и нахождения светового режима в диффузно рассеивающих средах в полубесконечных слоях и слоях конечной толщины. Разработана и опубликована программа расчета.

2. Показано, что в объеме ВВ при воздействии лазерным излучением в области прозрачности матрицы устанавливается сложный световой режим, зависящий от условий освещения, статистики неоднородностей, оптических параметров элементарного объема вещества.

3. В результате моделирования светового режима в объеме ВВ как для полубесконечного слоя так и для слоя конечных размеров, в пространственных распределениях освещенности было обнаружено увеличение освещенности значительно превышающее освещенность в падающем направленном пучке.

4. Исследования закономерностей в кривых пропускания и диффузного отражения от толщины слоя рассеивающей среды, позволили определять распределение освещенности при воздействии бесконечно широким пучком с помощью только двух параметров коэффициента диффузного отражения и глубинного показателя ослабления.

5. Проведены экспериментальные измерения коэффициента диффузного отражения таблеток тэна с различной концентрацией добавок наноразмерных частиц сажи и алюминия. Результаты измерений использованы в расчете коэффициентов связи между параметрами элементарного объема прессованных порошков ВВ и коэффициентом диффузного отражения.

6. Проведены расчеты сечения поглощения и рассеяния примесных частичек сажи и алюминия в матрице тэна в зависимости от их размера и длины волны лазерного излучения по соотношениям теории Ми. Проведено численное моделирование задачи зажигания тэна из одиночного очага в условиях конкретного режима освещенности

7. Показано что максимум увеличения освещенности растет с увеличением диаметра пучка. Диаметр пучка также влияет на характер распределения освещенности, так для узких пучков глубинный показатель ослабления приближается к показателю ослабления для однократного рассеяния (глубина проникновения приближается к величине длины свободного пробега фотона), при увеличении диаметра пучка глубинный показатель ослабления падает (глубина проникновения растет).

8. Используя из литературы оптические параметры элементарного объема для некоторых ВВ на базе полученных из результатов моделирования кривых распределения освещенности был оценен нагрев чистых беспримесных образцов матрицы ВВ. Показано, что для пороговых плотностей энергии инициирования тэна (тетранитрата пентаэритрита) температура нагрева не превысила 7 градусов. Моделирование с учетом поглощающих добавок также не показало существенного нагрева матрицы (нагрев составил менее 14 градусов), обосновывая тот факт, что для

формирования фронта самоподдерживающегося разложения требуется локализация энергии на микроочагах.

9. При сопоставлении расчетов с экспериментальными данными было обнаружено, что результаты моделирования светового режима для АТМ объясняют разницу в порогах инициирования между кристаллами и прессованными таблетками. Так более высокая чувствительность порошков АТМ (примерно в 10 раз) объясняется примерно десятикратным повышением освещенности в объеме порошков по сравнению с освещенностью в кристалле.

10. Показано что условия освещенности микровключений и их статистика в объеме ВВ определяют порог инициирования, при этом полученные кривые связи максимального увеличения освещенности с диаметром пучка качественно согласуются с кривыми по размерному эффекту АТМ и тэна известными из литературы. Кроме того вероятность попадания включения в область с максимальным увеличением освещенности также находит отражение на пороги инициирования. При этом с увеличением концентрации включений растет вероятность попадания неоднородности в область с максимальной освещенностью, кривая частоты сдвигается в сторону меньших значений порога инициирования. Данный факт позволяет объяснить снижение порогов инициирования не только при увеличении концентрации добавок, но и при увеличении давления прессования, соответствующему незначительному снижению коэффициента диффузного отражения.

#### СПИСОК РАБОТ ОПУБЛИКОВАННЫХ АВТОРОМ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. V. Ovchinnikov – Effect of laser radiation wavelength on explosives initiation thresholds – Akhmetshin R., Razin A., Ovchinnikov V., Skripin A., Tsipilev V., Oleshko V., Zarko V., Yakovlev A. // J. Phys.: Conf. Ser., vol. 552, i. 1, 01 2015 (2014)
2. V. Ovchinnikov – On the question about optical properties of pentaerythritol tetranitrate pressed powders – Ovchinnikov V., Tsipilev V., Yakovlev A. // Известия вузов. Физика. – 2012. – Т. 55. – №11/3 – С.165-167
3. V. Ovchinnikov – Simulation of radiation diffusion in scattering media of different thickness – Ovchinnikov V., Tsipilev V., Yakovlev A. // Известия вузов. Физика. – 2012. – Т. 55. – №11/3 – С.165-167
4. V. Ovchinnikov – Dependence of explosion initiation threshold of PETN with absorptive additives on uniform compression pressure of the sample – Tsipilev V., Yakovlev A. // 3-rd International Congress on Radiation Physics and Chemistry of Condensed Matter, High Current Electronics and Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows: Book of Abstracts, September 16–21 (2012), Tomsk, TPU Publishing, 2012, p. 81