

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи

Глушков Дмитрий Олегович

**ЗАЖИГАНИЕ СТРУКТУРНО-НЕОДНОРОДНЫХ
(МЕТАЛЛИЗИРОВАННЫЕ СМЕСЕВЫЕ, ГЕЛЕОБРАЗНЫЕ И
ДИСПЕРГИРОВАННЫЕ ТОПЛИВА) КОНДЕНСИРОВАННЫХ
ВЕЩЕСТВ И ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ
ЛОКАЛЬНОМ НАГРЕВЕ**

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

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант:
доктор физико-математических наук,
профессор Кузнецов Гений Владимирович

Томск – 2016

ОГЛАВЛЕНИЕ

	С.
ВВЕДЕНИЕ.....	6
ГЛАВА 1. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ (РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ) ЗАЖИГАНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ ПРИ ЛОКАЛЬНОМ НАГРЕВЕ.....	24
Выводы по первой главе.....	43
ГЛАВА 2. ЗАЖИГАНИЕ МЕТАЛЛИЗИРОВАННЫХ СМЕСЕВЫХ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ НАГРЕТЫМИ ДО ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР ЧАСТИЦАМИ.....	45
2.1 Постановка задачи твердофазного зажигания металлизированного смесового топлива локальным источником энергии.....	45
2.2 Моделирование зажигания металлизированного смесового твердого топлива горячей частицей в условиях идеального теплового контакта.....	67
2.3 Теоретическая оценка устойчивости зажигания смесового твердого топлива при локальном нагреве источником ограниченной энергоемкости.....	75
2.4 Влияние процесса выгорания приповерхностного слоя металлизированного смесового твердого топлива на характеристики зажигания.....	80
2.5 Зажигание металлизированного смесового твердого топлива горячей частицей, внедренной в приповерхностный слой.....	86
2.6 Моделирование зажигания металлизированного смесового твердого топлива источником ограниченной энергоемкости при учете зависимости теплофизических характеристик веществ от температуры...	94
2.7 Характеристики зажигания металлизированного смесового твердого топлива при взаимодействии с нагретыми до высоких температур металлическими и неметаллическими частицами.....	98
2.8 Влияние неидеального теплового контакта на условия и характеристики зажигания металлизированного смесового	

твердого топлива локальным источником нагрева.....	106
2.9 Моделирование зажигания металлизированного смесового твердого топлива горячей частицей в условиях свободно- конвективного теплоотвода в окружающую среду.....	112
2.10 Совместное влияние нескольких локальных источников ограниченной энергоемкости на характеристики зажигания металлизированного смесового твердого топлива.....	120
Основные результаты и выводы по второй главе.....	128
ГЛАВА 3. ЗАЖИГАНИЕ ГЕЛЕОБРАЗНЫХ И СУСПЕНЗИОННЫХ ТОПЛИВ ЛОКАЛЬНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ОГРАНИЧЕННОЙ ЭНЕРГОЕМКОСТИ...	132
3.1 Постановка задачи газофазного зажигания гелеобразного топлива локальным источником энергии.....	133
3.2 Моделирование зажигания гелеобразного топлива горячей частицей в условиях диффузионно-конвективного тепломассопереноса в окружающей среде.....	150
3.3 Теоретическая оценка влияния условий тепломассопереноса в окрестности локального источника нагрева на характеристики зажигания гелеобразного топлива.....	157
3.4 Зажигание гелеобразного топлива горячей частицей, внедренной в приповерхностный слой.....	161
3.5 Экспериментальное исследование зажигания суспензионного топлива локальным источником нагрева.....	165
3.6 Зажигание капли суспензионного топлива на поверхности разогретой пластины.....	171
3.7 Экспериментальное исследование зажигания капли суспензионного топлива в условиях конвективного нагрева.....	176
Основные результаты и выводы по третьей главе.....	191
ГЛАВА 4. ЗАЖИГАНИЕ ДИСПЕРГИРОВАННЫХ НАТУРАЛЬНЫХ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ НАГРЕТЫМИ ДО ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР ЧАСТИЦАМИ.....	193
4.1 Постановка задачи газофазного зажигания диспергированного	

угля горячей частицей.....	194
4.2 Моделирование зажигания диспергированного угля нагретой	
до высоких температур частицей.....	204
4.3 Зажигание диспергированного угля горячей частицей, внедренной	
в приповерхностный слой.....	213
4.4 Совместное влияние нескольких локальных источников	
нагрева на характеристики зажигания диспергированного угля.....	219
4.5 Теоретический анализ и сравнение условий и характеристик зажигания	
диспергированного угля при кондуктивном и конвективном нагреве....	231
4.6 Экспериментальное исследование зажигания частицы угля	
в условиях кондуктивного и конвективного нагрева.....	239
4.7 Моделирование зажигания одиночной частицы угля потоком	
разогретого воздуха.....	251
Основные результаты и выводы по четвертой главе.....	264
ГЛАВА 5. ЗАЖИГАНИЕ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ ЛОКАЛЬНЫМИ	
ИСТОЧНИКАМИ ОГРАНИЧЕННОЙ ЭНЕРГОЕМКОСТИ.....	268
5.1 Постановка задачи газофазного зажигания полимерного материала	
горячей частицей.....	268
5.2 Моделирование зажигания полимерного материала горячей частицей	
в условиях диффузионно-конвективного тепломассопереноса	
в среде окислителя.....	285
5.3 Теоретическая оценка устойчивости зажигания полимерного	
материала при локальном нагреве источником ограниченной	
энергоемкости.....	292
5.4 Влияние процесса выгорания приповерхностного слоя	
полимерного материала на характеристики зажигания.....	296
5.5 Зажигание полимерного материала горячей частицей, внедренной	
в приповерхностный слой.....	303
5.6 Моделирование зажигания полимерного материала источником	
ограниченной энергоемкости при учете зависимости	

теплофизических характеристик веществ от температуры.....	307
5.7 Характеристики зажигания полимерного материала при взаимодействии с нагретыми до высоких температур металлическими и неметаллическими частицами.....	312
5.8 Влияние формы локального источника нагрева на характеристики зажигания полимерного материала.....	317
5.9 Совместное влияние нескольких горячих частиц на характеристики зажигания полимерного материала.....	326
5.10 Перспективы использования и развития теоретических следствий. Возможные практические приложения.....	331
Основные результаты и выводы по пятой главе.....	339
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	342
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	345

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в России, США, Китае, Индии, Японии и некоторых других странах предпринимаются активные попытки создания новых устройств для освоения ближнего и дальнего космоса. Успешная реализация такой программы позволит государству занимать лидирующие позиции на мировом рынке космических технологий. Одним из наиболее перспективных направлений развития ракетно-космической отрасли является разработка новых рецептур твердых и гелеобразных топлив [1–12], а также создание энергоэффективных систем инициирования их горения [13–18], принцип действия которых может быть основан, например, на локальном подводе энергии к конденсированному веществу (КВ) источниками ограниченного теплосодержания – разогретыми до высоких температур металлическими или неметаллическими частицами малых размеров. В соответствии с этим направлением можно выделить специальные двигательные установки [19–21], которые объединяют большую группу устройств, предназначенных для зажигания высокоэнергетических материалов. Как правило, основными компонентами [22, 23] таких топлив являются неорганический окислитель, органическое высокомолекулярное горючее-связующее и специальные добавки, например, порошки металлов.

Разработка и изготовление новых рецептур топливных композиций является весьма трудоемким процессом [23]. В свою очередь экспериментальное исследование характеристик воспламенения при работе реальной двигательной установки представляет достаточно сложную задачу, метрологическое обеспечение высокого уровня которой во многих случаях нереализуемо на практике. Все это создает трудности для экспериментального определения условий зажигания новых топлив с минимальными задержками и затратами энергии. Например, весьма дорогостояща реализация методов контроля процессов теплопереноса в конденсированной фазе и газовой среде, а также полей температур и концентраций горючего и окислителя в окрестности зоны зажигания в течение быстротекущего индукционного периода. Поэтому численное

моделирование физико-химических процессов, возможно, является одним из наиболее эффективных способов прогноза, достоверно описывающих характеристики инициирования горения топлив одиночными нагретыми до высоких температур частицами.

Стоит отметить, что современные твердые ракетные топлива, как правило, имеют неоднородную структуру, частью которой являются мелкодисперсные частицы металла [22–26]. Такой компонент в полимерной матрице повышает ее эффективную теплопроводность. На стадии инертного прогрева приповерхностного слоя топлива это способствует развитию устойчивого зажигания с последующим переходом в стационарное горение. Весьма существенной проблемой при теоретическом изучении характеристик зажигания таких топлив является отсутствие методов математического моделирования в явном виде неоднородной структуры гетерогенных КВ с «разрывами» теплофизических характеристик на границе контакта компонентов (полимерная матрица – металл). Для решения данной проблемы можно использовать модели гомогенной структуры вещества с усредненными теплофизическими характеристиками [27–51]. Однако такой подход не гарантирует достоверного определения характеристик быстропротекающих процессов зажигания топлив, особенно в условиях существенного отличия (в десятки и даже сотни раз) теплофизических характеристик компонентов (полимерная матрица и металл).

Наряду с широко используемыми [1–6] смесевыми твердыми топливами (СТТ) многие годы перспективными считаются [7–12] гелеобразные топлива. В состав таких высокоэнергетических материалов аналогично смесевым топливам входят два основных компонента – горючее (керосин, гидразин, несимметричный диметилгидразин, аэрозин, жидкий водород) и окислитель (кислород, жидкий кислород). В некоторых составах компоненты гелеобразных топлив имеют сверхнизкую температуру кипения, что накладывает определенные ограничения на условия хранения – близкие к криогенным и криогенные температуры (около 90 К) окружающей среды. Этот недостаток по сравнению с условиями хранения смесевых топлив компенсируется высоким удельным импульсом 350–450 с. Из-за

весьма специфических начальных условий гелеобразное топливо находится в твердом агрегатном состоянии, что обуславливает проблему адекватного моделирования физико-химических процессов, протекающих при инициировании горения такого топлива, структура которого в течение индукционного периода неоднородна вследствие плавления приповерхностного слоя при подводе энергии от внешнего источника.

Проблема воспламенения КВ остается одной из актуальнейших не только применительно к ракетной технике, но и в промышленной безопасности. Причинами этого являются пожарная опасность многих современных конструкционных и строительных материалов (например, термопластичных полимеров [52–57]), а также достаточно частые нерегламентированные возгорания твердых натуральных топлив [58–60].

Ежегодно в мире происходят десятки крупных резонансных пожаров на промышленных предприятиях, в жилых и общественных зданиях. Последствиями таких аварий являются не только крупный материальный ущерб, но и человеческие жертвы. Подавляющее большинство (до 80 %) пожаров возникает из-за взаимодействия КВ с неконтролируемыми малоразмерными и малокалорийными источниками нагрева [61–63], например, разогретыми до высоких температур частицами, которые могут образовываться в результате широко распространенных технологических и техногенных процессов. На первый взгляд такие источники не представляют серьезной пожарной опасности. Однако на практике довольно часто причинами локальных возгораний являются металлические частицы, формирующиеся в результате проведения сварочных работ, обработки изделий методами абразивной резки или шлифования, коротких замыканий на линиях электропередач [64–66], а также углеродистые частицы, образующиеся при работе печного отопления или использовании открытого огня.

Для достоверного прогноза характеристик инициирования горения КВ необходимы адекватные реальному процессу математические модели. В теории горения широкое распространение получили модели зажигания конденсированных веществ энергоемкими источниками с постоянной

температурой в течение индукционного периода [67–77]. Анализ результатов экспериментальных исследований [76–79] позволяет сделать вывод о достаточно существенном отличии закономерностей и характеристик физико-химических процессов, протекающих при зажигании КВ массивными пластинами и локальными источниками ограниченной энергоемкости. В первом случае зажигание горючего вещества может продолжаться как в течение достаточно короткого промежутка времени при высоких тепловых потоках, так и при длительных временах воздействия менее мощных источников [67–77]. В случае же нагрева КВ горячими частицами малых (несколько миллиметров) размеров зажигание возможно лишь в определенном интервале начальных температур источника в течение короткого (до нескольких секунд) промежутка времени [56, 57, 62–66, 78, 79], когда величина теплового потока в зону зажигания достаточна для прогрева и инициирования горения. Очевидно, что при зажигании КВ одиночной горячей частицей малых размеров процесс остывания локального источника является определяющим для характеристик индукционного периода, особенно при близких к предельным условиям зажигания. Как следствие, использование математических моделей аналогичных моделям зажигания конденсированных веществ [67–74] энергоемкими пластинами с постоянной температурой далеко не всегда обосновано.

Объективная необходимость в адекватных реальной практике постановках задач и моделях индукционного режима зажигания КВ локальными источниками энергии выявила проблему отсутствия математических моделей, учитывающих взаимосвязанные процессы кондуктивного теплопереноса, термического разложения (плавления, испарения) веществ и материалов, диффузии летучих компонентов, формирования горючей газовой смеси, свободно-конвективного и радиационного теплоотвода от источника нагрева, химического реагирования. Разработка таких моделей, несомненно, позволит интенсифицировать процесс разработки новых рецептур высокоэнергетических материалов, создать теоретические основы энергоэффективной технологии инициирования горения топлив, а их внедрение в алгоритмы управления существующих систем

пожаротушения повысить эффективность прогноза и предотвращения возгораний горючих веществ, например, твердых натуральных топлив, полимерных материалов (ПМ) и других.

На основании анализа документированных научных результатов по зажиганию КВ можно сделать вывод, что крупной научной проблемой является развитие общих положений теории взаимодействия структурно-неоднородных (металлизированные смесевые, гелеобразные и диспергированные топлива) конденсированных веществ и полимерных материалов с локальными источниками ограниченной энергоемкости. Эта работа имеет фундаментальное значение, так как результаты исследований физико-химических процессов при инициировании горения структурно-неоднородных конденсированных веществ и полимеров в условиях локального нагрева могут стать основой для развития существующих и создания новых технических систем и устройств в ракетостроении и средств прогноза в теории пожарной опасности.

Целью работы является создание основных элементов теории зажигания структурно-неоднородных (металлизированные смесевые, гелеобразные и диспергированные топлива) конденсированных веществ и полимерных материалов при локальном нагреве источниками ограниченной энергоемкости в рамках моделей математического аппарата механики сплошной среды, отличающихся от известных описанием пространственно-временной неоднородности процессов тепломассопереноса, термического разложения, фазовых превращений и химического реагирования.

Теоретические исследования выполнены для большой группы систем: «одиночная горячая частица – металлизированное смесевое твердое топливо – инертный газ», «группа горячих частиц – металлизированное смесевое твердое топливо – инертный газ», «горячая пластина – металлизированное смесевое твердое топливо», «поток разогретых газов – металлизированное смесевое твердое топливо», «горячая частица – гелеобразное топливо – инертный газ», «одиночная горячая частица – измельченный уголь – воздух», «группа горячих частиц – измельченный уголь – воздух», «одиночная горячая частица –

полимерный материал – воздух», «группа горячих частиц – полимерный материал – воздух». Экспериментальные исследования проведены для процессов зажигания суспензионного и твердого натурального топлив в условиях кондуктивного и конвективного нагрева.

Достижение сформулированной цели диссертационной работы предполагало решение следующих фундаментальных задач:

1. Создание нового подхода к теоретическому описанию процессов тепломассопереноса и химического реагирования, протекающих при инициировании горения структурно-неоднородных КВ и ПМ в результате локального нагрева источниками ограниченной энергоемкости, отличающегося от известных учетом в явном виде гетерогенной структуры топлив, конфигурации и размеров источника нагрева.

2. Разработка физических и математических моделей зажигания металлизированных смесевых, гелеобразных и диспергированных топлив, полимерных материалов нагретыми до высоких температур частицами, учитывающих взаимосвязанные процессы кондуктивного теплопереноса, термического разложения (или плавления и испарения) веществ и материалов, диффузии летучих компонентов, формирования горючей газовой смеси, свободно-конвективного и радиационного теплоотвода от источника нагрева, химического реагирования.

3. Адаптация методов численного решения дифференциальных уравнений в частных производных для программной реализации сингулярно возмущенных краевых задач.

4. Разработка и программная реализация алгоритмов решения систем нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных с начальными и граничными условиями.

5. Установление предельных условий инициирования горения структурно-неоднородных конденсированных веществ и полимерных материалов при локальном нагреве источниками ограниченной энергоемкости, а также выявление характерных режимов зажигания.

6. Анализ влияния группы значимых факторов (начальная температура, размеры, форма, теплофизические свойства и количество локальных источников нагрева, их частичное или полное внедрение в приповерхностный слой КВ, отсутствие идеального теплового контакта на границе «горячая частица – конденсированное вещество», зависимость теплофизических свойств веществ и материалов от температуры, выгорание приповерхностного слоя КВ, конвективный и радиационный теплоотвод от источника нагрева и другие) на характеристики индукционного периода.

Научная новизна работы.

1. Предложен новый подход к теоретическому описанию физико-химических процессов, протекающих при зажигании структурно-неоднородных (металлизированные смесевые, гелеобразные и диспергированные топлива) КВ и ПМ разогретыми до высоких температур частицами, отличающийся от известных учетом в явном виде гетерогенности структуры топлива и взаимосвязанных процессов кондуктивного теплопереноса, термического разложения (или плавления и испарения) веществ и материалов, диффузии летучих, формирования горючей газовой смеси, свободно-конвективного и радиационного теплоотвода от источника нагрева, химического реагирования.

2. Впервые сформулирована и решена группа задач твердофазного зажигания металлизированных смесевых топлив одиночными нагретыми до высоких температур частицами малых размеров при учете структурной неоднородности высокоэнергетического материала, обусловленной мелкодисперсными частицами металла. Установлено, что такой подход (в отличие от метода усреднения по объему металлизированного твердого топлива теплофизических свойств всех компонентов) значительно повышает достоверность результатов определения характеристик индукционного процесса, в частности времен задержки и предельной температуры зажигания, что подтверждается хорошей корреляцией результатов численного исследования и известных экспериментальных данных.

3. Впервые разработаны математические модели и численно решены соответствующие краевые задачи газофазного зажигания одиночными горячими частицами гелеобразного топлива при близких к криогенным начальных температурах. При постановке задач учитывалась структурная неоднородность КВ, обусловленная фазовым превращением (плавление) в окрестности границы контакта с локальным источником нагрева в течение индукционного периода за счет кондуктивной теплопередачи от горячей частицы. Установлено влияние эндотермических фазовых превращений (плавление в прогретой области приповерхностного слоя топлива и испарение на границе с газовой средой) на характеристики процесса зажигания.

4. Впервые сформулирована и решена группа задач газофазного зажигания слоя измельченного натурального твердого топлива широко распространенными локальными источниками энергии при учете пористости диспергированного угля; его термического разложения; фильтрации и выхода летучих компонентов; формирования, прогрева и инициирования горения газовой смеси. Установлено, что структурная неоднородность влияет на условия теплопередачи в приповерхностный слой натурального твердого топлива вследствие неидеального теплового контакта на границе «горячая частица – измельченный уголь».

5. Впервые разработаны математические модели и решены соответствующие краевые задачи газофазного зажигания типичных термопластичных ПМ локальными источниками ограниченной энергоемкости. При постановке задач учтены сопряженные процессы теплопереноса в конденсированной фазе и тепломассопереноса в газовой среде, а также формирование горючей смеси продуктов термического разложения с окислителем. Выделены три наиболее характерных режима зажигания полимера, обусловленные начальной температурой горячей частицы, длительностью индукционного периода и положением зоны зажигания в окрестности локального источника нагрева.

6. Методы численного решения дифференциальных уравнений в частных производных адаптированы для программной реализации сформулированных

сингулярно возмущенных краевых задач. Алгоритмы решения систем нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных с начальными и граничными условиями реализованы с использованием неравномерных пространственных разностных сеток и процедуры проверки консервативности используемых разностных схем на каждом шаге по времени.

7. Выполненные численные исследования впервые позволили установить влияние на условия и характеристики зажигания металлизированных смесевых, гелеобразных и диспергированных топлив, а также полимерных материалов группы значимых факторов (неоднородность структуры вещества, начальная температура, размеры, форма, теплофизические свойства и количество локальных источников нагрева, их частичное или полное внедрение в приповерхностный слой вещества, отсутствие идеального теплового контакта на границе «горячая частица – конденсированное вещество», зависимость теплофизических свойств веществ и материалов от температуры, выгорание приповерхностного слоя КВ, конвективный и радиационный теплоотвод от источника нагрева).

Теоретическая значимость.

Впервые разработаны основные положения теории зажигания структурно-неоднородных (металлизированные смесевые, гелеобразные и диспергированные топлива) КВ и ПМ источниками ограниченной энергоемкости в условиях пространственно-временной неоднородности физико-химических процессов. Новый подход к теоретическому анализу закономерностей, протекающих при инициировании горения в условиях локального нагрева, отличается от известных учетом в явном виде гетерогенной структуры топлива, а также взаимосвязанных процессов в конденсированной фазе и газовой среде: кондуктивный теплоперенос, термическое разложение (или плавление и испарение), диффузия летучих, свободно-конвективный и радиационный теплоотвод, химическое реагирование.

В результате проведенных широкомасштабных исследований обоснована возможность прогностического моделирования инициирования процессов горения конденсированных веществ с существенно неоднородной структурой в условиях локального нагрева источниками ограниченной энергоемкости. Сформулированное положение представляет интерес для разработки теоретических основ перспективной технологии зажигания новых видов ракетных топлив, а также предупреждения нерегламентированных возгораний полимеров и твердых натуральных топлив.

Разработаны не имеющие аналогов математические модели зажигания структурно-неоднородных конденсированных веществ и полимерных материалов, а также соответствующие алгоритмы численного решения сформулированных сингулярно возмущенных краевых задач.

Впервые установлены предельные условия зажигания локальными источниками энергии металлизированных смесевых, гелеобразных и диспергированных топлив, а также ПМ при влиянии наиболее значимых факторов (начальная температура, размеры, форма, теплофизические свойства и количество локальных источников нагрева, их частичное или полное внедрение в приповерхностный слой вещества, отсутствие идеального теплового контакта на границе «горячая частица – конденсированное вещество», зависимость теплофизических свойств веществ и материалов от температуры, выгорание приповерхностного слоя конденсированного вещества, конвективный и радиационный теплоотвод от источника нагрева).

Практическая значимость.

Разработанные математические модели в сочетании с адаптированными к новым задачам зажигания методами численного решения применимы для разработки энергоэффективной технологии инициирования горения структурно-неоднородных высокоэнергетических материалов локальными источниками энергии в специальных установках. Также результаты теоретических и экспериментальных исследований в виде предельных условий и основных

характеристик зажигания могут быть использованы для оценки пожарной опасности процессов взаимодействия малокалорийных источников энергии с горючими конденсированными веществами. Для прогностического моделирования условий и характеристик зажигания структурно-неоднородных топлив и ПМ разработаны соответствующие программные коды для электронных вычислительных машин (выдано 17 свидетельств о государственной регистрации).

Методы исследования.

При проведении численного моделирования процессов тепломассопереноса с фазовыми превращениями и химическим реагированием использованы методы решения дифференциальных уравнений в частных производных (конечных разностей, локально-одномерный, переменных направлений, прогонки, итераций), адаптированные для программной реализации сформулированных сингулярно возмущенных краевых задач. Алгоритмы решения систем нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных с начальными и граничными условиями реализованы с использованием неравномерных пространственных разностных сеток и процедуры проверки закона сохранения энергии в области решения задачи на каждом шаге по времени. Программная реализация алгоритмов численного решения краевых задач выполнена в пакете математического моделирования MATLAB с использованием разработанных оригинальных программных кодов.

Экспериментальные исследования выполнены с использованием средств программно-аппаратного комплекса видеофиксации быстропротекающих процессов, включающего высокоскоростные монохромную и цветную видеокамеры Phantom Miro M310 и Phantom V411, программное обеспечение Tema Automotive, а также метода цифровой трассерной визуализации потоков Particle Image Velocimetry, основанного на использовании твердотельного импульсного Nd:YAG лазера, кросскорреляционной видеокамеры и программного обеспечения Actual Flow.

Положения, выносимые на защиту:

1. Новый подход к теоретическому описанию процессов тепломассопереноса и химического реагирования, протекающих при инициировании горения большой группы топлив (смесевые, гелеобразные, суспензионные, натуральные) и термопластичных полимеров в результате локального нагрева источниками ограниченной энергоемкости, отличающийся от известных учетом в явном виде гетерогенной структуры конденсированных веществ, конфигурации и размеров горячих частиц.

2. Математические модели зажигания смесевых, гелеобразных, твердых натуральных топлив и термопластичных полимеров, описывающие взаимосвязанные процессы кондуктивного теплопереноса, термического разложения (плавления, испарения) веществ и материалов, диффузии летучих компонентов, формирования горючей газовой смеси, свободно-конвективного и радиационного теплоотвода от источника нагрева, химического реагирования.

3. Инициирование горения смесевых, гелеобразных, суспензионных, диспергированных натуральных топлив и ПМ в условиях взаимодействия с локальными источниками ограниченной энергоемкости является устойчивым (зажигание переходит в стационарное горение) при выполнении соответствующих необходимых (критерий зажигания) и достаточных (глубина прогрева, глубина «активного пиролиза» приповерхностного слоя) условий.

4. Структурная неоднородность конденсированных веществ существенно влияет на условия и характеристики их зажигания. В отличие от моделей гомогенной структуры топлива с усредненными теплофизическими характеристиками численное моделирование гетерогенной структуры вещества в явном виде позволяет повысить достоверность результатов теоретического исследования и установить характеристики индукционного процесса соответствующие (в пределах погрешностей методов определения) их экспериментальным значениям.

5. Влияние значимых факторов (начальная температура, размеры, форма, теплофизические свойства и количество локальных источников нагрева, их частичное или полное внедрение в приповерхностный слой конденсированного вещества, условия теплопередачи на границе «горячая частица – топливо») на характеристики инициирования процесса горения структурно-неоднородных топлив и термопластичных полимеров максимально при близких к предельным условиям зажигания. Выгорание приповерхностного слоя топлива, конвективный и радиационный теплоотвод от источника нагрева в окружающую среду оказывают менее существенное влияние на характеристики зажигания.

6. Процесс инициирования горения гелеобразного топлива при близких к криогенным температурам в условиях локального нагрева имеет схожие закономерности с зажиганием типичных твердых и жидких конденсированных веществ, но существенно отличается от последних характеристиками и условиями индукционного периода.

Степень достоверности результатов исследования.

Численное моделирование физико-химических процессов выполнено при оптимальных значениях параметров разностной сетки и шага интегрирования по времени. Оценка достоверности результатов работы проводилась тестированием на примере задач теплопереноса и химической кинетики использовавшихся численных методов и элементов разработанных алгоритмов решения краевых задач зажигания, проверкой консервативности разностных схем, сопоставлением с известными экспериментальными данными, в предельных случаях – с результатами математического моделирования других исследователей.

При проведении экспериментальных исследований использовались современные методы обработки полученных данных с применением метрологически аттестованной контрольно-измерительной аппаратуры.

Связь работы с научными программами и грантами.

Диссертационная работа выполнена на стыке двух направлений научной деятельности Национального исследовательского Томского политехнического

университета «Разработка методов и средств повышения надежности и эффективности эксплуатации энергетических объектов» и «Развитие теоретических основ и разработка технологий производства энергии и энергоресурсосбережения в различных отраслях». Основные результаты исследований в виде теоретических следствий, алгоритмов численного решения задач химической физики и программных кодов используются в Национальном исследовательском Томском политехническом университете при подготовке магистров техники и технологии по направлениям «Физика», «Теплоэнергетика и теплотехника», «Энергетическое машиностроение», а также кандидатов наук по специальностям 01.04.17 – Химическая физика, горение и взрыв, физика экстремальных состояний вещества, 01.04.14 – Теплофизика и теоретическая теплотехника, 01.04.07 – Физика конденсированного состояния, 05.13.18 – Математическое моделирование, численные методы и комплексы программ.

Тема диссертации соответствует приоритетным направлениям развития науки, технологий и техники в Российской Федерации (Указ Президента РФ № 899 от 7 июля 2011 г.): «Безопасность и противодействие терроризму», «Перспективные вооружения, военной и специальной техники», «Транспортные и космические системы», «Энергоэффективность, энергосбережение, ядерная энергетика».

Исследования проведены при поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации (проекты №№ МК-2391.2014.8, МК-6491.2016.8), Российского научного фонда (проект № 15-19-10003), Российского фонда фундаментальных исследований (проекты №№ 12-08-33002 мол_а_вед, 14-03-31304 мол_а, 14-38-50003 мол_нр), Некоммерческого партнерства «Глобальная энергия» (проект № МГ-2014/04/3).

Апробация результатов исследования.

Основные положения и результаты диссертации докладывались и обсуждались на The 5th and 7th International Symposium on Non-Equilibrium Processes, Plasma, Combustion, and Atmospheric Phenomena (Sochi, Russia, 2012,

2016), VI и X Международных конференциях «Высокоэнергетические материалы: демилитаризация, антитерроризм и гражданское применение» (г. Бийск, 2012 г., 2014 г.), 10-й и 11-й Международных научных конференциях «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики» (г. Алушта, Украина, 2012 г., 2013 г.), VIII Всероссийской конференции «Горение твердого топлива» (г. Новосибирск, 2012 г.), Восьмой Всероссийской научной конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики» (г. Томск, 2013 г.), Третьей конференции по фильтрационному горению (г. Черноголовка, 2013 г.), Международной конференции «Восьмые окуневские чтения» (г. Санкт-Петербург, 2013 г.), International Conference “Mathematical and Informational Technologies” (Vrnjacka Banja, Serbia; Budva, Montenegro, 2013), Седьмой Международной научной конференции «Полимерные материалы пониженной горючести» (г. Таганрог, 2013 г.), III и IV Минских международных коллоквиумах по физике ударных волн, горения и детонации (г. Минск, Беларусь, 2013 г., 2015 г.), Национальном конгрессе по энергетике (г. Казань, 2014 г.), International Conference on Environmental Protection and Sustainable Ecological Development (Wuhan, China, 2014), Международной научно-технической конференции «Проблемы ресурсо- и энергосберегающих технологий в промышленности и АПК» (г. Иваново, 2014 г.), Шестой российской национальной конференции по теплообмену (г. Москва, 2014 г.), Третьей международной конференции по горению и детонации «Мемориал Я.Б. Зельдовича» (г. Москва, 2014 г.), Всероссийской конференции «XXXI Сибирский теплофизический семинар» (г. Новосибирск, 2014 г.), The 10th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing (Naples, Italy, 2015), The IV International Conference on Particle-Based Methods (Barcelona, Spain, 2015), IX Всероссийской конференции «Горение топлива: теория, эксперимент, приложения» (г. Новосибирск, 2015 г.), XV Минском международном форуме по тепло- и массообмену (г. Минск, Беларусь, 2016 г.), The 3rd International Congress on Water, Waste and Energy Management (Rome, Italy, 2016).

Публикации.

По теме диссертации опубликовано 94 научных работы общим объемом 55 печатных листов, в том числе 40 статей в изданиях, которые включены в перечень рецензируемых научных журналов для опубликования основных научных результатов диссертаций: Химическая физика (переводная версия Russian Journal of Physical Chemistry B); Физика горения и взрыва (переводная версия Combustion, Explosion and Shock Waves); Химия твердого топлива (переводная версия Solid Fuel Chemistry); Химическая физика и мезоскопия; Химическое и нефтегазовое машиностроение (переводная версия Chemical and Petroleum Engineering); Доклады Академии наук (переводная версия Doklady Physics); Теплоэнергетика (переводная версия Thermal Engineering); Тепловые процессы в технике; Energy and Fuels; Applied Thermal Engineering; Fuel Processing Technology; Thermal Science; Journal of Engineering Thermophysics; Mathematical Problems in Engineering; Пожаровзрывобезопасность; Пожарная безопасность; Безопасность труда в промышленности; Известия ЮФУ. Технические науки; Известия высших учебных заведений. Физика; Бутлеровские сообщения. Выдано 17 свидетельств на программы для электронных вычислительных машин. Опубликовано 37 работ в специализированных журналах, материалах всероссийских и международных конференций и симпозиумов.

Структура и объём работы.

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы из 370 наименований; содержит 386 страниц, 125 рисунка, 27 таблиц.

Содержание работы.

Глава 1 отражает современное состояние теории горения высокоэнергетических материалов. Проведен анализ математических моделей, результатов теоретических и экспериментальных исследований зажигания конденсированных веществ при локальном нагреве. Основное внимание уделено физико-химическим процессам, протекающим в течение индукционного периода. Выполнено обобщение основных результатов работ по зажиганию

конденсированных веществ локальными источниками энергии, проанализированы достижения исследований в этом направлении. Установлено отсутствие системных знаний о теоретических подходах к изучению закономерностей и характеристик инициирования горения структурно-неоднородных конденсированных веществ при учете в явном виде их гетерогенной структуры для условий локального нагрева топлив и горючих материалов источниками ограниченной энергоемкости.

В главе 2 приведены результаты численных исследований твердофазного зажигания металлизированных смесевых топлив локальными источниками энергии при учете в явном виде структурной неоднородности конденсированного вещества, обусловленной мелкодисперсными частицами металла. Показано, что такой подход в отличие от моделей гомогенной структуры вещества с эффективными теплофизическими свойствами, вычисленными с использованием известных выражений, характеризуется достаточно высокой достоверностью результатов теоретического исследования. Выполнен анализ влияния наиболее значимых факторов и параметров на характеристики процесса: идеальный тепловой контакт и газовый зазор на границе с локальным источником нагрева, внедрение горячей частицы в приповерхностный слой топлива, его выгорание, теплофизические свойства материала частиц — источников зажигания и металлических частиц в составе топлива, свободно-конвективный теплоотвод в окружающую среду и совместное влияние нескольких локальных источников энергии.

Глава 3 посвящена теоретическим и экспериментальным исследованиям зажигания перспективных в ракетной технике гелеобразных и в промышленной теплоэнергетике суспензионных топлив в условиях кондуктивного (горячие частицы, пластины) и конвективного (поток разогретого воздуха) нагрева. Разработанные математические модели учитывают структурную неоднородность топлива, обусловленную фазовым превращением (плавление) в прогретой области приповерхностного слоя топлива в течение индукционного периода. Определены

предельные параметры источников, необходимые для инициирования горения. Установлены типичные закономерности зажигания топлив в условиях кондуктивного и конвективного нагрева.

В главе 4 приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований зажигания типичных диспергированных твердых натуральных топлив локальными источниками ограниченной энергоемкости. Выполнен анализ условий и характеристик пожароопасного взаимодействия горячих частиц со слоем измельченного твердого топлива. Математическая модель процесса учитывает гетерогенность слоя диспергированного угля, обусловленную пористостью структуры. Проведен теоретический анализ и сравнение условий и характеристик зажигания твердого натурального топлива при кондуктивном (частица, пластина) и конвективном (газовый поток) нагреве.

Глава 5 содержит результаты теоретических исследований газофазного зажигания ПМ источниками ограниченной энергоемкости. Рассмотрены условия конвективного теплоотвода от источника энергии в окружающую газовую среду, частичного внедрения горячей частицы в приповерхностный слой полимера и его выгорание. Установлены предельные условия и характеристики пожароопасного нагрева термопластичных ПМ локальными источниками. При варьировании параметров последнего (начальная температура, размеры, форма, теплофизические характеристики материала) в достаточно широких диапазонах выявлены наиболее характерные режимы зажигания.

В заключении приведены разработанные положения, совокупность которых представляет основные элементы теории зажигания структурно-неоднородных (металлизированные смесевые, гелеобразные и диспергированные топлива) КВ и ПМ источниками ограниченной энергоемкости в условиях пространственно-временной неоднородности процессов тепломассопереноса, термического разложения, фазовых превращений и химического реагирования.

ГЛАВА 1. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ (РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ) ЗАЖИГАНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ ПРИ ЛОКАЛЬНОМ НАГРЕВЕ

В настоящее время в промышленности достаточно широко используются процессы горения конденсированных веществ [13–26, 52–79]. Одной из основных стадий такого процесса является зажигание горючего, которое, как правило, инициируется в результате воздействия внешнего источника теплоты [67–72]. Несмотря на большой объем проведенных исследований процессов (около 15 тысяч работ за последние 40 лет согласно данным наукометрической базы Scopus), остается ряд проблем, связанных с развитием теоретических положений зажигания структурно-неоднородных конденсированных веществ при локальном нагреве источниками ограниченной энергоемкости. Зажигание таких веществ является основой многих технологических процессов и техногенных явлений, например, инициирования горения твердых топлив в ракетной технике [13–23], газогенераторных установках [80–84] и теплоэнергетике [85–88], пожароопасного возгорания конструкционных полимерных материалов [52–57] и твердых натуральных топлив [58–60].

Описание процессов при зажигании и горении конденсированных систем, в том числе и структурно-неоднородных, как правило, происходит в рамках моделей сплошной среды [89–93]. Предполагается, что все параметры системы являются непрерывными функциями координат, а гетерогенность учитывается путем усреднения свойств компонентов [94–100]. Однако такой квазигомогенный подход, когда масштаб гетерогенности сравним с одной из основных макроскопических характеристик процесса – глубиной прогрева КВ в момент зажигания, является не вполне адекватным для теоретического описания закономерностей переходного процесса. В связи с этим возникает необходимость в применении специального подхода к моделированию структуры КВ, учитывающего в явном виде ярко выраженную гетерогенность.

Известны результаты [101–114] численных исследований формирования структуры и горения гетерогенных систем и газовых смесей при использовании достаточно оригинальных подходов моделирования неоднородности КВ. Однако, информация об аналогичных исследованиях типичных критических явлений для процессов горения (зажигание, тепловой взрыв), которые особенно чувствительны к фактору структурной неоднородности КВ [114], весьма ограничена.

Большое количество теоретических работ посвящено горению газовзвесей [101–110], причем основная цель таких исследований состоит в достоверном описании пространственной неоднородности распределения частиц топлива в газе (рис. 1.1). Достаточно сложный математический аппарат, основанный на статистическом подходе при формулировке определенной модели, не всегда позволяет выполнить общий анализ проблемы, что препятствует решению первостепенной задачи [114].

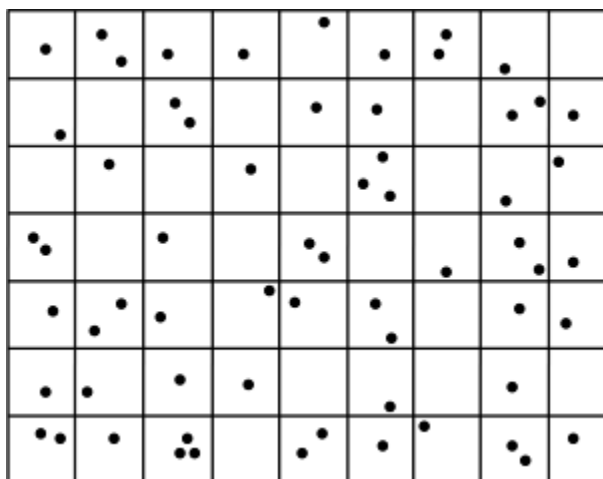


Рисунок 1.1. Схема области решения задачи горения частиц полиметилметакрилата в воздухе с разбиением пространства на стехиометрические ячейки [114]

Авторами [104, 105] использовался математический аппарат функции плотности распределения вероятности для описания полидисперсности смеси и возможного перемещения частиц в газе. Для моделирования горения газовзвесей

жидкого топлива [107, 108] в системе со случайным распределением капель по пространству применялся математический аппарат теории перколяции [115]. В [114] при математическом моделировании горения монодисперсных сферических частиц полиметилметакрилата, хаотично распределенных по объему газообразного окислителя, использовался математический аппарат, основанный на описании распределения квантовых бозе-частиц по энергетическим уровням систем согласно статистике Бозе – Эйнштейна [116]. Аналогично моделям [101–114] разработана статистическая модель стационарного горения твердых гетерогенных конденсированных смесей [117], основанная на обобщениях модели Бекстеда – Дерра – Прайса и учитывающая кроме полидисперсности частиц окислителя в топливе неодновременность их выхода на поверхность горения, а также взаимодействие существующих над различными частицами окислителя пламен. Статистический подход [101–113] к теоретическому изучению горения структурно-неоднородных систем имеет достаточно существенные ограничения [114], которые связаны с необходимостью выполнения целого ряда условий, например, расстояние между частицами топлива много больше размера самих частиц для исключения влияния коллективных эффектов; отсутствие испарения или термического разложения топлива из-за существенной сложности учета в статистических математических моделях газофазных процессов и реакций; наличие данных о большом количестве эмпирических коэффициентов.

Детальным моделированием процессов, протекающих при зажигании и горении КВ, занимались В.В. Калинин, В.К. Булгаков, В.И. Кодолов, Ю.М. Милёхин, А.М. Липанов, О.П. Коробейничев, В.А. Бабук, Е.А. Салганский, Г.М. Нотт, Дж. Букмастер, Т.Д. Джексон, М.Л. Гросс, М.У. Таннер, М.У. Бэкстед, Р.Л. Дерр, С.Ф. Прайс.

Достаточно подробный анализ современных тенденций в моделировании горения твердого топлива выполнен М.В. Бекстедом [94]. В последнее время с развитием средств вычислительной техники существенно возрос уровень детализации при описании процессов: многомерные модели тепломассопереноса, подробные кинетические механизмы (десятки реагентов, участвующих более чем

в 500 химических реакциях в газовой среде) [94]. Структуру твердого топлива при нестационарном переносе теплоты рассматривают в виде системы сандвичей окислитель/горючее, либо двумерных или трехмерных случайных упаковок частиц [118–122]. Математические модели [123] структуры топлива с более сложной упаковкой частиц весьма громоздки, поэтому описание физико-химических процессов, протекающих при горении, представляется в упрощенном виде. Несмотря на высокий уровень развития современных моделей горения КВ, в [94] отмечается, что для дальнейшего расширения потенциала математического моделирования в теории горения необходимо решение проблем недостаточных знаний о процессах, протекающих в конденсированной фазе и в газовой среде в непосредственной близости у поверхности топлива.

Основой для разработки большинства математических моделей [101–114, 117–123], описывающих как структурную неоднородность вещества, так и физико-химические процессы при горении, послужили многочисленные результаты экспериментальных исследований, например, горения высокоэнергетических материалов (Г.Б. Манелис и В.А. Струнин, О.П. Коробейничев и Н.Е. Ермолин, В.П. Синдицкий и В.Ю. Егоршев, М.-Ч. Лин, Т.Л. Боггс и Н. Кубота), агломерации алюминия (В.А. Бабук и П.Ф. Похил, Л.Т. Де Люка и Л. Галфатти), фильтрационного горения пористых материалов (Е.А. Салганский и С.В. Глазов), горения полимеров (Р.М. Асеева, А.А. Берлин, Н.А. Халтуринский, С.Л. Мадорский, Х. Арисава, Т.Б. Брилл) и другие.

В [124] изучено горение композиционных систем на основе гранулированного нитрата целлюлозы и инертных наполнителей (оксид алюминия, карбид кремния, углерод, нитрид бора, хлорид натрия, оксид цинка, вольфрам), измерены основные характеристики процесса, а также установлена их зависимость от размера частиц. Выявлены особенности горения, связанные с охлаждающим действием инертных компонентов и затрудненным выходом газообразных продуктов горения из-за присутствия наполнителя.

Авторами [125] методом зондовой масс-спектрометрии исследована структура пламени смесового состава на основе перхлората аммония и

полибутадиенового каучука. Полученные данные, например, константы скорости отдельных стадий процесса горения могут быть использованы при создании соответствующих моделей для смесевых твердых топлив на основе перхлората аммония.

В [126] анализ результатов многочисленных термопарных измерений горения аммониевых солей (перхлорат аммония, нитрат аммония, динитрамид аммония, нитроформат гидразина) в широком интервале давлений и начальных температур позволил установить применимость модели горения с ведущей реакцией в конденсированной фазе для численных исследований.

В [127] приведены данные по скорости горения в зависимости от давления и начальной температуры для трех соединений, которые наиболее часто используются в качестве компонентов смесевых топлив и взрывчатых веществ. Зависимости скорости горения от начальной температуры и давления получены для перхлората аммония, октогена и гексогена.

Авторами [128] для топлив на основе нитраминов экспериментально установлено, что процесс горения в условиях варьирования давления в диапазоне, соответствующем практическому применению топлива, довольно слабо зависит от размера зерен наполнителя, что связано с невысокой реакционной способностью нитраминов и, как результат, отсутствием самоподдерживающегося горения в газовой среде.

Экспериментально установлено [129], что характеристики порошка металла, в частности размер частиц, в составе смесевых твердых топлив оказывают существенное влияние на скорость горения за счет изменения положения зоны реакции окисления алюминия в окрестности поверхности горения. Для топлив с выраженной агломерацией показано, что ее интенсивность, замедляющая горение, может быть понижена за счет использования наноразмерного алюминия (вместо микронного).

Авторами [130] экспериментально исследованы зависимости характеристик фильтрационного горения пористых углеродистых и полимерных материалов в присутствии инертного наполнителя от параметров конденсированного вещества

и потока фильтрующегося окислителя. Установлены особенности изменения структуры волны горения в зависимости от концентрации кислорода, состава продуктов и характера термической деструкции горючего.

Экспериментальные исследования авторов [54–57, 131] позволили установить характеристики зажигания и горения широко распространенных полимерных материалов при нагревании, как правило, потоком разогретого газа, а также детальные кинетические механизмы в конденсированной фазе и газовой среде, в том числе соответствующие значения предэкспоненциальных множителей и энергий активации.

Также известны [132, 133] результаты экспериментальных исследований процессов зажигания модельных составов (неметаллизированного и металлизированного с включением порошка алюминия АСД-4) смесового твердого топлива. Анализ экспериментальных данных [132, 133] позволил установить, что введение в топливную композицию частиц порошка АСД-4 приводит к увеличению времени задержки зажигания на 20–25 % [132, 133] по сравнению с неметаллизированным составом (рис. 1.2).

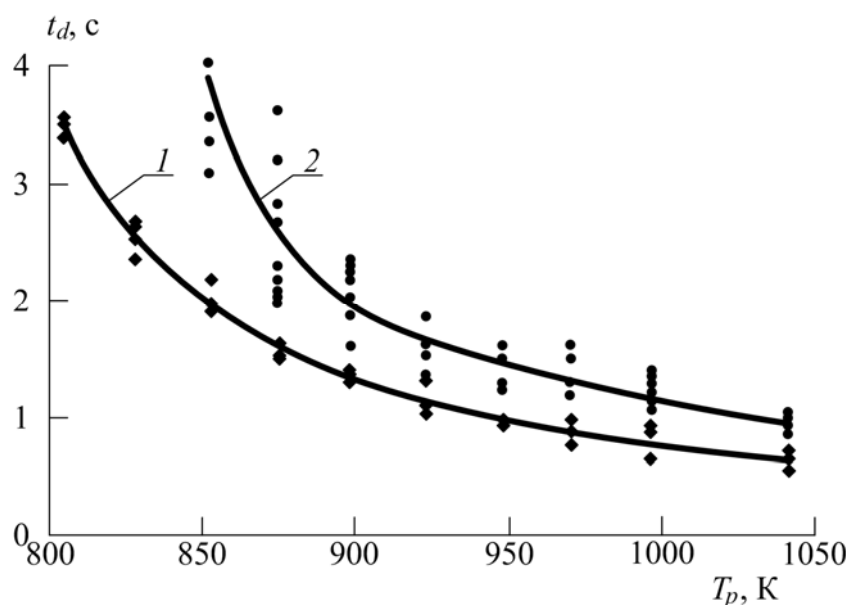


Рисунок 1.2. Экспериментальные зависимости [132] времени задержки зажигания смесового твердого топлива от температуры локального источника нагрева (диаметр $d=5$ мм, высота $h=2$ мм): 1 – неметаллизированный и 2 – металлизированный (АСД-4) составы

Результат (рис. 1.2) объясняется более высокой эффективной теплопроводностью приповерхностного слоя металлизированного состава [132, 133], что влияет на увеличение интенсивности теплоотвода из прогретой области в глубинные слои топлива, а также отсутствием идеального контакта источника нагрева с поверхностью топлива из-за естественной шероховатости поверхности.

Авторами [132] экспериментально обосновано влияние структурной неоднородности смесового твердого топлива, обусловленной мелкодисперсными частицами металла, на характеристики зажигания в условиях локального нагрева источником ограниченной энергоемкости – горячей частицей. Стоит отметить, что математическое моделирование реальных физических процессов [132] с использованием известных моделей [134–141] для описания гетерогенной структуры конденсированного вещества не вполне обосновано. Во-первых, сложный математический аппарат, основанный на статистическом подходе [116], не всегда позволяет выполнить детальный анализ влияния различных факторов на результаты решения задачи. Во-вторых, достаточно существенным ограничением моделей [134–141] является отсутствие возможности учета группы специфических особенностей, связанных, например, с равномерным распределением частиц в окрестности поверхности твердотопливного заряда [142].

Отмеченные выше особенности (в частности, малая длительность) процессов зажигания КВ локальными источниками ограниченной энергоемкости позволяют в результате предварительного анализа оценить глубину прогрева приповерхностного слоя топлива в течение индукционного периода. Масштаб этой величины сопоставим с размерами мелкодисперсных (десятки и сотни микрометров) частиц металла. В этом случае можно достаточно обоснованно предположить, что условия и характеристики зажигания структурно-неоднородных конденсированных веществ в большей степени будут определяться процессами тепломассопереноса, протекающими в окрестности локального источника. Следует отметить, что в реальных топливных композициях частицы

металла распределяются по объему КВ достаточно равномерно [22, 23], особенно в непосредственной близости с поверхностью заряда [142]. Тем не менее, возможны и некоторые локальные отклонения от однородного пространственного распределения. При постоянной концентрации частиц металла в топливной массе изменение положения отдельных частиц в окрестности области локального нагрева не может существенно повлиять на условия теплопередачи. Исходя из общей теории [67–72] и решений [143, 144] можно обоснованно предполагать, что условия зажигания должны выполняться в сечении, соответствующем максимальной плотности теплового потока по нормали к поверхности КВ при минимальной теплопроводности вещества. Поэтому смещение одной или нескольких частиц из достаточно большой совокупности в окрестности границы контакта КВ с локальным источником нагрева не должно кардинально менять условия зажигания. Таким образом, для описания физико-химических процессов, протекающих при инициировании горения структурно-неоднородных конденсированных веществ источниками ограниченной энергоемкости, можно использовать модели, разработанные в рамках широко распространенного математического аппарата механики сплошной среды [145], основанного на уравнениях Навье-Стокса в сочетании с уравнениями переноса теплоты и массы.

Основные положения общей теории [67–72] зажигания КВ на макроскопическом уровне базируются на методах классических теорий теплопередачи [89, 90] и химической кинетики [146] для условий кондуктивного [73, 74], конвективного [147, 148] и лучистого [149, 150] нагрева реагирующих веществ. Согласно [72] принято выделять три модели зажигания (твердофазная, газофазная, гетерогенная), характеризующиеся положением ведущей экзотермической реакции относительно поверхности горючего.

Также при описании процессов зажигания конденсированных веществ разогретыми телами рассматривают [70] стационарную и нестационарную теории зажигания. Первое направление наиболее полно разработано Я.Б. Зельдовичем [151]. Дальнейшее развитие оно получило в работах Д. Клеммова и Д. Хаффингтона [152], П. Томаса и П. Бойса [153], А. Шумана и А. Дональдсона [154].

При исследовании стационарного горения смеси горючего газа и окислителя учитывалось тепловыделение за счет химических реакций [70]. Это тепловыделение описывалось достаточно просто в рамках моделей термодинамики, что предполагало бесконечно быстрые химические реакции. Такой подход применим для стационарных процессов горения и неприемлем для изучения переходных процессов, в частности воспламенения, из-за невозможности определения интегральных характеристик, а также закономерностей формирования зоны ведущей химической реакции окисления в условиях пространственно-временной неоднородности исследуемых процессов, особенно при локальном подводе энергии источником ограниченной энергоемкости. Ввиду этого возникла необходимость перехода от стационарной задачи к нестационарным постановкам. Такой переход обусловлен рядом трудностей, в частности, ограниченными возможностями численного моделирования нестационарных процессов на ЭВМ по сравнению с детальным моделированием квазистационарных процессов распространения пламени в смеси горючего с окислителем при учете молекулярного переноса, химических реакций, термодинамики и конвекции. Наиболее полно положения нестационарной теории зажигания конденсированного вещества при кондуктивном нагреве массивным горячим телом с постоянной температурой в течение индукционного периода разработаны Я.Б. Зельдовичем [67, 71], А.Э. Аверсоном, В.В. Барзыкиным, А.Г. Мержановым [155].

В соответствии с нестационарным характером теплового зажигания, подробно исследованного методами численного интегрирования соответствующих уравнений теплопроводности и диффузии газов горючего и окислителя [155–157], при протекании процесса можно условно выделить две последовательные стадии с существенно отличающимися характеристиками. Например, для твердофазной модели зажигания во время первой стадии нагрев конденсированного вещества происходит только за счет энергии, поступающей от внешнего источника, а тепловыделение вследствие экзотермического процесса незначительно. Во время второй стадии скорость реакции окисления возрастает в

результате существенного увеличения температуры в прогретом слое. Самоускорение экзотермического процесса достаточно быстро приводит к зажиганию КВ. Для невырожденных режимов [157] длительность второй стадии намного меньше общего времени задержки зажигания. Можно считать, что зажигание происходит при равенстве скоростей теплоприхода от внешнего источника и экзотермического процесса в прогретой области воспламеняемого вещества [72]. Следует отметить, что характеристики переходного процесса, как правило, определяются совокупностью параметров: начальная температура, размеры, форма и теплофизические свойства источника нагрева, условиями его взаимодействия с поверхностью КВ, теплофизическими и кинетическими свойствами последнего [71].

Описанный механизм лег в основу приближенных методов расчета характеристик зажигания [67, 71]. Наиболее общий подход [67] заключается в решении нестационарной задачи теории теплопроводности (без химической реакции) с соответствующими краевыми условиями и критерием зажигания, который в той или иной форме содержит кинетические параметры экзотермического процесса – предэкспонент k_0 и энергия активации E .

Среди работ по изучению закономерностей зажигания конденсированных веществ при кондуктивном подводе энергии можно выделить результаты численных и экспериментальных исследований инициирования горения телами с ограниченным запасом теплоты [13, 56, 57, 62–66, 132, 133, 143, 144]. Такие нагретые до высоких температур частицы металлов (или неметаллов) представляются перспективными для использования в качестве энергоэффективных источников воспламенения высокоэнергетических материалов в специальных энергетических установках (ракетные двигатели, газогенераторы, баллистические установки для высокоскоростного метания). С другой стороны, образующиеся горячие частицы, например, в результате проведения сварочных работ металлических изделий, их обработки методами абразивной резки или шлифования, а также коротких замыканий линий

электропередачи, представляют высокую пожарную опасность при неконтролируемом взаимодействии с горючими веществами.

Целый ряд работ [158–160] посвящен экспериментальным исследованиям процессов зажигания КВ (нитроклетчатка и поливинилнитрат) дисперсным потоком (газ – твердые частицы). Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.3.

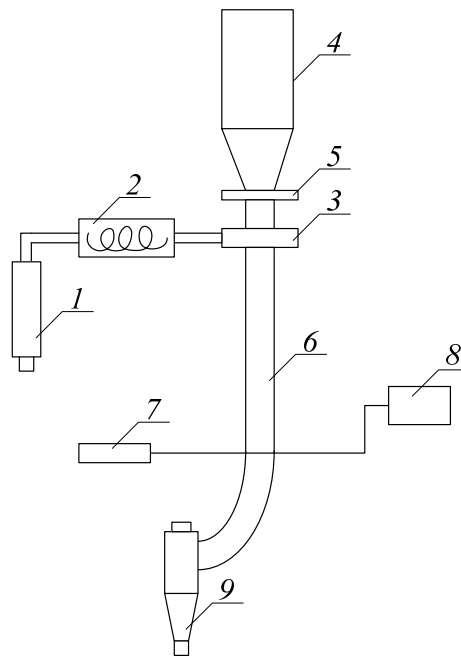


Рисунок 1.3. Схема экспериментальной установки [159]: 1 – ротаметр, 2 – печь, 3 – коллектор, 4 – питающий бункер, 5 – расходный шибер, 6 – рабочий канал, 7 – механизм ввода, 8 – осциллограф, 9 – циклон

Экспериментально установлены [158–160] количественные связи между характеристиками зажигания и параметрами потока (диаметр и концентрация металлических частиц). Показано, что увеличение концентрации и уменьшение диаметра частиц приводит к существенному снижению времени задержки зажигания. Впервые выделены [158–160] три характерных режима зажигания твердого конденсированного вещества дисперсным потоком. Эти режимы

определяются соотношением между температурой размягчения T_p и температурой зажигания T_d вещества:

1. $T_p > T_d$. До температуры размягчения прогрев идет за счет конвекции. Интенсификация процесса связана только с увеличением (по сравнению с чистым газом) эффективного коэффициента теплообмена. Такой процесс зажигания конденсированных веществ дисперсным потоком может быть рассмотрен на основе классической тепловой теории [70].

2. $T_p \leq T_d$. При достижении температуры размягчения на поверхности КВ мгновенно появляется тонкая оболочка, температура которой равна температуре газа, а толщина – размеру частиц. При этом поток газа на внешней границе остается тем же, что был до размягчения, но действует на вещество через оболочку. В этом режиме процесс зажигания при больших интенсивностях дисперсного потока обусловлен только тепловыми факторами и время задержки t_d сопоставимо со временем прогрева поверхности вещества до температуры размягчения.

3. $T_p \ll T_d$. В случае низкой температуры размягчения смена механизма теплопередачи происходит на начальной стадии зажигания. Большую часть индукционного периода конденсированное вещество прогревается через тонкий слой частиц на поверхности. Выявлено, что временем образования этого слоя можно пренебречь. Интенсификация зажигания за счет внедрения частиц невелика и времена задержки дисперсным и газовым потоками при слабых интенсивностях нагрева близки.

Анализ работ [158–160] показывает, что в режимах 1 и 3 эффект внедрения частиц несущественен. Исследованный экспериментально процесс зажигания КВ дисперсным потоком в зависимости от концентрации частиц можно моделировать несколькими способами [161, 162]. Два предельных случая (большие и очень малые концентрации) могут быть описаны моделями кондуктивного нагрева вещества накалиной пластиной конечной толщины в условиях конвективной теплопередачи на внешней поверхности пластины или локального нагрева одиночной частицей в потоке разогретого газа. В области промежуточных

концентраций, когда соседние частицы могут оказывать «совместное» влияние на характеристики индукционного процесса использование таких моделей может привести в большой погрешности результатов теоретического исследования. Однако подробное описание условий, при которых необходимо применять соответствующие модели зажигания для анализа закономерностей взаимодействия веществ с дисперсным потоком авторами [158–162] не описаны.

Важно отметить группу моделей [144, 163–166], разработанных для исследования процессов зажигания твердого конденсированного вещества одиночной металлической частицей в потоке разогретого газа. Результаты проведенных численных исследований позволили выявить предельные параметры, при которых характеристики зажигания соответствуют условиям инициирования горения высокотемпературной газовой средой при радиационно-конвективном подводе теплоты к поверхности топлива, а также массивной металлической пластиной с постоянной температурой в течение индукционного периода.

Наиболее общая математическая модель зажигания КВ одиночной частицей с температурой, равной температуре внешнего газового потока, представлена в [166]. Схема области решения изображена на рис. 1.4.

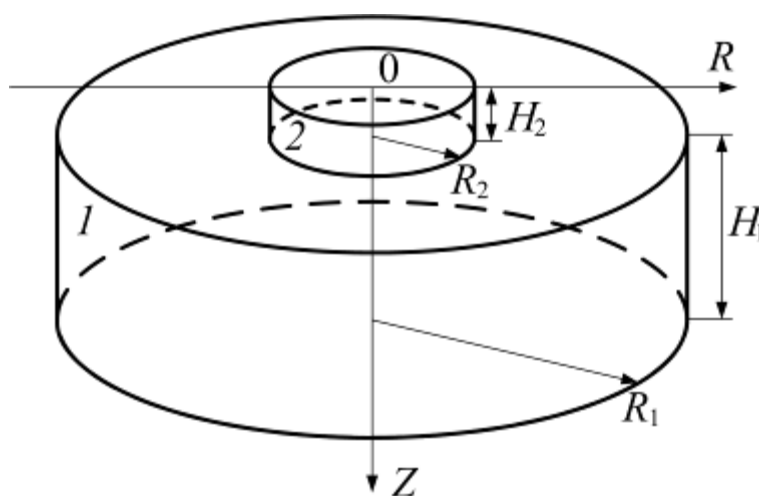


Рисунок 1.4. Схема области решения задачи зажигания твердого КВ одиночной частицей в потоке разогретого газа [166]: 1 – КВ, 2 – частица

При постановке задачи [166] считалось, что параметры внешнего газового потока постоянны на всех границах частицы и поверхности конденсированного вещества. Механизмы конвективной теплопередачи и излучения между внешней высокотемпературной средой и частицей, газом и твердым веществом описываются системой нестационарных дифференциальных уравнений с соответствующими начальными и граничными условиями [166].

Следует отметить, что при решении задачи [166] принимались допущения. Некоторые из них весьма ограничивают применение разработанной модели на практике: теплообмен между частицей и веществом осуществляется в условиях идеального контакта, не учитываются возможные процессы выгорания вещества, теплофизические характеристики материала частицы и вещества не зависят от температуры, рассматривается твердофазная модель зажигания.

При сопоставлении результатов численного моделирования [144] с аналогичными результатами теоретических исследований В.Н. Вилюнова [70] и экспериментов У.И. Гольдшлегера [158] установлено хорошее соответствие времен задержки зажигания при изменении начальной температуры источника нагрева T_p в выбранном диапазоне (рис. 1.5, 1.6).

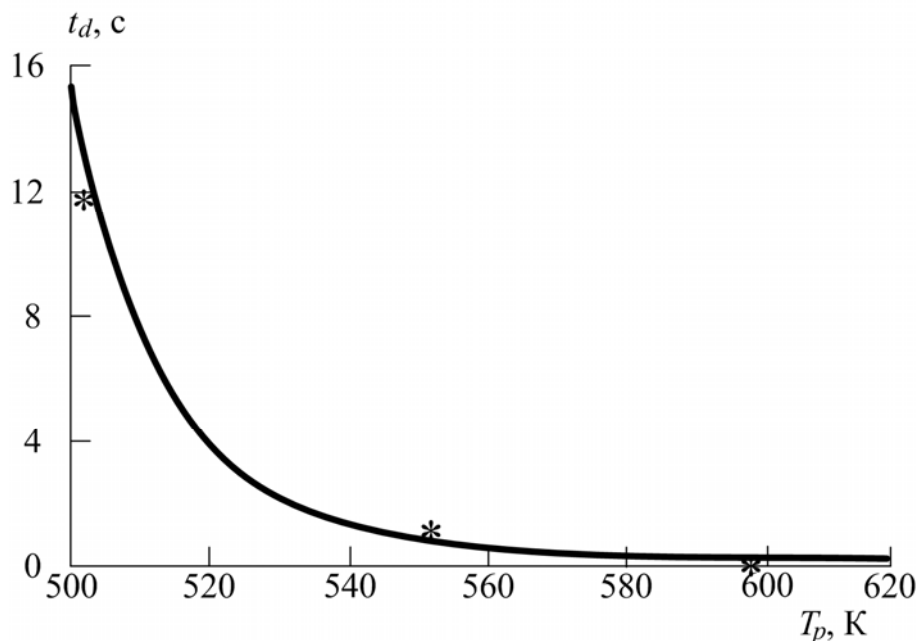


Рисунок 1.5. Времена задержки зажигания КВ горячей частицей в зависимости от температуры источника энергии: * [70], — [144]

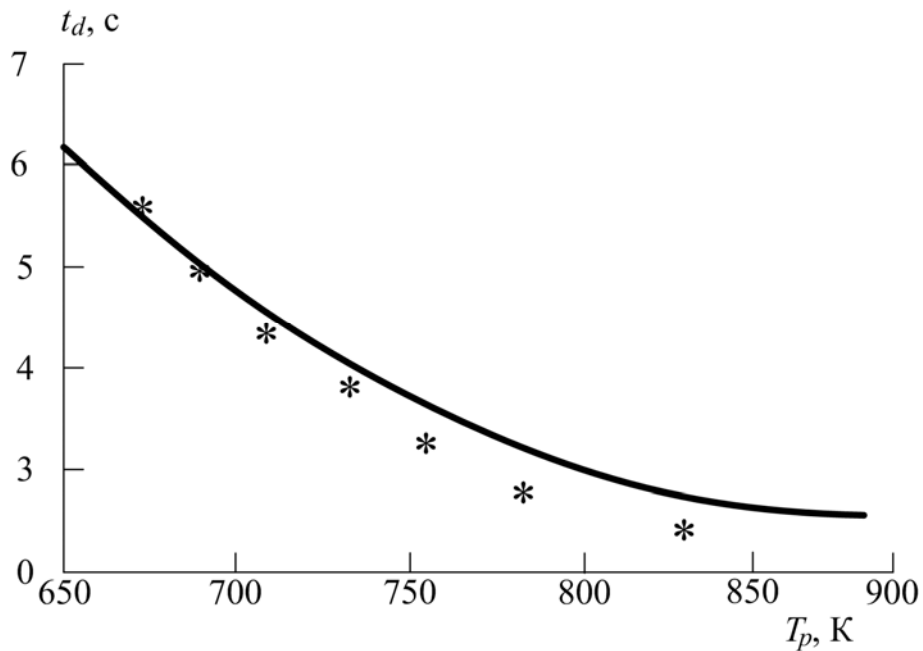


Рисунок 1.6. Времена задержки зажигания КВ дисперсным потоком в зависимости от температуры источника энергии: * [158], — [144]

Проведенные численные исследования [144, 163–166] позволили определить влияние теплосодержания локального источника энергии на условия воспламенения типичных твердых КВ (порох, древесина). Установлено, что увеличение размеров частиц, приводит к снижению величины времени задержки при одинаковых начальных температурах локальных источников нагрева. На основании анализа и обобщения полученных результатов выделены три характерных режима зажигания твердых конденсированных веществ одиночной частицей в потоке разогретого газа. Каждый из этих режимов соответствует своему диапазону изменения начальных температур источника.

Границы раздела диапазонов зависят от теплофизических и кинетических характеристик реагирующих веществ:

1. Первый режим. Диапазон относительно низких температур источника нагрева $T_p < 750$ К. Условия взаимодействия соответствуют воспламенению конденсированного вещества газовым потоком. Частица практически не влияет на закономерности зажигания.

2. Второй режим. Диапазон относительно высоких температур $T_p > 850$ К. При интенсивном прогреве топлива и высокой скорости экзотермического процесса вычисленные значения времени задержки зажигания незначительно отличаются от величин t_d , полученных при граничных условиях первого рода на поверхности нагрева.

3. Третий режим. Достаточно узкий диапазон варьирования T_p . Только при реализации этого промежуточного режима, существенно отличающегося от первого и второго по длительности индукционного периода, двумерный теплоперенос в системе «частица – конденсированное вещество» влияет на характеристики зажигания.

Разработанные модели [144, 163–166] переходного процесса имеют сравнительно простое математическое описание ограниченной группы физико-химических процессов (теплоперенос и экзотермическое реагирование в твердой фазе). Впоследствии эти модели были развиты авторами [143].

В постановке задачи зажигания КВ внедренным в приповерхностный слой локальным источником нагрева [143] учтены процессы выгорания прогретой области реакционноспособного вещества. Установлено, что при взаимодействии КВ с горячей инертной частицей возможны четыре режима прогрева и зажигания, характеризующиеся запасом теплоты в локальном источнике и выгоранием вещества (параметр Тодеса). Существование первого и третьего режимов связано с неустойчивостью процесса высокотемпературного зажигания, вызванной выгоранием КВ на начальной стадии процесса, когда прогретый слой, необходимый для распространения волны горения по веществу, еще не создан. Однако для первого режима при последующем прогреве приповерхностного слоя вещества, как и для второго режима характерно устойчивое горение. При четвертом режиме прогрева зажигание в системе отсутствует в виду низкого теплосодержания локального источника энергии.

Эти режимы хорошо согласуются с ранее установленными закономерностями [144] для зажигания твердого КВ одиночной разогретой

частицей без учета фактора выгорания приповерхностного слоя. Кроме того, численно исследовано [143] влияние фазового превращения в горячем инертном теле на процесс зажигания КВ. Установлено, что в результате приближения к критическим условиям зажигания фазовый переход приводит к неустойчивости воспламенения, причем время задержки устойчивого зажигания существенно увеличивается. В то же время критическое значение размера частицы, при котором ещё наблюдается зажигание, при учете фазового превращения уменьшается. Анализ зависимости времени задержки зажигания от запасенной к моменту воспламенения энергии при взаимодействии КВ с различными источниками энергии [143] позволил установить следующее.

При зажигании конденсированного вещества лучистым потоком требуется больше времени, чем при зажигании горячей поверхностью при одном и том же количестве запасенной в системе энергии, что связано с большим отводом теплоты вглубь приповерхностного слоя при таком механизме воздействия. Но для фиксированного t_d необходим меньший запас энергии при зажигании лучистым потоком, чем при зажигании горячей поверхностью. При увеличении запасенной в КВ энергии от внешнего теплового воздействия t_d увеличивается при контакте с горячей поверхностью и лучистым потоком теплоты и уменьшается для очага разогрева при зажигании телом с конечным запасом энергии. Это объясняется тем, что при зажигании горячей поверхностью и лучистым потоком теплоты накопление внешней энергии идет в процессе прогрева и большее количество запасенной энергии в теле от внешнего источника к моменту зажигания будет при меньших температурах горячей поверхности [73, 74] и интенсивности внешнего теплового потока [149, 150], что приводит к росту времени задержки зажигания.

Анализ результатов, установленных в рамках математической модели [143], позволяет сделать вывод о весьма специфичной области ее применения для изучения характеристик индукционного процесса. Во многом это объясняется тем, что разработанная модель [143] не учитывает градиент температуры по

частице, а продукты химической реакции остаются конденсированными с постоянными теплофизическими характеристиками, как у исходного вещества.

Анализ экспериментальной методики [132, 133] исследования зажигания твердых конденсированных веществ разогретыми частицами различной физической природы и выявленных закономерностей (устойчивые и неустойчивые режимы зажигания, влияние параметров локальных источников нагрева на условия воспламенения и т.д.) для модельных композиций позволяет сделать вывод о том, что механизмы, режимы и условия зажигания твердых конденсированных веществ при локальном нагреве достаточно подробно изучены лишь для небольшой группы КВ, применяемых на практике в качестве источников энергии. Результаты известных экспериментальных [132, 133] и теоретических [144, 163–166] исследований процессов зажигания таких веществ типичными локальными источниками энергии – одиночными разогретыми до высоких температур частицами в полном объеме представлены в монографии [167]. Также приведены [167] основные результаты численных исследований газофазного зажигания жидких конденсированных веществ [168–178] разогретыми частицами. Математическая постановка этих задач включает систему нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений теплопереноса в частных производных с соответствующими начальными и граничными условиями. При постановке задач [168–178] учтено совместное протекание большой группы физико-химических процессов: теплоперенос в твердой и жидкой фазах, газообразной среде, испарение жидкости, диффузионно-конвективный массоперенос паров горючего в среде окислителя, радиационный теплоотвод энергии и кристаллизация материала источника нагрева, формирование парового зазора между частицей и поверхностью жидкости, погружение источника в жидкость. Показано [169], что при контакте источника энергии, находящегося в расплавленном состоянии, процессы прогрева и испарения жидкости протекают быстрее. Также установлено [172, 175], что в отличие от твердых КВ при инициировании горения жидкостей источниками

ограниченной энергоемкости возможны условия, при которых конфигурация источника (форма, размеры, шероховатость поверхности) играет определяющую роль.

Помимо результатов численных исследований в монографии [167] также приведены экспериментальные данные по изучению процессов горения легковоспламеняющихся жидкостей. При сопоставлении результатов экспериментальных исследований процессов зажигания твердых [132, 133] и жидких [177, 178] КВ типичными источниками ограниченной энергоемкости – разогретыми до высоких температур частицами сделан вывод [133] о том, что воспламенение жидких топлив происходит при существенно больших температурах по сравнению с твердыми КВ. Отмечено [133], что это обусловлено потерями энергии источника зажигания на испарение горючего. Эти процессы протекают с большим эндотермическим эффектом. Соответственно, высокие температуры зажигания обуславливают и малые значения времен задержки зажигания жидкостей по сравнению с твердыми веществами.

Изучение процессов газофазного зажигания твердых, гелеобразных и диспергированных КВ возможно в рамках развития сформулированного в [168–178] подхода. В частности, математические модели и аналитический метод решения задач [168–178] можно использовать в качестве основы при разработке математического аппарата для анализа совокупности физико-химических процессов, протекающих при инициировании газофазного горения полимерных материалов, гелеобразных топлив и измельченных углей локальными источниками ограниченной энергоемкости.

Выводы по первой главе

1. В настоящее время в теории горения широкое распространение получили модели гетерогенных систем и газовзвесей, основанные на статистическом подходе к моделированию неоднородной структуры конденсированных веществ. Использование достаточно сложного математического аппарата при формулировке конкретной задачи не всегда позволяет выполнить общий анализ проблемы.

2. Статистический подход к теоретическому изучению процессов горения структурно-неоднородных веществ имеет достаточно существенные ограничения: расстояние между частицами много больше размера самих частиц, отсутствие испарения или термического разложения топлива, большое количество эмпирических коэффициентов. Также отсутствует возможность учета некоторых специфических особенностей, связанных, например, с равномерным распределением частиц в окрестности поверхности, что характерно для зарядов металлизированных твердых топлив.

3. Весьма актуальной проблемой является изучение физико-химических процессов, протекающих при взаимодействии локальных источников ограниченной энергоемкости со структурно-неоднородными конденсированными веществами и полимерными материалами, т.к. такие нагретые до высоких температур частицы металлов (или неметаллов) являются перспективными в качестве энергоэффективных источников воспламенения высокоэнергетических материалов в специальных энергетических установках. С другой стороны, образующиеся в промышленном производстве горячие частицы, например, в результате проведения сварочных работ или механической обработки металлических изделий представляют высокую пожарную опасность.

4. Современная теория зажигания конденсированных веществ, сформулированная в рамках положений механики сплошной среды, в полной мере описывает процессы прогрева и химического реагирования для большой группы твердых и жидких веществ, газов. Однако отсутствует теоретический

подход, учитывающий структурную неоднородность топлив, а также весь комплекс взаимосвязанных физико-химических процессов, характерных для моделей газофазного зажигания (теплоперенос в твердой фазе и газовой среде, термическое разложение полимера, диффузионно-конвективный массоперенос газообразных продуктов пиролиза в среде окислителя).

5. Многие положения современной теории зажигания сформулированы на базе результатов решения упрощенных одномерных задач тепломассопереноса. В условиях пространственно-временной неоднородности процессов при локальном нагреве гетерогенных твердых топлив особую роль играет теплопередача, а для полимерных материалов – термическое разложение, формирование и последующий прогрев газовой смеси, закономерности которых трудно адекватно проанализировать при решении одномерных задач. Необходимы плоские постановки. Это особенно актуально для оценки пространственного распределения энерговыделения, определения места локализации ведущей химической реакции окисления.

6. Модели зажигания жидких легковоспламеняющихся и горючих веществ, учитывающие большую группу физико-химических процессов [168–178], являются основой для разработки моделей зажигания полимерных материалов, гелеобразных топлив и диспергированных углей. Однако механизмы их взаимодействия с локальными источниками энергии существенно отличаются. В частности, интенсивность теплопереноса в твердой фазе и газовой среде, условия и закономерность протекания термического разложения (плавления и испарения для гелеобразного топлива), диффузионно-конвективный массоперенос летучих веществ обусловлены отличием теплофизических характеристик взаимодействующих веществ, а также кинетических параметров (k_0 и E) реакций термического разложения (плавления и испарения для гелеобразного топлива) и окисления газовой смеси.

ГЛАВА 2. ЗАЖИГАНИЕ МЕТАЛЛИЗИРОВАННЫХ СМЕСЕВЫХ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ НАГРЕТЫМИ ДО ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР ЧАСТИЦАМИ

Тенденции развития ракетной техники последних десятилетий иллюстрируют стремление повысить эффективность конкретных изделий за счет использования в первую очередь ракетных топлив пятого поколения, в состав которых наряду с активными связующими входят частицы металлов микро- или наноразмеров [179–182]. Разработка таких топлив ведется в основном экспериментально [22, 23, 183, 184] путем, как правило, простого перебора возможных вариантов рецептурной компоновки и их последующей экспериментальной проверки. До последнего времени не предпринимались попытки создания математических моделей зажигания смесевых твердых топлив, учитывающих в явном виде гетерогенную структуру последних. В этой главе диссертации представлены результаты теоретических исследований [185–201], направленных на создание основных элементов теории зажигания металлизированных твердых топлив, отличающейся от известных учетом в явном виде гетерогенной структуры, обусловленной мелкодисперсными частицами металла в полимерной матрице.

2.1 Постановка задачи твердофазного зажигания металлизированного смесового топлива локальным источником энергии

Возможны несколько подходов к моделированию структурной неоднородности металлизированного СТТ. Самой простой в реализации является модель, в основе которой лежит предположение о возможности интерпретации КВ как среды с некими «эффективными» (усредненными) теплофизическими характеристиками [122]. Значения последних могут быть определены из простых выражений, приведенных ниже.

Известно достаточно большое число теоретических и экспериментальных исследований эффективных теплофизических характеристик структурно-неоднородных материалов [27–51]. Как правило, значения плотности и удельной теплоемкости смеси твердых компонентов рассчитываются [30–33] по формулам на основе свойства аддитивности Неймана-Коппа:

$$\rho_e = \rho_c \varphi_c + \rho_d \varphi_d; \quad (2.1.1)$$

$$C_e = C_c \mu_c + C_d \mu_d, \quad (2.1.2)$$

где индексы e , c , d – эффективное значение, исходное вещество, диспергированный компонент, φ – объемная концентрация, μ – массовая концентрация.

Согласно теоретическим следствиям [28–30] вычисленные значения ρ_e и C_e для составов в твердом агрегатном состоянии достаточно хорошо коррелируют с результатами экспериментальных исследований по определению соответствующих эффективных теплофизических характеристик, что объясняется достаточно близкими значениями плотностей ($\rho_d/\rho_c \approx 1-5$) и теплоемкостей ($C_d/C_c \approx 1-5$) отдельных компонентов. В свою очередь их теплопроводность, например, для полимерной матрицы горючее – окислитель и частиц металла могут отличаться более существенно ($\lambda_d/\lambda_c > 100$). Установление выражения для этого параметра, удовлетворительно описывающего теплопроводность металлизированного твердого топлива в рамках математической модели с усредненными теплофизическими характеристиками, представляет самостоятельную задачу.

В многочисленных работах, например [28–50], приведены выражения для расчета эффективной теплопроводности двухкомпонентных смесей. К таким смесям можно отнести металлизированные КВ, если представлять структуру топлива в виде полимерной матрицы (горючее и окислитель) с включениями мелкодисперсных частиц металла. Широкое практическое применение получили простые формулы, основанные на предположении об аддитивности характеристик компонентов смесей [31–33]:

$$\lambda_e = \lambda_c \mu_c + \lambda_d \mu_d; \quad (2.1.3)$$

$$\lambda_e = \lambda_c \varphi_c + \lambda_d \varphi_d. \quad (2.1.4)$$

Не менее часто используется выражение [34]:

$$\frac{1}{\lambda_e} = \frac{\varphi_c}{\lambda_c} + \frac{\varphi_d}{\lambda_d}. \quad (2.1.5)$$

Основываясь на теории электропроводности Максвелла [35], Беренс [36] предложил общий вид уравнения [37–39] теплопроводности для полимерных композиций, содержащих стеклянные сферы (размер 62–210 мкм) в кубической решетке. Предполагалось, что взаимодействие между включениями пренебрежимо мало, а объемная концентрация включений может варьироваться от 0 до 40 %:

$$\lambda_e = \lambda_c \left[\frac{(\lambda_d / \lambda_c + 2) + 2(\lambda_d / \lambda_c - 1)\varphi_d}{(\lambda_d / \lambda_c + 2) - (\lambda_d / \lambda_c - 1)\varphi_d} \right]. \quad (2.1.6)$$

Бруггеман [40] на основе результатов исследования Лорда Рэлея [41] предложил формулу [42] для вычисления теплопроводности материалов, содержащих случайным образом расположенные в кубической решетке частицы в форме сферы, при учете взаимодействия между соседними частицами:

$$\lambda_e = \frac{1}{4} \left[\gamma + \sqrt{\gamma^2 + 8\lambda_c \lambda_d} \right], \quad (2.1.7)$$

где $\gamma = (3\varphi_d - 1)\lambda_d + (3\varphi_c - 1)\lambda_c$.

Мерedit для условий аналогичных исследованию Бруггемана получил зависимость для гетерогенного материала в следующем виде [43]:

$$\lambda_e = \lambda_c \frac{(2 + 2\gamma\varphi_d)(2 + (2\gamma - 1)\varphi_d)}{(2 - \gamma\varphi_d)(2 - (\gamma + 1)\varphi_d)}, \quad (2.1.8)$$

где $\gamma = \frac{\lambda_d - \lambda_c}{2\lambda_c + \lambda_d}$.

Сяо [44] установил зависимость теплопроводности смеси от параметров, которые характеризуют пространственное распределение компонентов. В предположении их параболического распределения Ченг и Вахон [37, 39, 45] получили выражение:

$$\frac{1}{\lambda_e} = \frac{1-B}{\lambda_c} + \frac{1}{B'\sqrt{CC'}} \ln \left[\frac{B'+B\sqrt{CC'}/2}{B'-B\sqrt{CC'}/2} \right], \quad (2.1.9)$$

где $B = \sqrt{3\varphi_d/2}$, $C = 4\sqrt{2/3\varphi_d}$, $B' = \sqrt{\lambda_c + B(\lambda_d - \lambda_c)}$, $C' = \sqrt{\lambda_d - \lambda_c}$.

Петерсон и Германс [46] при разработке общей теории диэлектрических постоянных для двухкомпонентной среды установили выражение для электрической проводимости. Аналогичная зависимость для теплопроводности введена авторами [37, 39]:

$$\lambda_e = \lambda_c \left[1 + 3\gamma\varphi_d + 3\gamma^2 \left(1 + \frac{\gamma}{4} + \frac{\gamma^2}{256} + \dots \right) \varphi_d^2 \right], \quad (2.1.10)$$

где $\gamma = \frac{\lambda_d - \lambda_c}{2\lambda_c + \lambda_d}$.

Выражение, полученное Нильсеном [47, 48], основано на модели, разработанной Эйнштейном для вязкости жидкости с включениями сферических частиц, и уравнения Хэлпин-Цайя для расчета модуля упругости композиционных материалов. Нильсен ввел в модель Хэлпин-Цайя переменную ψ , которая учитывает расположение включений в матрице. Параметр A характеризует форму и ориентацию частиц, B – относительную теплопроводность компонентов:

$$\lambda_e = \lambda_c \left[\frac{1 + AB\varphi_d}{1 - B\psi\varphi_d} \right], \quad (2.1.11)$$

где $A = 1 - k_e$ [202], $\psi = 1 + \frac{1 - \varphi_{d\max}}{\varphi_{d\max}^2} \varphi_d$, $B = \frac{(\lambda_d / \lambda_c - 1)}{(\lambda_d / \lambda_c + A)}$.

Несмотря на то, что из представленной совокупности формул (2.1.3) – (2.1.11) одни предложены для случая, когда частицы имеют сферическую форму [38, 40, 41, 43], а другие – когда учитывается несферичность включений [45, 49, 50], эти выражения формально применимы для расчета эффективной теплопроводности металлизированного КВ. В исследованиях Фрика [49], Хэмилтона и Кросса [50] на основе уравнения Максвелла показано, что форма дисперсных включений несущественно влияет на усредненное значение

теплопроводности при условии $\lambda_d/\lambda_c > 100$, что выполняется для компонентов (частицы металла и полимерная матрица) металлизированных СТТ.

При расчете характеристик зажигания КВ одним из наиболее значимых факторов является теплопроводность последнего. Экспериментальное определение этого параметра в условиях нагрева металлизированных топливных композиций представляет самостоятельную достаточно сложную задачу. Поэтому такого рода эксперименты в больших объемах при разработке новых топлив весьма трудоемки и продолжительны [22, 23, 183, 184]. Соответственно, математическое моделирование процесса зажигания КВ при достоверном описании его теплофизических свойств является основным методом прогностического анализа характеристик и условий инициирования горения разрабатываемых металлизированных топливных композиций. Такой подход заключается в учете реальной неоднородности СТТ. При этом структура топлива представляется в виде полимерной матрицы (горючее и окислитель) с включениями мелкодисперсных частиц металла.

На первом этапе исследований принята следующая физическая модель процесса. В начальный момент времени горячая частица находится на поверхности металлизированного КВ (рис. 2.1.1). Прогрев его приповерхностного слоя происходит в условиях идеального теплового контакта с локальным источником энергии за счет кондуктивной теплопередачи. Повышение температуры в прогретой области КВ инициирует экзотермический процесс взаимодействия горючего компонента (бутилкаучук) и окислителя (перхлорат аммония). Скорость реагирования возрастает по мере нагрева по закону Аррениуса. При достижении условий, соответствующих критериям зажигания, происходит воспламенение КВ.

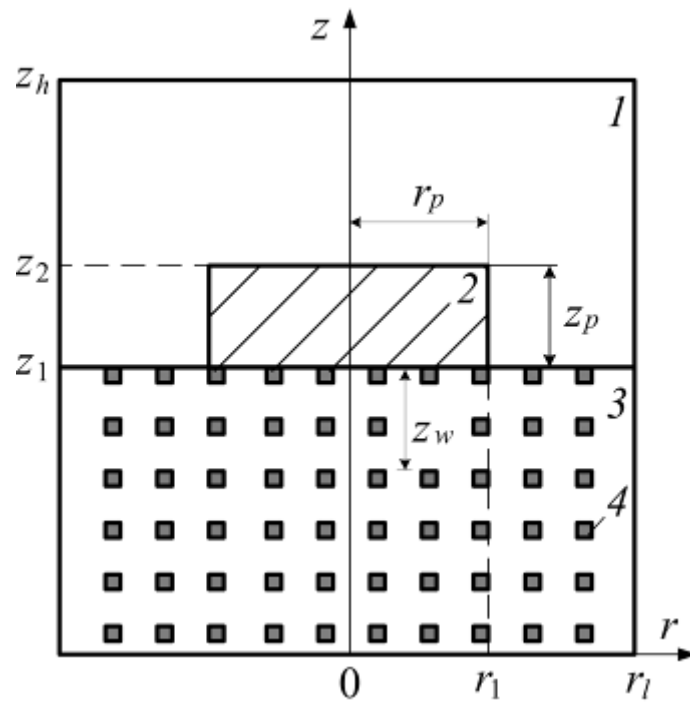


Рисунок 2.1.1. Схема области решения задачи зажигания: 1 – инертный газ, 2 – локальный источник энергии, 3 – полимерная матрица (горючее и окислитель), 4 – частица металла

Условия зажигания СТТ соответствуют классическим критериям Я.Б. Зельдовича, Д.А. Франк-Каменецкого и А.А. Ковальского [67–72]:

1. Скорость теплоприхода в системе (рис. 2.1.1) за счет экзотермической реакции в прогретой области приповерхностного слоя топлива превышает скорость теплоотвода от горячей частицы в окружающую среду.

2. Температура в зоне ведущей реакции окисления превышает начальную температуру локального источника энергии.

Условие по превышению температуры в зоне локализации ведущей экзотермической реакции относительно начальной температуры горячей частицы (критерий Д.А. Франк-Каменецкого) позволяет исключить случай, при котором выполнится первое условие (критерий А.А. Ковальского), но зажигания топлива не произойдет. В течение индукционного периода температура источника может существенно измениться. Из-за «стока» теплоты в глубинные слои СТТ снизится температура конденсированного вещества вблизи границы контакта с источником

энергии. Скорость экзотермического процесса значительно замедлится. Выделяющейся в приповерхностном слое топлива энергии будет недостаточно для поддержания саморазвивающейся реакции.

Система нестационарных нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных для рассматриваемой модели зажигания (рис. 2.1.1) в цилиндрической системе координат и осесимметричной постановке при учете свободно-конвективного теплоотвода в газовую среду имеет следующий вид.

Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -r\omega. \quad (2.1.12)$$

Уравнение движения газа:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial r} + v \frac{\partial \omega}{\partial z} - \frac{\omega u}{r} = v \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \omega}{\partial r} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} - \frac{\omega}{r^2} \right) + g\beta \frac{\partial T_1}{\partial r}. \quad (2.1.13)$$

Уравнение теплопроводности для газа:

$$\rho_1 C_1 \left(\frac{\partial T_1}{\partial t} + u \frac{\partial T_1}{\partial r} + v \frac{\partial T_1}{\partial z} \right) = \lambda_1 \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_1}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} \right). \quad (2.1.14)$$

Уравнение теплопроводности для частицы – локального источника нагрева:

$$\rho_2 C_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_2}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2} \right). \quad (2.1.15)$$

Уравнение теплопроводности для полимерной матрицы СТТ:

$$\rho_3 C_3 \frac{\partial T_3}{\partial t} = \lambda_3 \left(\frac{\partial^2 T_3}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_3}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_3}{\partial z^2} \right) + Q_3 W_3. \quad (2.1.16)$$

Уравнение теплопроводности для частиц металла СТТ:

$$\rho_4 C_4 \frac{\partial T_4}{\partial t} = \lambda_4 \left(\frac{\partial^2 T_4}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_4}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_4}{\partial z^2} \right). \quad (2.1.17)$$

Массовая скорость экзотермической реакции в прогретой области приповерхностного слоя СТТ вычислялась по закону Аррениуса [146]:

$$W_3 = \rho_3 k_3^0 \exp \left(-\frac{E_3}{R_t T_3} \right). \quad (2.1.18)$$

Функция тока ψ и вектор вихря скорости ω заданы следующим образом:

$$u = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad v = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad \omega = \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{\partial u}{\partial z}. \quad (2.1.19)$$

При постановке задачи приняты обозначения: t – время, с; r, z – координаты цилиндрической системы, м; r_l, z_h – размеры области решения, м; r_p, z_p – размеры локального источника нагрева, м; T – температура, К; λ – теплопроводность, Вт/(м·К); ρ – плотность, кг/м³; C – удельная теплоёмкость, Дж/(кг·К); Q_3 – тепловой эффект экзотермической реакции в прогретой области приповерхностного слоя топлива, Дж/кг; W_3 – массовая скорость экзотермической реакции, кг/(м³·с); k_3^0 – предэкспоненциальный множитель, с⁻¹; E_3 – энергия активации, Дж/моль; R_t – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К); g – ускорение свободного падения, м/с²; u, v – составляющие скорости газа в проекции на оси r, z , м/с; ψ – функция тока, м³/с; ω – вихрь скорости, с⁻¹; ν – коэффициент кинематической вязкости, м²/с; β – коэффициент термического расширения, К⁻¹. Индексы: 1 – инертный газ; 2 – локальный источник нагрева; 3 – полимерная матрица СТТ; 4 – частицы металла СТТ.

Начальные условия:

температура инертного газа и металлизированного СТТ $T_1=T_3=T_4=T_0$; температура частицы – локального источника нагрева $T_2=T_p$; свободно-конвективный теплоотвод отсутствует $\psi=0, \omega=0$.

Граничные условия:

$$z=0, 0 < r < r_l: \quad \frac{\partial T_3}{\partial z} = 0; \quad (2.1.20)$$

$$\begin{aligned} z=z_1, 0 < r < r_l: \quad & -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial z} = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z}, \quad T_3=T_2, \\ & -\lambda_4 \frac{\partial T_4}{\partial z} = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z}, \quad T_4=T_2; \end{aligned} \quad (2.1.21)$$

$$\begin{aligned} z=z_1, r_l < r < r_l: \quad & -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial z} = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z}, \quad T_3=T_1, \\ & -\lambda_4 \frac{\partial T_4}{\partial z} = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z}, \quad T_4=T_1, \end{aligned} \quad (2.1.22)$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \psi = 0; \\
z = z_2, 0 < r < r_l: & -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z}, T_2 = T_1,
\end{aligned} \tag{2.1.23}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \psi = 0; \\
z = z_h, 0 < r < r_l: & \frac{\partial T_1}{\partial z} = 0,
\end{aligned} \tag{2.1.24}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0; \\
r = 0, 0 < z < z_1, & \frac{\partial T_3}{\partial r} = 0; \\
r = r_l, 0 < z < z_1: &
\end{aligned} \tag{2.1.25}$$

$$\begin{aligned}
r = 0, z_1 < z < z_2: & \frac{\partial T_2}{\partial r} = 0;
\end{aligned} \tag{2.1.26}$$

$$\begin{aligned}
r = r_l, z_1 < z < z_2: & -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r}, T_2 = T_1,
\end{aligned} \tag{2.1.27}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial \psi}{\partial r} = 0, \psi = 0; \\
r = 0, z_2 < z < z_h: & \frac{\partial T_1}{\partial r} = 0,
\end{aligned} \tag{2.1.28}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial \psi}{\partial r} = 0; \\
r = r_l, z_1 < z < z_h: & \frac{\partial T_1}{\partial r} = 0,
\end{aligned} \tag{2.1.29}$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial r} = 0;$$

на границах «частица металла – полимерная матрица»:

$$-\lambda_4 \frac{\partial T_4}{\partial z} = -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial z}, T_4 = T_3; \tag{2.1.30}$$

$$-\lambda_4 \frac{\partial T_4}{\partial r} = -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial r}, T_4 = T_3. \tag{2.1.31}$$

При формулировании граничных условий для уравнения движения газа (2.1.13) использовалась хорошо апробированная при решении достаточно сложных задач [203, 204] сопряженного свободно-конвективного теплопереноса в

замкнутых областях с локальными источниками энергии формула Вудса второго порядка [92, 93]:

$$\omega_{0,j} = -\frac{1}{r} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} \Big|_{0,j} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial \Psi}{\partial r} \Big|_{0,j} = \frac{7\Psi_{0,j} - 8\Psi_{1,j} + \Psi_{2,j}}{2r_0 \Delta r^2} + \left(\frac{3}{r_0 \Delta r} + \frac{1}{r_0^2} \right) \frac{\partial \Psi}{\partial r} \Big|_{0,j}, \quad (2.1.32)$$

$$\omega_{i,0} = -\frac{1}{r_i} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \Big|_{i,0} = \frac{7\Psi_{i,0} - 8\Psi_{i,1} + \Psi_{i,2}}{2r_i \Delta z^2} + \frac{3}{r_i \Delta z} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \Big|_{i,0}, \quad (2.1.33)$$

где i, j – номер шага по координате r и z соответственно; $\Delta r, \Delta z$ – величина шага по соответствующей координате.

При постановке задач зажигания использована безразмерная форма записи дифференциальных уравнений (2.1.12) – (2.1.19) с соответствующими начальными и граничными условиями (2.1.20) – (2.1.33). Известно [205, 206], что это способствует сокращению вычислений в связи с уменьшением числа параметров, от которых зависит решение.

При переходе к безразмерным переменным использованы следующие соотношения [91]:

$$R = \frac{r}{r_l}, \quad Z = \frac{z}{z_h}, \quad \tau = \frac{t}{t_m}, \quad U = \frac{u}{v_m}, \quad V = \frac{v}{v_m}, \quad \Theta = \frac{T - T_0}{\Delta T}, \quad \Delta T = T_m - T_0, \\ \Psi = \frac{\psi}{\psi_m}, \quad \Omega = \frac{\omega}{\omega_m}, \quad v_m = \sqrt{g\beta\Delta T r_l}, \quad \psi_m = v_m r_l^2, \quad \omega_m = \frac{v_m}{r_l}, \quad (2.1.34)$$

где R, Z – безразмерные координаты; t_m – масштаб времени, с; τ – безразмерное время; U, V – безразмерные составляющие скорости конвекции в проекции на ось R и Z соответственно; v_m – масштаб скорости конвекции, м/с; Θ – безразмерная температура; T_m – масштаб температуры, К; Ψ – безразмерный аналог функции тока; ψ_m – масштаб функции тока, м³/с; Ω – безразмерный аналог вектора вихря скорости; ω_m – масштаб вихря скорости, с⁻¹.

В результате перехода к безразмерным переменным уравнения (2.1.12) – (2.1.33) примут следующий вид.

Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2} - \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Z^2} = -R\Omega; \quad (2.1.35)$$

Уравнение движения газа:

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega}{\partial R} + V \frac{\partial \Omega}{\partial Z} - U \frac{\Omega}{R} = \sqrt{\frac{Pr}{Ra}} \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Omega}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Z^2} - \frac{\Omega}{R^2} \right) + \frac{\partial \Theta_1}{\partial R}; \quad (2.1.36)$$

Уравнение теплопроводности для газа:

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + V \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} = \frac{1}{\sqrt{Ra Pr}} \left(\frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial Z^2} \right); \quad (2.1.37)$$

Уравнение теплопроводности для частицы – локального источника нагрева:

$$\frac{1}{Fo_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Z^2}; \quad (2.1.38)$$

Уравнение теплопроводности для полимерной матрицы СТТ:

$$\frac{1}{Fo_3} \frac{\partial \Theta_3}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_3}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial Z^2} + Sr; \quad (2.1.39)$$

Уравнение теплопроводности для частиц металла СТТ:

$$\frac{1}{Fo_4} \frac{\partial \Theta_4}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_4}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_4}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_4}{\partial Z^2}. \quad (2.1.40)$$

Безразмерные комплексы [93]:

$$Fo = \frac{\lambda t_m}{\rho C r_l^2}, \quad Pr = \frac{\nu \rho C}{\lambda}, \quad Ra = \frac{\beta g \Delta T r_l^3 C \rho}{\lambda \nu}, \quad Sh = \frac{\nu_m t_m}{r_l}, \quad Sr = \frac{Q_3 W_3 r_l^2}{\Delta T \lambda_3}. \quad (2.1.41)$$

Начальные условия:

$$\Theta_1 = \Theta_3 = \Theta_4 = \Theta_0;$$

$$\Theta_2 = \Theta_p;$$

$$\Psi = 0, \quad \Omega = 0.$$

Граничные условия:

$$Z=0, \quad 0 < R < 1: \quad \frac{\partial \Theta_3}{\partial Z} = 0; \quad (2.1.42)$$

$$Z=Z_1, \quad 0 < R < R_1: \quad \frac{\partial \Theta_3}{\partial Z} = \frac{\lambda_2}{\lambda_3} \frac{\partial \Theta_2}{\partial Z}, \quad \Theta_3 = \Theta_2, \quad (2.1.43)$$

$$\frac{\partial \Theta_4}{\partial Z} = \frac{\lambda_2}{\lambda_4} \frac{\partial \Theta_2}{\partial Z}, \quad \Theta_4 = \Theta_2;$$

$$\begin{aligned}
Z=Z_1, R_1 < R < 1: \quad \frac{\partial \Theta_3}{\partial Z} &= \frac{\lambda_1}{\lambda_3} \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z}, \quad \Theta_3 = \Theta_1, \\
\frac{\partial \Theta_4}{\partial Z} &= \frac{\lambda_1}{\lambda_4} \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z}, \quad \Theta_4 = \Theta_1,
\end{aligned} \tag{2.1.44}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \Psi}{\partial Z} &= 0, \quad \Psi = 0; \\
Z=Z_2, 0 < R < R_1: \quad \frac{\partial \Theta_2}{\partial Z} &= \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z}, \quad \Theta_2 = \Theta_1,
\end{aligned} \tag{2.1.45}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \Psi}{\partial Z} &= 0, \quad \Psi = 0; \\
Z=1, 0 < R < 1: \quad \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} &= 0, \\
\frac{\partial \Psi}{\partial Z} &= 0;
\end{aligned} \tag{2.1.46}$$

$$\begin{aligned}
R=0, 0 < Z < Z_1, \quad \frac{\partial \Theta_3}{\partial R} &= 0; \\
R=1, 0 < Z < Z_1:
\end{aligned} \tag{2.1.47}$$

$$R=0, Z_1 < Z < Z_2: \quad \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} = 0; \tag{2.1.48}$$

$$\begin{aligned}
R=R_1, Z_1 < Z < Z_2: \quad \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} &= \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \frac{\partial \Theta_1}{\partial R}, \quad \Theta_2 = \Theta_1, \\
\frac{\partial \Psi}{\partial R} &= 0, \quad \Psi = 0;
\end{aligned} \tag{2.1.49}$$

$$\begin{aligned}
R=0, Z_2 < Z < 1: \quad \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} &= 0, \\
\frac{\partial \Psi}{\partial R} &= 0;
\end{aligned} \tag{2.1.50}$$

$$\begin{aligned}
R=1, Z_1 < Z < 1: \quad \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} &= 0, \\
\frac{\partial \Psi}{\partial R} &= 0;
\end{aligned} \tag{2.1.51}$$

на границах «частица металла – полимерная матрица»:

$$\frac{\partial \Theta_4}{\partial Z} = \frac{\lambda_3}{\lambda_4} \frac{\partial \Theta_3}{\partial Z}, \quad \Theta_4 = \Theta_3; \tag{2.1.52}$$

$$\frac{\partial \Theta_4}{\partial R} = \frac{\lambda_3}{\lambda_4} \frac{\partial \Theta_3}{\partial R}, \Theta_4 = \Theta_3. \quad (2.1.53)$$

Граничные условия для уравнения движения газа (2.1.36):

$$\Omega_{0,j} = -\frac{1}{R} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2} \Big|_{0,j} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial \Psi}{\partial R} \Big|_{0,j} = \frac{7\Psi_{0,j} - 8\Psi_{1,j} + \Psi_{2,j}}{2R_0 \Delta R^2} + \left(\frac{3}{R_0 \Delta R} + \frac{1}{R_0^2} \right) \frac{\partial \Psi}{\partial R} \Big|_{0,j}, \quad (2.1.54)$$

$$\Omega_{i,0} = -\frac{1}{R_i} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Z^2} \Big|_{i,0} = \frac{7\Psi_{i,0} - 8\Psi_{i,1} + \Psi_{i,2}}{2R_i \Delta Z^2} + \frac{3}{R_i \Delta Z} \frac{\partial \Psi}{\partial Z} \Big|_{i,0}, \quad (2.1.55)$$

где i, j – номер шага по координате R и Z соответственно; $\Delta R, \Delta Z$ – величина безразмерного шага по соответствующей координате.

Система дифференциальных уравнений с соответствующими начальными и граничными условиями решалась методом конечных разностей [207–212]. При решении уравнений эллиптического типа – неразрывности и движения использован метод переменных направлений. Применялась схема «с разностями против потока» [91]. Для решения разностных аналогов дифференциальных уравнений использовался локально-одномерный метод [207]. Система одномерных нелинейных разностных уравнений решалась методом итераций [212] с применением метода прогонки на каждой итерации при использовании неявной четырехточечной разностной схемы. Пространственная сетка сгущалась в окрестности области прогрева приповерхностного слоя СТТ вследствие интенсивного изменения температуры за счет теплопереноса на границе «горячая частица – топливо» и экзотермического реагирования горючего компонента и окислителя.

Сформулированная задача относится к категории сингулярно возмущенных [213], поэтому при ее решении возникают большие проблемы с выбором сеточных параметров. Кроме того, разрывы теплофизических характеристик на границах раздела веществ приводят к необходимости применения специальных мероприятий по оптимизации алгоритма решения краевой задачи. Используются приемы, разработанные [167–178] при моделировании процессов тепломассопереноса в неоднородных средах с интенсивными фазовыми превращениями.

Алгоритм решения системы уравнений (2.1.35) – (2.1.55) заключался в следующем:

1. На первом шаге по безразмерному времени строился итерационный цикл для определения безразмерного температурного поля в области решения задачи (рис. 2.1.1). В качестве начального приближения задавалось значение сеточной функции на предшествующем временном слое. Итерационный цикл заканчивался при условии:

$$\max |\Theta^{(s)} - \Theta^{(s-1)}| \leq \delta, \quad (2.1.56)$$

где δ – заданное малое число, s – номер итерации.

Если в результате итерационного цикла невязка превышала требуемое значение, то полученное приближение $\Theta^{(s)}$ задавалось в качестве начального в системе разностных аналогов уравнений энергии и теплопроводности для определения очередного приближения $\Theta^{(s+1)}$. При достижении заданной невязки вычислений выполнялся переход к следующему временному слою.

Для сходимости итерационного цикла в условиях высоких скоростей теплопередачи, а также интенсивного экзотермического реагирования схема итерационного алгоритма дополнялась процедурой «усреднения итераций» [214]. Принимался итерационный коэффициент последовательного усреднения γ . В этом случае значение искомой функции $\Theta_*^{(s+1)}$, вводимое на каждой итерации в качестве последнего приближения в соответствующие разностные операторы, отличалось от фактически вычисленного на последней итерации значения $\Theta^{(s+1)}$ и определялось для каждого узла итерационной сетки по следующей формуле:

$$\Theta_*^{(s+1)} = \Theta^{(s)} + \gamma(\Theta^{(s+1)} - \Theta^{(s)}), \quad 0 < \gamma < 1. \quad (2.1.57)$$

Введение такой процедуры хотя и приводило к существенному снижению скорости сходимости итераций, однако гарантировало сходимость.

При проведении вычислений безразмерной температуры невязка принималась равной $\delta_\Theta = 0,44 \cdot 10^{-3}$, что соответствует 0,5 К при решении задачи

(2.1.12) – (2.1.33) в размерной постановке. На каждом шаге итерации решение продолжалось до выполнения условия вида (2.1.56).

2. При известных значениях безразмерной температуры в каждом узле пространственной сетки области (рис. 2.1.1) в газовой среде вычислялось значение безразмерной функции тока Ψ .

3. По найденным значениям Ψ и безразмерной температуры Θ итерационным методом определялись значения безразмерного вектора вихря скорости Ω . На каждом шаге итерации, пока не выполнялось условие вида (2.1.56) для безразмерного вектора вихря скорости, решение уравнения проводилось по методике, аналогичной способу нахождения безразмерной температуры по уравнению теплопроводности.

4. Результаты расчета значений безразмерного вектора вихря скорости Ω и безразмерной функции тока Ψ использовались для вычисления компонентов безразмерной скорости конвекции газа U и V .

5. Затем проверялись условия окончания вычислений по превышению безразмерной температуры в приповерхностном слое СТТ безразмерной начальной температуры горячей частицы ($\Theta_3 > \Theta_p$) и превышению энергии, выделяемой в результате экзотермической реакции, количества теплоты локального источника зажигания, отводимой в СТТ и газ ($d(Q_3/Q_2^0)/d\tau > |d(Q_2/Q_2^0)/d\tau|$). В случае невыполнения условий окончания вычислений выполнялся переход на следующий временной слой и определялись поля безразмерных температуры, функции тока, вектора вихря скорости, проверялась достоверность полученных результатов и условий окончания вычислений по пп. 1–5 данного алгоритма.

В случае выполнения условий окончания вычислений определялась длительность исследуемого процесса, которая представляет безразмерное время задержки зажигания τ_d (длительность индукционного периода от начала взаимодействия источника нагрева с металлизированным смесевым твердым топливом до выполнения условий зажигания).

Верификация сформулированной математической модели и оценка достоверности результатов численного исследования выполнена проверкой консервативности используемой разностной схемы. Погрешность выполнения закона сохранения энергии в области решения задачи зажигания (рис. 2.1.1) вычислялась по выражению [195]:

$$\delta_Q = \frac{Q_1^{ign} / Q_2^0 + Q_2^{ign} / Q_2^0 + Q_3^{ign} / Q_2^0 + Q_3^{et} / Q_2^0}{1 + Q_3^{et} / Q_2^0} 100 \%, \quad (2.1.58)$$

где Q_1^{ign}/Q_2^0 – безразмерная теплота, аккумулированная в газе за счет теплоемкости при $\tau=\tau_d$;

Q_2^0 – начальная теплота источника энергии, Дж;

Q_2^{ign}/Q_2^0 – безразмерная теплота источника энергии при $\tau=\tau_d$;

Q_3^{ign}/Q_2^0 – безразмерная теплота, аккумулированная топливом за счет теплоемкости при $\tau=\tau_d$;

Q_3^{et}/Q_2^0 – безразмерная теплота, выделяющаяся в результате экзотермической реакции в прогретом приповерхностном слое топлива при $\tau=\tau_d$.

При варьировании в достаточно широком диапазоне значений шагов по безразмерным пространственным координатам ($\Delta R=\Delta Z=0,05 \cdot 10^{-3}$ – $0,05$) и времени ($\Delta \tau=10^{-8}$ – 10^{-3}) установлено, что относительно невысокая погрешность выполнения баланса энергии ($\delta_Q < 1,5 \%$ при $\Theta_p=0,5$ – $1,5$) наряду с малыми вычислительными затратами по определению их характеристик зажигания достигается при шагах $\Delta Z=0,5 \cdot 10^{-3}$ (в окрестности границы «горячая частица – топливо») и $\Delta \tau=0,1$. Масштабные коэффициенты, используемые при переходе к безразмерным переменным по соотношениям (2.1.34): $t_m=1$ с, $r_l=20$ мм, $T_0=300$ К, $T_m=1100$ К.

Кроме того, проведено тестирование примененных численных методов и элементов разработанного алгоритма решения системы нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных с соответствующими начальными и граничными условиями на примере группы задач теории теплопроводности и химической кинетики.

В [122] выполнено математическое моделирование прогрева структурно-неоднородного смесового твердого топлива (перхлорат аммония + 12 % полибутадиен + 20 % алюминий). Размеры области решения $L_x=L_y=L_z=500$ мкм. Компоненты топлива имеют следующие теплофизические характеристики:

перхлорат аммония $\lambda=0,2$ Вт/(м·К), $\rho=1732$ кг/м³, $C=1094$ Дж/(кг·К);

полибутадиен $\lambda=0,125$ Вт/(м·К), $\rho=920$ кг/м³, $C=2000$ Дж/(кг·К);

алюминий $\lambda=230$ Вт/(м·К), $\rho=2700$ кг/м³, $C=902$ Дж/(кг·К).

Начальная температура области решения $T_0=273$ К. Нагрев топлива осуществлялся при тепловом потоке $q=40 \cdot 10^6$ Вт/м². Рассчитывалось распределение температуры в приповерхностном слое смесового твердого топлива до момента достижения значения средней температуры на границе с газовой средой 573 К, соответствующего началу пиролиза перхлората аммония и полибутадиена.

Уравнение теплопроводности для топлива:

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right).$$

Теплофизические характеристики смесового твердого топлива вычислены по формулам (2.1.1), (2.1.2), (2.1.5).

Начальные условия:

$$T=T_0.$$

Граничные условия:

$$x=0, x=L_x: \frac{\partial T}{\partial x} = 0;$$

$$y=0, y=L_y: \frac{\partial T}{\partial y} = 0;$$

$$z=0: -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = q;$$

$$z \rightarrow \infty: \frac{\partial T}{\partial z} = 0.$$

Распределения температуры в приповерхностном слое смесового твердого топлива при нагреве в течение 1,9 мс представлены на рис. 2.1.2.

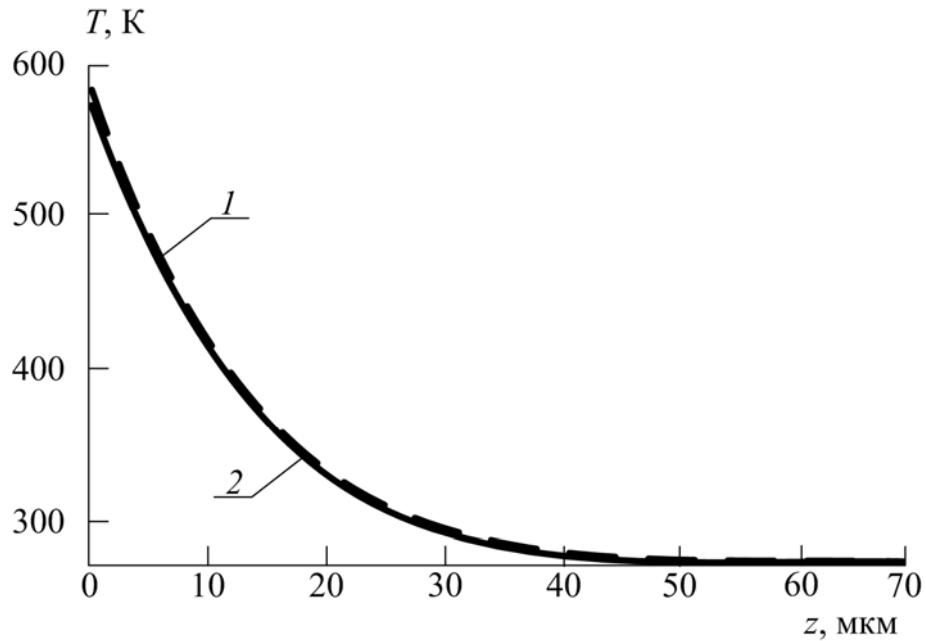


Рисунок 2.1.2. Распределения температуры в приповерхностном слое смешанного твердого топлива: 1 – результат автора диссертации; 2 – численное исследование [122]

При решении нестационарной задачи [122] прогрева металлизированного смешанного твердого топлива установлена удовлетворительная корреляция (отклонение не превышает 0,5 %) результатов математического моделирования автора диссертации с результатами численного исследования [122].

В [215] выполнено математическое моделирование прогрева пластины полиэтилена с включениями частиц железа. Теплофизические характеристики веществ:

полиэтилен $\lambda=0,14$ Вт/(м·К), $\rho=1333$ кг/м³, $C=1257$ Дж/(кг·К);

железо $\lambda=60$ Вт/(м·К), $\rho=7800$ кг/м³, $C=460$ Дж/(кг·К).

Начальная температура области решения $T_0=0$. На верхней и нижней границах пластины заданы условия Дирихле. Рассчитывалось температурное поле в пластине через 15 с.

Уравнения теплопроводности для пластины полиэтилена и включений железа:

$$\rho_1 C_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_1}{\partial y^2} \right);$$

$$\rho_2 C_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial y^2} \right).$$

Начальные условия:

$$T_1 = T_2 = T_0.$$

Граничные условия:

$$x=0, x=L_x: \frac{\partial T}{\partial x} = 0;$$

$$y=0: T_1 = 0;$$

$$y=L_y: T_1 = 1.$$

Температурное поле в пластине при $t=15$ с представлено на рис. 2.1.3.

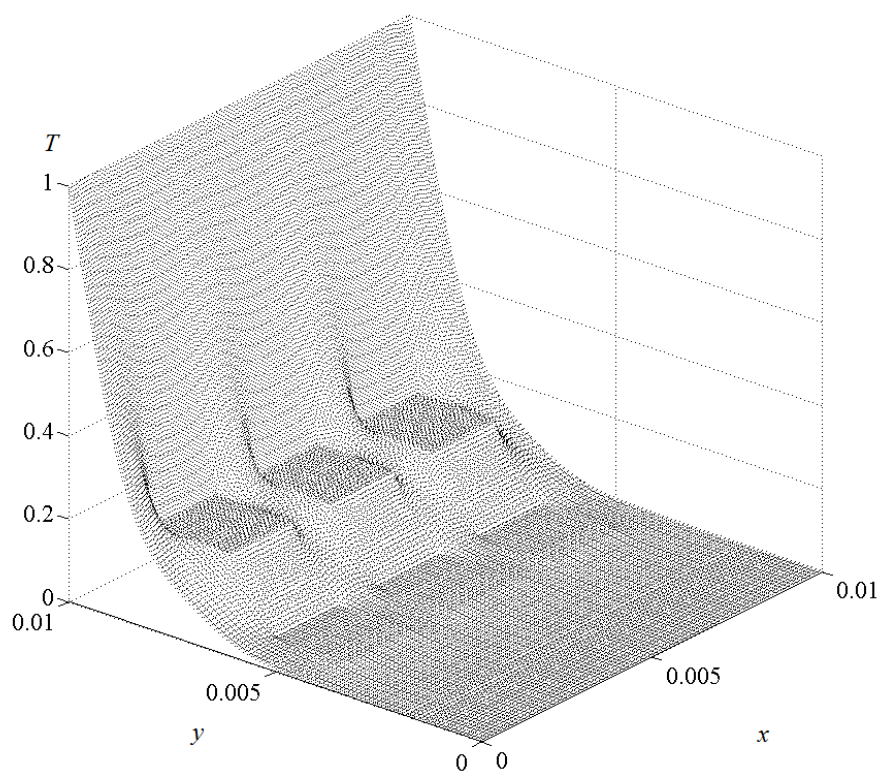


Рисунок 2.1.3. Температурное поле в пластине полиэтилена с включениями железа при $t=15$ с

При решении нестационарной задачи [215] прогрева композиционного материала с включениями металла установлено хорошее соответствие

(отклонение не превышает 2,5 %) результатов автора диссертации и численного исследования [215].

В [216, 217] проведены экспериментальные исследования характеристик зажигания нитроклетчатки нагретой пластиной с постоянной температурой для установления параметров экзотермической реакции. Диаметр образца $d=12$ мм, высота $h=6$ мм. Теплофизические характеристики конденсированного вещества: $\lambda=0,23$ Вт/(м·К), $\rho=1500$ кг/м³, $C=1256$ Дж/(кг·К). Кинетические параметры экзотермического процесса $Q=10,05 \cdot 10^6$ Дж/кг, $k=10^{19}$ с⁻¹, $E=201 \cdot 10^3$ Дж/моль. Начальная температура образцов T_0 варьировалась от 255 до 369 К. Прогрев топлива осуществлялся в условиях контакта с металлической пластиной, разогретой до температуры $T_p=498$ К. При проведении экспериментальных исследований регистрировалась длительность индукционного периода (время задержки зажигания t_d) от момента начала нагрева образца до появления пламени.

Уравнение теплопроводности для нитроклетчатки:

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + QW,$$

$$W = \rho k \exp \left(-\frac{E}{R_g T} \right).$$

Начальные условия:

$$T=T_0.$$

Граничные условия:

$$r=0, r=r_l: \frac{\partial T}{\partial r} = 0;$$

$$z=0: \frac{\partial T}{\partial z} = 0;$$

$$z=z_h: T=T_p.$$

На рис. 2.1.4 приведены экспериментальные и теоретические значения $t_d/(T_p-T_0)$, установленные при варьировании начальной температуры горючего в широком диапазоне.

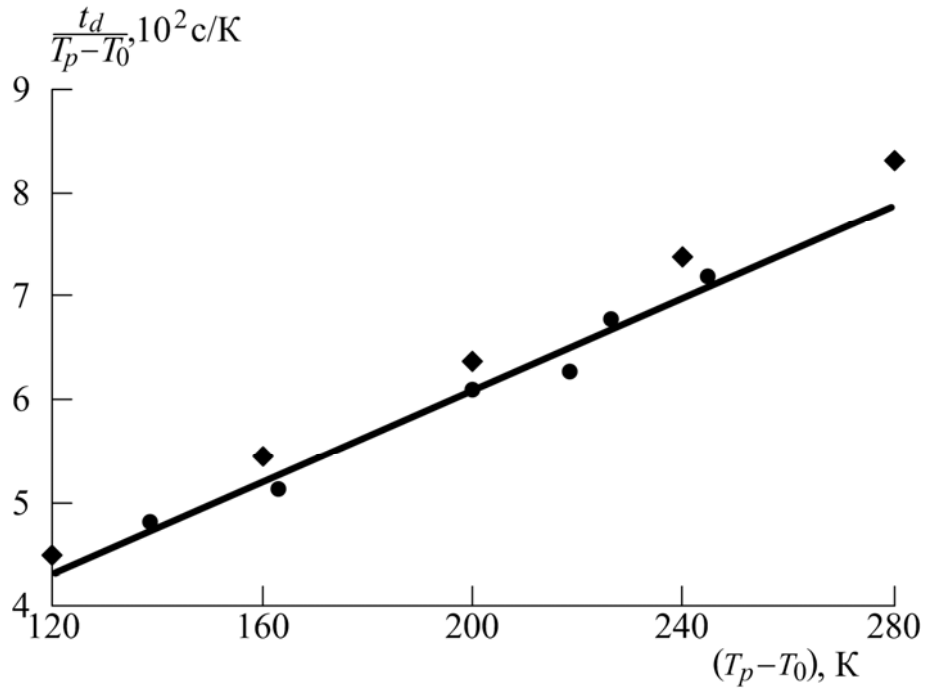


Рисунок 2.1.4. Сравнение результатов численного моделирования (ромбы) и экспериментального исследования (линия и точки) [216, 217] зажигания образцов нитроклетчатки при варьировании их начальной температуры ($T_p=498 \text{ K}$)

При решении нелинейной задачи химической кинетики о зажигании нитроклетчатки нагретой пластиной с постоянной температурой установлена удовлетворительная корреляция результатов численного исследования с экспериментальными данными [216, 217]. При варьировании начальной температуры горючего в широком диапазоне отклонение вычисленных значений $t_d/(T_p - T_0)$ относительно аппроксимационной прямой составило не более 5 % (рис. 2.1.4).

Используемые при математическом моделировании зажигания металлизированного СТТ горячей частицей (рис. 2.1.1) значения параметров локального источника нагрева, области решения задачи, теплофизические характеристики веществ и материалов, а также кинетические параметры экзотермического процесса приведены в табл. 2.1.1. Численные исследования выполнены для типичного [22, 23] состава смесового топлива: перхлорат аммония + 15 % масс. бутилкаучук + 5 % масс. порошок металла. В качестве локальных источников энергии рассматривались одиночные нагретые до высоких температур

металлические (сталь, алюминий) и неметаллические (керамика, углерод) частицы малых размеров в форме диска и параллелепипеда.

Таблица 2.1.1. Значения постоянных, используемых при математическом моделировании

Параметр	Обозначение	Величина
Размеры области решения	r_l, z_h	10–20 мм
Размеры горячей частицы	r_p, z_p	2–5 мм
Размеры частиц металла в СТТ	r_m, z_m	80–100 мкм
Начальная температура СТТ и газа	T_0	300 К
Начальная температура горячей частицы	T_p	700–1500 К
Плотность газа	ρ_1	1,161 кг/м ³ [218–220]
Теплоемкость газа	C_1	1190 Дж/(кг·К) [218–220]
Теплопроводность газа	λ_1	0,026 Вт/(м·К) [218–220]
Плотность стали	ρ_2	8100 кг/м ³ [221–225]
Теплоемкость стали	C_2	545 Дж/(кг·К) [221–225]
Теплопроводность стали	λ_2	36 Вт/(м·К) [221–225]
Плотность керамики	ρ_2	3800 кг/м ³ [214–218]
Теплоемкость керамики	C_2	930 Дж/(кг·К) [221–225]
Теплопроводность керамики	λ_2	20 Вт/(м·К) [221–225]
Плотность углерода	ρ_2	1700 кг/м ³ [221–225]
Теплоемкость углерода	C_2	1100 Дж/(кг·К) [221–225]
Теплопроводность углерода	λ_2	1,512 Вт/(м·К) [221–225]
Плотность полимерной матрицы	ρ_3	1776 кг/м ³ [22, 23, 226]
Теплоемкость полимерной матрицы	C_3	1260 Дж/(кг·К) [22, 23, 226]
Теплопроводность полимерной матрицы	λ_3	0,472 Вт/(м·К) [22, 23, 226]
Плотность алюминия	ρ_4	2700 кг/м ³ [221–225]
Теплоемкость алюминия	C_4	930 Дж/(кг·К) [221–225]
Теплопроводность алюминия	λ_4	343 Вт/(м·К) [221–225]
Плотность бора	ρ_4	2340 кг/м ³ [221–225]
Теплоемкость бора	C_4	1293 Дж/(кг·К) [221–225]
Теплопроводность бора	λ_4	27 Вт/(м·К) [221–225]
Плотность магния	ρ_4	1740 кг/м ³ [221–225]
Теплоемкость магния	C_4	1048 Дж/(кг·К) [221–225]
Теплопроводность магния	λ_4	156 Вт/(м·К) [221–225]
Плотность лития	ρ_4	534 кг/м ³ [221–225]
Теплоемкость лития	C_4	3307 Дж/(кг·К) [221–225]
Теплопроводность лития	λ_4	87,8 Вт/(м·К) [221–225]

Окончание таблицы 2.1.1

Тепловой эффект экзотермической реакции	Q_3	$1,9 \cdot 10^6$ Дж/кг [22, 23, 226]
Предэкспоненциальный множитель	k_3^0	10^3 1/с [22, 23, 226]
Энергия активации	E_3	$50 \cdot 10^3$ Дж/моль [22, 23, 226]
Универсальная газовая постоянная	R_t	8,314 Дж/(моль·К) [227]
Ускорение свободного падения	g	9,8 м/с ² [227]
Коэффициент кинематической вязкости	ν	$1,3 \cdot 10^{-3}$ м ² /с [218, 219]
Коэффициент термического расширения	β	$3,67 \cdot 10^{-3}$ 1/К [218, 219]

Ниже на примере решения большой группы задач показано влияние наиболее значимых факторов (начальная температура, размеры, форма, теплофизические свойства и количество локальных источников нагрева, их частичное или полное внедрение в приповерхностный слой вещества, отсутствие идеального теплового контакта на границе «горячая частица – конденсированное вещество», зависимость теплофизических свойств веществ и материалов от температуры, выгорание приповерхностного слоя конденсированного вещества, конвективный теплоотвод от источника нагрева и другие) на условия и характеристики зажигания металлизированного СТТ.

2.2 Моделирование зажигания металлизированного смесового твердого топлива горячей частицей в условиях идеального теплового контакта

Результаты настоящего раздела диссертации с одной стороны несколько расширяют круг ранее решенных задач [144, 163–166]. В то же время они ограничивают достаточно существенно вариативность подходов к решению задач зажигания КВ источниками ограниченной энергоемкости и показывают необходимость дискретизации области решения и условий нагрева при моделировании процессов теплопередачи в зону твердофазной реакции зажигания металлизированных смесовых топливных композиций. Очевидным

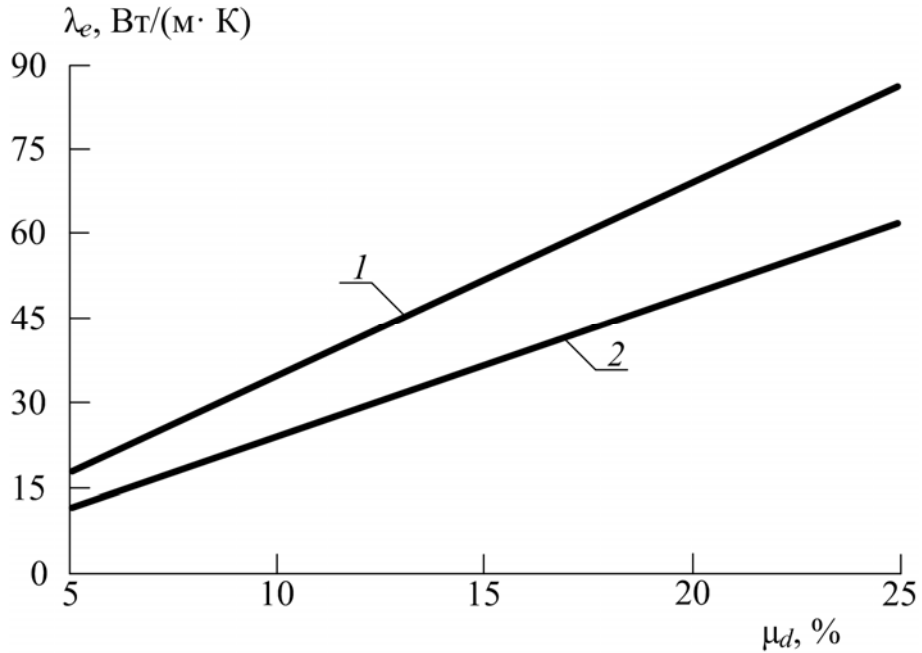
преимуществом моделей с высокой степенью детализации является возможность прогностической оценки влияния группы значимых факторов (доли введенных в вещество частиц металла, их размер, расположение в приповерхностном слое и т.п.) на характеристики инициирования горения смесевых твердых топлив.

Исследование процесса твердофазного зажигания структурно-неоднородного КВ [185] выполнено в системе «горячая частица – металлизированное СТТ – газ» (рис. 2.1.1). В качестве локального источника нагрева рассматривалась частица в форме параллелепипеда размерами $X_p=0,25$, $Y_p=0,2$. Размер частиц металла в полимерной матрице СТТ $X_m=Y_m=0,008$. Задача решена в декартовой системе координат, математическая модель процесса аналогична системе (2.1.35) – (2.1.55) без учета свободно-конвективного теплоотвода от локального источника энергии в инертный газ. Значения масштабных величин при переходе к безразмерным переменным следующие: $t_m=1$ с, $x_f=10$ мм, $T_m=1100$ К.

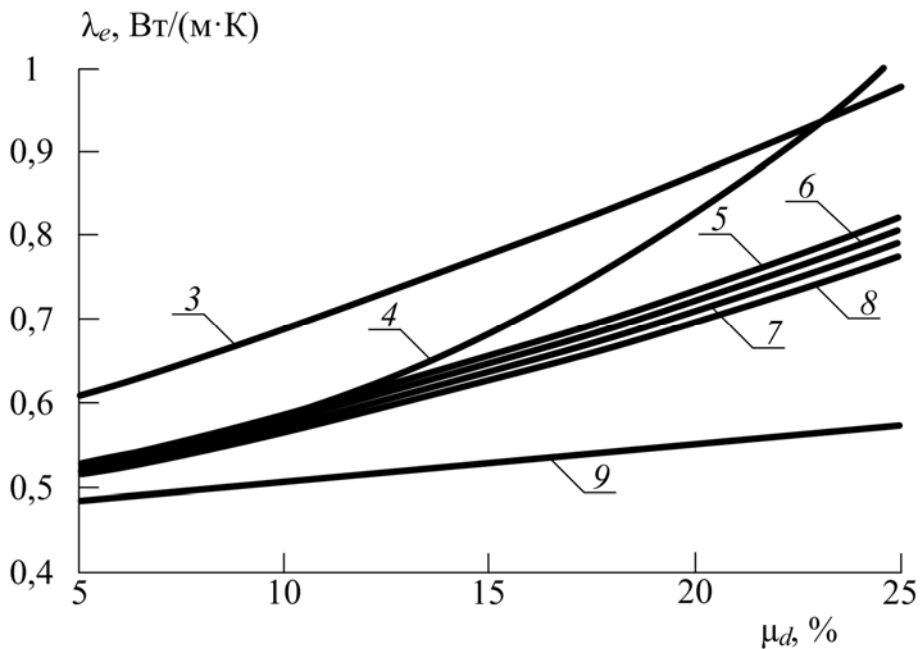
Задачи численного анализа исследуемого процесса состояли в установлении степени влияния реальной неоднородной структуры СТТ на характеристики процесса зажигания топлива, определении зависимостей времени задержки зажигания от начальной температуры Θ_p , размеров X_p , Y_p и теплофизических свойств материала частицы для типичного металлизированного СТТ.

При проведении теоретических исследований влияния гетерогенности металлизированного СТТ на условия и характеристики его зажигания основная задача состояла в установлении влияния этого фактора на предельные (минимальные) начальные температуры (Θ_p) локального источника энергии, необходимые для инициирования горения, и интенсивность развития экзотермического процесса, характеризующуюся временем задержки зажигания (τ_d). Анализ выполнен двумя методами: учитывалась реальная неоднородность топлива, обусловленная мелкодисперсными частицами металла; гетерогенная структура топлива интерпретировалась как однородная среда с эффективными теплофизическими характеристиками, которые вычислялись по выражениям (2.1.1) – (2.1.11).

На рис. 2.2.1 представлены зависимости $\lambda_e = f(\mu_d)$ эффективной теплопроводности металлизированного СТТ от массовой доли мелкодисперсных частиц алюминия, рассчитанные при использовании выражений (2.1.3) – (2.1.11).



(a)



(б)

Рисунок 2.2.1. Эффективная теплопроводность СТТ в зависимости от массовой концентрации частиц металла, вычисленная по формулам: 1 – (2.1.3); 2 – (2.1.4); 3 – (2.1.9); 4 – (2.1.7); 5 – (2.1.8); 6 – (2.1.11); 7 – (2.1.6); 8 – (2.1.10); 9 – (2.1.5)

Установлено, что варьирование концентрации металлического порошка ($\mu_d=5-25\%$) в топливе достаточно существенно влияет на изменение λ_e (рис. 2.2.1а), вычисленного на основе свойства аддитивности по формулам (2.1.3) и (2.1.4). Также выявлено значительное (в десятки раз) отклонение этого параметра, например, $\lambda_e=86,1$ Вт/(м·К) при $\mu_d=25\%$ относительно теплопроводности $\lambda_3=0,472$ Вт/(м·К) основного компонента СТТ – полимерной матрицы по сравнению с λ_e (не более 1 Вт/(м·К) при $\mu_d=25\%$), установленным с использованием выражений (2.1.5) – (2.1.11). Это позволяет сформулировать гипотезу о возможном существенном отличии условий и характеристик зажигания металлизированного топлива с эффективными теплофизическими свойствами при использовании значений λ_e , соответствующих рис. 2.2.1а и 2.2.1б. При относительно малой величине этого параметра (рис. 2.2.1б) большая часть энергии, поступающей от источника нагрева, будет аккумулироваться в тонкой области размером y_w приповерхностного слоя СТТ. Теплоотвод из этой зоны в результате стока энергии в глубинные слои топлива будет минимален при невысокой (до 5 с) длительности индукционного периода.

На рис. 2.2.2 представлены зависимости времени задержки зажигания (τ_d) металлизированного топлива от начальной температуры (Θ_p) одиночных стальных частиц – источников энергии при $\Theta_p=0,625-1,5$. Область 3 соответствует результатам численного исследования при усреднении теплопроводности металлизированного топлива по формулам (2.1.5) – (2.1.11) (см. значения λ_e при $\mu_d=5\%$ на рис. 2.2.1б). Кривые 4 соответствуют условиям зажигания металлизированного СТТ с λ_e , рассчитанным по свойству аддитивности (2.1.3) и (2.1.4) (см. значения λ_e при $\mu_d=5\%$ на рис. 2.2.1а). Более высокая эффективная теплопроводность металлизированного топлива ведет к увеличению глубины прогрева приповерхностного слоя. В результате интенсивного охлаждения локального источника энергии и теплоотвода из зоны экзотермической реакции вглубь СТТ возрастают (относительно области 3 на рис. 2.2.2) минимальные значения начальной температуры источника, необходимые для инициирования

горения, на 0,125–0,25 (от 0,625 до 0,875) и времена задержки зажигания в 5–7 раз при соответствующих значениях Θ_p .

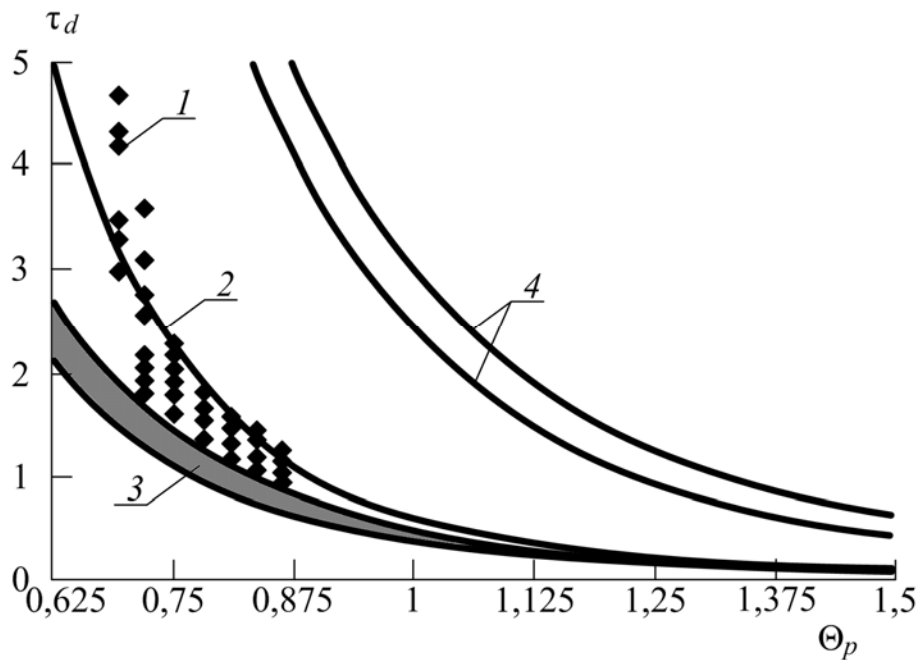


Рисунок 2.2.2. Времена задержки зажигания металлизированного СТТ в зависимости от начальной температуры горячей частицы: 1 – экспериментальные данные [132]; 2–4 – результаты математического моделирования: 2 – при учете структурной неоднородности топлива; 3 – при усреднении теплопроводности топлива по формулам (2.1.5) – (2.1.11); 4 – при усреднении теплопроводности топлива по формулам (2.1.3) и (2.1.4)

Также на рис. 2.2.2 приведены результаты экспериментальных исследований [132] зажигания металлизированного топлива при варьировании начальной температуры одиночных стальных частиц в диапазоне $\Theta_p=0,688\text{--}0,875$. Отклонение времен задержки зажигания, (кривая 2), установленных в рамках математической модели, учитывающей явно структурную неоднородность СТТ (частицы алюминия), относительно соответствующих усредненных значений экспериментальных данных не превышает 7 %. Это позволяет сделать вывод, что при учете гетерогенности вещества в явном виде при математическом моделировании зажигания металлизированного топлива в условиях

пространственно-временной неизотермичности достигается удовлетворительная корреляция результатов численных и экспериментальных исследований. Использование моделей гомогенной структуры топлива с усредненными свойствами обосновано в области относительно высоких ($\Theta_p > 1,2$) температур источника нагрева, причем прогнозирование эффективной теплопроводности возможно с использованием любого из выражений (2.1.5) – (2.1.11). При близких к предельным условиям зажигания ($\Theta_p \approx 0,625$), установленным теоретически (кривая 2 на рис. 2.2.2) в рамках модели гетерогенной структуры топлива, отклонение времен задержки и минимальной температуры зажигания, вычисленных в рамках модели однородной структуры вещества с эффективной теплопроводностью (область 3 на рис. 2.2.2), составляет 75 % и 15 %, соответственно.

В табл. 2.2.1 представлена зависимость времени задержки зажигания металлизированного СТТ от размеров и теплофизических характеристик материала частицы – источника нагрева. Зависимости τ_d от теплофизических характеристик материала частиц показывают (табл. 2.2.1), что длительность индукционного периода при контакте СТТ со стальными частицами ниже, чем с углеродистыми. Это объясняется тем, что у стали теплопроводность и плотность существенно превышают аналогичные показатели для углерода (табл. 2.1.1).

Таблица 2.2.1. Времена задержки зажигания в системе «горячая частица – металлизированное СТТ – газ» в зависимости от размеров и материала локального источника нагрева при $\Theta_p = 1$

Размеры частицы	X_p	0,15	0,15	0,2	0,2	0,2	0,25	0,3	0,3
	Y_p	0,06	0,08	0,1	0,12	0,14	0,14	0,12	0,1
		τ_d							
Материал частицы	Сталь	1,586	1,092	0,836	0,763	0,717	0,664	0,678	0,737
	Углерод	2,754	1,42	0,933	0,876	0,826	0,774	0,79	0,876

Анализируя значения времен задержки зажигания (табл. 2.2.1), можно сделать вывод о том, что условия инициирования горения СТТ с минимальными τ_d реализуются при высоком теплосодержании и большой теплопроводности источника нагрева.

На рис. 2.2.3 представлены зависимости $\tau_d = f(\Theta_p)$, установленные при зажигании металлизированного СТТ одиночной частицей (кривая 1), дисперсным потоком «частицы – горячий газ» (кривая 2), пластина с постоянной температурой (кривая 3).

Исследование зажигания КВ дисперсным потоком (аналогично [158]) выполнено в рамках модели «топливо – нагретая частица – горячий газ» [164]. На границах частицы и металлизированного КВ с потоком горячего газа задавались условия радиационно-конвективной теплопередачи:

$$-\lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial y} = \alpha_1 (T_1 - T_i) + \varepsilon \sigma (T_1^4 - T_i^4); \quad -\lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial x} = \alpha_1 (T_1 - T_i) + \varepsilon \sigma (T_1^4 - T_i^4),$$

где α_1 – коэффициент теплоотдачи ($\alpha_1 = 300$ Вт/(м²·К)), ε – приведенная степень черноты ($\varepsilon = 0,55$), σ – постоянная Стефана-Больцмана ($\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴)).

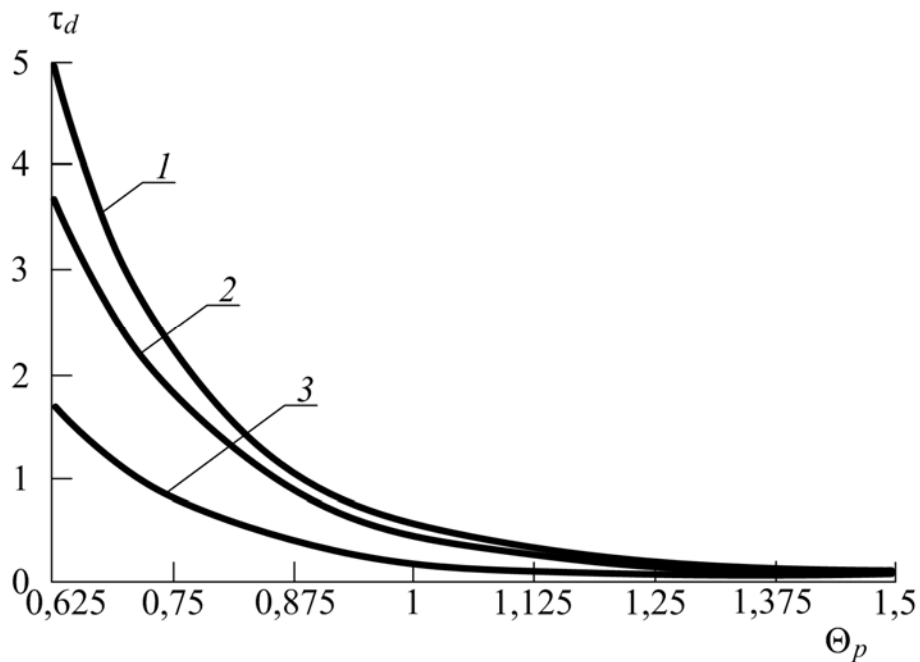


Рисунок 2.2.3. Времена задержки зажигания металлизированного СТТ в зависимости от температуры источника нагрева: 1 – одиночная частица; 2 – частица в потоке разогретого газа; 3 – пластина

Анализ кривых (рис. 2.2.3) показывает влияние одного из основных рассматриваемых в данной диссертации факторов – локальности теплового воздействия. При описании реального процесса зажигания топлива моделью, в которой источником нагрева является массивная пластина с постоянной во времени температурой (пластина не остывает), условия зажигания топлив могут достигаться и при достаточно больших временах взаимодействия – десятки секунд [70] в размерных переменных. При нагреве СТТ частицей времена задержки не превышают $\tau_d=5$ для рассматриваемых достаточно типичных условий теплового воздействия. Аналогичные значения получены и в экспериментах [132]. Ранее было показано [144, 163–166], что в зависимости от величины начальной температуры частицы можно использовать три модели источника нагрева, кардинально отличающиеся по физике процесса передачи теплоты в зону реакции. Полученные результаты дают основания для некоторого уточнения выводов [144, 163–166].

Использование граничных условий первого рода на поверхности нагрева СТТ при описании условий его зажигания одиночной нагретой частицей правомерно только при достаточно высоких начальных температурах частиц. При выходе за нижнюю границу этого допустимого диапазона можно получить не имеющие физического смысла результаты. Так если одиночная частица может при попадании на поверхность топлива привести к его воспламенению только при достаточно высокой Θ_p (временные задержки будут малы), то зажигание массивной пластиной возможно, как показали результаты специального анализа, и при существенно меньших температурах источника. Времена задержки в определенных условиях могут составлять $\tau_d=30\text{--}40$. По этим причинам нижние по Θ_p границы применимости модели прогрева конденсированного вещества пластиной должны быть определены как можно более точно. Говоря другими словами при моделировании процесса зажигания КВ массивной нагретой пластиной при оценке величины τ_d в условиях воздействия одиночной частицы необходимо предварительно проводить численный анализ условий зажигания в

рамках нестационарной модели, приведенной выше. Т.е. можно сделать заключение о том, что первый режим [144, 163–166] является «вырожденным», т.к. условия его реализации определяются только из анализа второго режима [144, 163–166] теплового воздействия, при полном учете специфики теплопереноса в системе «горячая частица – металлизированное СТТ – газ».

Также следует выделить отличия в постановках задач, которые могут формулироваться при зажигании КВ одиночными нагретыми частицами. В [144, 163–166] рассматривали процесс зажигания КВ при его нагреве частицей, осаждающейся из внешнего газового потока, температура которого равна Θ_p . В реальной практике возможна реализация и таких условий нагрева, когда горячие частицы движутся из потока относительно холодных газов с температурой $\Theta \ll \Theta_p$. В этом случае вырождается и третий режим [144, 163–166], в котором условия нагрева локальным источником осуществлялись при граничных условиях третьего рода с температурой газа равной Θ_p .

2.3 Теоретическая оценка устойчивости зажигания смесового твердого топлива при локальном нагреве источником ограниченной энергоемкости

До настоящего времени одной из основных задач при изучении закономерностей и характеристик физико-химических процессов, протекающих при зажигании высокоэнергетических материалов, остается определение условий устойчивости переходного процесса, когда стадия инициирования сменяется стационарным самоподдерживающимся горением конденсированного вещества без дополнительного подвода энергии от внешнего источника.

Ранее в [132, 133] экспериментально установлено, что одиночные нагретые до высоких температур металлические частицы малых размеров являются источниками устойчивого зажигания смесового топлива (перхлорат аммония + 14 % бутилкаучук + 6 % хиноловый эфир). Зарегистрировано стабильное распространение пламени от очага (в малой окрестности горячей частицы) по всей поверхности образца топлива, а также полное его сгорание. Исследования

[132, 133] проведены в достаточно узком диапазоне (805–1040 К) изменения значений начальной температуры источника энергии в форме диска размерами $r_p=3$ мм, $z_p=2$ мм. По экспериментальной зависимости $t_d=f(T_p)$ времени задержки зажигания топливной композиции от температуры горячей частицы установлено лишь минимальное значение начальной температуры $T_0=805$ К источника фиксированных размеров, при котором происходило устойчивое зажигание смесового топлива. Полученный результат в виде экспериментальной зависимости $t_d=f(T_p)$ [132, 133] имеет весьма ограниченное практическое применение и не позволяет выявить границы устойчивого зажигания СТТ при варьировании характеристик источника в достаточно широком диапазоне. Поэтому целесообразно проведение теоретических исследований зажигания смесового твердого топлива при локальном нагреве источником ограниченной энергоемкости с оценкой устойчивости переходного процесса.

Математическое моделирование [186, 196] физико-химических процессов при зажигании твердого конденсированного вещества выполнено на примере системы, условная схема которой представлена на рис. 2.1.1. Исследования проведены для смесового топлива с известными теплофизическими и кинетическими характеристиками. В качестве локального источника энергии рассматривалась разогретая до высоких температур стальная частица в форме диска.

Задача зажигания решена в цилиндрической системе координат. Процессы теплопереноса в горячей частице, топливе и газе, экзотермического реагирования в приповерхностном слое при $0 < t < t_d$ в соответствии с основными положениями общей теории теплопереноса в химической кинетике [72, 93, 146] описывает система дифференциальных уравнений в частных производных с соответствующими начальными и граничными условиями, аналогичная математической модели (2.1.12) – (2.1.33) без учета свободно-конвективного теплоотвода от локального источника энергии в газовую среду.

При анализе условий устойчивости переходного процесса следует отметить, что в соответствии с общей теорией [72] значение глубины прогрева (z_w)

приповерхностного слоя топлива в момент зажигания не может быть меньше аналогичной характеристики при его стационарном горении. Глубина прогрева характеризует размер области в приповерхностном слое вещества, отложенный вдоль оси симметрии $r=0$ системы (рис. 2.1.1). Верхняя граница этой области фиксирована и совпадает с поверхностью топлива. Нижняя граница определяется координатой точки с температурой, отличной от начальной температуры $T_0=300$ К на 1 градус. При «стоке» теплоты локального источника энергии вглубь конденсированной фазы нижняя граница смещается в направлении движения изотермы $T=301$ К. Для типичного смесового топлива (связующее – бутилкаучук и окислитель – перхлорат аммония) $z_w=0,02-0,1$ мм [22, 23].

При изменении начальной температуры и характерного размера источника энергии установлены (рис. 2.3.1 и 2.3.2) нелинейные зависимости $z_w=f(T_p)$ и $z_w=f(r_p)$ в момент зажигания.

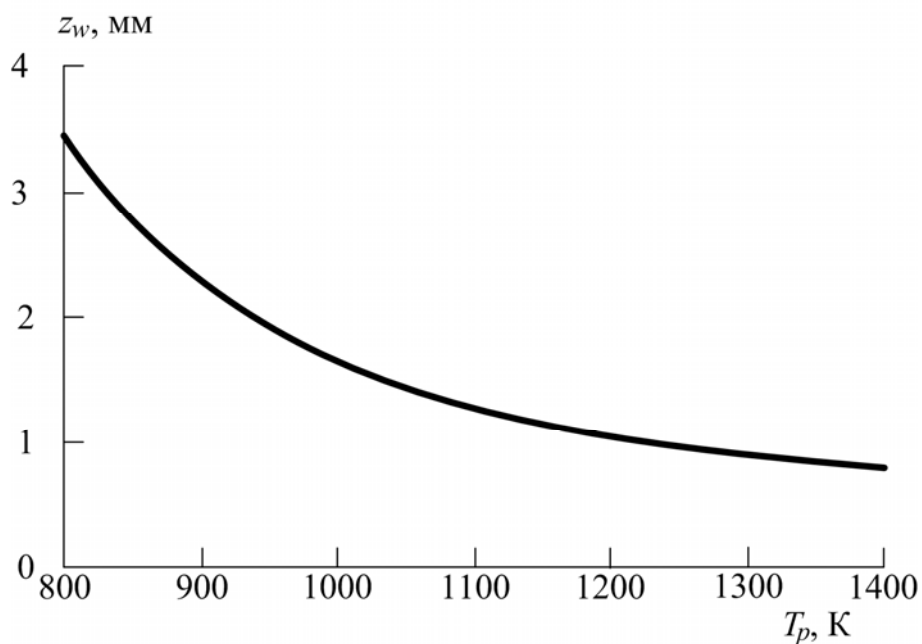


Рисунок 2.3.1. Зависимость глубины прогрева приповерхностного слоя топлива в момент зажигания от начальной температуры источника энергии при $r_p=3$ мм

Глубина зоны прогрева приповерхностного слоя топлива в момент зажигания уменьшается с ростом теплосодержания (за счет начальной

температуры и характерного размера) локального источника энергии. При $T_p=1200\text{--}1500\text{ К}$ и $r_p=4\text{--}8\text{ мм}$ интегральные характеристики процесса, например t_d и z_w , изменяются менее значительно, чем при относительно малых значениях T_p и r_p . Минимальная величина $z_w=0,52\text{ мм}$ (при $T_p=1500\text{ К}$ и $r_p=8\text{ мм}$), полученная при численном моделировании, существенно превышает глубину прогретого слоя топлива при его стационарном горении [22, 23].

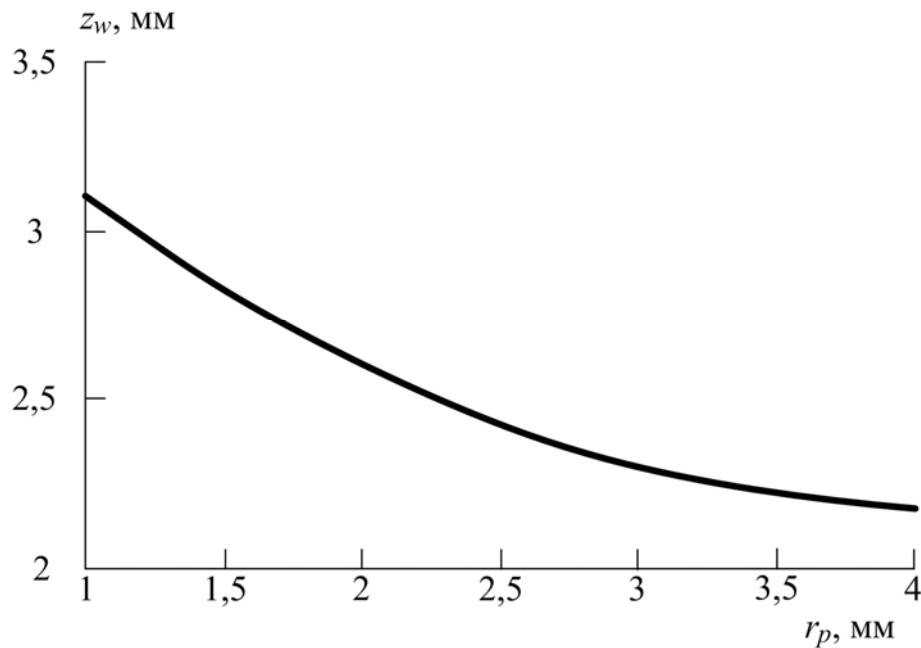


Рисунок 2.3.2. Зависимость глубины прогрева приповерхностного слоя топлива в момент зажигания от характерного размера источника энергии при $T_p=900\text{ К}$

Зависимости (рис. 2.3.1 и 2.3.2) можно объяснить тем, что в условиях низкой теплопроводности приповерхностного слоя СТТ повышение теплосодержания одиночной частицы ведет к увеличению теплового потока (q) от источника энергии в топливо и соответственно скорости роста температуры тонкого приповерхностного слоя. При относительно малом тепловом потоке $q < 250\text{ кВт/м}^2$ градиенты температуры на границе «частица – топливо» $z=z_1$, $0 < r < r_1$ (рис. 2.1.1) имеют меньшее значение по сравнению с большим тепловым потоком в приповерхностный слой вещества. Это приводит к интенсификации «стока» тепла в глубинные слои конденсированной фазы, аккумуляции большего

количества энергии и соответственно увеличению зоны прогрева реакционноспособного слоя в течение прогрева топлива.

На рис. 2.3.3 по аналогии с [149] представлена область устойчивого зажигания смесового топлива источником ограниченной энергоемкости в координатах «амплитуда теплового потока – время задержки зажигания». Границы области определены предельными значениями анализируемых характерных размеров горячей частицы: правая верхняя – $r_p=1$ мм, левая нижняя – $r_p=8$ мм.

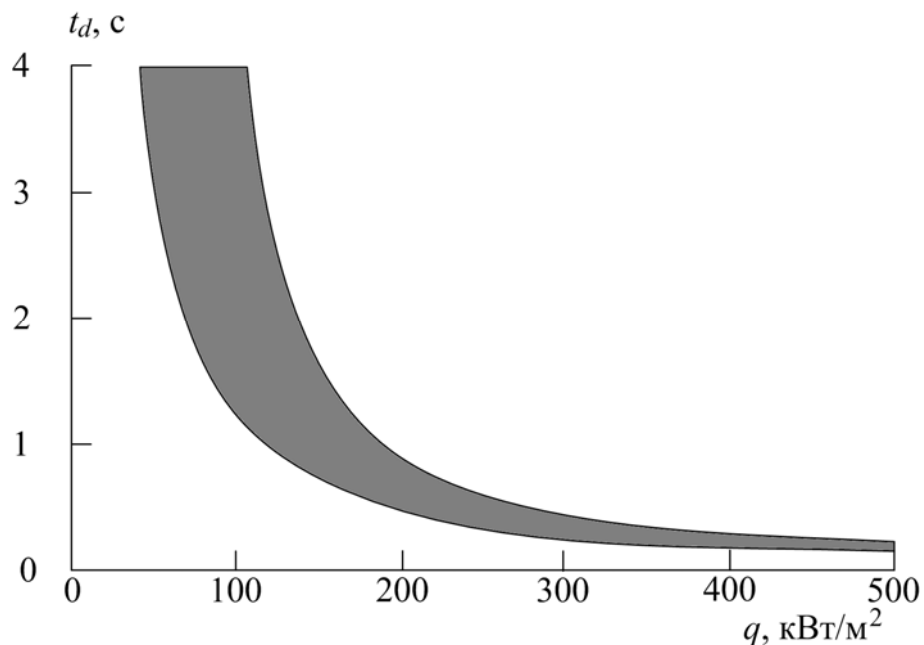


Рисунок 2.3.3. Область устойчивости зажигания смесового топлива одиночной горячей частицей (область выделена цветом)

Видно, что при изменении теплосодержания горячей частицы (за счет T_p и r_p) можно выделить предельный тепловой поток, ниже которого устойчивое зажигание не реализуется при любой сколь угодно длительной стадии инертного прогрева. Также установлено, что при относительно высоких значениях теплового потока изменение теплосодержания горячей частицы оказывает меньшее влияние на время задержки зажигания. В случае $q < 400 \text{ кВт/м}^2$ область устойчивого зажигания становится значительно шире, что качественно хорошо коррелирует с

результатами [149], полученными, например, при воспламенении конденсированного состава Н треугольным световым импульсом с линейно убывающей амплитудой. При сравнении интегральных характеристик процессов инициирования горения также установлено, что предельное минимальное значение теплового потока, при котором в системе (рис. 2.1.1) реализуется устойчивое зажигание составляет 30 кВт/м^2 , что на порядок меньше аналогичной характеристики при зажигании баллиститного состава световым импульсом [149]. Полученный результат можно объяснить не только существенным отличием условий нагрева при радиационном и кондуктивном подводе энергии, но и значительным отличием теплофизических и кинетических характеристик конденсированных веществ.

2.4 Влияние процесса выгорания приповерхностного слоя металлизированного смесового твердого топлива на характеристики зажигания

При математическом моделировании зажигания металлизированных смесовых топлив, как правило, рассматривается твердофазный режим инициирования горения. В этом случае предполагается, что окислительно-восстановительные реакции протекают непосредственно в конденсированной фазе при взаимодействии горючего с окислителем в результате нагрева внешним источником энергии, например, горячей частицей. В таких условиях достаточно большие градиенты температур в области локального прогрева топлива могут привести к выгоранию приповерхностного слоя конденсированного вещества [70, 157, 228]. На первый взгляд этот фактор при взаимодействии СТТ с одиночными горячими частицами не должен кардинально влиять на картину явления в силу малых характерных времен задержки зажигания [132, 143, 144, 161]. Однако при варьировании теплосодержания локальных источников длительность отдельных стадий зажигания (инертный прогрев, химические реакции в приповерхностном слое топлива) также изменяется.

В данном разделе диссертационной работы рассматривается «нормальный» по определению [157] режим зажигания металлизированного СТТ в рамках модели, учитывающей экзотермическую реакцию первого порядка в конденсированной фазе и нестационарную теплопроводность в системе «горячая частица – металлизированное СТТ – газ».

Под термином «выгорание» будем понимать, как и авторы [228], уменьшение доли топлива за счет реакции окисления в приповерхностном слое вещества при его разогреве источником ограниченного теплосодержания. Для численного анализа этого явления использовано значение глубины превращения η – отношение прореагировавшего вещества (за время t) в единице объема к его первоначальному количеству [157].

Математическое моделирование [187, 197] рассматриваемых физико-химических процессов выполнено на примере системы «стальная частица – металлизированное СТТ – газ». Условная схема процесса взаимодействия КВ при идеальном контакте с локальным источником энергии представлена на рис. 2.1.1.

В качестве источника ограниченной энергоемкости рассматривалась одиночная нагретая до высоких температур стальная частица малых размеров ($x_p=2,5$ мм, $y_p=2$ мм) в форме параллелепипеда. Температура горячей частицы варьировалась в пределах $T_p=800\text{--}1500$ К. Так как температура плавления стали превышает 1750 К, то частица в начальный момент времени и в течение всего периода прогрева приповерхностного слоя СТТ находилась в твердом состоянии и имела постоянную форму.

Задача зажигания металлизированного СТТ при локальном нагреве (рис. 2.1.1) решена в осесимметричной постановке в декартовой системе координат, начало которой совпадает с осью симметрии частицы – источника нагрева. Взаимосвязанные процессы теплопереноса в источнике энергии и окружающей среде, а также в приповерхностном слое топлива при учете выгорания полимерной матрицы для экзотермической реакции первого порядка описывает следующая система дифференциальных уравнений в частных производных.

Уравнение теплопроводности для газа:

$$\rho_1 C_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_1}{\partial y^2} \right). \quad (2.4.1)$$

Уравнение теплопроводности для частицы – локального источника нагрева:

$$\rho_2 C_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial y^2} \right). \quad (2.4.2)$$

Уравнение теплопроводности для полимерной матрицы СТТ:

$$\rho_3 C_3 \frac{\partial T_3}{\partial t} = \lambda_3 \left(\frac{\partial^2 T_3}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_3}{\partial y^2} \right) + (1 - \eta)^n Q_3 W_3. \quad (2.4.3)$$

Уравнение теплопроводности для частиц металла СТТ:

$$\rho_4 C_4 \frac{\partial T_4}{\partial t} = \lambda_4 \left(\frac{\partial^2 T_4}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_4}{\partial y^2} \right). \quad (2.4.4)$$

Уравнение химической кинетики для полимерной матрицы СТТ:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = (1 - \eta)^n k_3^0 \exp \left(-\frac{E_3}{RT} \right). \quad (2.4.5)$$

Массовая скорость экзотермической реакции в приповерхностном слое СТТ определялась уравнением Аррениуса [146]:

$$W_3 = \rho_3 k_3^0 \exp \left(-\frac{E_3}{RT_3} \right). \quad (2.4.6)$$

Начальные условия:

$$\begin{aligned} T_1 &= T_3 = T_4 = T_0; \\ T_2 &= T_p; \\ \eta &= 0. \end{aligned} \quad (2.4.7)$$

Граничные условия:

$$y=0, 0 < x < x_l: \quad \frac{\partial T_3}{\partial y} = 0; \quad (2.4.8)$$

$$\begin{aligned} y=y_1, 0 < x < x_1: \quad & -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial y} = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y}, \quad T_3 = T_2, \\ & -\lambda_4 \frac{\partial T_4}{\partial y} = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y}, \quad T_4 = T_2; \end{aligned} \quad (2.4.9)$$

$$y=y_1, x_1 < x < x_l: \quad -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial y} = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y}, T_3 = T_1, \quad (2.4.10)$$

$$-\lambda_4 \frac{\partial T_4}{\partial y} = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y}, T_4 = T_1;$$

$$y=y_2, 0 < x < x_1: \quad -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y} = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y}, T_2 = T_1; \quad (2.4.11)$$

$$y=y_h, 0 < x < x_l: \quad \frac{\partial T_1}{\partial y} = 0; \quad (2.4.12)$$

$$x=0, 0 < y < y_1, \quad \frac{\partial T_3}{\partial x} = 0; \quad (2.4.13)$$

$$x=x_l, 0 < y < y_1:$$

$$x=0, y_1 < y < y_2: \quad \frac{\partial T_2}{\partial x} = 0; \quad (2.4.14)$$

$$x=x_1, y_1 < y < y_2: \quad -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x}, T_2 = T_1; \quad (2.4.15)$$

$$x=0, y_2 < y < y_h: \quad \frac{\partial T_1}{\partial x} = 0; \quad (2.4.16)$$

$$x=x_l, y_1 < y < y_h: \quad \frac{\partial T_1}{\partial x} = 0; \quad (2.4.17)$$

на границах «частица металла – полимерная матрица»:

$$-\lambda_4 \frac{\partial T_4}{\partial y} = -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial y}, T_4 = T_3; \quad (2.4.18)$$

$$-\lambda_4 \frac{\partial T_4}{\partial x} = -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial x}, T_4 = T_3. \quad (2.4.19)$$

Численные исследования выполнены при следующих значениях параметров: порядок реакции $n=1$ (при учете выгорания), $n=0$ (без учета выгорания), размеры частиц алюминия $x_m=y_m=0,1$ мм, размеры области решения $x_l=y_h=20$ мм.

Проведенные ранее исследования [56, 62, 132, 143, 144, 185] позволили определить группу факторов и процессов, главным образом влияющих на необходимые и достаточные условия реализации зажигания твердых конденсированных веществ локальными источниками нагрева. Например, установлено [132, 185, 186], что основным параметром является начальная

температура источника зажигания T_p . Поэтому представляет интерес оценка влияния выгорания приповерхностного слоя топлива на интегральные характеристики зажигания при изменении этого параметра.

В результате численных исследований установлены зависимости времени задержки зажигания неметаллизированного (табл. 2.4.1) и металлизированного (табл. 2.4.2) смесового топлива горячей стальной частицей. По результатам, представленным в таблицах, видно, что учет выгорания приводит к увеличению индукционного периода. Максимальное отклонение ε ($\varepsilon = (t_d^{**} - t_d^*) / t_d^{**} \cdot 100$, %) времен задержки зажигания при изменении $T_p = 900\text{--}1500$ К не превышает 12,1 % и 8,3 % для безметального и металлизированного составов СТТ соответственно. Влияние выгорания на изменение основной характеристики процесса возрастает при увеличении начальной температуры источника энергии, что соответствует теории [70]. Но при этом процесс зажигания проходит за относительно небольшой интервал времени и «связка» горючего с окислителем не успевает существенно выгореть. Максимальная глубина превращения приповерхностного слоя топлива, как показал численный анализ, составляет менее 0,01 мм.

Таблица 2.4.1. Времена задержки зажигания в системе «стальная частица – неметаллизированное СТТ – газ»

[illegible]

Таблица 2.4.2. Времена задержки зажигания в системе «стальная частица – металлизированное СТТ – газ»

T_p , К	1500	1400	1300	1200	1100	1000	900	800
t_d^* , с	0,334	0,4052	0,500	0,655	0,926	1,475	2,808	нет зажигания
t_d^{**} , с	0,365	0,435	0,540	0,705	0,994	1,580	3,005	нет зажигания
ϵ , %	8,3	7,8	7,4	7,0	6,9	6,7	6,5	–
t_d^* – время задержки зажигания металлизированного СТТ без учета выгорания полимерной матрицы, с; t_d^{**} – время задержки зажигания металлизированного СТТ при учете выгорания полимерной матрицы, с.								

В соответствии с основными положениями теории зажигания [70] значимость фактора выгорания вещества в области прогрева можно оценить по критерию $Td\tau_d \ll 1$, где Td – параметр, характеризующий величину выгорания вещества, $Td = C_3 R_t T_m^2 / (Q_3 E_3)$; τ_d – безразмерное время задержки зажигания, $\tau_d = t_d / t_m$.

Масштаб температуры [228]:

$$T_m = 1/3(T_p + Q_3/C_3).$$

Масштаб времени [228]:

$$t_m = (C_3 R_t T_m^2 / (Q_3 E_3 k_3^0 \exp(-E_3 / R_t T_m))).$$

Считается [70], что при $Td\tau_d \ll 1$ выгорание несущественно влияет на интегральные характеристики зажигания, в частности время задержки t_d . Для системы «локальный источник нагрева – неметаллизированное твердое конденсированное вещество» установлено, что в зависимости от начальной температуры источника ограниченной энергоемкости $T_p = 900$ – 1500 К значение произведения $Td\tau_d$ изменяется в диапазоне от 0,007 до 0,001 соответственно. Этот результат позволяет сделать вывод о том, что положения теории [70] о влиянии параметра Td на характеристики зажигания, полученные для системы «массивный источник энергии – неметаллизированное твердое конденсированное вещество» при относительно невысоких температурах источника энергии $T_p = 450$ – 600 К,

могут быть использованы для анализа процессов зажигания КВ локальными источниками, разогретыми до более высоких температур (900–1500 К).

Следует также отметить, что отличие времен задержки зажигания безметального (табл. 2.4.1) и металлизированного (табл. 2.4.2) СТТ при равных начальных температурах источника энергии соответствует полученным ранее результатам экспериментальных [132] и теоретических исследований [185, 186]. Гетерогенная структура КВ (частицы порошка алюминия) оказывает значительное влияние на условия и характеристики зажигания во всем диапазоне изменения начальных температур горячей частицы. При высоких тепловых потоках в зону экзотермической реакции неоднородность приповерхностного слоя оказывает несколько меньшее влияние на интенсивность разогрева поверхности топлива. При $T_p=1500$ К отклонение t_d составляет 60 %, при $T_p=900$ К отклонение времени задержки возрастает и составляет 65 %. За время t_d приповерхностный слой металлизированного СТТ ввиду относительно малой теплопроводности матрицы горючего и окислителя прогревается до уровня интенсивного развития экзотермической реакции на глубину, соизмеримую с размерами частиц алюминия. Последние в свою очередь увеличивают эффективную теплопроводность приповерхностного слоя топлива, что с одной стороны приводит к росту времени задержки зажигания по сравнению с безметальным составом, с другой стороны способствует последующей реализации процесса устойчивого горения.

2.5 Зажигание металлизированного смесового твердого топлива горячей частицей, внедренной в приповерхностный слой

Как правило [13, 57, 63, 132, 144], при исследовании зажигания твердых конденсированных веществ локальными источниками нагрева основное внимание уделяется анализу физико-химических процессов при расположении источника энергии на поверхности КВ (без учета возможного внедрения в приповерхностный слой). В то же время авторы [158, 159, 160] показали высокую

вероятность такого внедрения в условиях размягчения материала приповерхностного слоя КВ при его нагреве.

Процесс размягчения при относительно низких температурах полимерных композиционных материалов, к которым можно условно отнести и смесевые твердые топлива, установлен не только авторами [158, 159, 160] в выполненных ими исследованиях. Позднее этот эффект был выделен также и для широкой группы теплозащитных полимерных материалов [229, 230] на фенолформальдегидных, эпоксидных и эпоксифенольных связующих. Размягчение всех полимерных связующих (в том числе бутилкаучуков) начинается при относительно низких температурах ($\Theta \approx 0,15-0,25$) много меньших температур поверхности смесевых металлизированных твердых топлив [72], при которых достигаются условия зажигания последних. По этим причинам представляет интерес анализ влияния процесса внедрения нагретой до высоких температур частицы – источника нагрева в приповерхностный слой топлива на характеристики и условия его зажигания.

Математическое моделирование [188, 198] физико-химических процессов, протекающих при твердофазном зажигании, проводилось на примере системы «стальная частица – металлизированное СТТ – газ», условная схема которой приведена на рис. 2.5.1. Рассмотрены три наиболее характерные варианта взаимного расположения локального источника энергии и реагирующего вещества: горячая частица находится на поверхности КВ (рис. 2.5.1а), частично (рис. 2.5.1б) или полностью (рис. 2.5.1в) внедрена в приповерхностный слой вещества.

Одной из задач исследования являлось сравнение интегральных характеристик процессов зажигания, полученных при численном анализе в рамках «гетерогенной» модели, «гомогенной» модели неметаллизированного КВ и математической модели, в основе которой лежит предположение о возможности интерпретации металлизированного КВ как среды с некими «эффективными» теплофизическими свойствами.

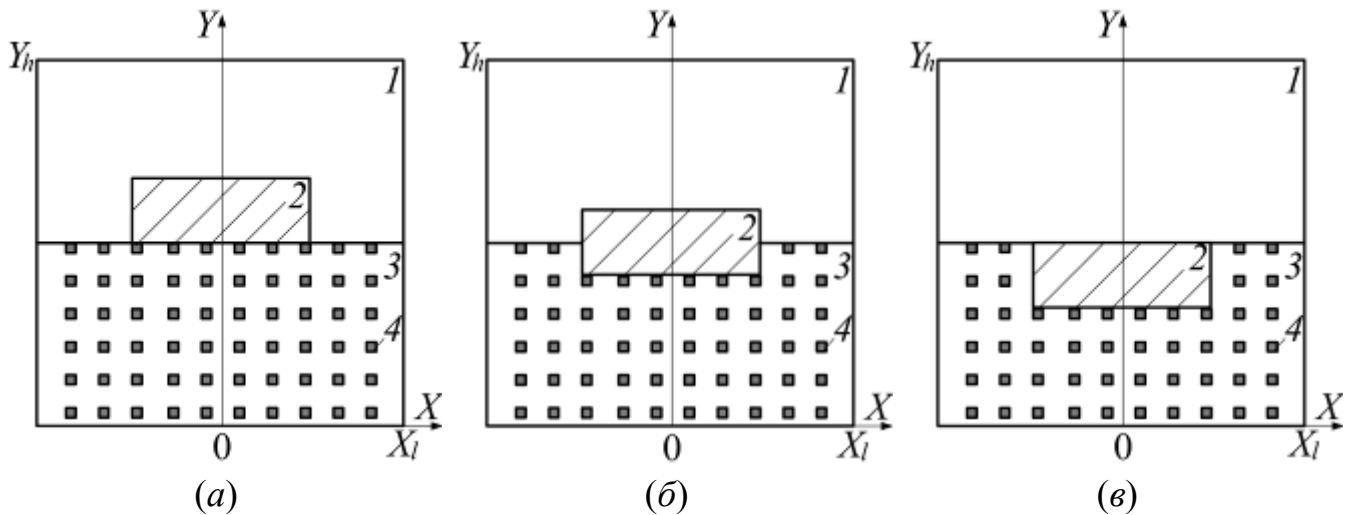


Рисунок 2.5.1. Схема области решения задачи без внедрения горячей частицы (а), при частичном (б) и полном (в) внедрении частицы в приповерхностный слой: 1 – газ, 2 – горячая стальная частица, 3 – полимерная матрица, 4 – частица алюминия

Задача зажигания КВ локальным источником энергии решена в декартовой системе координат в осесимметричной постановке (рис. 2.5.1). Система координат принималась неподвижной. Считалось, что частица не перемещается в веществе, границы контакта частицы и КВ не деформируются. Не учитывались возможные тепловые эффекты плавления в КВ, потому что типичные твердые топлива представляют собой термореактивные полимеры, которые при нагревании не плавятся [231], а размягчаются в определенном диапазоне температур.

Математическая модель процессов теплопереноса с учетом экзотермического реагирования в приповерхностном слое КВ аналогична системе (2.1.35) – (2.1.55) нестационарных нелинейных дифференциальных уравнений с соответствующими начальными и граничными условиями без учета свободно-конвективного теплоотвода от горячей частицы в газ.

Эффективные теплофизические характеристики металлизированного СТТ, при замене неоднородной структуры однородной средой, рассчитывались по формулам (2.1.1), (2.1.2), (2.1.5).

При переходе к безразмерным переменным использовались следующие масштабные величины: $x_l=10$ мм; $t_m=1$ с; $T_m=1100$ К.

Математическое моделирование выполнено при следующих значениях параметров: размеры источника энергии $X_p=Y_p=0,2$; размеры частиц алюминия $X_m=Y_m=0,01$; размеры области решения $X_f=Y_h=1$.

Задача численного анализа исследуемого процесса (рис. 2.5.1) состояла в установлении влияния глубины внедрения источника энергии в приповерхностный слой структурно-неоднородного СТТ на интенсивность теплопереноса и характеристики зажигания.

При сравнении наиболее характерных вариантов взаимного расположения локального источника энергии и реагирующего вещества (рис. 2.5.1) в качестве анализируемой характеристики выбрано время задержки зажигания τ_d . Основным фактором, определяющим τ_d , является энергетический запас источника нагрева [72], который в большей степени [90] характеризуется его начальной температурой. Поэтому численные исследования выполнены при варьировании температуры источника в достаточно широком диапазоне.

В табл. 2.5.1 приведена зависимость времени задержки зажигания от глубины внедрения χ источника энергии в приповерхностный слой металлизированного КВ при учете его гетерогенной структуры.

Таблица 2.5.1. Времена задержки зажигания в системе «стальная частица – металлизированное СТТ – газ» в зависимости от глубины внедрения источника зажигания в приповерхностный слой при $\Theta_p=1,2$

χ	$0,1Y_p$	$0,2Y_p$	$0,3Y_p$	$0,4Y_p$	$0,5Y_p$	$0,6Y_p$	$0,7Y_p$	$0,8Y_p$	$0,9Y_p$	Y_p
τ_d	0,317	0,328	0,338	0,348	0,358	0,369	0,379	0,389	0,399	0,41

Установлено, что увеличение χ приводит к росту времени задержки зажигания. Полученный результат можно объяснить тем, что при увеличении глубины внедрения частицы в вещество ($\chi=0,1Y_p-Y_p$) значительно возрастает площадь поверхности источника, с которой осуществляется теплоотвод в КВ. Как следствие, снижается плотность теплового потока в зону максимальных температур на оси симметрии $X=0$, где выполняются условия зажигания.

Последнее приводит к увеличению длительности стадии прогрева вещества в общем комплексе процессов теплопереноса в малой окрестности источника нагрева (при увеличении χ частица быстрее остывает и её теплосодержание уменьшается). В результате интенсивность процесса зажигания снижается.

На рис 2.5.2 приведены зависимости времени задержки зажигания СТТ от начальной температуры частицы при разных глубинах внедрения последней в приповерхностный слой вещества.

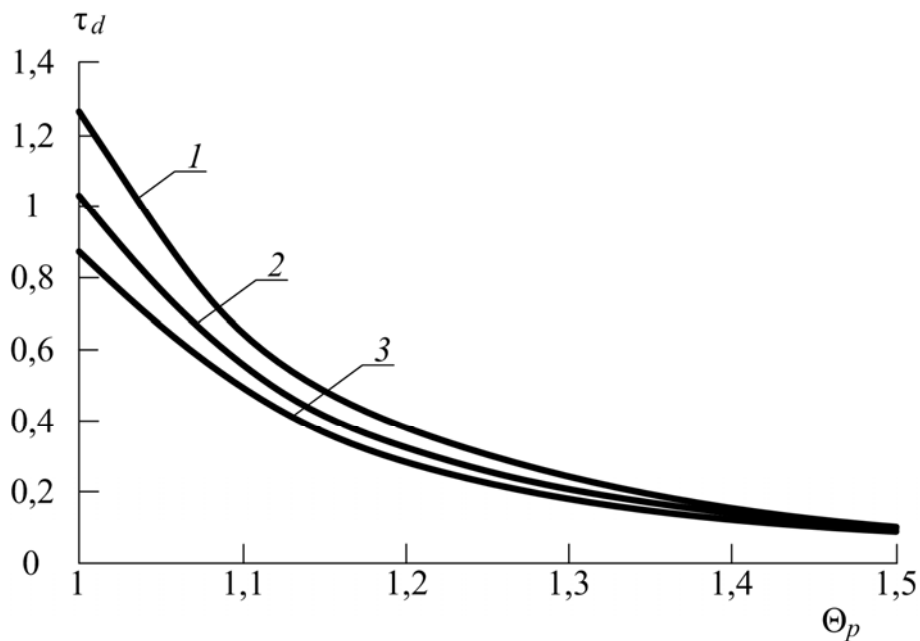


Рисунок 2.5.2. Зависимость времени задержки зажигания от начальной температуры стальной частицы: 1 – рис. 2.5.1в ($\chi=Y_p$), 2 – рис. 2.5.1б ($\chi=0,5Y_p$), 3 – рис. 2.5.1а ($\chi=0$)

Видно, что увеличение глубины внедрения одиночной частицы в слой КВ приводит к росту времени задержки зажигания при прочих равных условиях. Кроме того, можно отметить, что установленные закономерности проявляются более масштабно при уменьшении температуры источника нагрева. При достаточно высоких начальных температурах ($\Theta_p > 1,3$) частиц величина χ оказывает слабое влияние на условия и характеристики зажигания.

Зависимости времени задержки зажигания от начальной температуры локального источника нагрева при его частичном внедрении ($\chi=0,5Y_p$) в приповерхностный слой КВ (три разные модели теплопередачи) представлены на рис. 2.5.3.

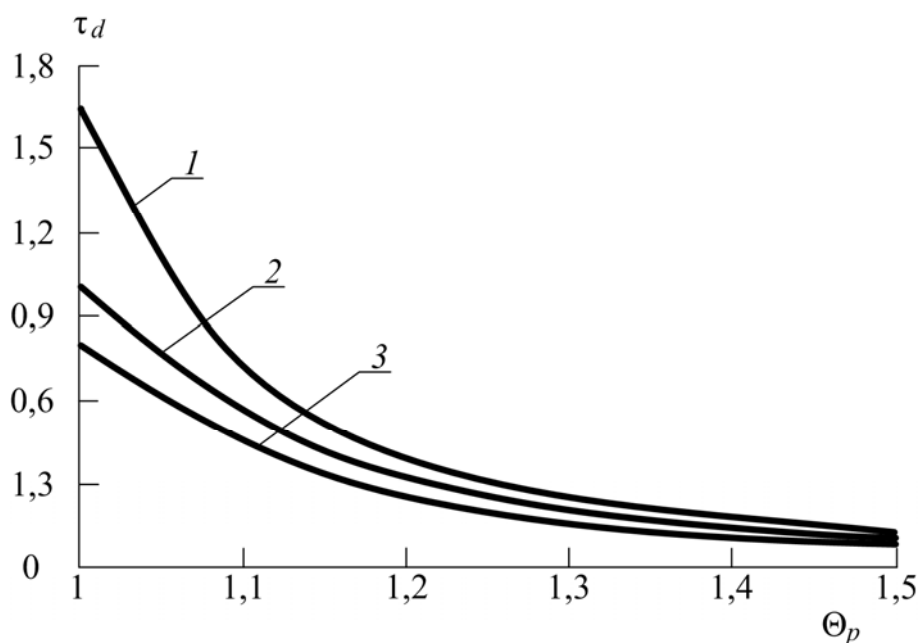


Рисунок 2.5.3. Зависимость времени задержки зажигания от начальной температуры стальной частицы при ее внедрении ($\chi=0,5Y_p$) в приповерхностный слой: 1 – металлизированное СТТ с эффективными теплофизическими характеристиками, 2 – структурно-неоднородное металлизированное СТТ, 3 – неметаллизированное СТТ

Сравнение полученных зависимостей позволяет сделать вывод о том, что усреднение по объему КВ теплофизических характеристик всех компонентов приводит к значительному росту времен задержки зажигания в области относительно низких Θ_p . Это объясняется увеличением теплопроводности приповерхностного слоя условно «гомогенизированного» вещества. Соответственно возрастает скорость отвода энергии от поверхности нагрева в глубинные слои топлива. В результате теплота через приповерхностный слой КВ проходит быстрее и температура поверхности нагрева в идентичные моменты

времени будет существенно меньше достигаемых в двух других случаях («гетерогенная» модель металлизированного КВ и «гомогенная» модель неметаллизированного КВ). Также установлено, что гетерогенная структура КВ оказывает слабое влияние на условия и характеристики зажигания при достаточно высоких начальных температурах частиц ($\Theta_p > 1,3$). Очевидно, что при очень высоких тепловых потоках в зону экзотермической реакции изменение эффективных теплофизических характеристик приповерхностного слоя при расчете по формулам оказывает слабое влияние на интенсивность разогрева поверхности КВ.

На рис. 2.5.4 приведено температурное поле в системе «стальная частица – металлизированное СТТ – газ» при частичном погружении источника зажигания и параметрах $\Theta_p = 1,2$, $\chi = 0,5H_p$. Положение характерных изотерм представлено на рис. 2.5.5.

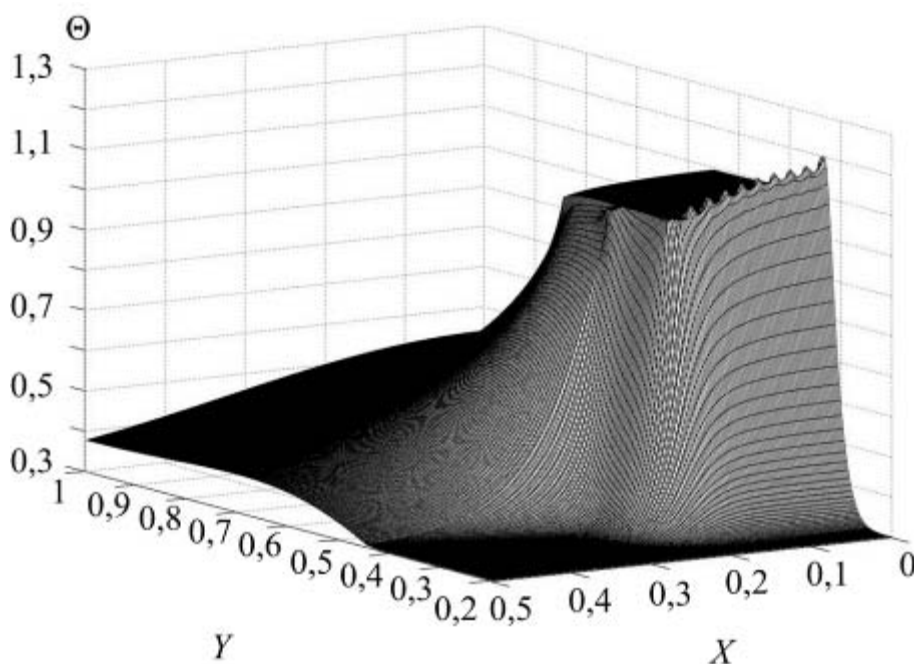


Рисунок 2.5.4. Температурное поле системы «стальная частица – металлизированное СТТ – газ» (рис. 2.5.1б) в момент зажигания ($\tau_d = 0,358$) при $\Theta_p = 1,2$, $\chi = 0,5Y_p$

Графические иллюстрации (рис. 2.5.4, 2.5.5) показывают, что зона локализации ведущей экзотермической реакции расположена в непосредственной близости от границы контакта металлизированного КВ с горячей частицей в районе оси симметрии. Также видно, что максимальные градиенты температур на нижней границе контакта источника зажигания с КВ характерны для участков (см. рис. 2.5.1), соответствующих матрице горючего и окислителя. Минимальные градиенты характерны для участков (см. рис. 2.5.1), соответствующих расположению частиц алюминия в приповерхностном слое КВ. Данный результат обусловлен тем, что хотя через частицу алюминия теплота отводится вглубь КВ значительно быстрее, чем через матрицу горючего и окислителя, в зоне полимерной матрицы теплопроводность вещества низкая и температура приповерхностного слоя СТТ растет достаточно интенсивно. При дальнейшем смещении в направлении роста X снижается температура вещества в зоне контакта с источником нагрева за счет значительного теплоотвода от боковой поверхности горячей частицы в КВ.

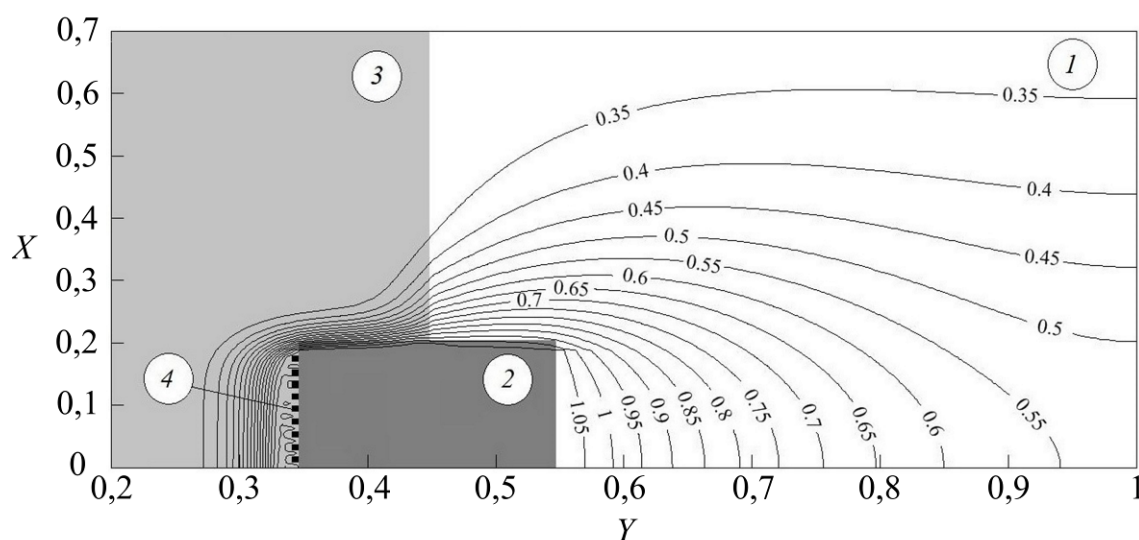


Рисунок 2.5.5. Изотермы (Θ) системы «стальная частица – металлизированное СТТ – газ» (рис. 2.5.1б) в момент зажигания ($\tau_d=0,358$) при $\Theta_p=1,2$, $\chi=0,5H_p$: 1 – газ, 2 – горячая стальная частица, 3 – полимерная матрица, 4 – частица алюминия

Полученные результаты позволяют сделать соответствующие выводы и о влиянии размеров частиц алюминия в топливе на условия и характеристики зажигания. В связи с тем, что условия воспламенения достигаются на поверхности полимерной матрицы топлива с низким коэффициентом теплопроводности, размеры частиц металла, прилегающие к нагреваемой поверхности топлива не должны оказывать существенное влияние на время задержки зажигания. Низкая теплопроводность смеси «горючее – окислитель» как в направлении Y , так и в направлении X препятствует стоку теплоты через частицы дисперсного металла вглубь топлива, снижению температуры поверхности и, соответственно, увеличению продолжительности индукционного периода. При этом очевидным является вывод о том, что при необходимости минимизации величины τ_d этого можно достичь за счет снижения теплопроводности тонкого приповерхностного слоя заряда СТТ. Так, например, можно использовать тонкую пленку другого неметаллизированного топлива, которая может закрепляться на поверхности основного заряда СТТ.

2.6 Моделирование зажигания металлизированного смесового твердого топлива источником ограниченной энергоемкости при учете зависимости теплофизических характеристик веществ от температуры

При теоретическом исследовании зажигания металлизированного смесового твердого топлива учет зависимости теплофизических свойств последнего от температуры наряду с моделированием его гетерогенной структуры позволяет повысить достоверность прогноза основной характеристики процесса – времени задержки зажигания. Хотя в условиях локального нагрева влияние анализируемого фактора не представляется существенным, тем не менее, авторами [167] установлена возможность уточнения (до 10 %) теоретически установленных значений времен задержки зажигания типичного жидкого конденсированного вещества при учете зависимости только теплопроводности топлива от температуры в системе «горячая частица – КВ – воздух». В условиях

же реализации экзотермического процесса в конденсированной фазе учет в математической модели зависимости теплофизических характеристик веществ и материалов от температуры в процессе нагрева смесового твердого топлива может оказать более существенным влияние на характеристики зажигания последнего.

Моделирование исследуемых физико-химических процессов [189] проводилось в системе «горячая частица – металлизированное СТТ – газ», условная схема которой изображена на рис. 2.5.1а. В качестве источника нагрева рассматривалась разогретая до высоких температур стальная частица в форме параллелепипеда.

Представляется целесообразным установление масштабов влияния изменения теплофизических свойств (теплопроводность, удельная теплоемкость) материалов и веществ в зависимости от температуры на времена задержки зажигания.

Задача зажигания металлизированного СТТ решена в осесимметричной постановке в декартовой системе координат, начало которой совпадает с осью симметрии горячей частицы. Комплекс процессов теплопереноса с экзотермическим реагированием в приповерхностном слое топлива описывает система нестационарных нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных, аналогичная математической модели (2.1.12) – (2.1.33) без учета свободно-конвективного теплоотвода от частицы в окружающий газ.

Численное исследование процессов зажигания выполнено при следующих значениях параметров: размеры горячей стальной частицы $x_p=2,5$ мм, $y_p=2$ мм; размеры частиц алюминия $x_m=y_m=0,1$ мм. Для определения теплофизических характеристик материалов и веществ в системе «горячая частица – металлизированное СТТ – газ» использовались аппроксимационные выражения, вычисленные по табличным [218–227] значениям в диапазоне изменения температур $300 < T < 1500$ К.

В результате проведенных численных исследований с использованием двух вышеописанных подходов к моделированию неоднородной структуры вещества установлены (рис. 2.6.1) зависимости времени задержки зажигания t_d

металлизированного смесового твердого топлива от начальной температуры локального источника энергии.

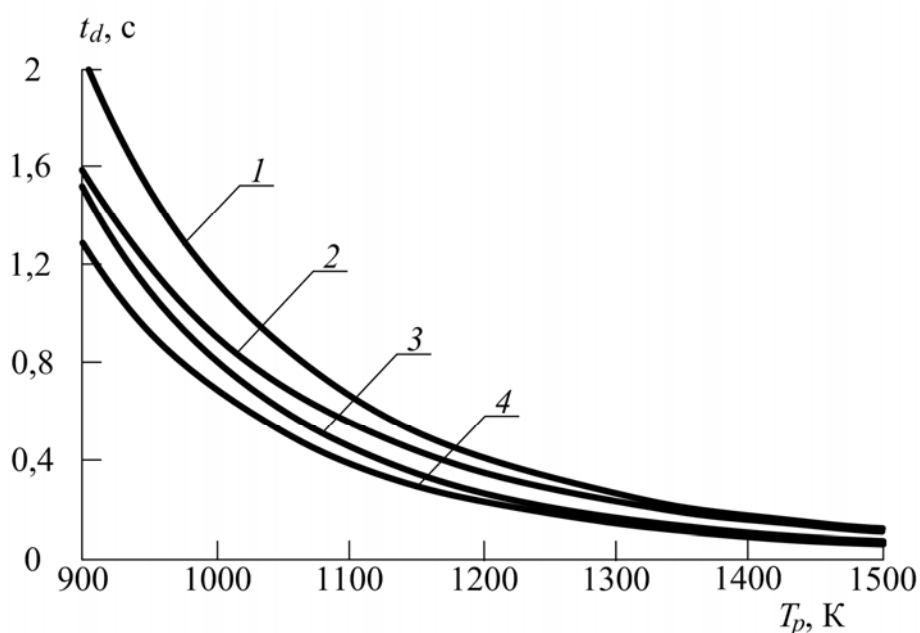


Рисунок 2.6.1. Зависимость времени задержки зажигания в системе «горячая частица – металлизированное СТТ – газ» от начальной температуры локального источника: 1 – при усреднении теплофизических характеристик СТТ ($\lambda=\text{const}$, $C=\text{const}$); 2 – при усреднении теплофизических характеристик СТТ ($\lambda=f(T)$, $C=f(T)$); 3 – при учете структурной неоднородности СТТ ($\lambda=\text{const}$, $C=\text{const}$); 4 – при учете структурной неоднородности СТТ ($\lambda=f(T)$, $C=f(T)$)

Выявлено, что при учете неоднородной структуры СТТ (кривые 3, 4 на рис. 2.6.1), интенсивность процесса зажигания превышает аналогичные показатели для гомогенной структуры вещества с усредненными теплофизическими характеристиками (кривые 1, 2 на рис. 2.6.1) как для варианта $\lambda=\text{const}$, $C=\text{const}$, так и для случая $\lambda=f(T)$, $C=f(T)$. Это обусловлено тем, что хотя через частицу алюминия, внедренную в приповерхностный слой СТТ (рис. 2.5.1а), теплота локального источника энергии отводится в глубинные слои топлива значительно быстрее, чем через матрицу горючего и окислителя, в зоне полимерной матрицы теплопроводность вещества низкая и температура приповерхностного слоя СТТ

В табл. 2.6.1 приведены значения времени задержки зажигания в зависимости от начальной температуры стальной частицы при учете структурной неоднородности СТТ (для варианта $\lambda=f(T)$, $C=f(T)$) в сравнении с результатами решения задачи для случая постоянных теплофизических характеристик веществ и материалов.

Таблица 2.6.1. Времена задержки зажигания в системе «горячая частица – СТТ – газ»
при $\lambda=f(T)$, $C=f(T)$

T_p , К	1500	1400	1300	1200	1100	1000	900	800
t_d^* , с	0,074	0,111	0,173	0,278	0,467	0,822	1,538	нет зажигания
t_d^{**} , с	0,066	0,098	0,151	0,241	0,401	0,699	1,295	нет зажигания
ε , %	11,4	12,1	12,7	13,4	14,1	14,9	15,8	—

t_d^* — время задержки зажигания при постоянных значениях теплофизических характеристик материалов и веществ, с;

t_d^{**} — время задержки зажигания с учетом зависимости теплофизических характеристик от температуры, с.

Отклонения значений времен задержки зажигания с учетом зависимостей теплофизических характеристик веществ и материалов от температуры по сравнению с вариантом $\lambda=\text{const}$, $C=\text{const}$ составляет 15,8 % при $T_p=900$ К и 11,4 % при $T_p=1500$ К. Определенные значения ε объясняются изменением теплофизических характеристик в достаточно широком диапазоне варьирования температур в системе «смесевое твердое топливо – источник ограниченного теплосодержания – воздух» в течение индукционного периода.

2.7 Характеристики зажигания металлизированного смесевого твердого топлива при взаимодействии с нагретыми до высоких температур металлическими и неметаллическими частицами

В условиях локального нагрева смесевого твердого топлива источником ограниченной энергоемкости интенсивность физико-химических процессов, протекающих в течение индукционного периода, непосредственно зависит от значений нескольких параметров горячей частицы: начальная температура, размер, форма, теплофизические характеристики. Варьирование последних при прочих равных условиях влияет на теплосодержание локального источника и интенсивность теплопередачи в зону экзотермической реакции, причем плотность и теплоемкость характеризуют теплоаккумулирующую способность частиц, а теплопроводность – равномерность распределения температуры в остывающей частице в течение индукционного периода.

Математическое моделирование процессов [190, 191], протекающих в условиях идеального теплового контакта локального источника энергии с металлизированным смесевым твердым топливом, выполнено в системе «горячая частица – металлизированное СТТ – газ» (рис. 2.5.1а). Численное исследование физико-химических закономерностей и характеристик зажигания проведено для состава (перхлорат аммония + 14 % бутилкаучук + 5 % порошок металла + 6 % пластификатор) СТТ с известными теплофизическими и термохимическими характеристиками. Так как процесс кондуктивного теплопереноса в условиях

локального подвода энергии характеризуется пространственно-временной неизотермичностью [216], то неоднородность структуры топлива, обусловленная мелкодисперсными частицами металла (бор, алюминий, литий, магний) в матрице, может влиять на характеристики зажигания из-за существенного отличия их теплофизических характеристик. Поэтому при постановке задачи в СТТ выделены участки, соответствующие частицам металла, и полимерной матрице (смесь бутилкаучука и перхлората аммония). Гетерогенность структуры топлива за счет перхлората аммония не учитывалась вследствие близких значений теплофизических характеристик полимерного горючего и окислителя. В качестве локальных источников ограниченной энергоемкости рассмотрены одиночные нагретые до высоких температур ($T_p=700\text{--}1500$ К) стальные, керамические, алюминиевые частицы и углеродистые частицы (твердые продукты сгорания СТТ) в форме параллелепипеда малых размеров.

Задача зажигания смесового твердого топлива локальным источником нагрева решена в декартовой системе координат (рис. 2.5.1а). Взаимосвязанные физико-химические процессы теплопроводности в горячей частице (источнике энергии), топливе и газе, экзотермического реагирования в прогретой области приповерхностного слоя СТТ описаны системой дифференциальных уравнений в частных производных с соответствующими начальными и граничными условиями, аналогичной математической модели (2.1.12) – (2.1.33) без учета свободно-конвективного теплоотвода от частицы в окружающий газ.

Численное исследование выполнено при следующих исходных данных: размеры горячих частиц $x_p=4$ мм, $y_p=2$ мм, частиц металла в топливе $x_m=y_m=0,08$ мм; размеры области решения $x_l=y_h=10$ мм.

На рис. 2.7.1 представлены зависимости времени задержки зажигания (t_d) металлизированного (алюминий) смесового твердого топлива от начальной температуры (T_p) нагретых металлических (сталь, алюминий) и неметаллических (керамика, углерод) частиц – источников энергии при $T_p=700\text{--}1500$ К. Минимальные температуры ($T_p^{\min}$) источников (сталь 870 К, керамика 900 К, алюминий 940 К, углерод 1040 К), соответствующие крайним левым точкам

кривых (рис. 2.7.1), можно считать пороговыми. При температурах $T_p < T_p^{\min}$ как металлических, так и неметаллических частиц в рассматриваемой системе (рис. 2.5.1a) теплота локального источника расходуется на прогрев приповерхностного слоя металлизированного СТТ и газовой среды в окрестности частицы. Из-за невысокой интенсивности теплового потока (в случае низкой начальной температуры источника) на границе «частица – топливо» происходит сток теплоты вглубь последнего (рис. 2.7.2a) без инициирования экзотермического процесса.

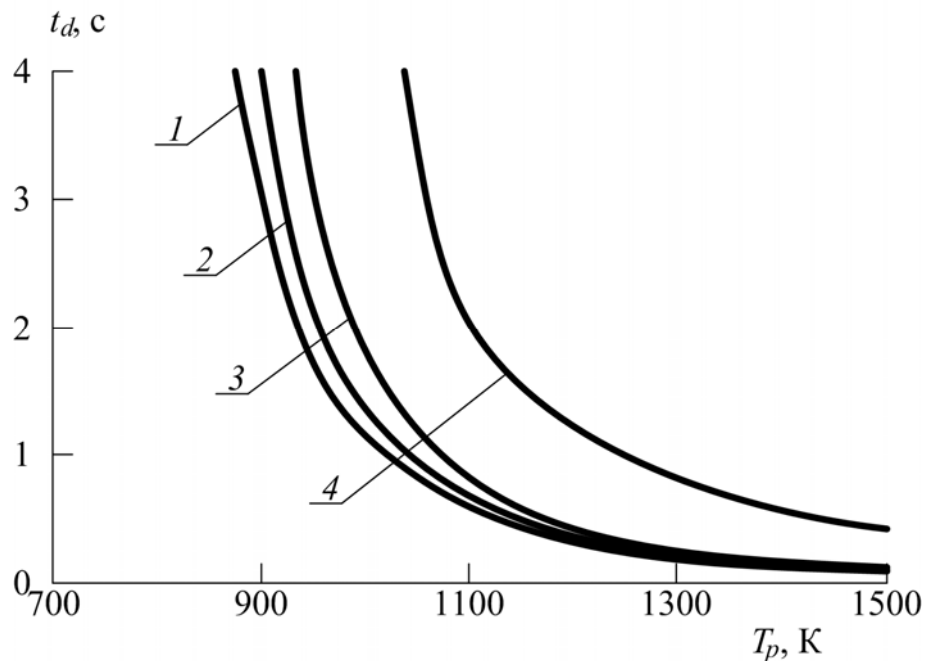


Рисунок 2.7.1. Зависимости времен задержки зажигания металлизированного (алюминий) СТТ от начальной температуры локальных источников энергии из различных материалов: 1 – сталь, 2 – керамика, 3 – алюминий, 4 – углерод

Установленные зависимости $t_d = f(T_p)$ (рис. 2.7.1) иллюстрируют влияние материала источника энергии не только на его минимальную начальную температуру, необходимую для зажигания СТТ, но и на основную характеристику процесса – t_d . Теплофизические характеристики и температура материала источника зажигания совместно с его размерами определяют теплосодержание горячих частиц [90]:

$$Q_p = \rho_2 C_2 V_p (T_p - T_0), \quad (2.7.1)$$

где V_p – объем частицы, м^3 ($V_p = x_p y_p z_p$, в случае двумерной постановки условно принято $z_p = x_p$).

При идентичных условиях теплообмена и размерах нагретых частиц этот параметр характеризуется плотностью и теплоемкостью материала локальных источников энергии. Согласно значениям теплофизических характеристик, приведенным в табл. 2.1.1, при нагревании теплосодержание рассматриваемых материалов располагается в следующей последовательности в порядке убывания: сталь, керамика, алюминий, углерод. Теплосодержание металлических (сталь, алюминий) и керамических частиц имеет относительно близкие значения, для углеродистых частиц этот параметр на 25–50 % меньше. Можно сделать вывод для рассмотренных традиционных материалов, что чем выше теплосодержание локального источника в начальный момент времени, тем меньше длительность индукционного периода. С уменьшением начальной температуры ($T_p < 1200 \text{ К}$) влияния этого фактора на время задержки зажигания увеличивается. Значительное (не менее 50 %) отклонение кривой $t_d = f(T_p)$ для углеродистой частицы (рис. 2.7.1) относительно других зависимостей объясняется существенно неоднородным распределением температуры в источнике нагрева (рис. 2.7.2б) в направлении оси y из-за низкой теплопроводности материала (табл. 2.1.1). В окрестности границы контакта локального источника с поверхностью металлизированного СТТ происходит снижение температуры нагретой частицы на десятки и даже сотни градусов за счет интенсивного теплоотвода посредством частиц алюминия (рис. 2.5.1а) в приповерхностный слой топлива. Столь существенное изменение температуры частицы в окрестности границы контакта с поверхностью топлива относительно начального значения ведет к уменьшению интенсивности теплопередачи и, соответственно, увеличению длительности индукционного периода.

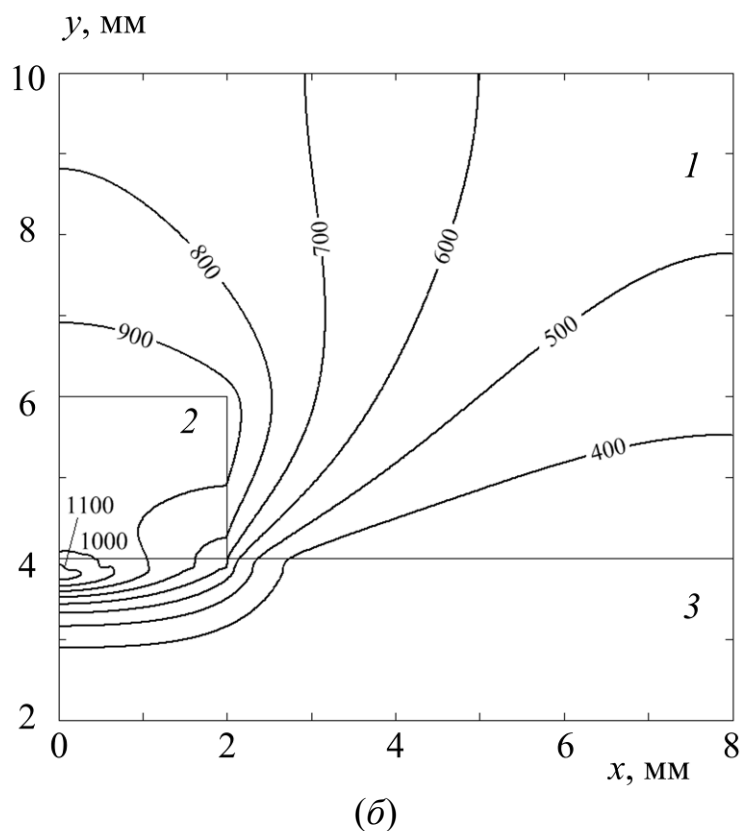
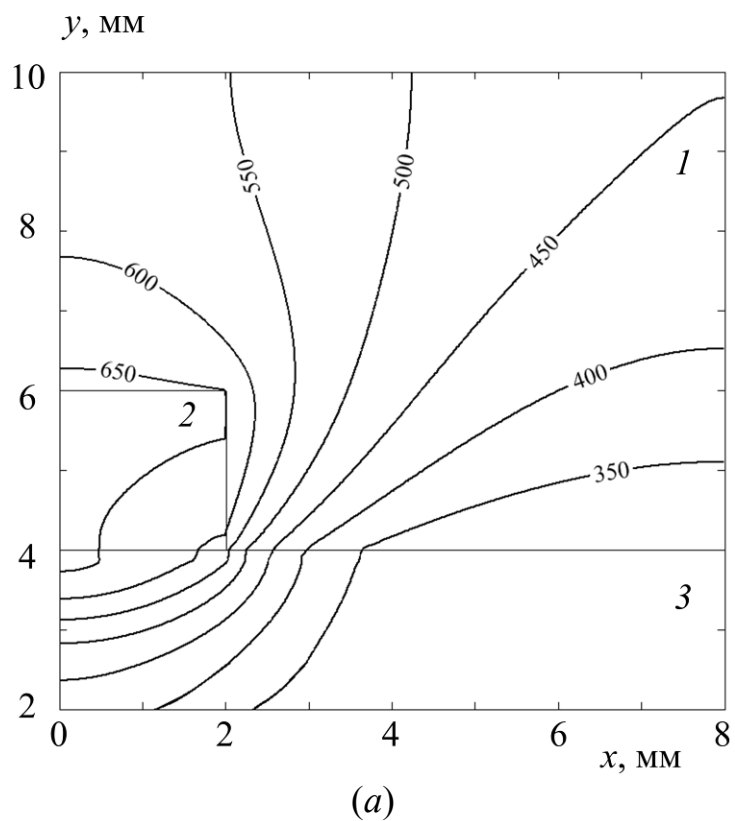


Рисунок 2.7.2. Изотермы (T , К) при (а) отсутствии зажигания ($t=5$ с, $T_p=900$ К) и (б) при инициировании горения ($t_d=2,01$ с, $T_p=1100$ К) топлива: 1 – инертный газ, 2 – локальный источник энергии (углеродистая частица), 3 – металлизированное (алюминий) СТТ

На рис. 2.7.3 приведены зависимости времени задержки зажигания (t_d) металлизированного (литий, магний, алюминий, бор) и безметалльного составов топлив от начальной температуры горячей стальной частицы. Ранее установлено [185–189], что мелкодисперсные частицы металла в приповерхностном слое топлива увеличивают эффективную теплопроводность. Интенсивность теплоотвода от локального источника энергии в глубинные слои СТТ через частицу металла (рис. 2.5.1а) значительно выше, чем через полимерную матрицу. В этой зоне теплопроводность вещества низкая (табл. 2.1.1) и температура приповерхностного слоя СТТ растет гораздо быстрее по сравнению с металлизированным составом. Вследствие более интенсивного развития экзотермического процесса в прогретой области приповерхностного слоя топлива времена задержки зажигания меньше аналогичных показателей для металлизированного СТТ на 15–65 %. Влияние этого фактора на t_d более выражено в области относительно невысоких начальных температур локального источника. При $T_p > 1200$ К разница между временами задержки зажигания для металлизированных и безметалльного составов не превышает нескольких процентов (рис. 2.7.3).

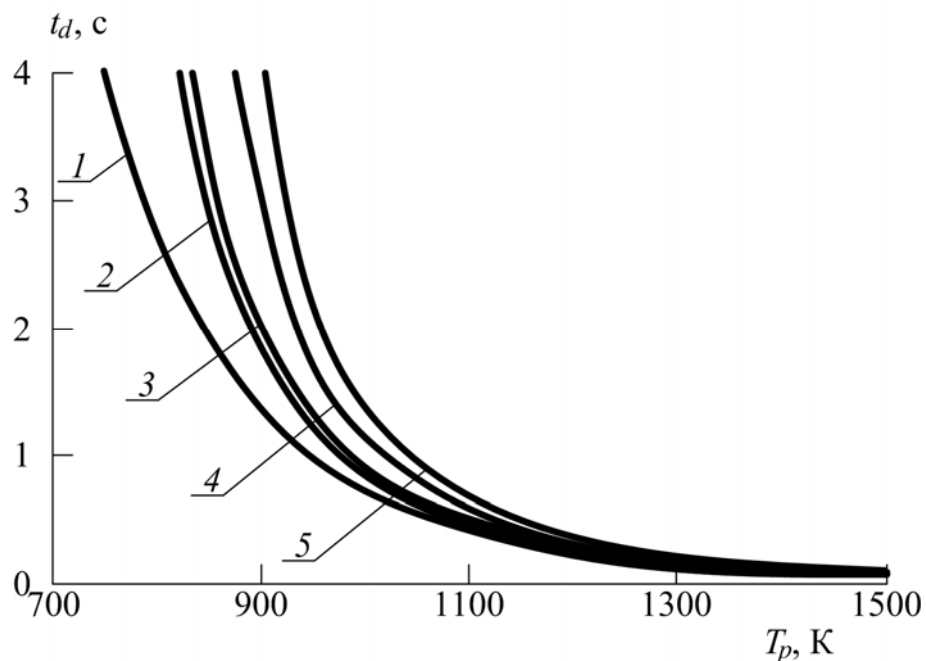


Рисунок 2.7.3. Зависимости времен задержки зажигания СТТ (1 – без частиц металла; с частицами: 2 – лития, 3 – магния, 4 – алюминия, 5 – бора) от начальной температуры локального источника энергии (стальная частица)

Различие t_d при идентичных условиях нагрева для металлизированных составов (рис. 2.7.3) можно объяснить следующим. Согласно выражению (2.7.1) теплосодержание материалов металлических частиц наиболее характерных для смесового топлива располагается в последовательности в порядке возрастания: литий, магний, алюминий, бор, что соответствует соотношению времен задержки зажигания различных составов металлизированного СТТ (рис. 2.7.3).

Влияние роста эффективной теплопроводности металлизированного СТТ ведет к увеличению (на 25–40 %) глубины прогрева y_w приповерхностного слоя в момент зажигания (рис. 2.7.4) по сравнению с безметальным составом.

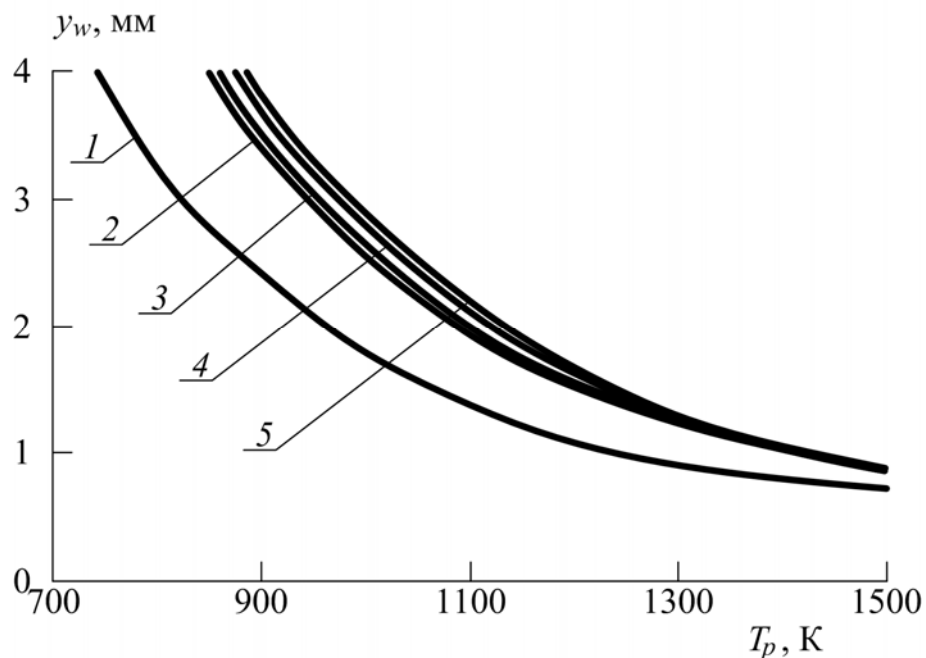


Рисунок 2.7.4. Зависимости глубины прогрева приповерхностного слоя в момент зажигания СТТ (1 – без частиц металла; с частицами: 2 – лития, 3 – магния, 4 – алюминия, 5 – бора) от начальной температуры локального источника энергии (стальная частица)

Установленные минимальные значения ($y_w > 0,9$ мм при $T_p = 1500$ К) превышают даже максимальную глубину прогретого слоя типичного перхлоратного топлива ($y_w \approx 0,1$ мм) в условиях его стационарного горения при атмосферном давлении, вычисленную согласно выражению [232]: $y_w = a_3 / u_3$, где a_3

– коэффициент температуропроводности, $a_3 \approx 0,2 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; u_3 – скорость горения, $u_3 \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}$ (для давления 0,1 МПа) [22]. Таким образом, установленные условия зажигания металлизированного СТТ при локальном нагреве источником ограниченной энергоемкости соответствуют условиям устойчивого инициирования горения. Варьирование материала частиц оказывает менее существенное (не более 15 %) влияние на зависимости $y_w = f(T_p)$ при $T_p = 850\text{--}1500 \text{ К}$ в отличие от времен задержки зажигания.

На основании результатов проведенных численных исследований можно сделать вывод, что в условиях интенсивного нагрева (при $T_p > 1100 \text{ К}$) смесового твердого топлива влияние теплофизических свойств локального источника энергии и мелкодисперсных частиц металла в приповерхностном слое конденсированного вещества на характеристики его зажигания несущественно. Поэтому требование уменьшения времен задержки зажигания не является определяющим критерием для выбора материала источника ограниченной энергоемкости и металлического горючего компонента топлива. При менее интенсивном ($T_p < 1100 \text{ К}$) нагреве металлизированного СТТ уменьшение длительности индукционного периода возможно в результате использования в качестве источников зажигания частиц из материалов с большой теплоаккумулирующей способностью (металлы и сплавы). Изготовление многослойной структуры СТТ (безметалльный приповерхностный слой глубиной до 3 мм и металлизированные глубинные слои) также позволит уменьшить времена задержки зажигания и минимальные начальные температуры локального источника, необходимые для инициирования процесса горения, за счет уменьшения стока теплоты в топливо посредством контактирующих с источником мелкодисперсных частиц металла (рис. 2.5.1а). В свою очередь, их наличие в глубинных слоях СТТ способствует более интенсивному прогреву. Для рассматриваемой многослойной структуры СТТ теплофизические свойства материала металлического компонента несущественно влияют на характеристики зажигания.

2.8 Влияние неидеального теплового контакта на условия и характеристики зажигания металлизированного смесового твердого топлива локальным источником нагрева

Газовый зазор между горячей частицей и металлизированным смесовым твердым топливом может быть следствием структурной неоднородности последнего (шероховатость поверхности из-за выступающих мелкодисперсных частиц алюминия). Но поверхность топлива может быть шероховатой не только из-за частиц металла. Сопоставимые по величине масштабы (или характерные размеры элементов) шероховатости могут быть и вследствие присутствия в СТТ гранул окислителя (например, перхлората аммония). В этом случае теплопроводность элементов шероховатости может быть существенно ниже по сравнению с металлическими фрагментами и влияние анализируемого фактора имеет больший масштаб. В данном разделе рассмотрен наиболее типичный (на взгляд автора) вариант, когда шероховатость поверхности топлива обусловлена выступающими частицами металла. В этом случае увеличение времени задержки зажигания из-за неидеального контакта источника теплоты и СТТ будет минимальным из возможных. Соответственно, выполненные ниже оценки являются нижними предельными оценками t_d для рассматриваемых условий формирования воздушного зазора между частицей и конденсированным веществом.

Численное исследование зажигания [192, 199, 200] выполнено в системе «горячая частица – металлизированное СТТ – газ» (рис. 2.8.1) в рамках модели, учитывающей неидеальный контакт источника нагрева с топливом. В качестве твердого горючего вещества рассматривалось смесовое топливо, содержащее алюминий, в качестве источника зажигания – частица стали. Математическая модель процесса зажигания металлизированного СТТ аналогична системе уравнений (2.1.12) – (2.1.33) при учете газового зазора между источником нагрева

и смесевым топливом, а также кондуктивно-лучистого теплообмена на границе горячей частицы с внешней средой.

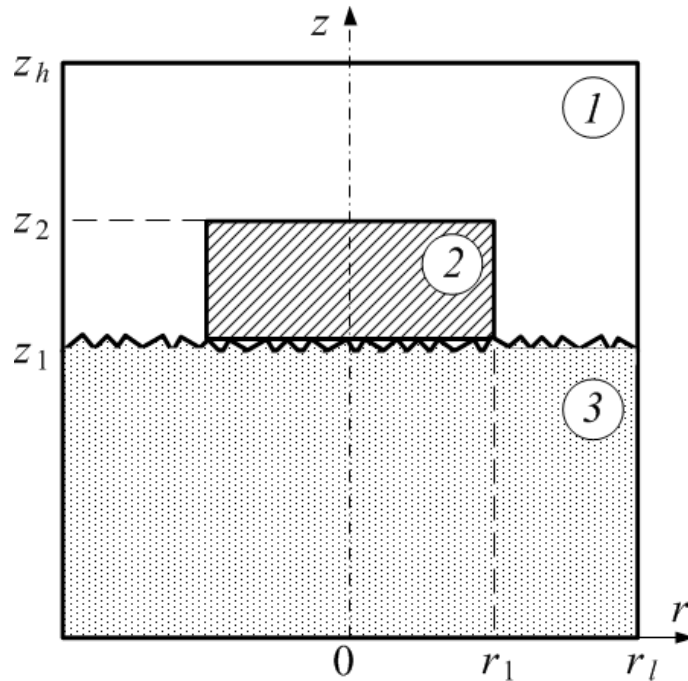


Рисунок 2.8.1. Схема области решения задачи: 1 – инертный газ; 2 – горячая частица, 3 – металлизированное смесевое топливо

В результате исследования установлены (рис. 2.8.2) зависимости времени задержки зажигания (t_d) смесевое топлива от безразмерного параметра (ϕ) при начальной температуре горячей частицы $T_p=800$ К. Здесь ϕ – параметр, учитывающий степень шероховатости поверхности смесевое топлива ($0<\phi<1$). При $\phi\rightarrow 1$ условия теплового контакта на границе «частица – топливо» ($z=z_1$, $0<r<r_1$) близки к идеальным. В этом случае теплота поступает в зону экзотермической реакции только за счет теплопроводности. Уменьшение площади контакта частицы и топлива ($0<\phi<1$) вследствие естественной шероховатости его поверхности ведет к изменению условий теплообмена и значений основной характеристики процесса – времени задержки зажигания

(кривые 1–6 на рис. 2.8.3) по сравнению со случаем идеального теплового контакта (кривая 7 на рис. 2.8.3).

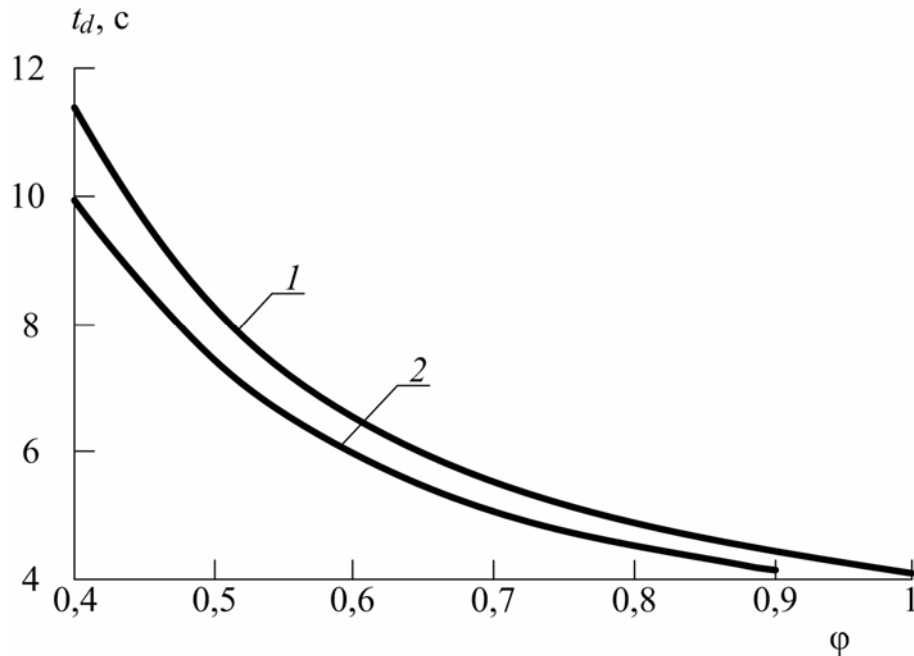


Рисунок 2.8.2. Времена задержки зажигания в зависимости от безразмерного параметра, характеризующего степень шероховатости поверхности топлива, при $T_p=800$ К в условиях теплопередачи в зону экзотермической реакции: 1 – теплопроводностью (в окрестностях контакта и газового зазора), 2 – теплопроводностью и излучением (в окрестностях контакта и газового зазора соответственно)

Часть теплоты передается от источника в топливо теплопроводностью, а часть – за счет излучения (в областях газового зазора толщиной в единицы или десятки микрон). Видно (рис. 2.8.2), что лучистый теплообмен на поверхности источника влияет на интенсивность процесса теплопередачи в зону экзотермической реакции. Времена задержки зажигания (t_d^{**}) имеют меньшие значения (при $\phi=\text{const}$ и $T_p=\text{const}$) по сравнению с аналогичной величиной (t_d^*), установленной при кондуктивном теплообмене на границе «частица – топливо». Более интенсивный радиационно-кондуктивный теплообмен ведет к снижению

длительности индукционного периода ($t_d^{**} < t_d^*$). Установленная особенность, характеризуемая величиной ε ($\varepsilon = (t_d^* - t_d^{**})/t_d^* \cdot 100\%$), явно выражена ($\varepsilon = 5\text{--}25\%$) при параметрах φ и T_p близких к предельным условиям зажигания смесового топлива (рис. 2.8.3). Например, $\varepsilon = 15,4\%$ при $\varphi = 0,1$ и $T_p = 1200\text{ К}$, $\varepsilon = 19,2\%$ при $\varphi = 0,25$ и $T_p = 960\text{ К}$, $\varepsilon = 22,5\%$ при $\varphi = 0,3$ и $T_p = 860\text{ К}$, $\varepsilon = 24,8\%$ при $\varphi = 0,35$ и $T_p = 800\text{ К}$. В области относительно высоких начальных температур источника $T_p = 1300\text{--}1500\text{ К}$ при $\varphi > 0,2$ отклонения времен задержки зажигания ε не превышают 2% .

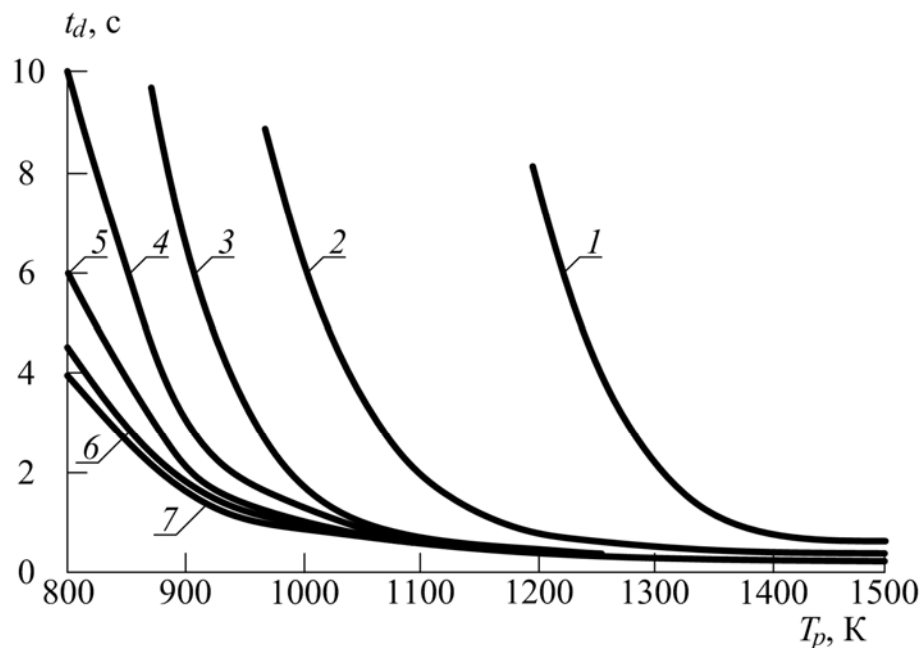


Рисунок 2.8.3. Времена задержки зажигания в условиях шероховатости поверхности топлива в зависимости от начальной температуры источника энергии: 1 — $\varphi = 0,1$; 2 — $\varphi = 0,2$; 3 — $\varphi = 0,3$; 4 — $\varphi = 0,4$; 5 — $\varphi = 0,6$; 6 — $\varphi = 0,8$; 7 — $\varphi = 1$

На рис. 2.8.4 видно, что в диапазоне варьирования температуры горячей частицы $T_p = 800\text{--}1200\text{ К}$ зависимость $\varepsilon = f(T_p)$ существенно нелинейна. С ростом температуры источника от 1300 К до 1500 К отклонения времен задержки зажигания незначительны (при $\varphi = \text{const}$). Так, например, для параметра $\varphi = 0,5$ отклонения $\varepsilon = 10,1\%$ при $T_p = 800\text{ К}$, $\varepsilon = 2,8\%$ при $T_p = 1100\text{ К}$. При дальнейшем увеличении T_p до 1500 К отклонение ε не превышает 1% .

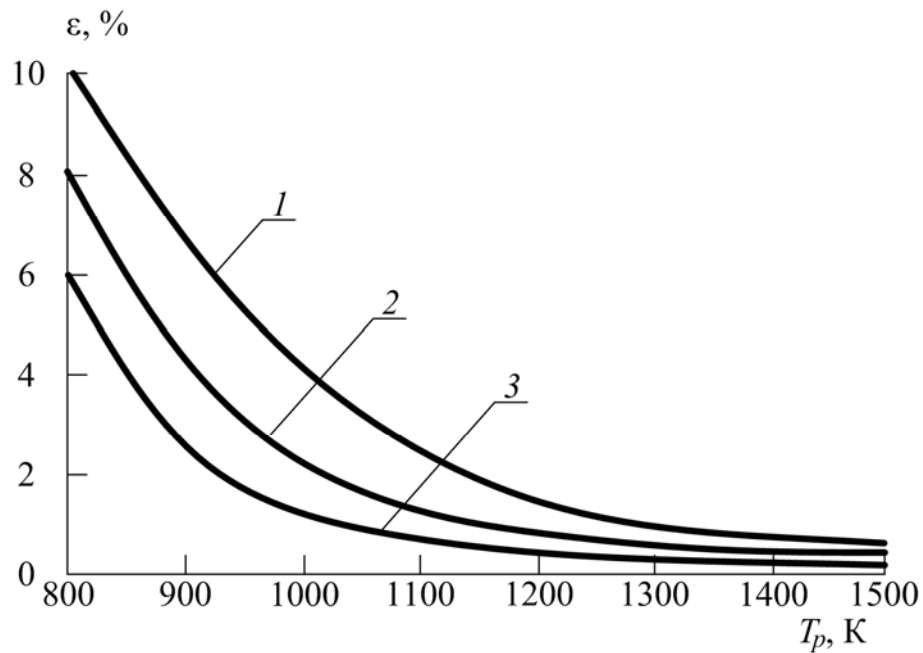


Рисунок 2.8.4. Отклонения времен задержки зажигания в условиях шероховатости поверхности топлива в зависимости от начальной температуры источника энергии: 1 – $\phi=0,5$; 2 – $\phi=0,7$; 3 – $\phi=0,9$

Полученный результат (рис. 2.8.4) хорошо соответствует аналогичной зависимости [167, 168], установленной для жидкого конденсированного вещества (например, дизельного топлива) при газофазном зажигании одиночной горячей частицей. С увеличением температуры источника нагрева роль лучистого теплообмена в общем процессе теплопереноса в системе (рис. 2.8.1) должна возрастать. Однако в результате численных исследований установлено аналогично [167, 168] неочевидное уменьшение отклонения ε при $\phi=\text{const}$ (рис. 2.8.4). Это можно объяснить следующим. При повышении T_p возрастает количество энергии, аккумулируемой приповерхностным слоем смесового топлива в единицу времени. Наряду со снижением роли теплоотвода из зоны экзотермической реакции вследствие стока теплоты вглубь вещества (рис. 2.8.5) это ведет к уменьшению длительности индукционного периода.

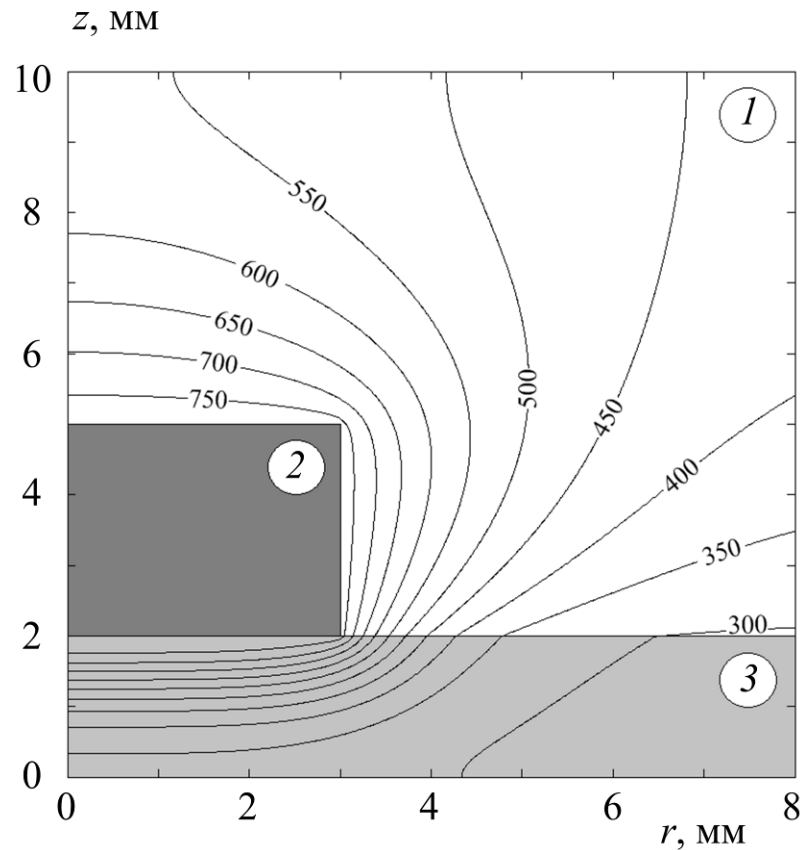


Рисунок 2.8.5. Изотермы (T , К) в момент зажигания $t_d=2,473$ с при $T_p=900$ К для параметра $\phi=0,5$: 1 – инертный газ, 2 – горячая частица, 3 – смесевое твердое топливо

Влияние лучистого теплообмена на интегральные характеристики процесса становится менее значимым по сравнению с диапазоном относительно невысоких температур в силу меньшей длительности протекания отдельных стадий зажигания и всего процесса в целом ($t_d=0,1-0,5$ с при $T_p=1300-1500$ К по сравнению с $t_d=0,6-12$ с при $T_p=800-1200$ К). Этим и объясняется неочевидное уменьшение отклонения ϵ с ростом начальной температуры источника нагрева.

2.9 Моделирование зажигания металлизированного смесового твердого топлива горячей частицей в условиях свободно-конвективного теплоотвода в окружающую среду

Характеристики твердофазного зажигания металлизированного смесового твердого топлива могут зависеть не только от параметров локального источника энергии или условий теплопередачи в зону экзотермического реагирования, но и внешних условий, в частности, возможного свободно-конвективного теплоотвода от горячей частицы в окружающую среду. При ограниченном запасе аккумулированной энергии локального источника в начальный момент времени его охлаждение за счет процессов свободной конвекции может достаточно существенно влиять на предельные условия и характеристики зажигания топлива.

Математическое моделирование [193, 194, 201] физико-химических процессов проводилось на примере системы «стальная частица – металлизированное СТТ – газ», условная схема которой приведена на рис. 2.1.1. В качестве типичного локального источника энергии рассматривалась разогретая до высоких температур стальная частица в форме диска.

Задача зажигания металлизированного топлива решена в цилиндрической системе координат в осесимметричной постановке (рис. 2.1.1). Процессы экзотермического реагирования в приповерхностном слое СТТ, теплопереноса в горячей частице, топливе и газе описывает система нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных (2.1.35) – (2.1.55).

Для вычисления эффективных теплофизических характеристик металлизированного СТТ в случае замены неоднородной структуры однородной средой использовались формулы (2.1.1), (2.1.2), (2.1.5).

Численные исследования выполнены при следующих параметрах: размеры горячей стальной частицы $R_p=Z_p=0,2$; размеры частиц алюминия $R_m=Z_m=0,01$; размеры области решения $R_l=Z_h=1$.

Для перехода к безразмерным переменным использовались следующие размерные характеристики: масштаб координаты $r_m=10$ мм; масштаб времени $t_m=1$ с; масштаб температуры $T_m=1100$ К.

В результате выполненных численных исследований установлены зависимости времен задержки зажигания (τ_d) металлизированного смесового топлива от начальной температуры источника ограниченного теплосодержания при $0,875 \leq \Theta_p \leq 1,75$ (рис. 2.9.1). Нижняя граница диапазона изменения Θ_p соответствует минимальной начальной температуре горячей стальной частицы (размерами $R_p=Z_p=0,2$), при которой в рассматриваемой системе (рис. 2.1.1) происходит воспламенение.

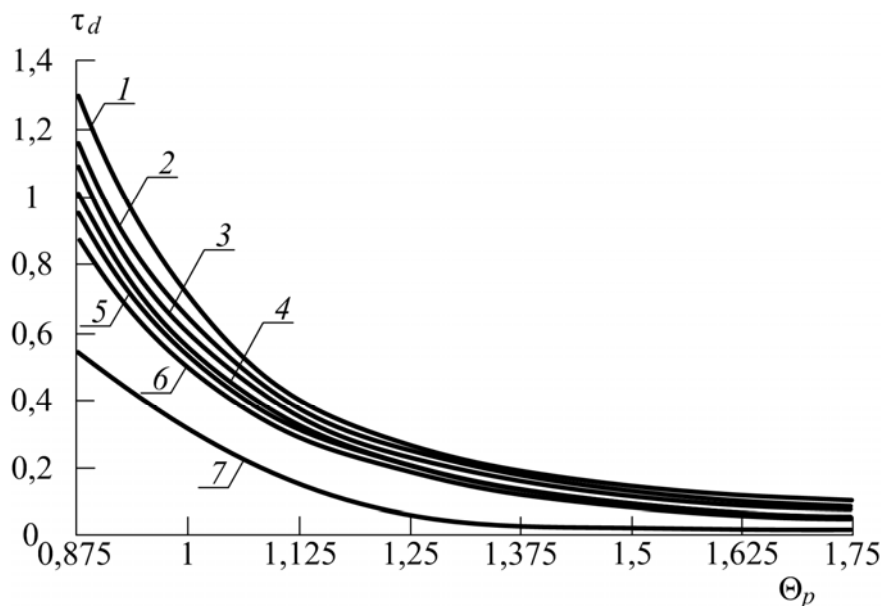


Рисунок 2.9.1. Времена задержки зажигания в зависимости от начальной температуры источника энергии: 1 – конвективный теплоотвод (при усреднении теплофизических характеристик топлива); 2 – конвективный теплоотвод (при учете структурной неоднородности топлива, $Z_p=0,5R_p$); 3 – конвективный теплоотвод (при учете структурной неоднородности топлива, $Z_p=R_p$); 4 – конвективный теплоотвод (при учете структурной неоднородности топлива, $Z_p=1,5R_p$); 5 – экспериментальная кривая [132]; 6 – кондуктивный теплоотвод (при учете структурной неоднородности топлива); 7 – нагрев СТТ массивной горячей пластиной (при учете структурной неоднородности топлива)

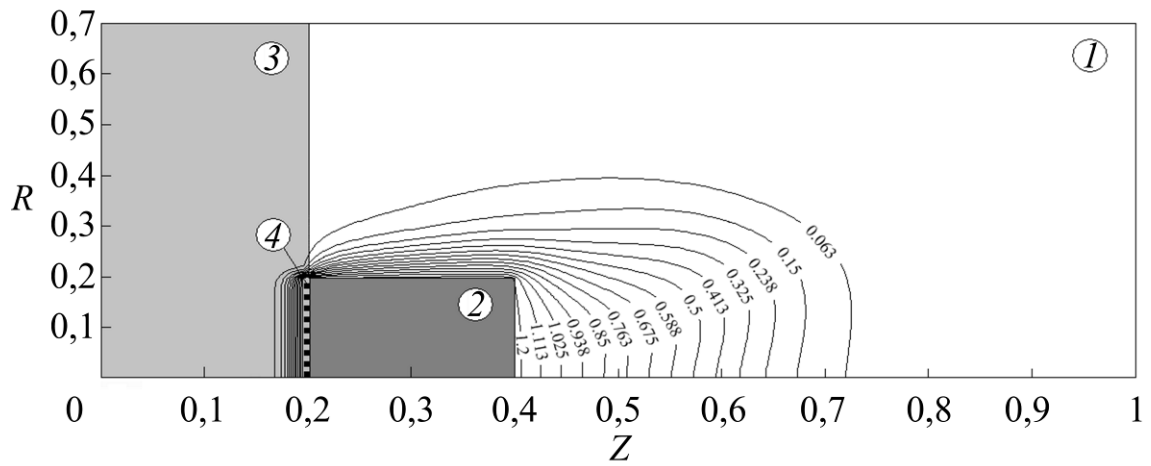
Наибольшие значения τ_d характерны для модели конвективного теплоотвода при замене неоднородной структуры СТТ однородной средой с эффективными теплофизическими характеристиками (кривая 1 на рис. 2.9.1). Также для модели конвективного теплоотвода установлено (кривая 3 на рис. 2.9.1), что при учете неоднородной структуры металлизированного топлива времени задержки зажигания меньше аналогичных показателей для гомогенной структуры вещества с усредненными теплофизическими характеристиками (кривая 1 на рис. 2.9.1). Это обусловлено тем, что хотя через частицу алюминия (рис. 2.1.1) интенсивность теплоотвода вглубь топлива значительно выше, чем через матрицу горючего и окислителя, в зоне полимерной матрицы теплопроводность вещества очень низкая и температура приповерхностного слоя СТТ растет гораздо быстрее по сравнению с моделью конвективного теплоотвода для гомогенного вещества с эффективными теплофизическими характеристиками. Полученные результаты численных исследований (кривые 1 и 3 на рис. 2.9.1) качественно хорошо соответствуют результатам экспериментов (кривая 5 на рис. 2.9.1). При изменении начальной температуры горячей частицы в диапазоне $0,875 \leq \Theta_p \leq 1,75$ минимальное отклонение значений τ_d , вычисленных в рамках модели с эффективными теплофизическими характеристиками, относительно экспериментальных данных составляет 19,5 %. Аналогичное максимальное отклонение для модели, учитывающей неоднородную структуру металлизированного СТТ, составляет 12,9 %.

Также установлено, что при увеличении характерного размера локального источника энергии вдоль оси Z ($Z_p = 0,5R_p$ – кривая 2, $Z_p = R_p$ – кривая 3, $Z_p = 1,5R_p$ – кривая 4 на рис. 2.9.1) снижается (на 12 %) длительность индукционного периода. Полученную зависимость τ_d от размера частицы можно объяснить тем, что при его увеличении возрастает теплосодержание источника зажигания. Как следствие, горячая частица остывает медленнее.

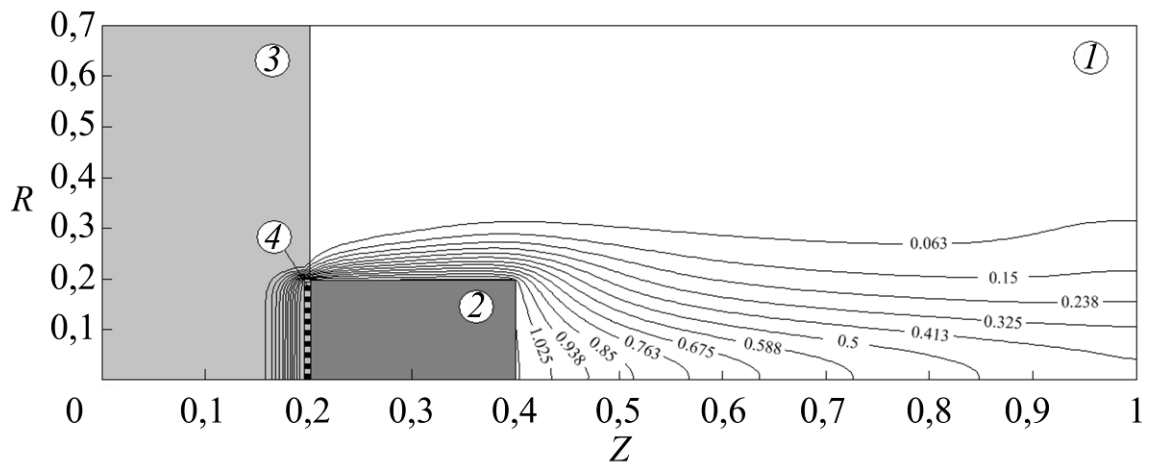
Учет влияния конвективных воздушных потоков во внешней среде проявляется в интенсификации процессов теплопереноса в рассматриваемой системе (рис. 2.1.1). Это приводит к росту скорости теплоотвода с поверхности источника зажигания. Как следствие, уменьшается количество теплоты, передаваемой от горячей стальной частицы в зону максимальных температур СТТ на оси симметрии ($R=0$), где выполняются условия зажигания. Последнее приводит к увеличению длительности стадии прогрева топлива (кривые 3, 6 на рис. 2.9.1) в общем комплексе процессов теплопереноса в малой окрестности источника нагрева.

Влияние свободно-конвективного теплоотвода во внешнюю среду на величину τ_d снижается с ростом теплосодержания локального источника энергии. Например, при увеличении Θ_p возрастает количество энергии, передаваемой горячей частицей топливу. В таких условиях изменение скоростей движения воздуха не оказывает значительного влияния на изменение плотности теплового потока в зону экзотермической реакции. Например, разность значений времен задержки зажигания для моделей конвективного и кондуктивного теплоотвода (кривая 3, 6 на рис. 2.9.1 соответственно) при $1,25 \leq \Theta_p \leq 1,75$ не превышает 14 % при прочих равных условиях.

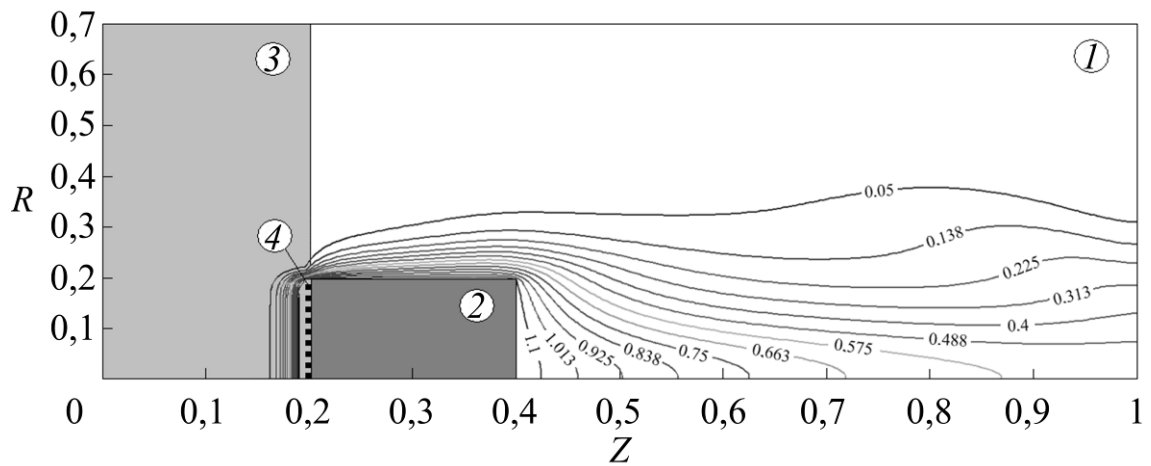
На рис. 2.9.2 и 2.9.3 показаны изотермы (Θ), изолинии функции тока (Ψ) и вихрей скорости (Ω) в момент зажигания. Установленное (рис. 2.9.2) положение изотерм (вытянуты вдоль оси Z) как в промежуточные моменты индукционного периода, так и при воспламенении СТТ определяется конвективным теплоотводом. Значительный градиент температур в малой окрестности источника нагрева при учете движения воздуха способствует интенсивному отводу энергии горячей частицы в направлении оси Z .



(a)



(б)

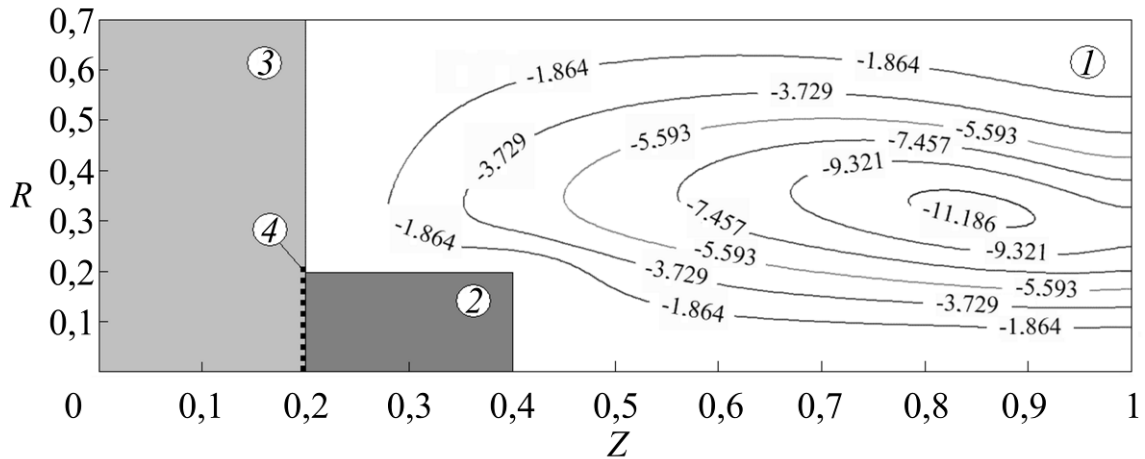


(в)

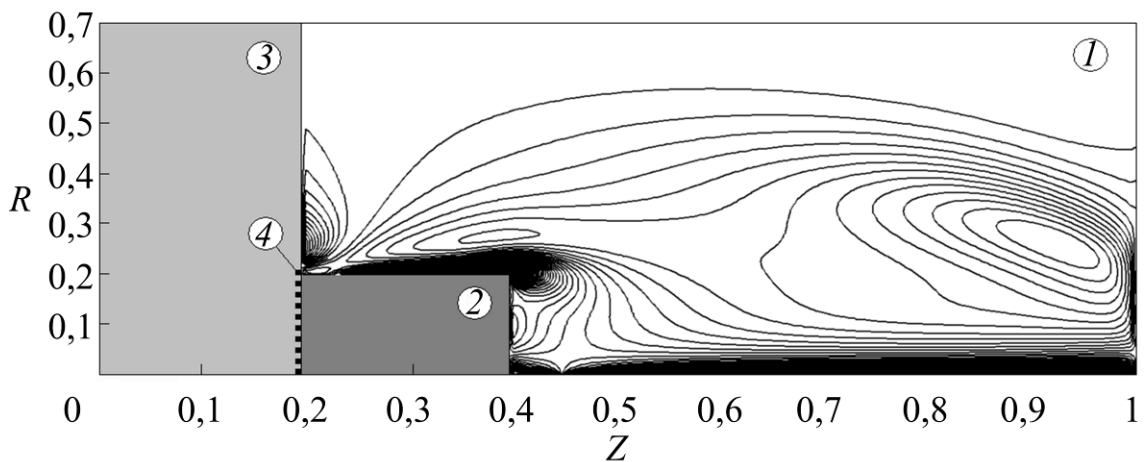
Рисунок 2.9.2. Изотермы Θ в момент времени $\tau=0,05$ (a), $\tau=0,15$ (б), $\tau_d=0,229$ (в), при $\Theta_p=1,25$: 1 – воздух, 2 – горячая стальная частица, 3 – полимерная матрица, 4 – частица алюминия

Анализ формы изолиний функции тока (рис. 2.9.3a) показывает, что движение воздушных масс создает неравномерные восходящие потоки.

Последнее, в свою очередь, приводит к циркуляции воздуха в зоне интенсивного теплоотвода. При этом видны (рис. 2.9.3б) основной контур завихрения вблизи верхней границы области решения и дополнительные контуры вблизи боковой и верхней граней частицы.



(a)



(б)

Рисунок 2.9.3. Изолинии функции тока $\Psi \cdot 10^3$ (a), изолинии вихрей скорости Ω (б) в момент зажигания ($\tau_d=0,229$) при $\Theta_p=1,25$: 1 – воздух, 2 – горячая стальная частица, 3 – полимерная матрица, 4 – частица алюминия

Такие циркуляционные течения объясняются тем, что вследствие свободно-конвективного теплоотвода от поверхности источника тепловыделения образуются воздушные потоки, движущиеся с достаточно высокой скоростью

вблизи боковых граней частицы. При достижении верхней грани источника нагрева часть воздушной массы продолжает движение в направлении, противоположном нормали к границе «топливо – воздух». Другая часть потока движется в направлении оси симметрии частицы над ее поверхностью. Аналогично движению этой части воздушных потоков происходит перемещение газов от другой боковой грани частицы. При соединении движущихся в противоположных направлениях потоков формируются вихревые структуры (рис. 2.9.3б).

Большой интерес при анализе процесса зажигания СТТ локальным источником энергии представляет оценка возможности использования упрощенных подходов. К таким, например, относится модель с граничными условиями первого рода на нагреваемой поверхности КВ [233]. Установлено, что отклонения τ_d (кривые 3 и 6 на рис. 2.9.1), вычисленные при использовании одномерной модели зажигания металлизированного СТТ массивным источником энергии и при решении двумерной задачи зажигания в условиях свободно-конвективного теплоотвода, в выбранном диапазоне изменения начальной температуры горячей частицы превышают 51 %. Такие существенные отклонения можно объяснить тем, что при прогреве СТТ по радиальной координате увеличивается расходование энергии горячей частицы на прогрев окружающего воздуха. Оставшаяся теплота источника энергии расходуется на прогрев приповерхностного слоя топлива. Важно подчеркнуть, что температура частицы при $0 < \tau < \tau_d$ постоянно уменьшается.

В случае описания исследуемого процесса с использованием схемы нагрева топлива массивной горячей пластиной температура на его поверхности поддерживается постоянной в течение всего индукционного периода. При этом существенно большее количество энергии расходуется на прогрев приповерхностного слоя. В результате интенсивность процессов теплопереноса значительно возрастает, а времена задержки зажигания топлива снижаются.

Следует отметить, что согласно положениям классической теории тепломассопереноса возможна оценка влияния конвективного теплоотвода в

воздух на характеристики исследуемого процесса путем сравнения с характеристическим интервалом величины изменения температуры частицы за время задержки зажигания, вычисленной с использованием экспериментальной зависимости $t_d = f(T_p)$ [132] по приближенной формуле:

$$\Delta T = \frac{\alpha t_d}{\rho_2 C_2 z_p} (T_p - T_0),$$

где α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·К);

z_p – высота горячей стальной частицы, м.

В табл. 2.9.1 представлены диапазоны изменения температуры локального источника энергии в течение индукционного периода.

Таблица 2.9.1. Изменение температуры локального источника энергии в течение индукционного периода

T_p , К	1000	1100	1200	1300	1400	1500	1600	1700
ΔT_1 , К	166,2	201,1	239,3	280,9	325,8	374	425,5	480,3
ΔT_2 , К	56,2	44,4	38,2	34,9	33,2	32,1	31,3	30,9
ΔT_3 , К	8,3	4,4	2,4	1,4	0,8	0,5	0,3	0,2
ΔT_1 – характеристический интервал ($\Delta T_1 = R_i T_p^2 / E$), К; ΔT_2 – изменение температуры источника зажигания, установленное в результате численного исследования, К; ΔT_3 – изменение температуры источника зажигания, вычисленное с использованием приближенных формул теории конвективной теплопередачи, К.								

Видно, что приближенные расчеты не позволяют выполнить качественную оценку влияния конвективного теплоотвода из-за специфики исследуемого процесса (непрерывное изменение температуры горячей частицы). Вычисленное изменение температуры ΔT_3 много меньше характеристического интервала ΔT_1 . В то же время изменение температуры ΔT_2 , определенное в результате численного моделирования с использованием математической модели локального нагрева

структурно-неоднородного СТТ сопоставимо с ΔT_1 , особенно при $T_p \leq 1100$ К. Анализ процесса зажигания позволил установить, что влияние конвективного теплоотвода в воздух существенно для исследуемого процесса в области относительно низких начальных температур локального источника энергии.

2.10 Совместное влияние нескольких локальных источников ограниченной энергоемкости на характеристики зажигания металлизированного смесового твердого топлива

Как правило, процесс инициирования горения высокоэнергетических материалов при различных способах подвода энергии характеризуется пространственно-временной неизотермичностью, иллюстрируемой соотношением $t_h \gg t_r$ (t_h – характерное время прогрева образца; t_r – время химического превращения). Эта особенность хорошо соответствует положениям современной макрокинетики [146, 216]. В случае локального нагрева конденсированных веществ источниками ограниченной энергоемкости нестационарность процесса выражена более существенно [132, 143, 144, 162, 167, 183] вследствие влияния сопряженного теплопереноса в системе «горячая частица – топливо – газ» на интенсивность экзотермического реагирования в конденсированной фазе в течение индукционного периода.

При кондуктивном нагреве условия зажигания конденсированных веществ несколькими нагретыми частицами могут отличаться от условий зажигания одиночной частицей или пластиной, что преимущественно связано с динамикой температурного поля в зоне экзотермического реагирования.

Математическое моделирование процессов, протекающих при взаимодействии нескольких локальных источников энергии со структурно-неоднородным КВ, выполнено в системе «две частицы – металлизированное СТТ – газ» (рис. 2.10.1). Переход на группу трех, четырех и более частиц не внесет в постановку задачи каких-либо принципиальных изменений. В результате

численных исследований газофазного зажигания жидких конденсированных веществ [167] установлено, что при разном числе нагретых частиц, осаждающихся на поверхность вещества, условия инициирования горения определяются расстоянием между двумя соседними источниками. При постановке задачи учтены полученные ранее теоретические следствия [158–160, 167].

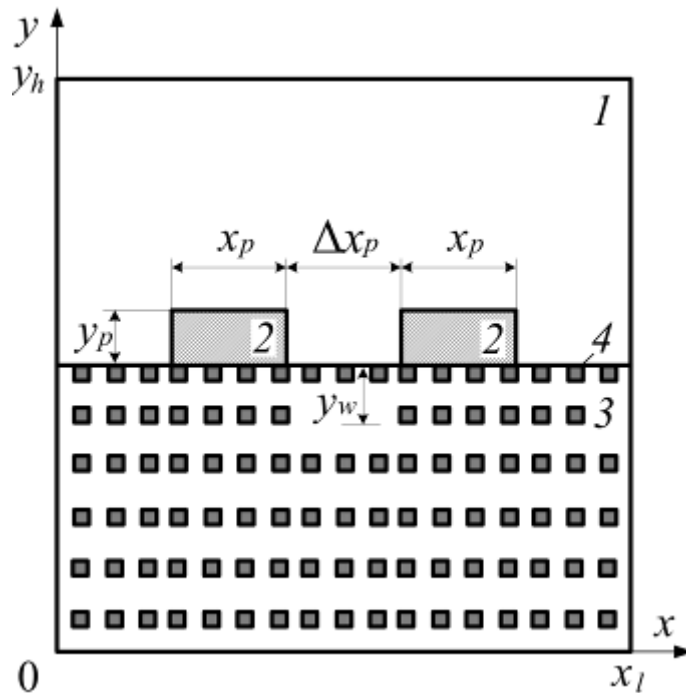


Рисунок 2.10.1. Схема области решения задачи зажигания: *I* – инертный газ, *2* – горячая частица, *3* – полимерная матрица, *4* – частица алюминия

Исследования проведены для состава (перхлорат аммония + 14 % бутилкаучук + 5 % порошок алюминия + 6 % пластификатор) смесевое топлива с известными теплофизическими и термохимическими характеристиками. При постановке задачи учтена структурная неоднородность СТТ, обусловленная мелкодисперсными частицами алюминия (рис. 2.10.1). В топливе выделены участки, соответствующие частицам металла, полимерной матрице горючего и окислителя (бутилкаучук и перхлорат аммония).

Задача зажигания металлизированного СТТ горячими стальными частицами в форме параллелепипеда решена в декартовой системе координат (рис. 2.10.1).

Процессы теплопереноса в газовой среде, локальных источниках энергии, полимерной матрице, частицах алюминия, а также экзотермического реагирования в прогретой области приповерхностного слоя СТТ описаны следующей системой дифференциальных уравнений в частных производных.

Уравнение теплопроводности для газа:

$$\rho_1 C_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_1}{\partial y^2} \right). \quad (2.10.1)$$

Уравнение теплопроводности для частицы – локального источника нагрева:

$$\rho_2 C_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial y^2} \right). \quad (2.10.2)$$

Уравнение теплопроводности для полимерной матрицы СТТ:

$$\rho_3 C_3 \frac{\partial T_3}{\partial t} = \lambda_3 \left(\frac{\partial^2 T_3}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_3}{\partial y^2} \right) + Q_3 W_3. \quad (2.10.3)$$

Уравнение теплопроводности для частиц алюминия СТТ:

$$\rho_4 C_4 \frac{\partial T_4}{\partial t} = \lambda_4 \left(\frac{\partial^2 T_4}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_4}{\partial y^2} \right). \quad (2.10.4)$$

Массовая скорость экзотермической реакции в прогретой области приповерхностного слоя СТТ [146]:

$$W_3 = \rho_3 k_3^0 \exp \left(-\frac{E_3}{R_t T_3} \right). \quad (2.10.5)$$

Начальные условия:

в области решения задачи задано равномерное начальное распределение температуры в газовой среде и металлизированном СТТ ($T=T_0$), а также в локальных источниках энергии ($T=T_p$).

Граничные условия:

на границах контакта веществ с отличающимися теплофизическими характеристиками (полимерная матрица, частицы алюминия, инертный газ,

источники энергии) в области решения задачи зажигания приняты условия идеального теплового контакта:

$$\lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial x} = \lambda_j \frac{\partial T_j}{\partial x}, T_i = T_j; \quad \lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial y} = \lambda_j \frac{\partial T_j}{\partial y}, T_i = T_j;$$

на внешних границах этой области заданы условия отсутствия градиентов температуры (тепловая волна от локальных источников за время задержки зажигания не успевает дойти до границ области решения задачи):

$$\frac{\partial T_i}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial T_i}{\partial y} = 0.$$

Моделирование физико-химических процессов при инициировании горения металлизированного СТТ горячими стальными частицами выполнено при значениях параметров: размеры горячих частиц $x_p=4$ мм, $y_p=2$ мм; размеры частиц алюминия $x_m=y_m=0,08$ мм; размеры области решения $x_l=y_h=8$ мм.

Задача исследования зажигания (рис. 2.10.1) состояла в установлении «совместного» влияния двух нагретых до высоких температур стальных частиц на основную характеристику процесса – время задержки зажигания t_d металлизированного СТТ. Для одиночных частиц установлено [56, 62, 132, 143, 185–193], что основным фактором, характеризующим длительность индукционного периода, является энергетический запас локального источника энергии, который в большей степени зависит от его начальной температуры T_p [90]. Для группы частиц также целесообразен аналогичный анализ характеристик зажигания при варьировании расстояния между ними Δx_p (рис. 2.10.1). Существенное влияние на развитие экзотермического процесса оказывает интенсивность теплообмена источника энергии с топливом и окружающей средой. Изменение температуры частицы обусловлено стоком теплоты в металлизированное СТТ и инертный газ. В условиях реализации твердофазного механизма инициирования горения для рассматриваемого состава СТТ представляется возможным исследование изменения характеристик зажигания топлива несколькими локальными источниками энергии за счет изменения

условий теплообмена в системе (рис. 2.10.1) на примере двух соседних частиц, расположенных на его поверхности.

Математическое моделирование выполнено при варьировании начальной температуры нагретых стальных частиц в диапазоне $700 < T_p < 1500$ К, а также при изменении расстояния между ними $0,1x_p < \Delta x_p < 1,5x_p$. На рис. 2.10.2 приведены зависимости времени задержки зажигания металлизированного СТТ от начальной температуры источника энергии для четырех случаев: одиночная частица (кривая 1); две частицы (кривая 2), расположенные на расстоянии, равном характерному размеру последней $\Delta x_p = x_p$; две частицы (кривая 3), расположенные на расстоянии $\Delta x_p = 0,5x_p$; пластина с постоянной температурой толщиной y_p (кривая 4).

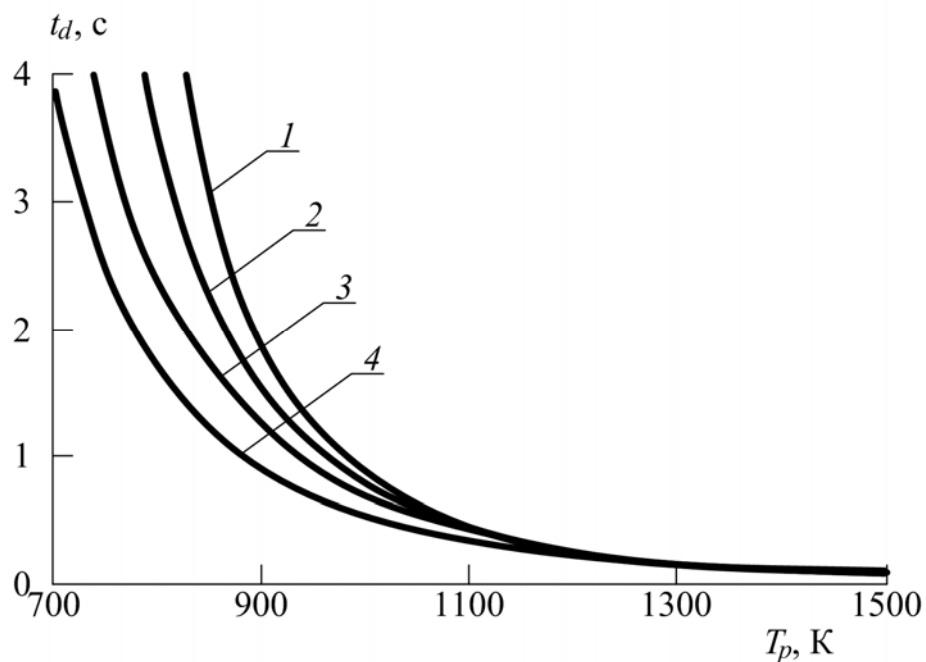
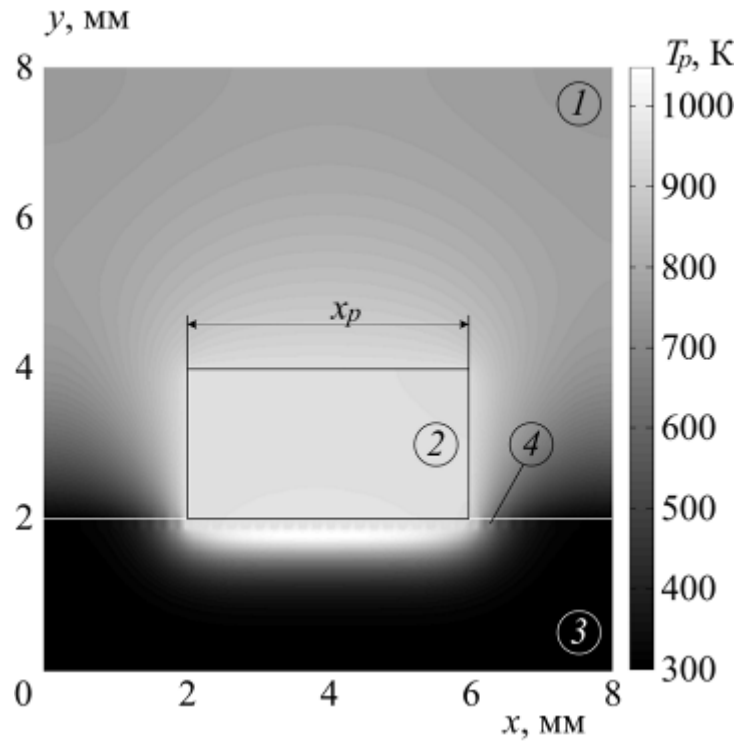


Рисунок 2.10.2. Зависимость времени задержки зажигания металлизированного СТТ от начальной температуры источника энергии ($x_p = 4$ мм): 1 — одна частица; 2 — две частицы $\Delta x_p = x_p$; 3 — две частицы $\Delta x_p = 0,5x_p$; 4 — пластина

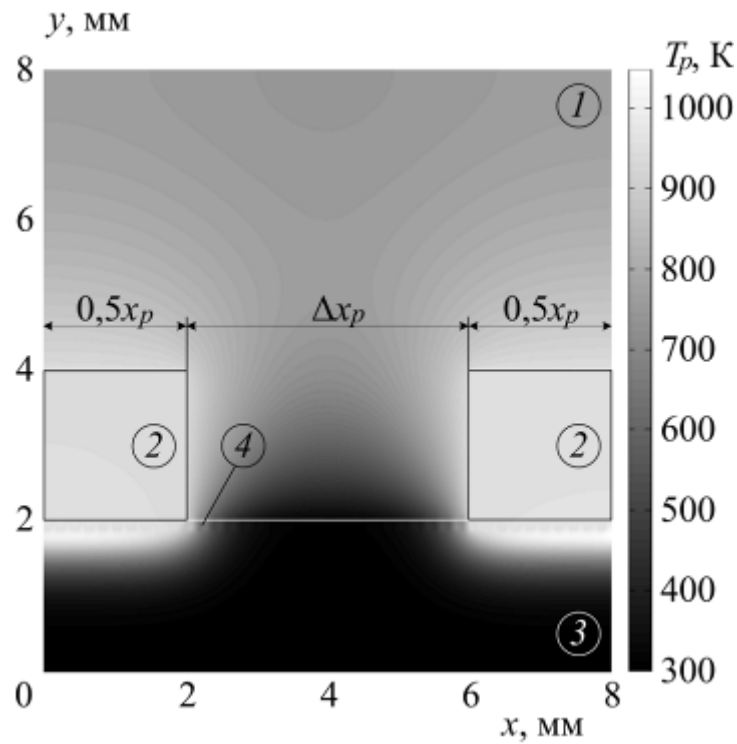
В области относительно невысоких начальных температур $T_p < 1100$ К для предельных случаев $\Delta x_p = 1,5x_p$ и $\Delta x_p = 0,1x_p$ кривые $t_d = f(T_p)$ аналогичны зависимостям для одиночной частицы и пластины, соответственно (рис. 2.10.2).

Полученный результат позволяет сделать вывод, что в предельных случаях анализ характеристик зажигания топлива несколькими локальными источниками энергии можно выполнять в рамках модели «одиночная частица – СТТ – газ» (при $\Delta x_p > 1,5x_p$) или модели «пластина – СТТ – газ» (при $\Delta x_p \rightarrow 0,1x_p$). При средних значениях Δx_p необходимо использовать модель «две частицы – СТТ – газ». Уменьшение расстояния между частицами при $T_p < 1100$ К (рис. 2.10.2) приводит к снижению времени задержки зажигания (до 50 %) и минимального значения начальной температуры, необходимой для инициирования горения металлизированного СТТ, с 830 до 700 К. Отток теплоты от локальных источников в направлении x снижается (рис. 2.10.3). Тепловой поток в конденсированную фазу возрастает. В результате прогрева приповерхностного слоя скорость экзотермической реакции увеличивается, зажигание происходит при меньших временах задержки t_d .

Также установлено, что при $T_p > 1100$ К характеристики процесса зажигания топлива пластиной, одиночной и несколькими (в широком диапазоне варьирования Δx_p) частицами отличаются не более чем на 5 % (рис. 2.10.2). Этот результат можно объяснить тем, что с повышением T_p возрастает теплосодержание локальных источников энергии и уменьшается влияние соседних частиц на интенсивность прогрева приповерхностного слоя СТТ. Вследствие относительно малой теплопроводности полимерной матрицы, а также высокого значения градиента температуры на границе «горячая частица – топливо» время химического превращения снижается относительно характерного времени прогрева приповерхностного слоя [216]. Можно сделать вывод, что при $T_p > 1100$ К для определения продолжительности процессов инициирования горения металлизированного СТТ применимы относительно простые одномерные модели зажигания конденсированных веществ пластиной с постоянной температурой.



(a)



(б)

Рисунок 2.10.3. Распределение температуры в области решения задачи в момент зажигания металлизированного СТТ одиночной частицей $t_d=0,788$ с (a) и двумя частицами $t_d=0,698$ с (б) ($T_p=1000$ К): 1 – инертный газ, 2 – горячая частица, 3 – полимерная матрица, 4 – частица алюминия

На рис. 2.10.4 приведены значения глубины прогрева y_w металлизированного СТТ в момент зажигания. Полученные минимальные значения ($y_w > 0,6$ мм при $T_p = 1500$ К) превышают глубину прогретого слоя топлива ($y_w = 0,02 - 0,1$ мм) [23] при его стационарном горении, что согласно теоретическим следствиям [186] соответствует условиям реализации устойчивого зажигания СТТ.

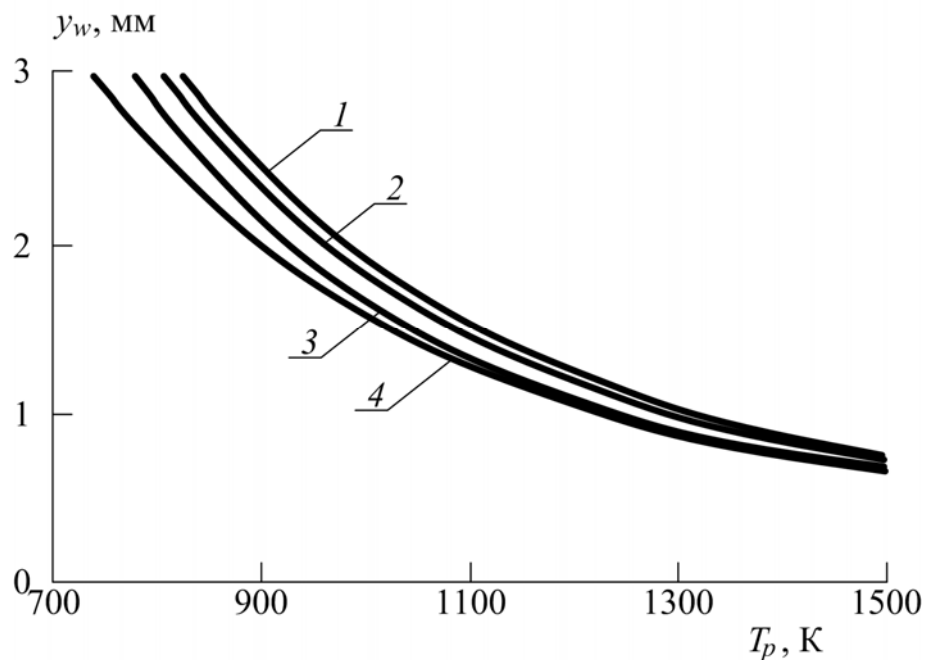


Рисунок 2.10.4. Зависимость глубины прогрева приповерхностного слоя металлизированного СТТ в момент зажигания от начальной температуры источника энергии ($x_p = 4$ мм): 1 – одна частица; 2 – две частицы $\Delta x = x_p$; 3 – две частицы $\Delta x = 0,5x_p$; 4 – пластина

Частицы алюминия в приповерхностном слое топлива повышают эффективную теплопроводность, что ведет к увеличению глубины прогрева по сравнению с безметальным составом на 13–18 %. Изменение y_w при варьировании Δx_p в большей степени характеризуется интенсивностью теплоотвода вглубь топлива, а также длительностью индукционного периода (рис. 2.10.2).

Основные результаты и выводы по второй главе

1. Результаты широкомасштабных теоретических исследований зажигания металлизированного смесового твердого топлива в условиях пространственно-временной неоднородности физико-химических процессов иллюстрируют возможность применения разработанной в рамках термодинамического подхода математической модели конденсированного вещества, учитывающей в явном виде его структурную неоднородность – мелкодисперсные частицы металла, для анализа условий и характеристик инициирования горения.

2. В течение индукционного периода приповерхностный слой смесового твердого топлива ввиду относительно малой теплопроводности полимерной матрицы прогревается до уровня интенсивного развития экзотермического процесса на глубину соизмеримую с размерами мелкодисперсных частиц алюминия. Последние несколько увеличивают эффективную теплопроводность приповерхностного слоя топлива. Это ведет к интенсификации стока теплоты из прогретой области в глубинные слои смесового твердого топлива и, как результат, к возрастанию времени задержки зажигания по сравнению с неметаллизированным составом.

3. При варьировании основных параметров (начальная температура и размер) локального источника энергии в достаточно широких диапазонах ($T_p=700\text{--}1500$ К и $r_p=1\text{--}8$ мм) минимальное значение глубины (сотни микрометров) прогретого приповерхностного слоя в момент зажигания металлизированного смесового твердого превышает установленную теоретически [23, 232] аналогичную характеристику (десятки микрометров) при его стационарном горении, что позволяет сделать вывод об устойчивости переходного процесса и последующем развитии стационарного горения в условиях взаимодействия твердого конденсированного вещества с источником ограниченной энергоемкости.

4. Результаты исследования переходного процесса в системе «горячая частица – металлизированное СТТ – газ» позволили установить расположение зоны локализации ведущей химической реакции окисления, формирующейся на оси симметрии локального источника энергии в окрестности прогретой области приповерхностного слоя топлива. В этом сечении теплоотвод от источника нагрева в окружающую среду в поперечном направлении минимален и, соответственно, температура максимальна в каждой точке по сравнению с другими сечениями горячей частицы.

5. При кондуктивной теплопередаче от локального источника энергии в конденсированное вещество в условиях идеального теплового контакта тепловой поток $q=30$ кВт/м² является минимальным, при превышении которого в системе «горячая частица – металлизированное СТТ – газ» реализуется устойчивое зажигание. Установленное предельное значение существенно (в несколько раз) меньше аналогичного параметра при инициировании горения конденсированного вещества световым импульсом [149].

6. Выгорание полимерной матрицы при локальном нагреве источником ограниченного теплосодержания металлизированного смесового твердого топлива в течение достаточно короткого индукционного периода несущественно влияет (менее 8,5 %) на его продолжительность. В таких условиях экзотермический процесс соответствует невырожденному режиму зажигания, что позволяет обоснованно использовать математическую модель реакции нулевого порядка для описания взаимодействия металлизированных твердых топлив с одиночными разогретыми до высоких температур частицами малых размеров. Более существенное влияние (до 16 %) на увеличение времен задержки зажигания в системе «горячая частица – металлизированное СТТ – газ» оказывает фактор зависимости теплофизических характеристик веществ и материалов от температуры.

7. Показано, что внедрение горячей частицы в приповерхностный слой металлизированного смесового твердого топлива оказывает достаточно

существенное влияние на условия и характеристики зажигания лишь в области относительно невысоких начальных температур локального источника, близких к предельным (минимальным) условиям зажигания. Одной из основных причин увеличения времени задержки зажигания в условиях невысокой интенсивности прогрева конденсированного вещества является интенсификация теплоотвода из прогретой области приповерхностного слоя вглубь топлива.

8. Установлено, что варьирование характеристик процесса зажигания металлизированного смесового твердого топлива возможно не только при изменении начальной температуры и размера (формы), но и теплофизических характеристик локального источника нагрева. При идентичных значениях первых двух параметров теплосодержание частиц располагается в убывающей последовательности для типичных источников зажигания: сталь, керамика, алюминий, углерод. Для источников нагрева с большой теплоаккумулирующей способностью (сталь) характерны меньшие (до 60 %) времена задержки зажигания металлизированного топлива и начальные температуры (на 150–200 К), необходимые для инициирования процесса горения, по сравнению с углеродистыми частицами, имеющими минимальную теплоаккумулирующую способность среди других рассмотренных материалов.

9. При исследовании условий теплопереноса в окрестности локального источника нагрева установлено влияние свободно-конвективного теплоотвода от локального источника в окружающую газовую среду, а также неидеального теплового контакта (вследствие естественной шероховатости поверхности конденсированного вещества из-за выступающих мелкодисперсных частиц металла) на границе «частица – топливо» на характеристики зажигания последнего. Эти факторы снижают интенсивность прогрева приповерхностного слоя металлизированного топлива. Уменьшение площади контакта до 50 % ведет к росту времени задержки (более чем в 2 раза) и увеличению минимальных температур зажигания (на сотни градусов). Влияние конвективного теплоотвода от локального источника в окружающую газовую среду менее масштабно влияет

на условия и характеристики зажигания. Отличие времен задержки зажигания металлизированного смесового твердого топлива в рамках моделей свободно-конвективного и кондуктивного теплоотвода не превышает 14 % при прочих равных условиях.

10. В результате математического моделирования зажигания металлизированного смесового твердого топлива несколькими нагретыми до высоких температур частицами установлены предельные значения расстояния между ними, при которых анализ характеристик и закономерностей зажигания можно выполнять в рамках модели «одиночная частица – металлизированное СТТ – газ», а также модели «пластина – металлизированное СТТ». Для модели «две частицы – металлизированное СТТ – газ» снижение расстояния между локальными источниками энергии ведет к уменьшению времени задержки зажигания топлива до 50 %, а также минимального значения начальной температуры разогретых частиц, необходимой для инициирования процесса горения на 100–150 К (с 830 до 700 К).

ГЛАВА 3. ЗАЖИГАНИЕ ГЕЛЕОБРАЗНЫХ И СУСПЕНЗИОННЫХ ТОПЛИВ ЛОКАЛЬНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ОГРАНИЧЕННОЙ ЭНЕРГОЕМКОСТИ

Одним из направлений развития ракетной техники в последние годы является разработка новых двигателей, где в качестве топлива используется гелеобразное конденсированное вещество [234–236]. Среди достаточно большого разнообразия таких топлив можно выделить состав, содержащий в структуре горючий компонент и окислитель при температуре окружающей среды, близкой к криогенным значениям (менее 100 К). Закономерности физико-химических процессов при газофазном зажигании такого гелеобразного топлива существенно отличаются [234–236] от закономерностей процессов инициирования горения типичных твердых [132, 143, 144, 161] и жидких [167–178] КВ. До последнего времени не предпринимались попытки создания математических моделей зажигания гелеобразных топлив, учитывающих в явном виде их гетерогенную структуру, обусловленную фазовыми превращениями в области локального прогрева источником ограниченной энергоемкости.

Также в настоящее время ведутся работы по созданию нового суспензионного топлива [237–239] в качестве альтернативы традиционно используемым в промышленной теплоэнергетике. Сжигание таких топлив на основе отходов углеобогащения (или низкосортных марок угля) и отработанных горючих жидкостей (например, трансформаторных, трансмиссионных, турбинных и других масел) позволит наряду с утилизацией невостребованных в промышленности горючих отходов генерировать энергию.

В этой главе диссертации представлены результаты численных и экспериментальных исследований процессов зажигания структурно-неоднородных гелеобразных [240–242] и суспензионных топлив [243–251].

3.1 Постановка задачи газозафазного зажигания гелеобразного топлива локальным источником энергии

Исследование процессов тепломассопереноса с фазовыми превращениями и химическим реагированием при зажигании гелеобразного КВ (гидразин + 38 % сжиженный кислород + 5 % соли высокомолекулярных органических кислот) выполнено на примере системы «горячая частица – гелеобразное топливо – газ» (рис. 3.1.1). Для придания композиции гелеобразного состояния окислитель сгущен добавками солей, а начальная температура КВ близка к криогенной (около 90 К). В качестве источников ограниченной энергоемкости приняты одиночные нагретые до высоких (более 1000 К) температур частицы малых размеров (несколько миллиметров) в форме диска.

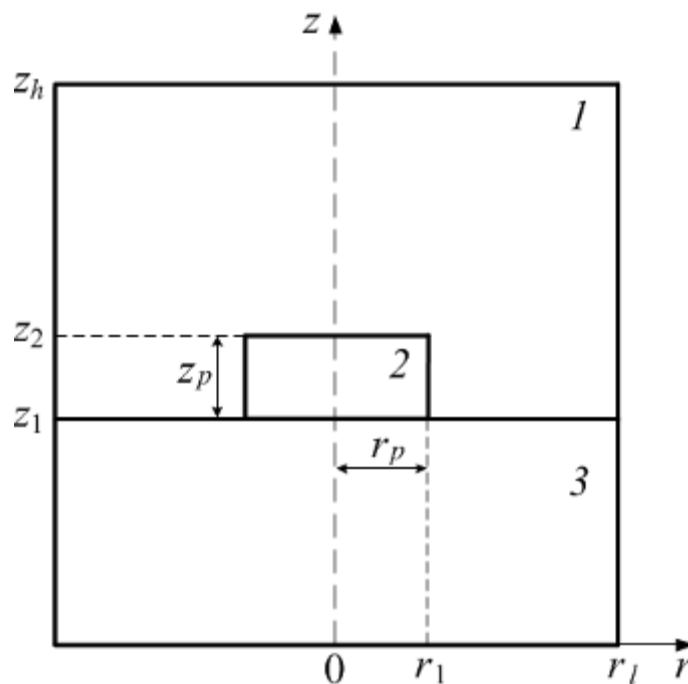


Рисунок 3.1.1. Схема области решения задачи зажигания: 1 – инертный газ, 2 – горячая частица, 3 – гелеобразное топливо

Принята следующая схема исследуемого процесса. В начальный момент времени горячая частица инерционно осаждается на поверхность холодного

гелеобразного топлива (рис. 3.1.1). Приповерхностный слой последнего в результате кондуктивной теплопередачи прогревается за счет теплоты источника ограниченной энергоемкости. Дополнительный теплоприход в системе (рис. 3.1.1) учитывается при кристаллизации материала разогретой (в начальный момент времени) металлической частицы до температуры плавления. При прогреве гелеобразного топлива в окрестности границы контакта с горячей частицей последовательно реализуется два эндотермических фазовых перехода – плавление и испарение компонентов. В результате диффузионно-конвективного тепломассопереноса пары горючего и окислителя поступают в область, заполненную инертным газом. В окрестности источника энергии формируется горючая парогазовая смесь, прогрев которой смеси происходит в результате теплообмена с горячей частицей. Рост температуры парогазовой смеси инициирует экзотермический процесс взаимодействия горючего компонента (гидразин) и окислителя (кислород). Предполагается реализация одной эффективной химической реакции. Ее скорость экспоненциально возрастает по закону Аррениуса. Газофазное зажигание происходит при достижении предельных температур и концентраций компонентов смеси.

Как правило, при численном исследовании процессов зажигания КВ горячими телами с конечным запасом теплоты используется один из четырех критериев [143]. Согласно критерию Я.Б. Зельдовича [67, 71, 151] момент зажигания определяется по времени установления нулевого градиента температуры на границе частицы с топливом. Авторами [155, 157–162] принято, что моменту зажигания соответствует установление равенства теплоприходов от внешнего источника и экзотермического химического процесса. В [68, 70, 72] момент зажигания соответствует резкому росту температуры и выгоранию топлива в какой-либо точке. Для определения момента зажигания в [252] использовалось условие равенства нулю производной по времени от температуры поверхности горячего тела. Применение одного из этих критериев позволяет установить достаточно близкие значения основной характеристики процесса – времени задержки при твердофазном механизме зажигания [253]. В условиях же

газофазного инициирования горения сформулированные выше критерии не позволяют учесть пространственно-временную неоднородность протекающих физико-химических процессов, поэтому в данной работе моменту зажигания соответствует одновременное выполнение следующих условий:

1. Теплота, выделяемая в результате химической реакции окисления горючего, больше энергии, отводимой от разогретой частицы в топливо и формирующуюся парогазовую смесь.

2. Температура парогазовой смеси в зоне локализации ведущей реакции окисления превышает начальную температуру локального источника ограниченной энергоемкости.

Математическая модель взаимосвязанных процессов тепломассопереноса, фазовых превращений и химического реагирования, протекающие при зажигании гелеобразного топлива локальным источником ограниченной энергоемкости (рис. 3.1.1), представляет собой систему нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных.

Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -r\omega. \quad (3.1.1)$$

Уравнение движения парогазовой смеси:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial r} + v \frac{\partial \omega}{\partial z} - \frac{\omega u}{r} = v \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \omega}{\partial r} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} \right) + g\beta \frac{\partial T_1}{\partial z}. \quad (3.1.2)$$

Уравнение теплопроводности для парогазовой смеси:

$$\rho_1 C_1 \left(\frac{\partial T_1}{\partial t} + u \frac{\partial T_1}{\partial r} + v \frac{\partial T_1}{\partial z} \right) = \lambda_1 \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_1}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} \right) + Q_1 W_1. \quad (3.1.3)$$

Уравнение диффузии паров горючего:

$$\rho_f \left(\frac{\partial \mu_f}{\partial t} + u \frac{\partial \mu_f}{\partial r} + v \frac{\partial \mu_f}{\partial z} \right) = \rho_f D_f \left(\frac{\partial^2 \mu_f}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mu_f}{\partial r} + \frac{\partial^2 \mu_f}{\partial z^2} \right) - W_1. \quad (3.1.4)$$

Уравнение диффузии паров окислителя:

$$\rho_o \left(\frac{\partial \mu_o}{\partial t} + u \frac{\partial \mu_o}{\partial r} + v \frac{\partial \mu_o}{\partial z} \right) = \rho_o D_o \left(\frac{\partial^2 \mu_o}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mu_o}{\partial r} + \frac{\partial^2 \mu_o}{\partial z^2} \right) - W_1. \quad (3.1.5)$$

Уравнение баланса компонентов парогазовой смеси:

$$\mu_f + \mu_o + \mu_g = 1. \quad (3.1.6)$$

Уравнение теплопроводности для горячей частицы:

$$\rho_2 C_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_2}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2} \right) + W_2 Q_2. \quad (3.1.7)$$

Уравнение теплопроводности для гелеобразного топлива:

$$\rho_3 C_3 \frac{\partial T_3}{\partial t} = \lambda_3 \left(\frac{\partial^2 T_3}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_3}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_3}{\partial z^2} \right) - W_3 Q_3. \quad (3.1.8)$$

Массовая скорость реакции окисления паров горючего вычислялась по закону Аррениуса [146]:

$$W_1 = \rho_1 \mu_f \mu_o k_1^0 \exp \left(-\frac{E_1}{R_1 T_1} \right). \quad (3.1.9)$$

Массовая скорость кристаллизации материала металлической частицы рассчитывалась по формуле [254]:

$$W_2 = V_2 \rho_2. \quad (3.1.10)$$

Положение фронта кристаллизации материала частицы определялось по координатам изотермы, температура которой соответствовала значению температуры плавления металла.

Линейная скорость кристаллизации материала металлической частицы определялась из следующего выражения [90]:

$$V_2 = \frac{f(r, z, t + \Delta t) - f(r, z, t)}{\Delta t}, \quad (3.1.11)$$

где $f(r, z, t)$ – расстояние от поверхности частицы до фронта плавления на t -ом шаге по времени, м; $f(r, z, t + \Delta t)$ – расстояние от поверхности частицы до фронта плавления на $(t + \Delta t)$ -ом шаге по времени, м; Δt – шаг по времени, с.

Массовая скорость плавления гелеобразного топлива рассчитывалась по формуле:

$$W_3 = V_3 \rho_3. \quad (3.1.12)$$

Положение фронта плавления определялось по координатам изотермы, температура которой соответствовала значению температуры плавления гелеобразного топлива.

Линейная скорость плавления определялась с использованием выражения:

$$V_3 = \frac{z(t + \Delta t) - z(t)}{\Delta t}, \quad (3.1.13)$$

где $z(t)$ – расстояние от поверхности КВ до фронта плавления на t -ом шаге по времени, м; $z(t + \Delta t)$ – расстояние от поверхности КВ до фронта плавления на $(t + \Delta t)$ -ом шаге по времени, м; Δt – шаг по времени, с.

Функция тока ψ и вектор вихря скорости ω заданы выражениями (2.1.19).

При постановке задачи приняты следующие обозначения: D – коэффициент диффузии, м²/с; Q_{ef} , Q_{eo} – тепловые эффекты испарения горючего и окислителя, Дж/кг; Q_3 – тепловой эффект плавления гелеобразного конденсированного вещества, Дж/кг; Q_1 – тепловой эффект окисления паров горючего, Дж/кг; q_r – плотность лучистого теплового потока на поверхности горячей частицы, Вт/м²; W_{ef} , W_{eo} – массовые скорости испарения горючего и окислителя, кг/(м²·с); W_3 – массовая скорость плавления гелеобразного топлива, кг/(м²·с); W_1 – массовая скорость окисления паров горючего, кг/(м³·с); μ – концентрация; ν – коэффициент кинематической вязкости, м²/с. Остальные обозначения аналогичны приведенным в п. 2.1. Индексы: 1 – парогазовая смесь; 2 – горячая частица; 3 – гелеобразное топливо; f – пары горючего; o – пары окислителя; g – инертный газ.

Начальные условия:

температура инертного газа и топлива $T_1 = T_3 = T_0$; температура горячей частицы $T_2 = T_p$; массовая концентрация паров горючего, окислителя и инертного газа $\mu_f = 0$, $\mu_o = 0$, $\mu_g = 1$; характеристики движения продуктов испарения топлива в газовой среде $\psi = 0$, $\omega = 0$.

Граничные условия:

$$\begin{aligned} r=0, 0 < z < z_1, \quad \frac{\partial T_3}{\partial r} &= 0; \\ r=r_L, 0 < z < z_1: \end{aligned} \quad (3.1.14)$$

$$r=0, z_1 < z < z_2: \quad \frac{\partial T_2}{\partial r} = 0; \quad (3.1.15)$$

$$\begin{aligned} r=0, z_2 < z < z_h, \quad \frac{\partial T_1}{\partial r} &= 0, \\ r=r_L, z_1 < z < z_h: \quad \frac{\partial \mu_f}{\partial r} &= 0, \quad \frac{\partial \mu_o}{\partial r} = 0, \end{aligned} \quad (3.1.16)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial r} &= 0; \\ r=r_1, z_1 < z < z_2: \quad -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} - q_r &= -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r}, \quad T_1 = T_2, \\ \frac{\partial \mu_f}{\partial r} &= 0, \quad \frac{\partial \mu_o}{\partial r} = 0, \end{aligned} \quad (3.1.17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial r} &= 0, \quad \psi = 0; \\ z=0, 0 < r < r_l: \quad \frac{\partial T_3}{\partial z} &= 0; \end{aligned} \quad (3.1.18)$$

$$z=z_1, 0 < r < r_1: \quad -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial z} - Q_{ef} W_{ef} - Q_{eo} W_{eo} = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z}, \quad T_3 = T_2; \quad (3.1.19)$$

$$\begin{aligned} z=z_1, r_1 < r < r_l: \quad -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial z} - Q_{ef} W_{ef} - Q_{eo} W_{eo} &= -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z}, \quad T_3 = T_1, \\ -\rho_f D_f \frac{\partial \mu_f}{\partial z} &= W_{ef}, \quad -\rho_o D_o \frac{\partial \mu_o}{\partial z} = W_{eo}, \end{aligned} \quad (3.1.20)$$

$$\begin{aligned} u &= \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad v = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}; \\ z=z_2, 0 < r < r_1: \quad -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} - q_r &= -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z}, \quad T_1 = T_2, \\ \frac{\partial \mu_f}{\partial z} &= 0, \quad \frac{\partial \mu_o}{\partial z} = 0, \end{aligned} \quad (3.1.21)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \quad \psi = 0;$$

$$\begin{aligned}
z=z_h, 0 < r < r_l: \quad \frac{\partial T_1}{\partial z} &= 0, \\
\frac{\partial \mu_f}{\partial z} &= 0, \quad \frac{\partial \mu_o}{\partial z} = 0, \\
\frac{\partial \psi}{\partial z} &= 0.
\end{aligned} \tag{3.1.22}$$

При формулировании граничных условий для уравнения движения парогазовой смеси (3.1.2) аналогично п. 2.1 использовалась формула Вудса второго порядка (2.1.32), (2.1.33).

Теплофизические характеристики гелеобразного топлива вычислялись по формулам:

$$\begin{aligned}
\lambda_3 &= \varphi_{fs} \lambda_{fs} + (1 - \varphi_{fs}) \lambda_{os}; \\
C_3 &= \varphi_{fs} C_{fs} + (1 - \varphi_{fs}) C_{os}; \\
\rho_3 &= \varphi_{fs} \rho_{fs} + (1 - \varphi_{fs}) \rho_{os},
\end{aligned} \tag{3.1.23}$$

где φ – объемная доля горючего компонента в составе гелеобразного топлива, индексы fs и os соответствуют компонентам горючего и окислителя.

Массовые скорости испарения компонентов топлива рассчитывались с использованием выражений [254]:

$$W_{ef} = \varphi_{fs} \frac{\gamma}{1 - k_\gamma \gamma} \frac{(P^n - P)}{\sqrt{2\pi R_t T_s / M_f}}, \tag{3.1.24}$$

$$W_{eo} = (1 - \varphi_{fs}) \frac{\gamma}{1 - k_\gamma \gamma} \frac{(P^n - P)}{\sqrt{2\pi R_t T_s / M_o}}, \tag{3.1.25}$$

где γ – безразмерный коэффициент испарения; k_γ – константа, $k_\gamma \approx 0,4$ [254]; P – давление паров, Н/м²; P^n – давление насыщенных паров, Н/м²; T_s – температура на границе фазового превращения, К; M – молярная масса, кг/кмоль. Давление паров горючего (окислителя) в окрестности границы испарения вычислялось по уравнению Менделеева-Клапейрона [90].

Плотность лучистого теплового потока от горячей частицы рассчитывалась по формуле [90]:

$$q_r = \sigma \varepsilon T_2^4, \tag{3.1.26}$$

где σ – постоянная Стефана-Больцмана, Вт/(м²·К⁴); ε – степень черноты.

Также при постановке задач зажигания использована безразмерная форма записи математической модели (3.1.1) – (3.1.26). Переход к безразмерным переменным выполнен аналогично п. 2.1. с использованием соотношений (2.1.34). В безразмерной постановке задача зажигания принимает следующий вид.

Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial R^2} - \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Z^2} = -R\Omega. \quad (3.1.27)$$

Уравнение движения парогазовой смеси:

$$\frac{1}{Sh_1} \frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega}{\partial R} + V \frac{\partial \Omega}{\partial Z} - U \frac{\Omega}{R} = \frac{1}{Re_1} \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Omega}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Z^2} - \frac{\Omega}{R^2} \right) + \frac{\partial \Theta_1}{\partial R}. \quad (3.1.28)$$

Уравнение теплопроводности для парогазовой смеси:

$$\frac{1}{Sh_1} \frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + V \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} = \frac{1}{Re_1 Pr_1} \left(\frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial Z^2} \right) + Sr_1. \quad (3.1.29)$$

Уравнение диффузии паров горючего:

$$\frac{1}{Sh_f} \frac{\partial \mu_f}{\partial \tau} + U \frac{\partial \mu_f}{\partial R} + V \frac{\partial \mu_f}{\partial Z} = \frac{1}{Re_f Sc_f} \left(\frac{\partial^2 \mu_f}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \mu_f}{\partial R} + \frac{\partial^2 \mu_f}{\partial Z^2} \right) - Sr_f. \quad (3.1.30)$$

Уравнение диффузии паров окислителя:

$$\frac{1}{Sh_o} \frac{\partial \mu_o}{\partial \tau} + U \frac{\partial \mu_o}{\partial R} + V \frac{\partial \mu_o}{\partial Z} = \frac{1}{Re_o Sc_o} \left(\frac{\partial^2 \mu_o}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \mu_o}{\partial R} + \frac{\partial^2 \mu_o}{\partial Z^2} \right) - Sr_o. \quad (3.1.31)$$

Уравнение баланса компонентов парогазовой смеси:

$$\mu_f + \mu_o + \mu_g = 1. \quad (3.1.32)$$

Уравнение теплопроводности для горячей частицы:

$$\frac{1}{Fo_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Z^2} + Sr_2. \quad (3.1.33)$$

Уравнение теплопроводности для гелеобразного топлива:

$$\frac{1}{Fo_3} \frac{\partial \Theta_3}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_3}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial Z^2} - Sr_3. \quad (3.1.34)$$

Числа подобия [93] и безразмерные комплексы:

$$\begin{aligned} \text{Fo} &= \frac{\lambda t_m}{\rho C r_l^2}, \quad \text{Pr} = \frac{\nu \rho C}{\lambda}, \quad \text{Re} = \frac{\nu_m r_l}{\nu}, \quad \text{Sc} = \frac{\nu}{D}, \quad \text{Sh} = \frac{\nu_m t_m}{r_l}, \quad \text{Sr}_1 = \frac{Q_1 W_1 r_l}{C_1 \rho_1 \Delta T \nu_m}, \\ \text{Sr}_2 &= \frac{Q_2 W_2 r_l}{z_p \Delta T \lambda_2}, \quad \text{Sr}_3 = \frac{Q_3 W_3 r_l}{z_p \Delta T \lambda_3}, \quad \text{Sr}_f = \frac{r_l W_1}{\rho_f \nu_m}, \quad \text{Sr}_o = \frac{r_l W_1}{\rho_o \nu_m}. \end{aligned} \quad (3.1.35)$$

Начальные условия:

$$\Theta_1 = \Theta_3 = \Theta_0;$$

$$\Theta_2 = \Theta_p;$$

$$\mu_f = 0, \quad \mu_o = 0, \quad \mu_g = 1;$$

$$\Psi = 0, \quad \Omega = 0.$$

Граничные условия:

$$\begin{aligned} R=0, \quad 0 < Z < Z_1, \quad \frac{\partial \Theta_3}{\partial R} &= 0; \\ R=R_l, \quad 0 < Z < Z_1: \end{aligned} \quad (3.1.36)$$

$$R=0, \quad Z_1 < Z < Z_2: \quad \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} = 0; \quad (3.1.37)$$

$$\begin{aligned} R=0, \quad Z_2 < Z < Z_h, \quad \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} &= 0, \\ R=R_l, \quad Z_1 < Z < Z_h: \end{aligned} \quad (3.1.38)$$

$$\frac{\partial \mu_f}{\partial R} = 0, \quad \frac{\partial \mu_o}{\partial R} = 0,$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial R} = 0;$$

$$\begin{aligned} R=R_l, \quad Z_1 < Z < Z_2: \quad \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + \frac{q_r}{\lambda_1} \frac{z_H}{\Delta T} &= \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \frac{\partial \Theta_2}{\partial R}, \quad \Theta_1 = \Theta_2, \\ \frac{\partial \mu_f}{\partial R} &= 0, \quad \frac{\partial \mu_o}{\partial R} = 0, \end{aligned} \quad (3.1.39)$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial R} = 0, \quad \Psi = 0;$$

$$Z=0, \quad 0 < R < R_l: \quad \frac{\partial \Theta_3}{\partial Z} = 0; \quad (3.1.40)$$

$$Z=Z_1, \quad 0 < R < R_l: \quad \frac{\partial \Theta_3}{\partial Z} + \frac{r_l}{\lambda_3 \Delta T} (Q_{ef} W_{ef} + Q_{eo} W_{eo}) = \frac{\lambda_2}{\lambda_3} \frac{\partial \Theta_2}{\partial Z}, \quad \Theta_3 = \Theta_2; \quad (3.1.41)$$

$$Z=Z_1, R_1 < R < R_l: \quad \frac{\partial \Theta_3}{\partial Z} + \frac{r_l}{\lambda_3 \Delta T} (Q_{ef} W_{ef} + Q_{eo} W_{eo}) = \frac{\lambda_1}{\lambda_3} \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z}, \quad \Theta_3 = \Theta_1,$$

$$\frac{\partial \mu_f}{\partial Z} = -\frac{z_h}{\rho_f D_f} W_{ef}, \quad \frac{\partial \mu_o}{\partial Z} = -\frac{z_h}{\rho_o D_o} W_{eo}, \quad (3.1.42)$$

$$U = \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial Z}, \quad V = -\frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial R};$$

$$Z=Z_2, 0 < R < R_1: \quad \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} + \frac{q_r}{\lambda_1} \frac{r_l}{\Delta T} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \frac{\partial \Theta_2}{\partial Z}, \quad \Theta_1 = \Theta_2,$$

$$\frac{\partial \mu_f}{\partial Z} = 0, \quad \frac{\partial \mu_o}{\partial Z} = 0, \quad (3.1.43)$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial Z} = 0, \quad \Psi = 0;$$

$$Z=Z_h, 0 < R < R_l: \quad \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} = 0,$$

$$\frac{\partial \mu_f}{\partial Z} = 0, \quad \frac{\partial \mu_o}{\partial Z} = 0, \quad (3.1.44)$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial Z} = 0.$$

Граничные условия для уравнения движения парогазовой смеси в безразмерных переменных аналогичны выражениям (2.1.54), (2.1.55).

При разработке алгоритма численного решения системы дифференциальных уравнений, описывающих взаимосвязанные процессы при зажигании гелеобразного топлива локальным источником энергии использовались аналогично алгоритму п. 2.1 методы конечных разностей, переменных направлений, локально-одномерный, итераций, прогонки. Пространственная сетка сгущалась в окрестности границ плавления и испарения компонентов топлива.

Алгоритм решения системы уравнений (3.1.27) – (3.1.44) аналогичен алгоритму решения задачи зажигания (2.1.35) – (2.1.55) металлизированного СТТ горячей частицей с учетом специфики физико-химических процессов, протекающих в газовой среде:

1. Поле концентраций продуктов испарения компонентов гелеобразного топлива определялось аналогично температурному полю. На каждом шаге итерации проверялось выполнение условия окончания итерационного цикла:

$$\max |\mu^{(s)} - \mu^{(s-1)}| \leq \delta_{\mu}. \quad (3.1.45)$$

2. При известных значениях безразмерной температуры в каждом узле пространственной сетки области решения задачи (рис. 3.1.1) и концентрации паров в газовой среде вычислялось значение безразмерной функции тока Ψ .

3. По найденным значениям Ψ и Θ итерационным методом определялись значения безразмерного вектора вихря скорости Ω . На каждом шаге итерации решение уравнения движения газовой смеси (3.1.2) проводилось по методике, аналогичной методике определения температуры по уравнению энергии, до выполнения условия:

$$\max |\Omega^{(s)} - \Omega^{(s-1)}| \leq \delta_{\Omega}. \quad (3.1.46)$$

После этого вычислялись компоненты скорости конвекции U и V в газовой среде.

4. Далее проверялись условия окончания вычислений по превышению температуры в зоне интенсивного развития реакции окисления в газовой среде начальной температуры горячей частицы ($\Theta_1 > \Theta_p$) и превышению энергии, выделяемой в результате экзотермической реакции, количества теплоты локального источника, отводимой в топливо и газ ($d(Q_1/Q_2^0)/d\tau > |d(Q_2/Q_2^0)/d\tau|$). В случае невыполнения условий окончания вычислений происходил переход на следующий временной слой и определялись поля безразмерных температуры, концентрации продуктов испарения, функции тока, вектора вихря скорости, проверялась достоверность полученных результатов и условий окончания вычислений по пп. 1–4 данного алгоритма. При выполнении условий окончания вычислений регистрировалось значение безразмерного времени задержки зажигания τ_d .

Верификация разработанной математической модели и оценка достоверности результатов численного исследования выполнена аналогично

п. 2.1. Погрешность выполнения закона сохранения энергии в области решения задачи зажигания (рис. 3.1.1) вычислялась по выражению:

$$\delta_Q = \frac{Q_1^{ign}/Q_2^0 + Q_1^{ox}/Q_2^0 + Q_2^{ign}/Q_2^0 + Q_2^{cr}/Q_2^0 + Q_3^{ign}/Q_2^0 - Q_3^{mel}/Q_2^0 - Q_3^{vap}/Q_2^0}{1 + Q_1^{ox}/Q_2^0 + Q_2^{cr}/Q_2^0 - Q_3^{mel}/Q_2^0 - Q_3^{vap}/Q_2^0} 100 \%, \quad (3.1.47)$$

где Q_1^{ign}/Q_2^0 – безразмерная теплота, аккумулированная парогазовой смесью за счет теплоемкости при $\tau=\tau_d$;

Q_1^{ox}/Q_2^0 – безразмерная теплота, выделившаяся в результате реакции окисления парогазовой смеси при $\tau=\tau_d$;

Q_2^0 – начальная теплота источника энергии, Дж;

Q_2^{cr}/Q_2^0 – безразмерная теплота, выделившаяся в результате кристаллизации материала металлической частицы – источника энергии при $\tau=\tau_d$;

Q_2^{ign}/Q_2^0 – безразмерная теплота источника энергии при $\tau=\tau_d$;

Q_3^{ign}/Q_2^0 – безразмерная теплота, аккумулированная топливом за счет теплоемкости при $\tau=\tau_d$;

Q_3^{mel}/Q_2^0 – безразмерная теплота, затраченная на плавление топлива при $\tau=\tau_d$;

Q_3^{vap}/Q_2^0 – безразмерная теплота, затраченная на испарение компонентов топлива при $\tau=\tau_d$.

При варьировании в достаточно широком диапазоне значений шагов по безразмерным пространственным координатам ($\Delta R=\Delta Z=0,5 \cdot 10^{-3}-0,5$) и времени ($\Delta \tau=10^{-5}-1$) установлено, что относительно невысокая погрешность выполнения баланса энергии ($\delta_Q < 4,3 \%$ при $\Theta_p=1-1,7$) наряду с малыми вычислительными затратами по определению характеристик зажигания достигается при шагах $\Delta R=\Delta Z=5 \cdot 10^{-3}$ (в окрестности границ интенсивного плавления топлива и испарения компонентов, а также зоны окисления парогазовой смеси шаг составлял $0,25 \cdot 10^{-3}$) и $\Delta \tau=0,1 \cdot 10^{-3}$. Масштабные коэффициенты, используемые при переходе к безразмерным переменным по соотношениям (2.1.34): $t_m=10^{-3}$ с, $r_l=20$ мм, $T_0=300$ К, $T_m=1100$ К.

Также проведено тестирование используемых численных методов и элементов разработанного алгоритма решения системы нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных с

соответствующими начальными и граничными условиями на примере задач теплопроводности с фазовыми превращениями.

В [255] выполнено математическое моделирование теплопереноса в пластине трифторида алюминия AlF_3 в условиях испарения вещества на границах $x=0$ и $x=L_x$. Теплофизические характеристики вещества: $\lambda=60$ Вт/(м·К), $\rho=3070$ кг/м³, $C=1260$ Дж/(кг·К). Параметры фазового перехода: $M=0,084$ кг/моль, $A=0,1$, $P_0=10^5$ Па, $Q_e=3,8 \cdot 10^4$ Дж/кг. Толщина пластины $L_x=0,3$ м. Нагрев трифторида алюминия с начальной температурой $T_0=1273$ К осуществлялся при тепловом потоке $q=10^6$ Вт/м². Рассчитывались распределения температуры в пластине через 60, 120, 300 с.

Уравнение теплопроводности:

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}.$$

Начальные условия:

$$T=T_0.$$

Граничные условия:

$$x=0: -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = q - Q_e W_e;$$

$$x=L_x: \lambda \frac{\partial T}{\partial x} = q - Q_e W_e,$$

$$\text{где } W_e = \frac{A(P_s - P_0)}{\sqrt{\frac{2\pi R_t T}{M}}} - \text{массовая скорость испарения};$$

$$P_s = P_0 \exp\left(-\frac{Q_e}{RT}\right) - \text{давление насыщенного пара}.$$

Распределения температуры по толщине пластины в различные моменты времени представлены на рис. 3.1.2. Результаты получены при решении задачи с шагами по координате и по времени $\Delta x=0,1$ мм, $\Delta t=1$ мс.

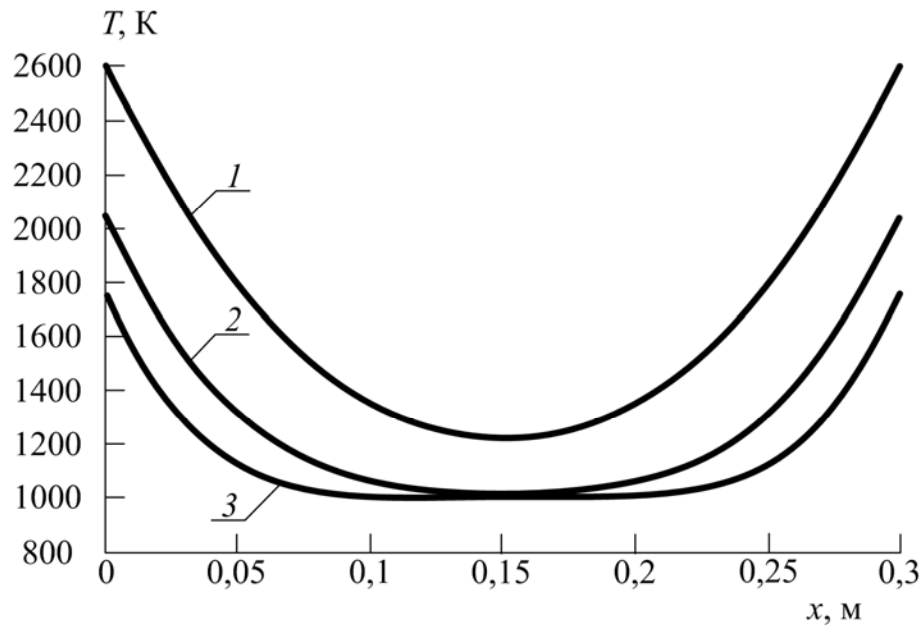


Рисунок 3.1.2. Распределения температуры по толщине пластины трифторида алюминия в различные моменты времени (1 – $t=300$ с, 3 – $t=60$ с, 2 – $t=120$ с)

При сравнении результатов математического моделирования теплопереноса в трифториде алюминия в условиях его испарения с результатами [255] установлено удовлетворительное соответствие распределений температуры в пластине. Отклонение значений температуры в соответствующих сечениях пластины не превышало 0,5 %.

Аналогично предыдущей задаче в [255] выполнено математическое моделирование теплопереноса в пластине трифторида алюминия AlF_3 , где две границы ($x=0$ и $x=L_x$) являются адиабатическими, а на двух других границах заданы условия конвективного теплообмена ($y=0$) и прогрева тепловым потоком в условиях испарения вещества ($y=L_y$). Теплофизические характеристики вещества: $\lambda=60$ Вт/(м·К), $\rho=3070$ кг/м³, $C=1260$ Дж/(кг·К). Параметры фазового перехода: $M=0,084$ кг/моль, $A=0,1$, $P_0=10^5$ Па, $Q_e=3,8 \cdot 10^4$ Дж/кг. Толщина пластины $L_x=L_y=0,3$ м. Нагрев трифторида алюминия с начальной температурой $T_0=1273$ К осуществлялся при тепловом потоке $q=10^6$ Вт/м². Параметры конвективного теплообмена $k=50$ Вт/(м²·К), $T^e=600$ К. Рассчитывалось распределение температуры в пластине через 120 с.

Уравнение теплопроводности:

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right).$$

Начальные условия:

$$T = T_0.$$

Граничные условия:

$$x=0, 0 < y < L_y: \frac{\partial T}{\partial x} = 0;$$

$$x=L_x, 0 < y < L_y: \frac{\partial T}{\partial x} = 0;$$

$$y=0, 0 < x < L_x: -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} = k(T^e - T);$$

$$y=L_y, 0 < x < L_x: \lambda \frac{\partial T}{\partial y} = q - Q_e W_e.$$

На рис. 3.1.3 приведены изотермы в пластине трифторида алюминия в момент времени $t=120$ с. Результаты получены при решении задачи с шагами по координате и по времени $\Delta x = \Delta y = 0,1$ мм, $\Delta t = 1$ мс.

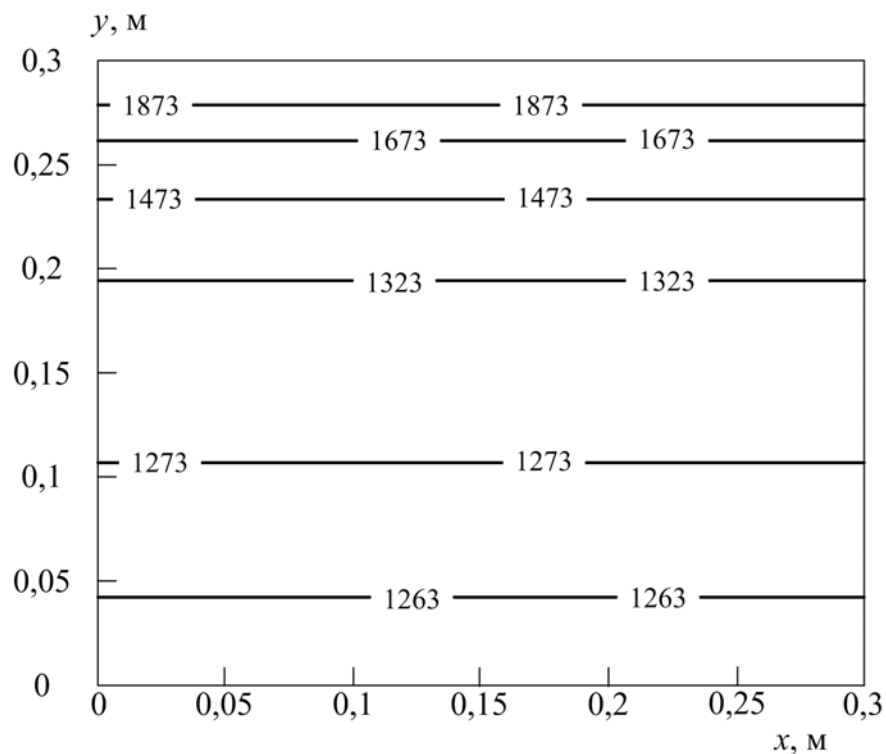


Рисунок 3.1.3. Изотермы (T , К) в пластине трифторида алюминия при $t=120$ с

Анализ полученных распределений $T(x, y)$ и результатов моделирования [255] позволяет сделать вывод об удовлетворительном соответствии распределений температуры в пластине трифторида алюминия. Максимальное отклонение значений температуры в соответствующих сечениях пластины не превышало 0,2 %.

Используемые при математическом моделировании зажигания гелеобразного топлива локальным источником энергии (рис. 3.1.1) значения параметров горячей частицы, области решения задачи, теплофизические характеристики веществ и материалов, а также характеристики реакций плавления и испарения компонентов КВ, окисления парогазовой смеси приведены в табл. 3.1.1. Численные исследования выполнены для типичного гелеобразного топлива (гидразин + 38 % сжиженный кислород + 5 % соли высокомолекулярных органических кислот). В качестве локальных источников энергии рассматривались разогретые до высоких температур металлические (сталь, алюминий) и неметаллические (керамика, углерод) частицы малых размеров.

Таблица 3.1.1. Значения постоянных, используемых при математическом моделировании

Параметр	Обозначение	Величина
Размеры области решения	r_l, z_h	10–20 мм
Размеры горячей частицы	r_p, z_p	2–5 мм
Начальная температура топлива и газа	T_0	90 К
Начальная температура горячей частицы	T_p	1000–2000 К
Температура плавления гелеобразного топлива	T_{mel}	294 К [226, 256–258]
Температура кристаллизации стали	T_c	1500 К [221–225]
Температура кристаллизации алюминия	T_c	950 К [221–225]
Плотность паров гидразина	ρ_f	2,498 [226, 256–258]
Теплоемкость паров гидразина	C_f	3876 [226, 256–258]
Теплопроводность паров гидразина	λ_f	0,072 [226, 256–258]

Продолжение таблицы 3.1.1

Молярная масса паров гидразина	M_f	32,05 кг/кмоль [226, 256–258]
Плотность паров окислителя	ρ_o	2,511 [218–220]
Теплоемкость паров окислителя	C_o	2280 [218–220]
Теплопроводность паров окислителя	λ_o	0,027 [218–220]
Молярная масса паров окислителя	M_o	32 кг/кмоль [218–220]
Плотность инертного газа	ρ_g	1,161 кг/м ³ [218–220]
Теплоемкость инертного газа	C_g	1190 Дж/(кг·К) [218–220]
Теплопроводность инертного газа	λ_g	0,026 Вт/(м·К) [218–220]
Плотность стали	ρ_2	8100 кг/м ³ [221–225]
Теплоемкость стали	C_2	545 Дж/(кг·К) [221–225]
Теплопроводность стали	λ_2	36 Вт/(м·К) [221–225]
Тепловой эффект кристаллизации стали	Q_2	$205 \cdot 10^3$ Дж/кг [221–225]
Степень черноты стали	ε	0,55 [221–225]
Плотность алюминия	ρ_2	2700 кг/м ³ [221–225]
Теплоемкость алюминия	C_2	930 Дж/(кг·К) [221–225]
Теплопроводность алюминия	λ_2	343 Вт/(м·К) [221–225]
Тепловой эффект кристаллизации алюминия	Q_2	$398 \cdot 10^3$ Дж/кг [221–225]
Степень черноты алюминия	ε	0,06 [221–225]
Плотность керамики	ρ_2	3800 кг/м ³ [221–225]
Теплоемкость керамики	C_2	930 Дж/(кг·К) [221–225]
Теплопроводность керамики	λ_2	20 Вт/(м·К) [221–225]
Плотность углерода	ρ_2	1700 кг/м ³ [221–225]
Теплоемкость углерода	C_2	1100 Дж/(кг·К) [221–225]
Теплопроводность углерода	λ_2	1,512 Вт/(м·К) [221–225]
Плотность гидразина	ρ_f	1010 кг/м ³ [226, 256–258]
Теплоемкость гидразина	C_f	1380 Дж/(кг·К) [226, 256–258]
Теплопроводность гидразина	λ_f	0,161 Вт/(м·К) [226, 256–258]
Плотность сжиженного кислорода	ρ_o	1141 кг/м ³ [218–220]
Теплоемкость сжиженного кислорода	C_o	1680 Дж/(кг·К) [218–220]
Теплопроводность сжиженного кислорода	λ_o	0,065 Вт/(м·К) [218–220]
Объемная доля горючего компонента	φ_f	0,57
Тепловой эффект плавления гелеобразного топлива	Q_3	$395 \cdot 10^3$ Дж/кг [226, 256–258]

Окончание таблицы 3.1.1

Тепловой эффект испарения гидразина	Q_{ef}	$1,39 \cdot 10^6$ Дж/кг [226, 256–258]
Тепловой эффект испарения сжиженного кислорода	Q_{eo}	$2,1 \cdot 10^6$ Дж/кг Дж/моль [218–220]
Тепловой эффект окисления парогазовой смеси	Q_1	$14,644 \cdot 10^6$ Дж/кг [226, 256–258]
Предэкспоненциальный множитель окисления парогазовой смеси	k_1	$2,25 \cdot 10^9$ 1/с [226, 256–258]
Энергия активации окисления парогазовой смеси	E_1	$162 \cdot 10^3$ Дж/моль [226, 256–258]
Коэффициент диффузии	D_0	$0,783 \cdot 10^{-5}$ м ² /с [256–258]
Универсальная газовая постоянная	R_t	8,314 Дж/(моль·К) [227]
Ускорение свободного падения	g	9,8 м/с ² [220]
Коэффициент кинематической вязкости	ν	$1,41 \cdot 10^{-5}$ м ² /с [256–258]
Коэффициент термического расширения	β	0,001 1/К [256–258]
Коэффициент испарения	γ	0,1 [250, 256–258]

Результаты исследований зажигания источниками ограниченной энергоемкости гелеобразных КВ при близких к криогенным начальным температурам создают научную основу для разработки соответствующих энергоэффективных технологий инициирования горения топлив, а также позволяют выполнить анализ закономерностей, условий и характеристик развития индукционного процесса при влиянии наиболее значимых факторов (начальная температура, размеры, теплофизические свойства локальных источников нагрева, их частичное или полное внедрение в приповерхностный слой вещества, диффузионно-конвективный тепломассоперенос в газовой среде и другие).

3.2 Моделирование зажигания гелеобразного топлива горячей частицей в условиях диффузионно-конвективного тепломассопереноса в окружающей среде

Как отмечалось ранее, изучение процессов горения гелеобразных конденсированных веществ представляет большой интерес для развития ракетной

техники, т.к. такие топлива по сравнению с широко используемыми твердыми и жидкими высокоэнергетическими материалами характеризуются относительно высоким «удельным импульсом» [22], составляющим более 300–350 секунд тяги при усилии в 1 кг на 1 кг горючего. Несмотря на то, что такие топлива сочетают закономерности процессов зажигания типичных твердых и жидких КВ, характеристики и условия инициирования их горения существенно отличаются от последних вследствие близкой к криогенной начальной температуры и высокой реакционной способности горючего компонента и окислителя. Также в условиях локального нагрева гелеобразных топлив эндотермические фазовые превращения (плавление приповерхностного слоя в окрестности горячей частицы и испарение на границе «топливо – газ») могут оказывать достаточно существенное влияние на закономерности индукционного процесса. Поэтому анализ возможности использования горячих частиц малых размеров в качестве энергоэффективных (малокалорийных) источников зажигания гелеобразных КВ представляет интерес для развития теоретических основ технологии инициирования горения нового топлива в специальных установках.

Исследование [240] зажигания гелеобразного топлива разогретой до высоких температур частицей выполнено на примере типичной системы (рис. 3.1.1) в рамках математической модели (3.1.27) – (3.1.44), учитывающей диффузионно-конвективный тепломассоперенос в окрестности локального источника нагрева, при следующих исходных данных: начальная температура гелеобразного КВ и инертного газа $\Theta_0=0$, локального источника энергии $\Theta_p=1-1,5$; размеры горячей частицы $R_p=Z_p=0,15$; размеры области решения $R_l=Z_h=1$. Для перехода к безразмерным переменным использованы соответствующие соотношения (2.1.34). Приняты масштабы времени $t_m=10^{-3}$ с, координаты $x_l=20$ мм и температуры $T_m=1000$ К.

В результате численных исследований установлены основные закономерности физико-химических процессов, протекающих при нагревании гелеобразного топлива локальным источником ограниченной энергоемкости. На

рис. 3.2.1 представлена зависимость безразмерного времени задержки зажигания от безразмерного теплосодержания горячей стальной частицы.

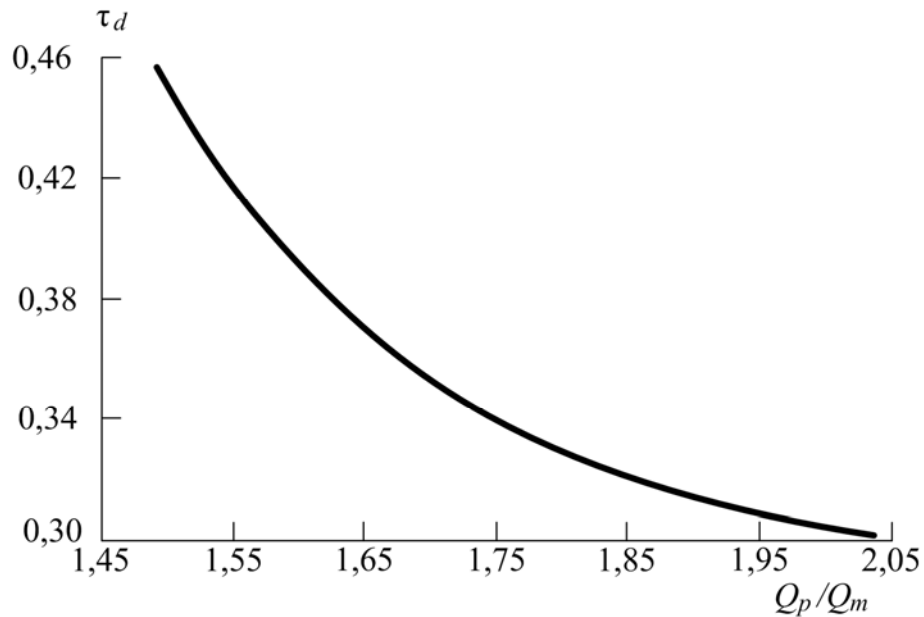


Рисунок 3.2.1. Безразмерные времена задержки зажигания гелеобразного топлива в зависимости от безразмерного теплосодержания горячей стальной частицы

Теплосодержание источника нагрева и масштабный коэффициент вычислялись по аналогичным формуле (2.7.1) выражениям:

$$Q_p = \rho_2 C_2 V_p (\Theta_p - \Theta_0) \Delta T, \quad Q_m = \rho_2 C_2 V_p (\Theta_m - \Theta_0) \Delta T. \quad (3.2.1)$$

Установлено (рис. 3.2.1), что длительность индукционного периода существенно (на 35 %) уменьшается с ростом количества теплоты, аккумулированной горячей частицей (на 20–25 %). При $Q_p/Q_m > 2$ изменение теплосодержания источника оказывает меньшее влияние на интенсивность протекания исследуемых процессов. В этом случае отклонение времен задержки зажигания относительно значения τ_d при $Q_p/Q_m = 2$ не превышает 5 %. Также выявлено, что при $Q_p/Q_m < 1,45$ условия воспламенения в системе «горячая частица – гелеобразное топливо – газ» не выполняются при любой сколь угодно длительной стадии инертного прогрева. При проведении численного эксперимента установлено монотонное охлаждение локального источника в

результате «стока» теплоты вглубь конденсированной фазы и окружающую парогазовую смесь. В этом случае энергии, выделяющейся в результате окисления паров горючего в окрестности частицы, недостаточно для развития переходного процесса с выходом на самоподдерживающееся стационарное горение гелеобразного топлива.

Теплосодержание источника энергии для определенного типа материала (сталь, алюминий, керамика, углерод и т.д.) в большей степени характеризуется его размерами и начальной температурой. Одинаковым значениям Q_p/Q_m могут соответствовать разные значения R_p (при $R_p=Z_p$) и Θ_p . В рассматриваемой системе (рис. 3.1.1) для гелеобразной структуры «горючее – окислитель» установлено, что варьирование размеров источника R_p и Z_p не приводит к существенному изменению интегральных характеристик зажигания. При этом определяющую роль играет начальная температура частицы Θ_p . Зависимость $\tau_d=f(Q_p/Q_m)$ на рис. 3.2.1 получена при варьировании безразмерной температуры в диапазоне от 1,05 до 1,45 (для $R_p=Z_p=0,15$). При изменении Q_p/Q_m в диапазоне, соответствующем рис. 3.2.1, в результате варьирования размеров источника нагрева при $\Theta_p=\text{const}$ времена задержки τ_d отличались не более чем на 7 %. Полученный результат позволяет сделать вывод о том, что при локальном нагреве гелеобразного топлива зависимость $\tau_d=f(Q_p/Q_m)$ не в полной мере отражает физическую связь характеристик процесса с условиями его протекания. Поэтому представляется целесообразным проведение анализа ставшей традиционной [67–72] зависимости безразмерного времени задержки зажигания КВ от безразмерной начальной температуры рассматриваемого источника нагрева.

На рис. 3.2.2 приведены зависимости $\tau_d=f(\Theta_p)$ для разных по материалам одиночных горячих частиц (сталь, алюминий, керамика, углерод). Времена задержки зажигания гелеобразного топлива имеют существенно меньшие значения (на порядок) по сравнению с аналогичными характеристиками, установленными для жидких [167–178] и твердых [185–194] КВ. При этом минимальные температуры частиц ($\Theta_p \approx 1,1$ при $R_p=Z_p=0,15$), при которых в системе (рис. 3.1.1) происходит зажигание, существенно превышают пороговые

значения температуры источника ($\Theta_p \approx 0,8$) для инициирования горения твердых и жидких КВ при прочих равных условиях.

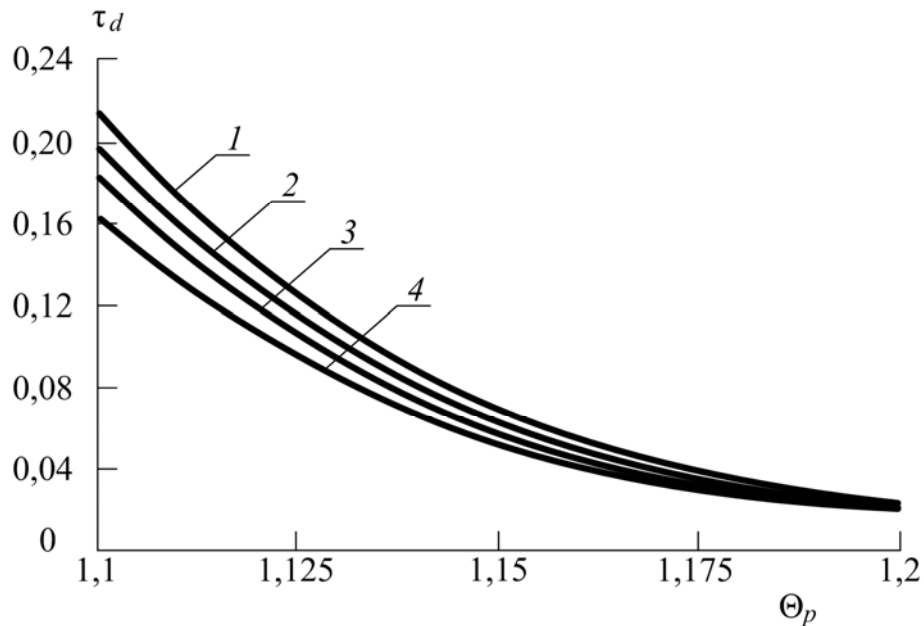


Рисунок 3.2.2. Безразмерные времена задержки зажигания гелеобразного топлива в зависимости от безразмерной начальной температуры одиночных горячих частиц из различного материала при $R_p=Z_p=0,15$: 1 – углерод, 2 – керамика, 3 – алюминий, 4 – сталь

Минимальные значения температуры $\Theta_p=1,1$ и размеров $R_p=Z_p=0,15$ локального источника в форме диска можно считать предельными параметрами для зажигания достаточно типичного для современных представлений гелеобразного топлива «гидразин – сжиженный кислород». Установленную особенность можно объяснить существенным влиянием эндотермических фазовых превращений (плавление и испарение) на интенсивность взаимосвязанных процессов тепломассопереноса и химического реагирования.

По результатам выполненных исследований установлено, что при прогреве приповерхностного слоя топлива за счет энергии частицы в малом по толщине слое (менее $0,5 \cdot 10^{-3}$) выполняются условия плавления связки «гидразин – сжиженный кислород». Вследствие значительного теплового эффекта этого

фазового превращения (табл. 3.1.1) происходит снижение температуры частицы относительно Θ_p вблизи границы контакта с поверхностью КВ и замедление процесса распространения теплоты в глубинные слои последнего. Испарение горючего и окислителя протекает при достижении температур, достаточных для этих фазовых превращений, которые характеризуются большими значениями тепловых эффектов (табл. 3.1.1), превышающими теплоту плавления рассматриваемого гелеобразного КВ. В результате последовательной реализации эндотермических фазовых превращений происходит значительное падение температуры частицы (относительно Θ_p) в окрестности границы контакта с приповерхностным слоем топлива (рис. 3.2.3). Как следствие, меньше аккумулированной энергии локального источника сохраняется для прогрева компонентов парогазовой смеси.

При выполнении условий зажигания в системе (рис. 3.1.1) меньшие значения τ_d (рис. 3.2.2) характерны для металлических частиц вследствие совместного влияния их теплоаккумулирующей способности и теплоотдачи, обусловленной теплофизическими характеристиками материала (табл. 3.1.1), по сравнению со случаем зажигания гелеобразного топлива неметаллическими частицами при прочих равных условиях ($\Theta_p = \text{const}$, $R_p = Z_p = \text{const}$). Влияние данного фактора на интегральные характеристики процесса ослабевает с ростом безразмерной начальной температуры источника. В рассматриваемой системе отклонение τ_d уменьшается с 23 % при $\Theta_p = 1,1$ до 3 % при $\Theta_p = 1,2$. Полученный результат объясняется тем, что с ростом длительности индукционного периода возрастает влияние фактора теплоотвода от горячей частицы в окружающую среду. Как следствие, важную роль при протекании взаимосвязанных физико-химических процессов играют теплофизические характеристики частицы, которые наряду с совокупностью других параметров (температура, размеры) влияют на формирование и положение зоны локализации ведущей реакции окисления в газовой среде.

На рис. 3.2.2 приведено характерное безразмерное температурное поле в момент зажигания гелеобразного топлива.

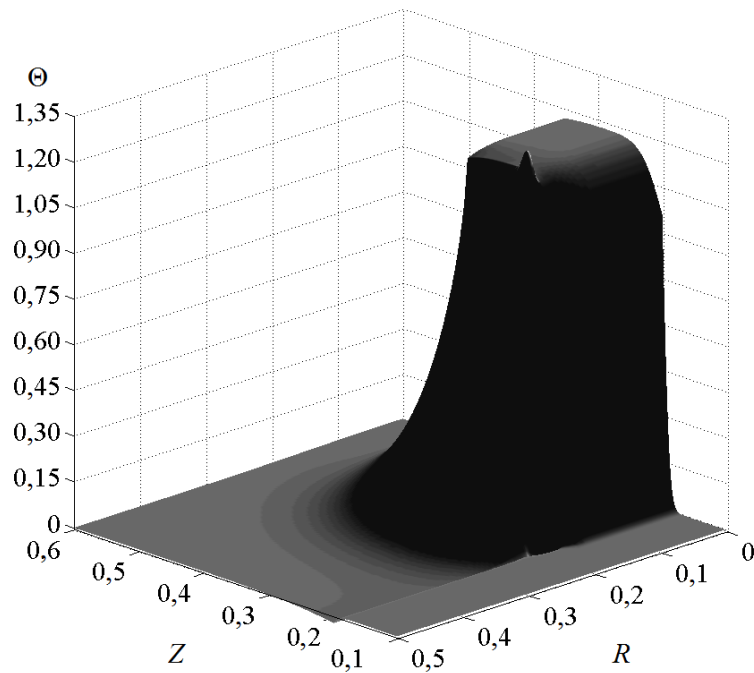


Рисунок 3.2.3. Безразмерное температурное поле в момент зажигания гелеобразного топлива при $R_p=Z_p=0,15$, $\Theta_p=1,2$

В условиях локального нагрева приповерхностного слоя гелеобразного топлива источником ограниченной энергоемкости зона ведущей реакции окисления формируется в малой окрестности основания частицы и границы вдува продуктов испарения (рис. 3.2.3). При варьировании параметров источника в широких диапазонах зона зажигания несущественно изменяет положение в направлении оси Z .

На рис. 3.2.3 видно, что инертный газ прогревается существенно быстрее, чем поступающие с поверхности испарения компоненты горючего и окислителя. Вследствие интенсивного диффузионно-конвективного тепломассопереноса увеличивается скорость реакции окисления с ростом температуры парогазовой смеси. Процесс тепловыделения в системе (рис. 3.1.1) принимает необратимый характер, происходит зажигание. Анализ условий формирования, достаточных для воспламенения парогазовых смесей, позволил установить, что концентрация паров кислорода в окрестности горячей частицы растет быстрее по сравнению с концентрацией паров гидразина. Это обусловлено разными скоростями их

испарения. Как следствие, интенсивность индукционного процесса главным образом лимитируется скоростью поступления паров горючего в зону химического реагирования.

3.3 Теоретическая оценка влияния условий тепломассопереноса в окрестности локального источника нагрева на характеристики зажигания гелеобразного топлива

Аналогично п. 2.9 в данном разделе диссертации выполнен анализ влияния условий тепломассопереноса в окрестности локального источника энергии на характеристики зажигания гелеобразного топлива. В отличие от модели твердофазного зажигания металлизированного СТТ, где свободно-конвективный теплоотвод от горячей частицы в окружающую среду характеризует интенсивность ее остывания, для модели газофазного инициирования горения условия тепломассопереноса в газовой среде в большей мере влияют на закономерности формирования горючей парогазовой смеси.

Математическое моделирование [241] взаимосвязанных физико-химических процессов, протекающих при взаимодействии гелеобразного топлива с разогретой до высоких температур частицей, выполнено на примере системы, схема которой изображена на рис. 3.1.1. В качестве источника ограниченной энергоемкости рассматривалась разогретая до высоких температур (более 1000 К) металлическая (сталь) частица в форме диска (размеры $r_p = z_p = 3$ мм).

Численное определение основной интегральной характеристики индукционного процесса – времени задержки зажигания является весьма актуальной задачей. Характерные значения времен воспламенения высокоэнергетических материалов, например, в специальных системах, составляют в отдельных случаях тысячные доли секунды. В таких условиях даже незначительные на первый взгляд факторы могут оказывать влияние на характеристики быстропротекающего процесса. На основании результатов теоретических исследований зажигания смесевых твердых топлив [185–194] и

горючих жидкостей [167–178] можно обоснованно предположить, что возможно влияние интенсивности тепломассопереноса в окрестности локального источника нагрева, а также начальных температур топлива и инертного газа на характеристики индукционного процесса.

На рис. 3.3.1 приведены зависимости времен задержки зажигания гелеобразного топлива от начальной температуры горячей стальной частицы при различных условиях тепломассопереноса в окружающей газовой среде. Максимальное отличие значений основной характеристики процесса, установленных в рамках модели, учитывающей конвективный теплоотвод (3.1.1) – (3.1.29), и без его учета, составляет около 23 % в области относительно невысоких начальных температур источника, близких к предельным (минимальным) условиям зажигания ($T_p \approx 1100$ K). При увеличении интенсивности процессов тепломассопереноса с ростом T_p времена задержки зажигания существенно уменьшаются, влияние конвективного теплоотвода на характеристики исследуемого процесса ослабевает.

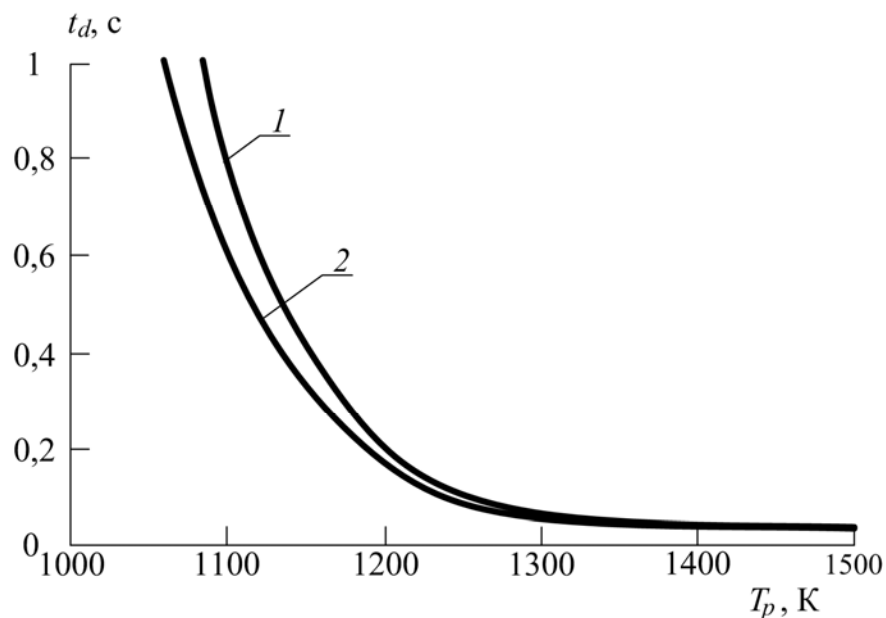


Рисунок 3.3.1. Времена задержки зажигания гелеобразного топлива в зависимости от начальной температуры горячей стальной частицы, установленные в рамках моделей, учитывающих: 1 – теплопроводность, излучение и конвекцию, 2 – теплопроводность и излучение

Также в результате проведенных численных исследований установлено влияние начальной температуры топлива и инертного газа на длительность индукционного периода (рис. 3.3.2) в условиях диффузионно-конвективного теплопереноса в газовой среде.

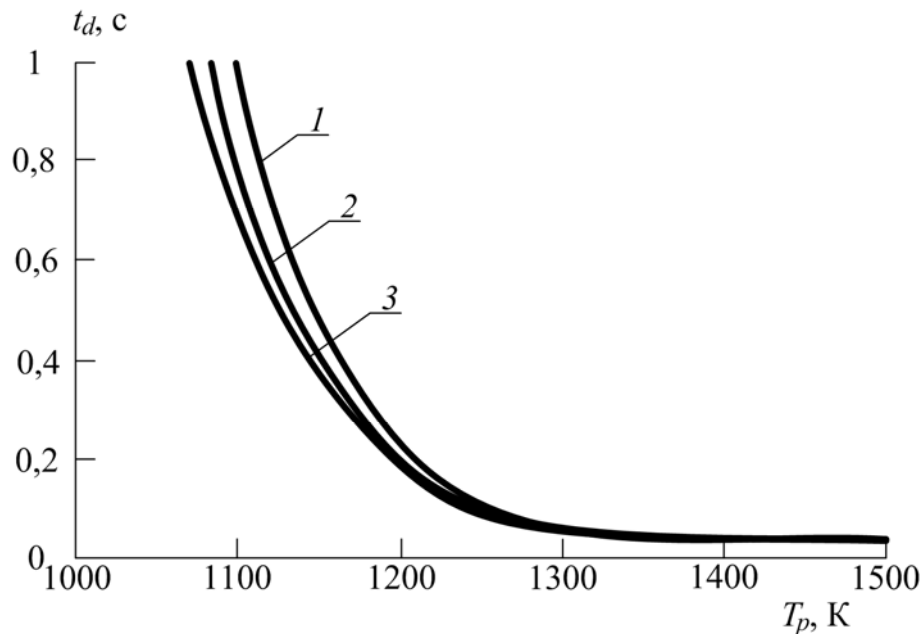


Рисунок 3.3.2. Времена задержки зажигания гелеобразного топлива в зависимости от начальной температуры горячей стальной частицы при различных начальных температурах КВ и инертного газа: 1 – $T_0=100 \text{ K}$, 2 – $T_0=90 \text{ K}$, 3 – $T_0=80 \text{ K}$

Как правило, при хранении топлива температура окружающей среды достаточно жестко регламентирована [226, 257, 258]. Для состава на основе гидразина и сжиженного кислорода это значение составляет около 90 К, поэтому начальная температура гелеобразного топлива варьировалась в узком диапазоне 80–100 К. Заметное отличие времен задержки зажигания (при $T_p=\text{const}$) относительно значений t_d , полученных при $T_0=90 \text{ K}$, составляет 9–11 % для условий протекания физико-химических процессов с относительно невысокой интенсивностью ($T_p < 1200 \text{ K}$). Следует отметить, что большее влияние на длительность индукционного периода оказывает снижение начальной

температуры гелеобразного КВ относительно $T_0=90$ К по сравнению с ее увеличением до 100 К. Это можно объяснить тем, что при $T_0=80$ К довольно существенно возрастает длительность инертного прогрева приповерхностного слоя топлива до момента инициирования фазовых переходов плавления и испарения горючего компонента и окислителя, что ведет к увеличению времен задержки зажигания гелеобразного КВ в целом.

На рис. 3.3.3 приведены температурные поля в момент зажигания гелеобразного топлива горячими стальными частицами при их начальных температурах $T_p=1300$ К и $T_p=1100$ К. Ранее для жидких КВ [167–178] установлено три характерных режима воспламенения при варьировании теплосодержания источника: над частицей, в окрестности ее боковой грани, в непосредственной близости от поверхности вдува летучих веществ в газовую среду.

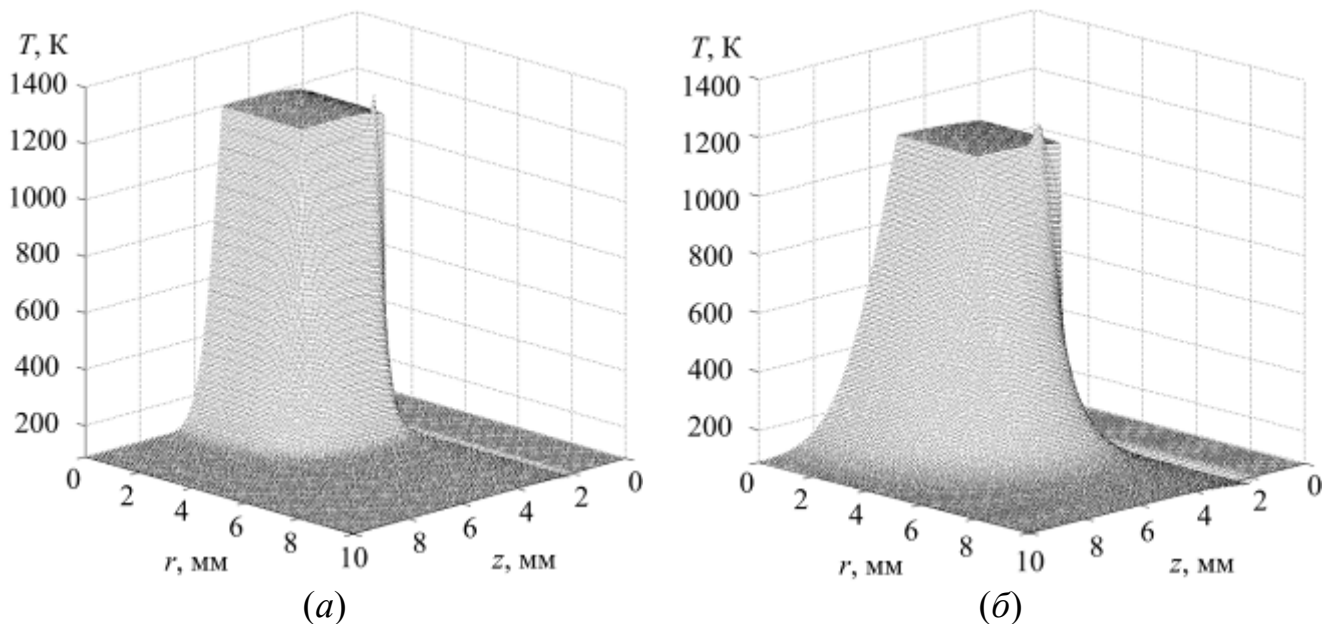


Рисунок 3.3.3. Температурные поля в момент зажигания гелеобразного топлива при начальных температурах горячей стальной частицы: $T_p=1300$ К (a) и $T_p=1100$ К (б)

В отличие от выявленных режимов зажигания жидких КВ [167–177] при локальном нагреве приповерхностного слоя гелеобразного топлива источником ограниченной энергоемкости зона реакции окисления формируется в малой

окрестности основания частицы (рис. 3.3.3). В результате уменьшения теплосодержания источника зона зажигания смещается в направлении движения парогазовой смеси (вдоль оси z) несущественно. При близких к предельным условиям зажигания зона воспламенения удаляется от поверхности испарения горючего компонента и окислителя не более чем на половину характерного размера частицы ($0,5z_p$). Столь существенное отличие закономерностей процессов зажигания гелеобразного топлива по сравнению с жидкими КВ можно объяснить большими затратами теплоты на плавление и испарение, а также высокой реакционной способностью его компонентов. Вследствие диффузионно-конвективного тепломассопереноса в окрестности локального источника скорость реакции окисления растет быстро, что ведет к малой длительности индукционного периода.

3.4 Зажигание гелеобразного топлива горячей частицей, внедренной в приповерхностный слой

В п. 2.5 в результате теоретического исследования зажигания металлизированного СТТ локальным источником энергии установлено, что внедрение последнего в приповерхностный слой топлива ведет к увеличению времени задержки зажигания при близких к предельным условиям реализации процесса вследствие интенсивного отвода теплоты от горячей частицы в конденсированную фазу по большей площади поверхности контакта. В условиях газофазного инициирования горения гелеобразного топлива можно предположить, что данный фактор, скорее всего, несколько иначе будет влиять на развитие процесса зажигания, например, интенсифицировать формирование горючей парогазовой смеси вследствие больших тепловых эффектов плавления основных компонентов топлива.

Исследование процесса зажигания [242] гелеобразного топлива, внедренным в приповерхностный слой локальным источником ограниченной

энергоёмкости – одиночной разогретой до высоких температур частицей, выполнено на примере системы, схема которой приведена на рис. 3.4.1.

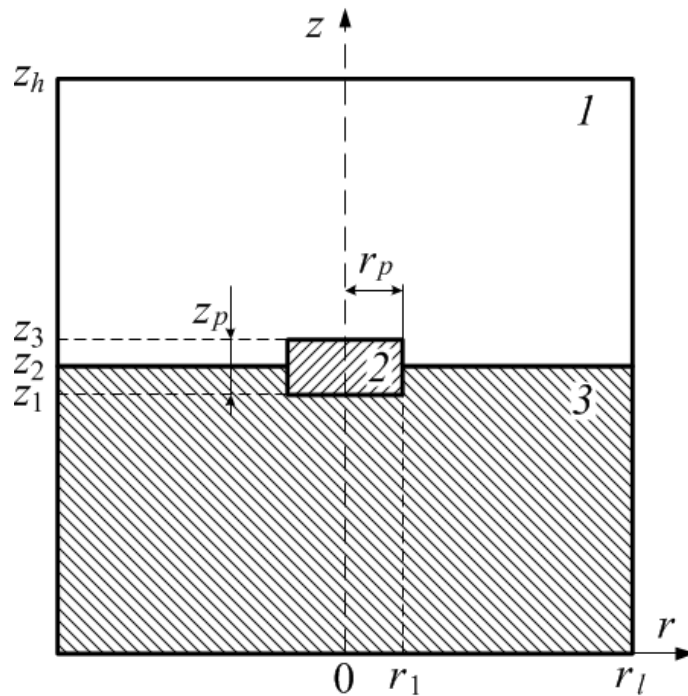


Рисунок 3.4.1. Схема области решения задачи зажигания: 1 – инертный газ, 2 – горячая частица, 3 – гелеобразное топливо

Исследование физико-химических процессов в системе (рис. 3.4.1) выполнено в рамках модели (3.1.1) – (3.1.29). Численные исследования проведены для стальной частицы в форме диска с параметрами: начальная температура $T_p=1000\text{--}1500$ К, размеры $r_p=z_p=3$ мм.

Основная задача численного исследования состояла в установлении влияния глубины внедрения локального источника энергии в приповерхностный слой гелеобразного топлива на интенсивность протекающих физико-химических процессов и величину основной характеристики – времени задержки зажигания t_d . Наиболее значимым фактором при анализе закономерностей индукционного периода является энергетический запас источника нагрева [90], который в большей степени характеризуется его начальной температурой. Поэтому

численные исследования выполнены при варьировании T_p в широком диапазоне от 1000 до 1500 К.

На рис. 3.4.2 представлены зависимости времен задержки зажигания гелеобразного топлива от начальной температуры источника энергии при различной глубине его внедрения χ в приповерхностный слой КВ. Установлено, что для вариантов $\chi=0$ и $\chi \rightarrow z_p$ максимальное отличие t_d может достигать 75–90 % при близких к предельным температурам ($T_p \approx 1100$ К) горячих частиц, необходимым для инициирования горения в системе (рис. 3.4.1). Увеличение начальной температуры источника нагрева лишь на 50 К ($T_p > 1150$ К) ведет к достаточно существенному уменьшению (до 20–25 %) влияния фактора внедрения горячей частицы в приповерхностный слой гелеобразного топлива на длительность индукционного периода.

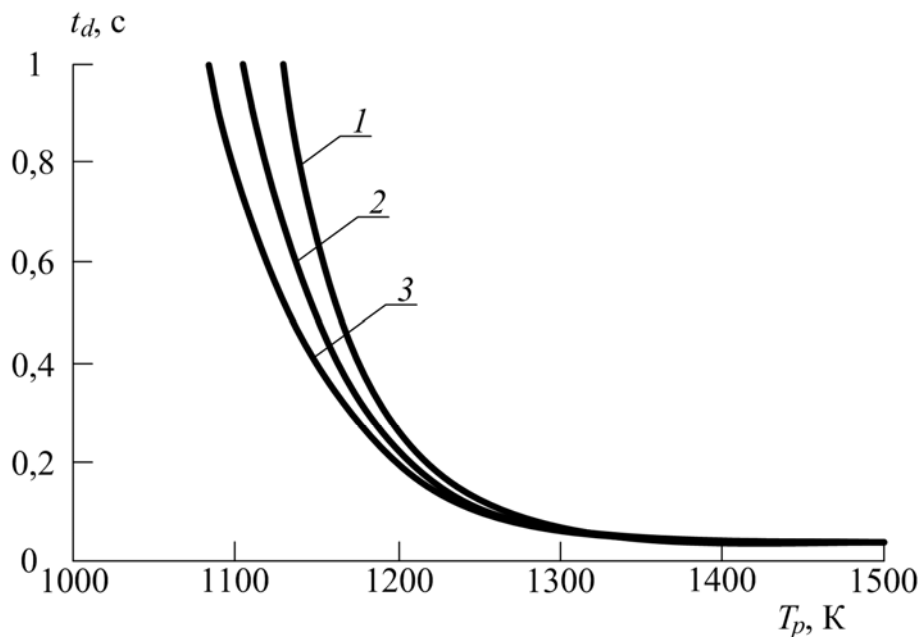


Рисунок 3.4.2. Времена задержки зажигания гелеобразного топлива в зависимости от начальной температуры горячей стальной частицы при глубине внедрения в приповерхностный слой: 1 – $\chi \rightarrow z_p$, 2 – $\chi = 0,5 z_p$, 3 – $\chi = 0$

Полученный результат можно объяснить тем, что при увеличении глубины внедрения частицы в вещество ($0 < \chi < z_p$) значительно возрастает площадь

поверхности источника, с которой осуществляется теплоотвод в конденсированную фазу. Как следствие, снижается плотность теплового потока в газовую среду, где происходит зажигание парогазовой смеси, что ведет к увеличению длительности индукционного периода. Более масштабно установленная закономерность проявляется при близких к предельным (необходимым для зажигания гелеобразного КВ) начальным температурам источника нагрева. При $T_p \approx 1100$ К интенсивность физико-химических процессов невысока по сравнению с условиями $T_p > 1200$ К (рис. 3.4.2). В этом случае достаточно существенное влияние на характеристики зажигания оказывает отток теплоты из прогретой области приповерхностного слоя вглубь топлива. Также можно отметить, что при достаточно высоких начальных температурах частиц ($T_p > 1200$ К) глубина их внедрения оказывает меньшее влияние на условия и характеристики зажигания (не более 10 %).

На рис. 3.4.3 приведены температурные поля в момент зажигания гелеобразного топлива горячими стальными частицами при их глубине внедрения $\chi=0$ (а) и $\chi=0,5z_p$ (б) для $T_p=1100$ К.

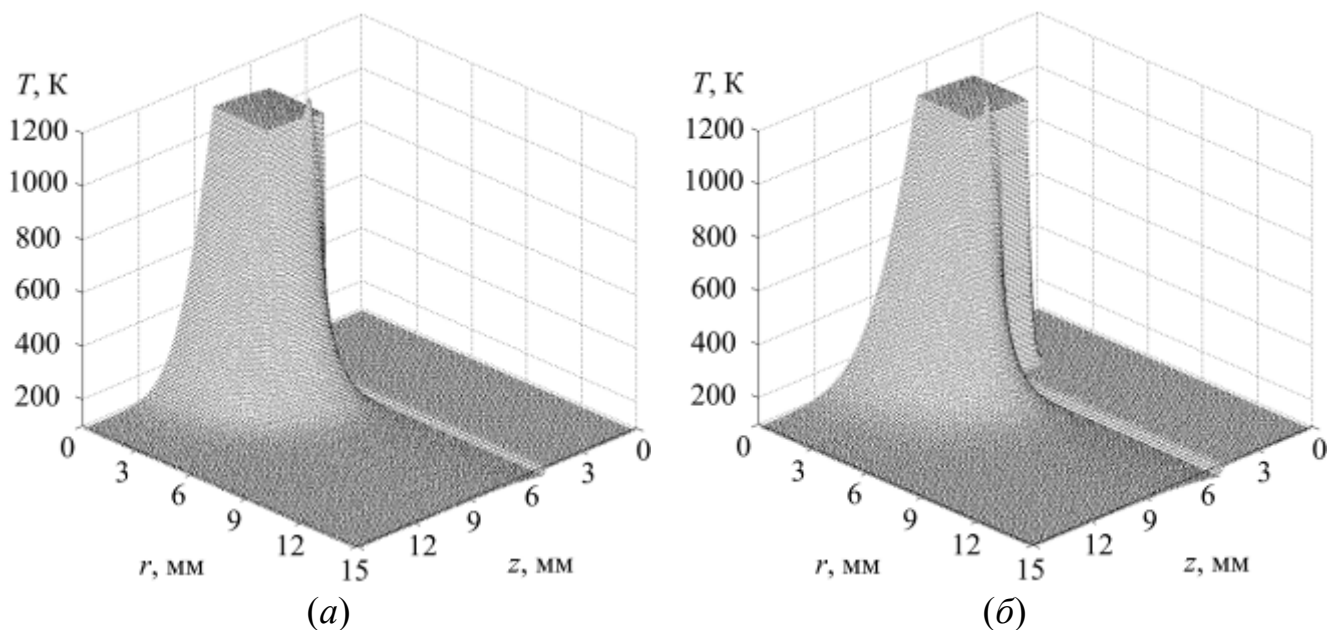


Рисунок 3.4.3 Температурные поля в момент зажигания гелеобразного КВ при глубине внедрения горячей стальной частицы ($T_p=1100$ К): $\chi=0$ (а), $\chi=0,5z_p$ (б)

Вид температурного поля (рис. 3.4.3б) характеризует возрастание роли теплопереноса в окрестности локального источника за счет кондукции в гелеобразном КВ и конвекции в газовой среде в общем комплексе физико-химических процессов при увеличении глубины внедрения горячей частицы в приповерхностный слой топлива.

3.5 Экспериментальное исследование зажигания суспензионного топлива локальным источником нагрева

В последние годы наряду с интенсивным развитием машиностроительной отрасли промышленности России изменения, обусловленные нестабильной ситуацией на мировом рынке энергоресурсов, не могли не затронуть топливно-энергетический комплекс страны. В частности, одним из приоритетных направлений деятельности крупнейшей российской энергетической компании ПАО «Интер РАО» является уменьшение доли газа и мазута в топливном балансе электростанций, где газообразные и жидкие углеводороды используются в качестве резервного топлива, а также в режимах растопки и стабилизации горения факела котлов, функционирующих на твердом натуральном топливе. Одним из возможных решений данной проблемы является замена природного газа или топочного мазута на органоводоугольное топливо (ОВУТ) [243], которое представляет собой дисперсную систему, состоящую из измельченного угля (в том числе низкосортного или отхода углеобогащения), воды и горючего нефтепродукта (например, отработанного масла или отходов нефтепереработки) [244]. Стоит отметить, что зажигание такого топлива с одной стороны имеет достаточно схожие закономерности с инициированием горения гелеобразного топлива (например, стадии инертного прогрева, испарения жидкого горючего компонента, формирования парогазовой смеси), с другой стороны отличается некоторыми особенностями, связанными с присутствием твердого компонента (диспергированного угля) в суспензии. Поэтому изучение условий и характеристик зажигания ОВУТ в условиях кондуктивного и конвективного

нагрева создает предпосылки для разработки технологий растопки и подсветки факела угольных котлов, способствующих снижению доли газа и мазута в топливном балансе угольных электростанций.

Исследование закономерностей зажигания суспензионного топлива одиночными горячими частицами выполнено с использованием экспериментального стенда, схема которого приведена на рис. 3.5.1. Основные характеристики индукционного процесса установлены в рамках методики [132–133].

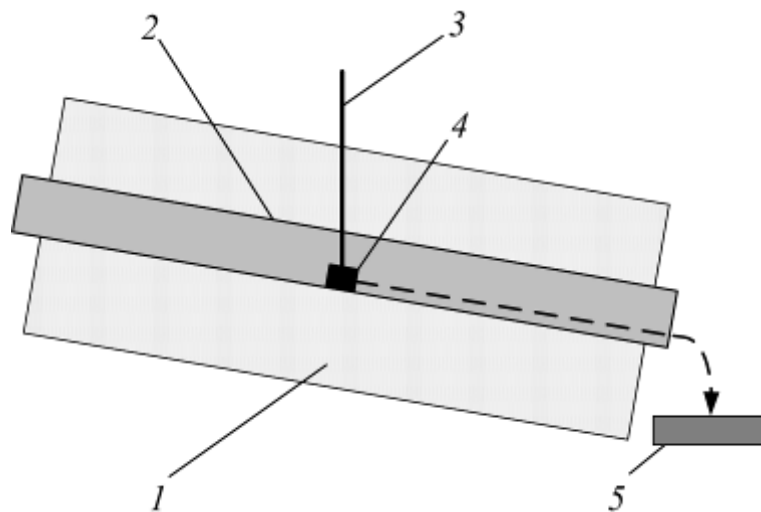


Рисунок 3.5.1. Схема экспериментального стенда для изучения процессов зажигания суспензионного топлива локальным источником нагрева: 1 – печь, 2 – керамическая трубка, 3 – термопара, 4 – металлическая частица, 5 – образец ОВУТ

В каждом эксперименте керамическая трубка муфельной печи (рис. 3.5.1) прогревалась до заданной температуры. Ее контроль осуществлялся интегрированной в печь платина-платинородиевой термопарой (диапазон измеряемых температур 273–1873 К, систематическая погрешность ± 1 К, инерционность не более 1 с). При стабилизации температуры в печи металлическая частица помещалась в центр керамической трубки (рис. 3.5.1). Контроль температуры частицы осуществлялся хромель-алюмелевой

термопарой (диаметр спая 2 мм, диапазон измеряемых температур 273–1373 К, систематическая погрешность ± 3 К, инерционность не более 10 с). После равномерного прогрева металлической частицы она сбрасывалась с высоты не более 50 мм на образец органоводоугольного топлива. Площадь его поверхности составляла около 20 см^2 , толщина слоя топлива – около 10 мм. Процессы, протекающие в течение индукционного периода, регистрировались высокоскоростной видеокамерой Phantom V411 (скорость съемки 4 200 кадров в секунду при полном разрешении 1280x800).

В качестве источников зажигания использовались стальные частицы в форме диска размерами: $r_p=5 \text{ мм}$, $z_p=4 \text{ мм}$; $r_p=5 \text{ мм}$, $z_p=6 \text{ мм}$; $r_p=6 \text{ мм}$, $z_p=5 \text{ мм}$; $r_p=6 \text{ мм}$, $z_p=8 \text{ мм}$. Начальная температура частиц T_p варьировалась в диапазоне 1223–1373 К. В состав ОВУТ входили два компонента: КЕК каменного угля марки Г (обогащительная фабрика шахты имени Кирова, Кемеровская область) и отработанное автомобильное моторное масло. Основные характеристики компонентов представлены в табл. 3.5.1, 3.5.2.

Таблица 3.5.1. Результаты технического и элементного анализа сухого КЕКa Г

Технический анализ			Элементный состав				
A^d , %	V^{daf} , %	Q_s^r , МДж/кг	C^{daf} , %	H^{daf} , %	N^{daf} , %	S^{daf} , %	O^{daf} , %
33,82	43,11	22,16	75,12	4,64	0,02	0,23	19,98
A^d – зольность сухой массы, %; V^{daf} – выход летучих веществ, %; Q_s^r – теплота сгорания низшей рабочей массы, МДж/кг; C^{daf} , H^{daf} , N^{daf} , S^{daf} , O^{daf} – содержание углерода, водорода, азота, серы, кислорода, соответственно, %.							

КЕК является отходом обогащения угля марки Г. В ходе технологического процесса угольная порода промывается водой с применением поверхностно-активных веществ. В дальнейшем происходит разделение угля по фракциям на грохотах. Вода, использованная для промывки породы, подается в специальные

емкости, где происходит осаждение частиц угля. Водоугольная суспензия откачивается и пропускается через ленточные пресс-фильтры для отжима воды. Влажный остаток (массовая доля сухого угля около 47 %) представляет собой КЕК. Средний размер частиц угля в КЕК составляет около 100 мкм. Смешивание компонентов ОВУТ (в пропорции 85 % КЕК Г и 15 % отработанное автомобильное моторное масло) выполнялось в течение 10 минут гомогенизатором MPW-324.

Таблица 3.5.2. Характеристики отработанного автомобильного моторного масла

Показатель	Значение
Плотность при 293 К, кг/м ³	871
Влажность, % масс	0,28
Зольность, % масс	0,78
Температура вспышки, К	405
Температура воспламенения, К	491
Теплота сгорания, МДж/кг	43,98

Основная характеристика исследуемого процесса – время задержки зажигания t_d определялось по результатам анализа видеозаписей. Значение этого параметра соответствовало промежутку времени от установления контакта локального источника нагрева с поверхностью ОВУТ до момента появления пламени в окрестности металлической частицы. Для оценки случайных погрешностей результатов измерений t_d эксперименты повторялись не менее 5 раз при идентичных условиях.

Систематические погрешности измерения начальной температуры частицы и времени задержки зажигания, обусловленные погрешностями используемых средств измерений, составляли не более 2 %. Случайные ошибки определения значений t_d не превышали 15–20 %.

На рис. 3.5.2 представлены типичные кадры видеोगраммы процесса взаимодействия горячей стальной частицы с ОВУТ.

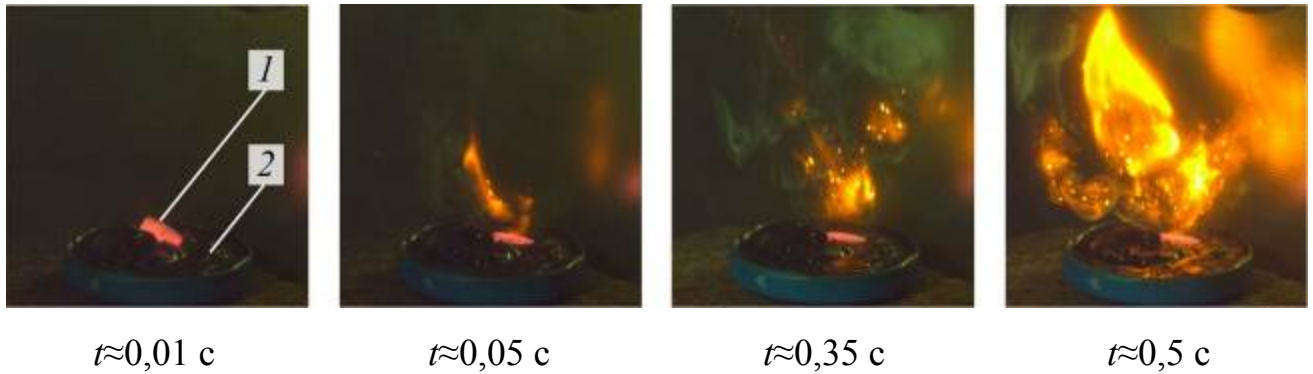


Рисунок 3.5.2. Типичные видеogramмы зажигания суспензионного топлива горячей стальной частицей при $T_p \approx 1300$ К, $r_p = 6$ мм, $z_p = 8$ мм: 1 – металлическая частица, 2 – ОВУТ

Для анализа закономерностей зажигания топлива регистрировались характеристики только устойчивых процессов инициирования, переходящих в стационарное горение ОВУТ. Считалось, что зажигание суспензионного топлива устойчиво, если горение (видимое пламя) длилось не менее 5 с [56]. На рис. 3.5.2 видно, что в начальный момент взаимодействия локального источника с топливом происходит интенсивный прогрев приповерхностного слоя, сопровождающийся испарением жидкого горючего компонента и термическим разложением органической части угля. В окрестности разогретой частицы формируется горючая парогазовая смесь. При движении в результате диффузионно-конвективного тепломассопереноса вдоль боковых граней частицы парогазовая смесь прогревается до температуры зажигания, происходит воспламенение. Стоит отметить, что при интенсификации испарения горючей жидкости в результате прогрева приповерхностного слоя топлива мелкодисперсные частицы угля уносятся потоком газа в среду окислителя. При прохождении зоны пламенного горения парогазовой смеси происходит зажигание частиц угля (рис. 3.5.2).

На рис. 3.5.3 приведены зависимости времени задержки зажигания ОВУТ от начальной температуры локального источника энергии при варьировании размеров последнего.

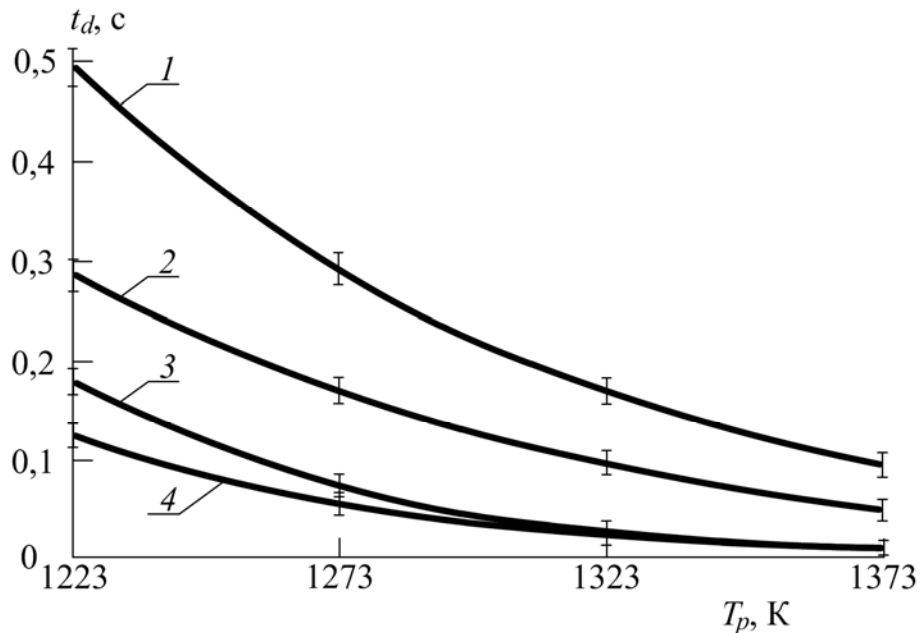


Рисунок 3.5.3. Времена задержки зажигания суспензионного топлива в зависимости от начальной температуры горячей стальной частицы при: 1 – $r_p=5$ мм, $z_p=4$ мм; 2 – $r_p=5$ мм, $z_p=6$ мм; 3 – $r_p=6$ мм, $z_p=5$ мм; 4 – $r_p=6$ мм, $z_p=8$ мм

Зависимости $t_d=f(T_p)$ имеют нелинейный характер при варьировании начальной температуры горячей частицы в достаточно широком диапазоне. В соответствии с теорией зажигания КВ [67–72] интенсивность переходного процесса возрастает с увеличением теплосодержания источника, характеризующегося его размерами и начальной температурой. При увеличении же последней влияние размеров частицы на времена задержки зажигания становится менее масштабным (рис. 3.5.3).

Анализ результатов экспериментальных исследований также позволил установить минимальную начальную температуру частицы $T_p \approx 1200$ К, при которой в системе «горячая частица – ОВУТ – воздух» происходит зажигание. Относительно высокое значение T_p можно объяснить следующим. При

тепловом контакте локального источника энергии с ОВУТ его зажиганию предшествуют стадии инертного прогрева, испарения горючей жидкости, термического разложения угля. При прогреве приповерхностного слоя суспензионного топлива в окрестности границы контакта с частицей, а также протекании эндотермических фазовых превращений и термического разложения происходит достаточно существенное охлаждение источника. В условиях $T_p < 1200$ К его энергии недостаточно для прогрева и инициирования горения парогазовой смеси.

3.6 Зажигание капли суспензионного топлива на поверхности разогретой пластины

Наряду с решением проблемы инициирования горения нового вида топлива на объектах промышленной теплоэнергетики достаточно существенное внимание уделяется повышению безопасности технологического процесса. Изучение закономерностей взаимодействия капель суспензионного топлива с разогретыми поверхностями представляет большой интерес как для разработки одного из возможных способов интенсификации зажигания, так и для формулирования рекомендаций по предупреждению пожароопасных взаимодействий капель топлива, например, с разогретыми стенками технологического оборудования. Как отмечалось ранее закономерности и характеристики физико-химических процессов, протекающих при зажигании конденсированных веществ массивными пластинами и локальными источниками ограниченной энергоемкости, могут достаточно существенно отличаться, поэтому большой интерес представляет исследование процессов, протекающих при взаимодействии одиночных капель суспензионного топлива с разогретой поверхностью, выполненное с использованием экспериментального стенда [245], схема которого приведена на рис. 3.6.1.

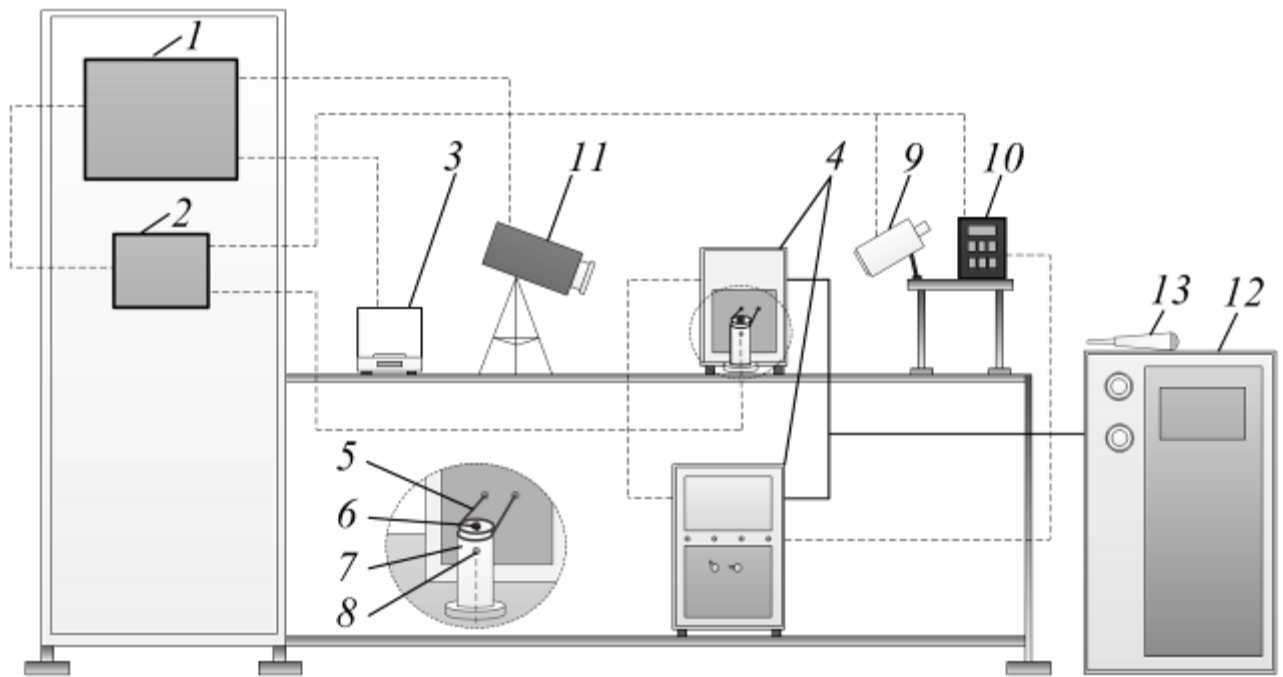


Рисунок 3.6.1. Схема экспериментального стенда: 1 – панельный компьютер; 2 – регистратор многоканальный; 3 – аналитические весы; 4 – индукционный нагреватель; 5 – спираль (индуктор); 6 – образец топлива; 7 – стальной цилиндр; 8 – термоэлектрический термопреобразователь; 9 – инфракрасный пирометр; 10 – регулятор температуры; 11 – высокоскоростная видеокамера; 12 – чиллер; 13 – дозатор; – – – линии электрической связи; — линии циркуляции охлаждающей жидкости

Поверхностью нагрева было одно из оснований металлического (сталь 20) цилиндра 7 (рис. 3.6.1) высотой 50 мм и диаметром 25 мм. Разогрев осуществлялся при помощи индукционного нагревателя 4 (мощность 15 кВА, диапазон частот 30–100 кГц). Одним из оснований цилиндр 7 устанавливался на керамическую пластину. Другое основание размещалось в окрестности оси симметрии спирали индуктора 5 (внутренний диаметр изгиба 30 мм), изготовленной из медной полый трубки диаметром 8 мм. Прогрев материала цилиндра 7 происходил за счет токов Фуко под действием переменного магнитного поля, индуцируемого спиралью 5. Измерение температуры поверхности нагрева T_p осуществлялось контактным и бесконтактным методами – термоэлектрическим термопреобразователем 8 (номинальная статическая

характеристика – хромель-алюмель, диапазон измеряемых температур 0–1373 К, погрешность измерения $\pm 3,3$ К) и инфракрасным пирометром 9 (диапазон измеряемых температур 473–1773 К, погрешность измерения 1 %, разрешение 1 К, спектральный диапазон 8–14 мкм). Поддержание температуры на заданном уровне обеспечивалось регулятором 10 (диапазон температур 313–2473 К, разрешение 1 К). Последний формировал алгоритм соответствующего режима работы индукционного нагревателя 4 согласно методу управления по отклонению регулируемой величины – температуры поверхности нагрева цилиндра 7. Для водяного охлаждения силовых элементов индукционного нагревателя 4 использовался чиллер 12 (хладопроизводительность 2,8 кВт, температура в водяном контуре 278–308 К).

Видеорегистрация исследуемых процессов инициирования горения капель топлива выполнялась высокоскоростной видеокамерой Phantom Miro M310 11 (максимальная скорость съемки 3260 к/с при полном разрешении 1280x800 пикселей, размер пикселя 20 мкм, глубина цвета 12 бит, память 16 Гб). Экспериментальные данные (видеограммы, тренды температур) записывались в память панельного компьютера 1 (частота процессора 3,4 ГГц, оперативное запоминающее устройство 8 Гб, постоянное запоминающее устройство 1 Тб) и регистратора многоканального 2 (12 каналов аналогового входа, постоянное запоминающее устройство 2 Гб, диапазон измерений для термоэлектрических термопреобразователей с номинальной статической характеристикой хромель-алюмель – 323–1573 К, погрешность измерения $\pm 0,25$ %).

Объектом исследования являлось суспензионное топливо на основе диспергированного угля (размер частиц около 80 мкм) марки 2Б Бородинского месторождения Красноярского края 50 % и воды 50 %. Объем капель составлял около 65 мкл (диаметр около 5 мм). Основные характеристики, установленные в результате технического анализа угля, представлены в табл. 3.6.1.

Таблица 3.6.1. Результаты технического анализа угля

Марка	A^d , %	V^{daf} , %	Q_s^r , МДж/кг
2Б	4,12	47,63	22,91
Обозначения аналогичны принятым в табл. 3.5.1.			

После стабилизации температуры T_p на заданном уровне исследуемые образцы 6 помещались на поверхность нагрева цилиндра 7. Капли подавались дозатором Finnpiptette Novus 13 (диапазон 10–100 мкл, погрешность 1,5 %, дискретность установки 0,1 мкл). Эксперименты проводились в идентичных и хорошо воспроизводимых условиях при комнатной температуре 295 К и относительной влажности 65 %. Процессы, протекающие в течение индукционного периода в окрестности образца 6, регистрировались высокоскоростной видеокамерой 11. В результате анализа видеозаписей при помощи программного обеспечения Tema Automotive [259, 260] устанавливались зависимости интегральных характеристик исследуемого процесса для различных топливных композиций от температуры источника энергии. Рассеяние экспериментальных данных росло с уменьшением температуры поверхности нагрева. Поэтому число опытов при фиксированном значении T_p выбиралось с учетом этой особенности, их количество варьировалось от 6 до 10.

В результате проведенных исследований установлены наиболее характерные закономерности процессов инициирования горения капель суспензионного топлива в условиях кондуктивного нагрева. На рис. 3.6.2 представлены типичные видеограммы процесса зажигания одиночной капли. В результате прогрева образца происходит испарение влаги, сопровождающееся изменением (до 5 %) размера капли. После прогрева инициируется термическое разложение органической части твердого компонента (угля), входящего в состав суспензионного топлива. Выделяющиеся летучие компоненты, смешиваясь с воздухом, формируют горючую газовую смесь в окрестности образца. Последующее окисление газообразных продуктов термического разложения в воздухе ведет к интенсификации выгорания углерода. Для начального этапа

горения летучих веществ характерно диспергирование. Частицы угля уносятся газовым потоком от источника нагрева. Оставшийся уголь догорает на поверхности разогретой пластины.

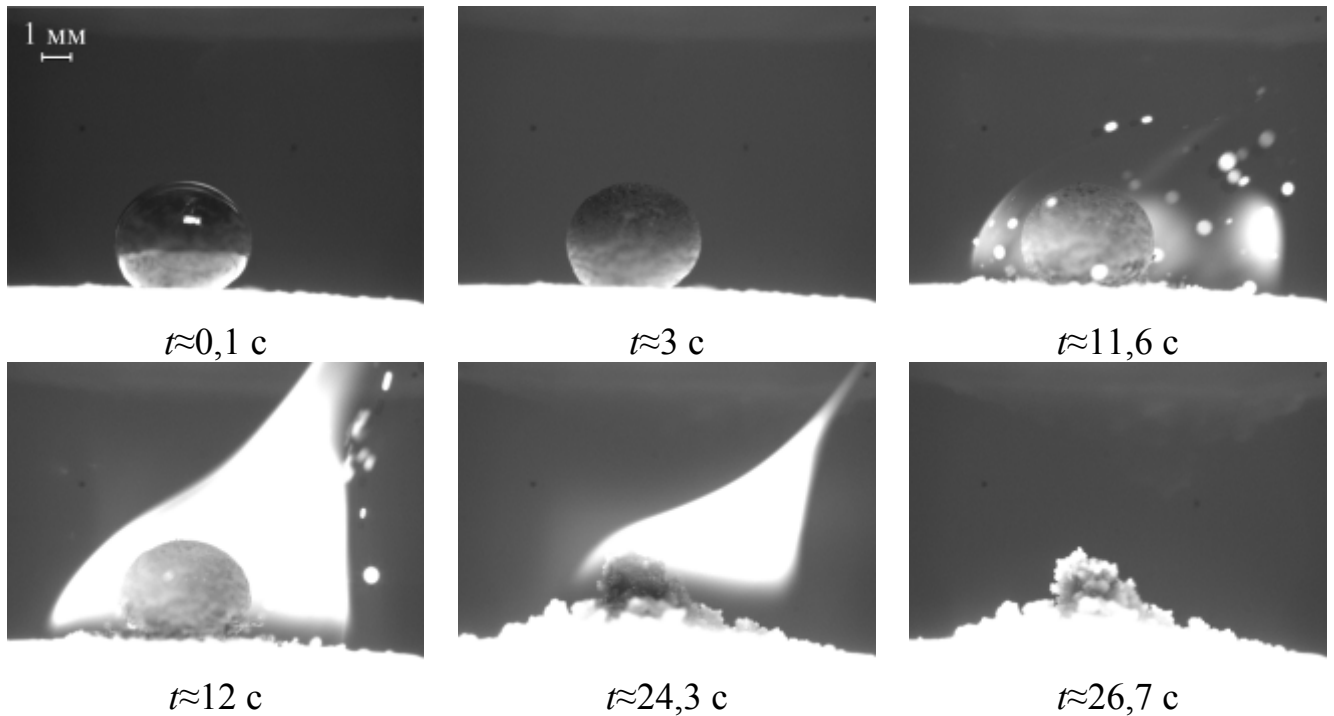


Рисунок 3.6.2. Типичные видеogramмы процессов зажигания и горения капли суспензионного топлива размером 5 мм при $T_p \approx 820 \text{ K}$

Выполненные эксперименты позволили установить зависимость времен задержки зажигания капли суспензионного топлива от температуры поверхности нагрева (рис. 3.6.3), а также сопоставить полученные результаты с временами задержки зажигания частиц твердого натурального топлива.

Несмотря на некоторую общность этапов процесса воспламенения (инертный прогрев топлива, испарение влаги, выход летучих веществ и их зажигание, горение углерода), продолжительности аналогичных стадий для частиц угля и капель суспензионного топлива могут значительно отличаться. Установлено, что времена инертного прогрева, необходимые для инициирования горения капли превышают (более чем на 20 %) аналогичную характеристику для частицы угля при идентичных условиях нагрева. Такое существенное отличие обусловлено высоким влагосодержанием суспензионного топлива и,

следовательно, дополнительными затратами энергии и времени на испарение воды.

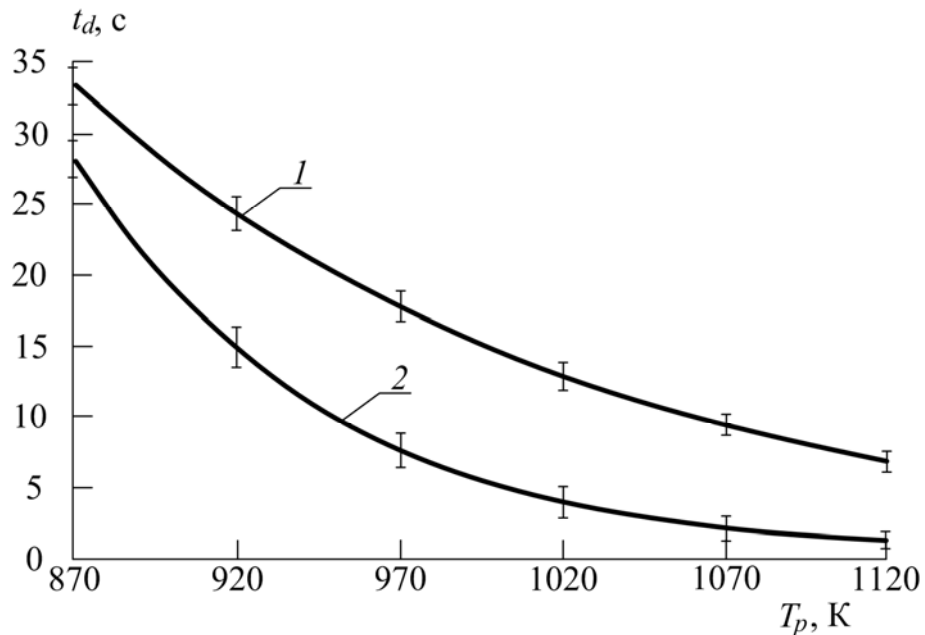


Рисунок 3.6.3. Времена задержки зажигания капли суспензионного топлива (1) и частицы угля (2) в зависимости от температуры поверхности нагрева

Полученные результаты также иллюстрируют высокую пожарную опасность неконтролируемых процессов нагрева твердых натуральных топлив по сравнению с суспензионными составами. Относительно невысокие значения времени задержки зажигания крупных (несколько миллиметров) частиц угля при $T_p > 900$ К представляют повышенную опасность возгорания даже в условиях кратковременного нагрева, соответствующих типичным стадиям топливоприготовления и топливоподачи.

3.7 Экспериментальное исследование зажигания капли суспензионного топлива в условиях конвективного нагрева

В п. 3.5 отмечалось, что одним из возможных направлений применения суспензионных топлив в промышленной энергетике является замена топочного

мазута в режимах растопки и стабилизации горения факела котлов, функционирующих на твердом топливе, а также непосредственный перевод угольных котлов на новое альтернативное топливо. Вследствие широкого распространения способа факельного сжигания пылеугольного топлива не представляется целесообразной кардинальная модернизация существующей технологии топливосжигания. Таким образом в перспективе предполагается разработка технологии сжигания суспензионного топлива в виде потока распыленных мелкодисперсных капель в топке котла. Поэтому представляет интерес изучение условий и характеристик процессов зажигания и горения одиночной капли топлива в условиях конвективного нагрева.

Исследование зажигания и горения одиночных капель суспензионного топлива в потоке разогретого воздуха выполнено в рамках экспериментальной методики [246–251] с использованием стенда, схема которого представлена на рис. 3.7.1. Разработка экспериментальной методики не входила в рамки данной диссертационной работы, поэтому далее будут представлены лишь результаты выполненных исследований.

Основными контролируемыми параметрами являлись скорость движения (V_g) и температура (T_g) потока окислителя в полости стеклянного цилиндра I (рис. 3.7.1), размер (R_d) и температура (T_d) капли ОБУТ. При проведении экспериментальных исследований регистрировались характеристики индукционного процесса – времена задержки зажигания (t_d) и полного сгорания (t_c) капли, отсчитываемые от момента ввода последней в поток разогретого воздуха до инициирования и прекращения горения, соответственно.

Анализ полученных данных (времена t_d и t_c) и их сопоставление с соответствующими результатами эволюции во времени температуры капель, установленные с помощью малоинерционной термопары, позволили сформулировать критерии инициирования и прекращения горения. Зажиганию соответствует выполнение условия превышения температуры капли соответствующего значения источника нагрева ($T_d > T_g$). Окончание экзотермического процесса характеризуется снижением температуры твердого

несгораемого остатка до значения, соответствующего температуре источника нагрева ($T_g + 0,05T_d^{\max}$, где $T_d^{\max}$ – максимальная температура капли в течение процесса горения).

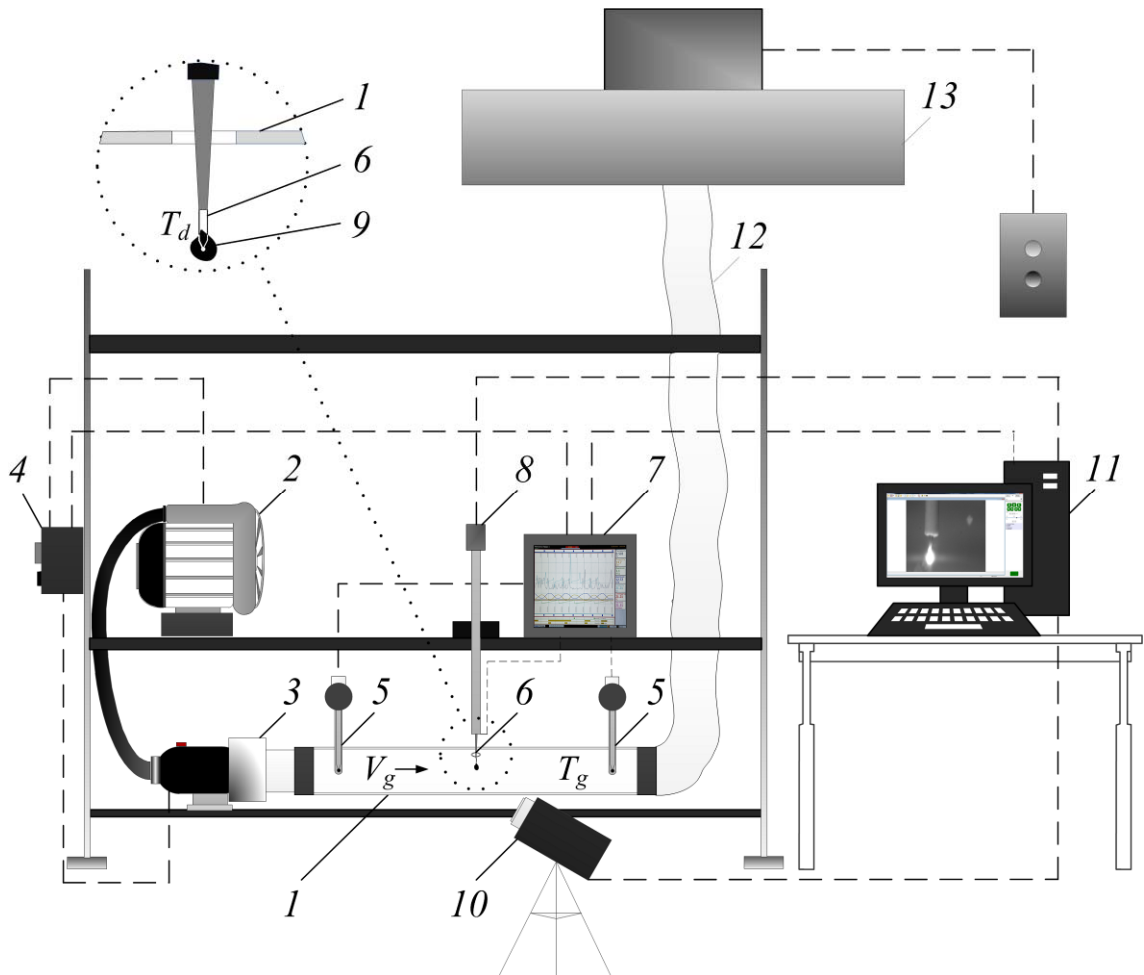


Рисунок 3.7.1. Схема экспериментального стенда: 1 – полый стеклянный цилиндр; 2 – нагнетатель; 3 – воздушнонагреватель; 4 – пульт управления; 5, 6 – термоэлектрические преобразователи; 7 – регистратор; 8 – моторизованное координатное устройство; 9 – капля топлива; 10 – высокоскоростная видеокамера; 11 – компьютер; 12 – воздуховод; 13 – вытяжная вентиляция

При идентичных начальных условиях (R_d , T_g , V_g) проводилось от 6 до 10 экспериментов. При уменьшении температуры воздуха от максимальных значений ($T_g=870$ К) до предельных число повторений в серии экспериментов возрастало. Это обусловлено увеличением рассеяния соответствующих

экспериментальных данных. В серии экспериментов значения температуры T_d отличались от средних не более чем на 2,5 %. Для времен задержки зажигания и полного сгорания каплей топлива отличия, характеризующие в основном случайные погрешности, не превышали 4 %.

Экспериментальные исследования проведены для трех составов с различными по основным свойствам компонентами: органоводоугольное топливо (ОВУТ) № 1 (53 % КЕК обогатительной фабрики «Северная» Кемеровской области + 41,5 % вода + 5 % отработанное автомобильное моторное масло + 0,5 % пластификатор); ОВУТ № 2 (55 % бурый уголь марки 2Б Балахтинского месторождения Красноярского края + 39 % вода + 5 % отработанное автомобильное моторное масло + 1 % пластификатор); водоугольное топливо (ВУТ) (50 % каменный уголь марки Д Листвянского месторождения Новосибирской области + 50 % вода). Во всех составах топлив средний размер частиц угля составлял около 100 мкм. В табл. 3.7.1 приведены результаты технического и элементного анализа КЕК и углей. Характеристики отработанного автомобильного моторного масла и пластификатора представлены в табл. 3.7.2 и 3.7.3.

Таблица 3.7.1. Результаты технического и элементного анализа КЕКа и углей

№	Технический анализ				Элементный состав				
	W^a , %	A^d , %	V^{daf} , %	$\frac{Q^r_{s,}}{МДЖ/кг}$	C^{daf} , %	H^{daf} , %	N^{daf} , %	S^{daf} , %	O^{daf} , %
1	—	26,46	23,08	24,83	84,20	5,09	2,05	1,02	4,46
2	14,11	4,12	47,63	22,91	73,25	6,52	0,79	0,44	18,99
3	10,09	8,52	40,19	24,82	77,46	6,25	2,27	0,35	13,64

1 – КЕК каменного угля марки К;
2 – бурый уголь марки 2Б;
3 – каменный уголь марки Д;
остальные обозначения аналогичны принятым в табл. 3.5.1.

Таблица 3.7.2. Характеристики отработанного автомобильного моторного масла

Показатель	Значение
Плотность при 293 К, кг/м ³	871
Влажность, % масс	0,28
Зольность, % масс	0,78
Температура вспышки, К	405
Температура воспламенения, К	491
Теплота сгорания, МДж/кг	43,98

Таблица 3.7.3. Характеристики пластификатора

Показатель	Значение
Плотность при 293 К, кг/м ³	954
Содержание ПАВ, % масс	25
рН раствора	6,5

В результате проведенных экспериментальных исследований выявлены типичные стадии индукционного процесса для капель ОВУТ и ВУТ (рис. 3.7.2): инертный прогрев приповерхностного слоя капли (*а*); испарение влаги и жидкого горючего компонента, термическое разложение угля, выход летучих компонентов (*б*); формирование локальной зоны зажигания (*в*); газофазное зажигание продуктов термического разложения и испарения (*г*); выгорание углерода (*д*).

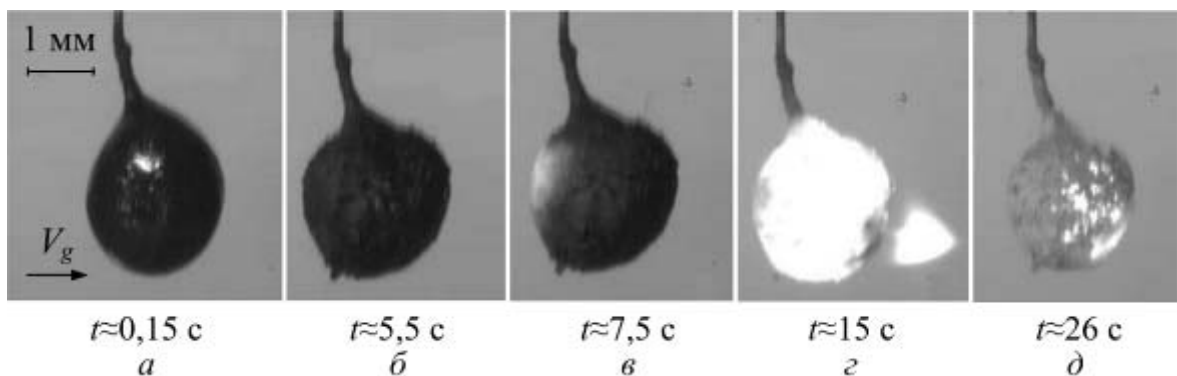


Рисунок 3.7.2. Кадры видеогаммы реализации типичных стадий зажигания капли ОВУТ № 1 при $V_g \approx 4$ м/с, $T_g \approx 870$ К, $R_d \approx 1$ мм

Особенности развития и протекания процесса горения капли суспензионного топлива установлены в результате анализа закономерностей обтекания последней потоком окислителя (рис. 3.7.3), выполненного в рамках метода [261–263] оптической диагностики газовых потоков Particle Image Velocimetry (PIV). Для установления мгновенных распределений скоростей движения потока окислителя в окрестности исследуемого образца в полость цилиндра 5 (рис. 3.7.1) вводились трассирующие частицы (нанопорошок диоксида титана), скорость перемещения которых соответствовала скорости движения воздуха. Аналогично методике [264, 265] регистрировались мгновенные распределения скоростей перемещения трассеров в потоке газа между вспышками импульсного лазера (длина волны 532 нм, минимальная энергия в импульсе 70 мДж, максимальная длительность импульса 12 нс, частота повторений 15 Гц). Алгоритм нахождения мгновенных распределений скоростей методом PIV базировался на определении расстояний, пройденных трассерами за фиксированный временной интервал (между вспышками лазера). При этом кросскорреляционной камерой (формат изображения 2048×2048 пикселей, кадровая частота 1,5 Гц, минимальная задержка между двумя последовательными кадрами 5 мкс) регистрировалась пара кадров в плоскости, перпендикулярной плоскости лазерного луча. Синхронизатор обеспечивал соответствие режимов работы кросскорреляционной камеры и импульсного лазера. Каждая из снятых видеogramм разбивалась на элементарные расчетные области в соответствии с алгоритмами [261–263]. Далее в рамках преобразований Фурье находился максимум корреляционной функции, которая определяла скорость перемещения трассеров.

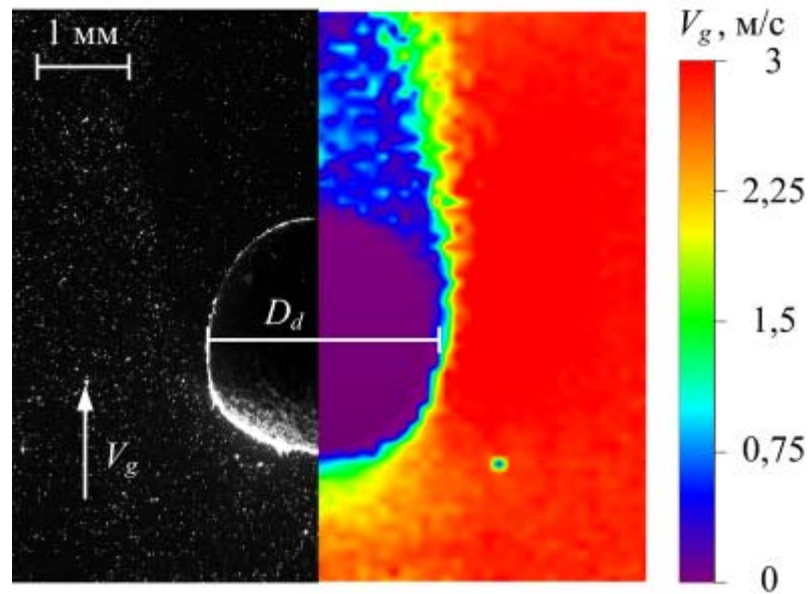


Рисунок 3.7.3. Внешний вид капли ОВУТ (левая часть) и распределение скорости потока воздуха (правая часть) в ее окрестности

В результате анализа полей скорости установлено, что отрыв набегающего потока воздуха происходит в районе экватора капли. При этом в окрестности тыльной (относительно направления движения окислителя) стороны капли формируются вихри во всем диапазоне изменения V_g от 0,5 до 5 м/с. В этой зоне установлено (рис. 3.7.3) существенное уменьшение скорости потока воздуха. При прогреве капли инициируются процессы испарения и термического разложения жидкого и твердого горючих компонентов ОВУТ. Наиболее интенсивно эти процессы протекают на фронтальной стороне капли, менее интенсивно – на тыльной стороне в области меньших скоростей потока воздуха (рис. 3.7.3). Выделяющиеся пары и летучие вещества частично уносятся потоком, при этом максимальная концентрация горючей газовой смеси достигается в области формирования вихрей на тыльной стороне капли. В некоторых экспериментах регистрировалось пламенное горение газовой смеси в этой области (рис. 3.7.2). После испарения влаги и выхода летучих компонентов в малой зоне на поверхности капли с фронтальной стороны достигаются условия инициирования зажигания углеродистого остатка (рис. 3.7.2). Фронт горения распространяется по поверхности капли в направлении движения потока воздуха.

Результаты измерения эволюции температуры капель (рис. 3.7.4–3.7.7) рассмотренных составов топлив позволили выделить несколько особенностей.

Температура капли топлива в процессе горения контролировалась малоинерционной термопарой и регистратором. Для различных составов при фиксированном значении температуры потока разогретого воздуха проводилось не менее 10 экспериментов. Кривые, представленные на рис. 3.7.4–3.7.7, получены в результате усреднения экспериментальных данных. Максимальное среднеквадратичное отклонение серии измерений T_d не превышало 30–35 К. Его значение уменьшалось до 15–20 К с ростом температуры потока разогретого воздуха в диапазоне 370–870 К.

Приведенные на рис. 3.7.4–3.7.6 кривые T_d иллюстрируют существенную долю времени инертного прогрева (до 30 %), интенсивных фазовых превращений и химического реагирования (до 70 %) в длительности переходного процесса, соответствующего t_c . При относительно низких температурах источника нагрева ($T_g < 600$ К) изменение температуры капель ОВУТ и ВУТ носит монотонный характер, что свидетельствует о минимальной роли эндотермических фазовых превращений и экзотермического химического реагирования.

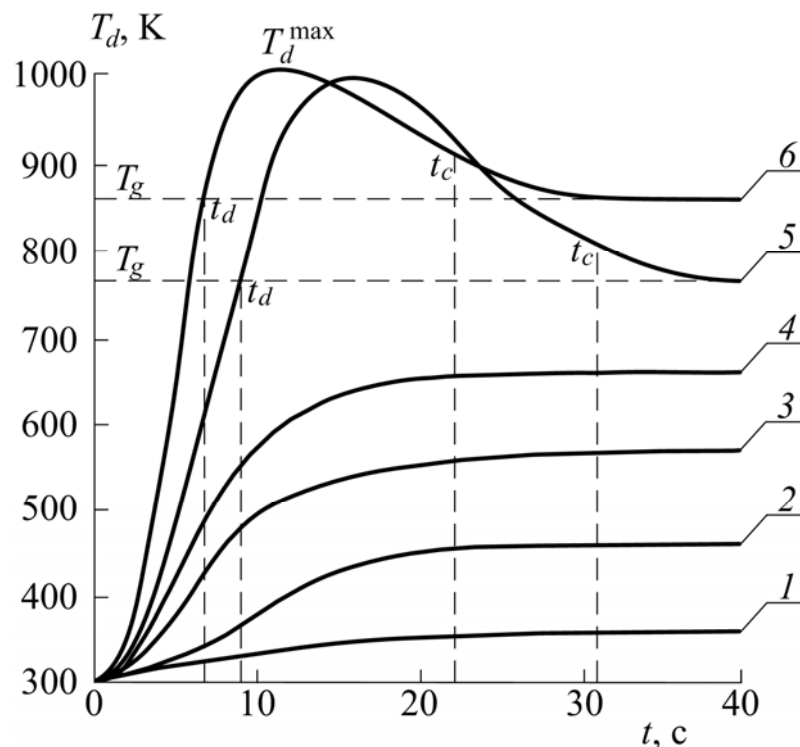


Рисунок 3.7.4. Температура капли ОВУТ № 1 ($R_d \approx 1$ мм) в процессе взаимодействия с потоком воздуха при $V_g \approx 4$ м/с, T_g : 1 – 370 К, 2 – 470 К, 3 – 570 К, 4 – 670 К, 5 – 770 К, 6 – 870 К

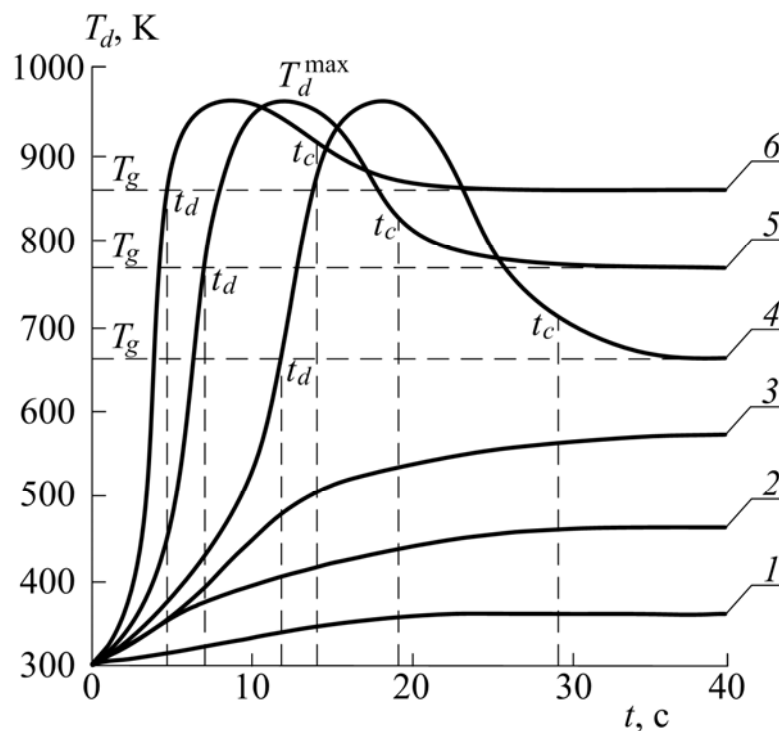


Рисунок 3.7.5. Температура капли ОВУТ № 2 ($R_d \approx 1$ мм) в процессе взаимодействия с потоком воздуха при $V_g \approx 4$ м/с, T_g : 1 – 370 К, 2 – 470 К, 3 – 570 К, 4 – 670 К, 5 – 770 К, 6 – 870 К

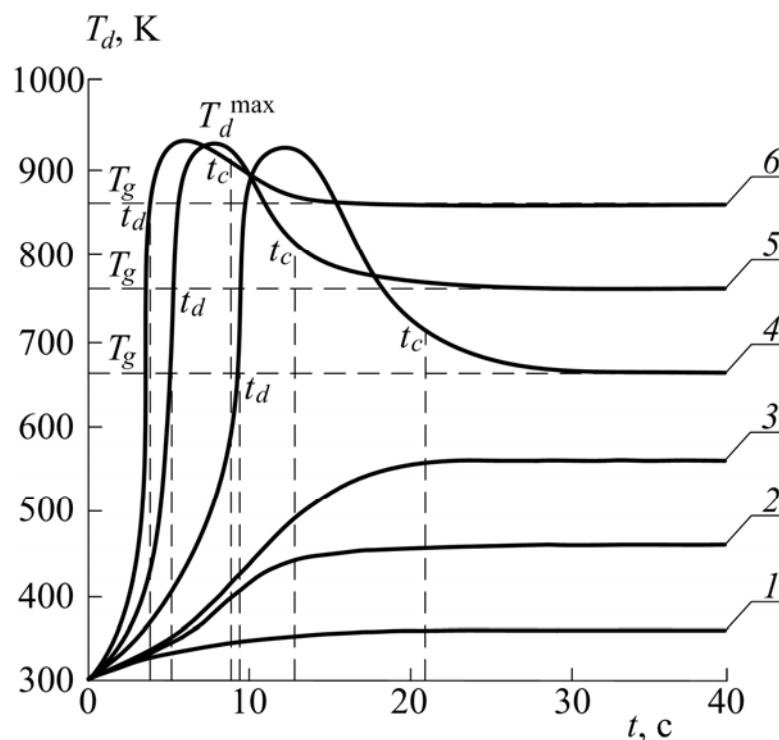


Рисунок 3.7.6. Температура капли ВУТ ($R_d \approx 1$ мм) в процессе взаимодействия с потоком воздуха при $V_g \approx 4$ м/с, T_g : 1 – 370 К, 2 – 470 К, 3 – 570 К, 4 – 670 К, 5 – 770 К, 6 – 870 К

В этом случае происходит равномерный прогрев капли до температуры, соответствующей значению T_g (кривые 1–4 на рис. 3.7.4, кривые 1–3 на рис. 3.7.5 и 3.7.6). Увеличение температуры потока воздуха выше 600 К ведет к интенсификации процессов теплопереноса на границе «капля – окислитель», что, в свою очередь, влияет на скорости испарения жидких горючих и негорючих компонентов, а также термического разложения органической части угля. Зависимости $T_d=f(t)$ становятся существенно немонотонными. При этом минимальные значения температур окислителя (при $V_g \approx 4$ м/с), необходимые для зажигания капель ($R_d \approx 1$ мм) ОБУТ № 1 составляют около 770 К, ОБУТ № 2 и ВУТ – 650–670 К. Изменение температуры источника влияет на уменьшение длительности стадии инертного прогрева и, соответственно, на время задержки зажигания. Например, при увеличении T_g с 770 К до 870 К для ОБУТ № 1 и с 670 К до 870 К для ОБУТ № 2 и ВУТ времена задержки зажигания изменяются на 30 %, 59 % и 56 %, соответственно. Выполненные оценки характерных времен инертного прогрева основных компонентов топливных композиций показали, что этот параметр для частиц угля в несколько раз меньше, чем для капель воды, сопоставимых по размерам, при идентичных условиях нагрева. Теплота парообразования воды более чем в десять раз превышает теплоту термического разложения угля. Как следствие, большая часть подводимой к капле водоугольной суспензии энергии затрачивается на фазовый переход.

Тренды $T_d=f(t)$ на рис. 3.7.4–3.7.6, соответствующие условиям зажигания водоугольных суспензий, иллюстрируют максимум тепловыделения в течение всего индукционного периода на стадии выгорания углерода (рис. 3.7.2). В условиях интенсивного экзотермического реагирования испарение жидких компонентов и термическое разложение органической части угля не ведут к заметному уменьшению скорости роста температуры T_d . Ее экстремум достигается в результате совместного протекания процессов выгорания углерода и летучих в окрестности капли. По окончании горения T_d принимает некоторое постоянное значение, соответствующее температуре источника T_g . При $t > t_c$

отсутствуют какие-либо физико-химические превращения, протекающие с выделением энергии.

Отличие экстремумов ($T_d^{\max}$) для зависимостей $T_d=f(t)$ на рис. 3.7.4–3.7.6 обусловлено как составом топливных композиций, так и значениями теплоты сгорания твердых и жидких компонентов (табл. 3.7.1, 3.7.2). При этом увеличение доли отработанного автомобильного моторного масла в ОВУТ приводит к росту T_d (рис. 3.7.7) за счет большей эффективной теплоты сгорания капли топлива при прочих равных условиях. Также ввод жидкого горючего компонента с меньшей температурой воспламенения (по сравнению с углем) и теплотой фазового перехода (по сравнению с водой) влияет на изменение положения экстремума T_d во времени (рис. 3.7.7).

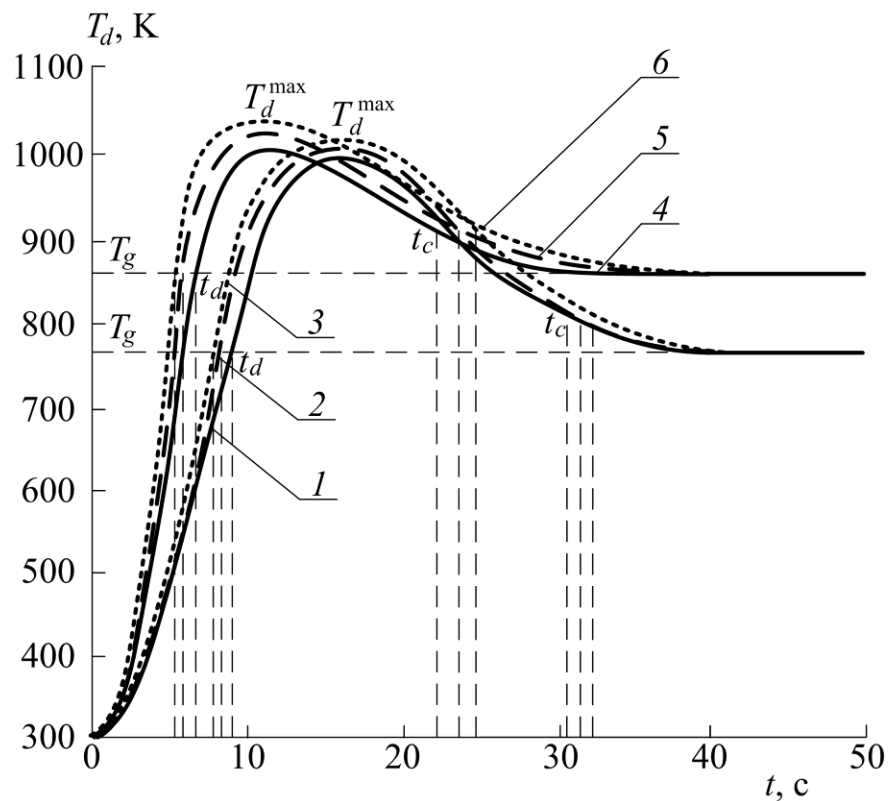


Рисунок 3.7.7. Температура капли ОВУТ № 1 ($R_d \approx 1$ мм) с разной массовой долей отработанного автомобильного моторного масла в процессе взаимодействия с потоком воздуха при $V_g \approx 4$ м/с и $T_g \approx 770$ К (1 – 5 %, 2 – 10 %, 3 – 15 %), $T_g \approx 870$ К (4 – 5 %, 5 – 10 %, 6 – 15 %)

Увеличение концентрации жидкого нефтепродукта в составе ОБУТ характеризуется протеканием стадии пламенного горения (рис. 3.7.2) продуктов испарения и термического разложения угля. Тепловыделение в малой окрестности капли ведет к более интенсивному прогреву ее приповерхностного слоя и как следствие к уменьшению времени задержки зажигания.

Важным следствием для практического приложения результатов исследования процессов горения ВУТ и ОБУТ является хорошая корреляция зависимостей $T_d=f(t)$ (рис. 3.7.4–3.7.7) с кривыми изменения температуры в окрестности частицы угля [266–268] при реализации режимов газофазного и гетерогенного горения. Отсутствие колебаний температуры (за счет вспышек) в пределах аperiодического переходного процесса (индукционный период), позволяет сделать вывод о возможности применения составов на основе водоугольных суспензий в промышленной теплоэнергетике.

Анализ результатов (табл. 3.7.4) позволил установить, что необходимые для зажигания ОБУТ температуры окислителя имеют меньшие значения в случае более крупных образцов. Предельные (минимальные) температуры T_g на 80–110 К ниже для капель размерами $R_d \approx 1,5$ мм по сравнению с вариантом $R_d \approx 0,75$ мм.

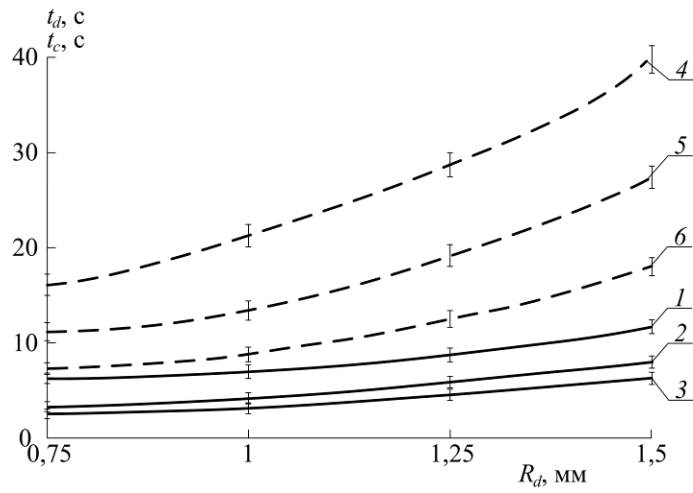
Таблица 3.7.4. Минимальные температуры воздуха, необходимые для зажигания различных составов топливных композиций

Состав			R_d , мм
ОБУТ №1	ОБУТ №2	ВУТ	
$T_{\min} \approx 810$ К	$T_{\min} \approx 710$ К	$T_{\min} \approx 680$ К	0,75 мм
$T_{\min} \approx 770$ К	$T_{\min} \approx 670$ К	$T_{\min} \approx 650$ К	1 мм
$T_{\min} \approx 710$ К	$T_{\min} \approx 620$ К	$T_{\min} \approx 610$ К	1,5 мм

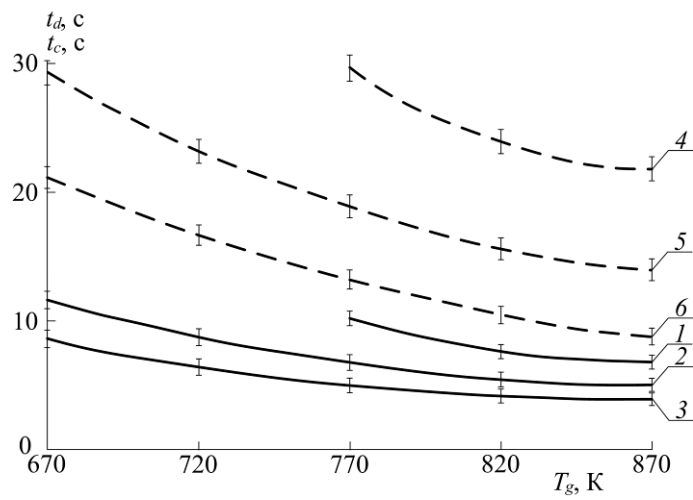
Этот эффект, скорее всего, обусловлен взаимным влиянием концентрации компонентов газовой смеси (продуктов испарения и термического разложения) и ее температуры на скорость реакции окисления. С увеличением R_d возрастает площадь поверхности капли, с которой происходит испарение масла и выход

летучих веществ. Согласно общей теории горения [67–72, 146] связь концентрации горючего (μ_f) и скорости реакции окисления (W_o) имеет вид $W_o = \mu_o \mu_f k_0 \exp[-E/(R_g T_g)]$. Увеличение массовой доли μ_f при условии $W_o = \text{const}$ обуславливает уменьшение температуры, необходимой для инициирования процесса горения. В свою очередь, для капель меньших размеров характерны относительно малые времена индукционного периода. Однако невысокая концентрация горючих газов в окрестности малых капель недостаточна для развития необратимого экзотермического процесса. В большинстве экспериментов для составов ОБУТ и ВУТ при условиях $R_d \leq 0,5$ мм и $T_g \leq 650$ К происходило формирование локальных очагов зажигания с последующим быстрым их исчезновением без инициирования горения. Как следствие, эволюция во времени T_d для малых капель протекает быстрее по сравнению с крупными каплями ($R_d > 0,5$ мм) при идентичных условиях теплообмена за счет меньшей длительности стадии инертного прогрева ОБУТ, а также меньших значений $T_d^{\max}$ на 150–200 К.

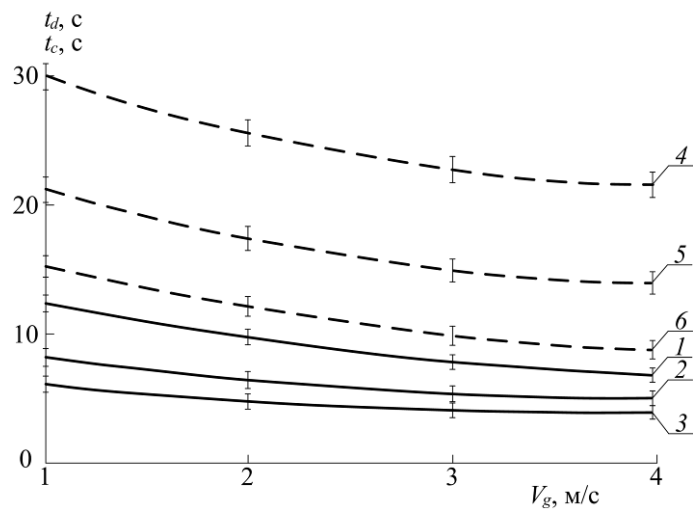
На рис. 3.7.8 приведены значения времен задержки зажигания и полного сгорания капель рассматриваемых топливных композиций в зависимости от трех основных параметров (T_g , V_g и R_d), характеризующих условия теплообмена с потоком окислителя. Как и можно было полагать в соответствии с основными положениями общей теории [67–72, 266–268] горения, наибольшее влияние на времена t_d и t_c из варьируемых в проведенных экспериментах параметров оказывает температура источника нагрева T_g (рис. 3.7.8б). При этом установлено, что с ростом T_g влияние V_g и R_d на характеристики зажигания ослабевает. Этот результат можно объяснить увеличением вклада радиационного теплопереноса на границе «капля – окислитель» по сравнению с кондуктивным и конвективным при $T_g \rightarrow 1000$ К. Масштаб влияния этого эффекта в полной мере не был определен до настоящего времени для ОБУТ и ВУТ. Зависимости (рис. 3.7.8) позволяют провести соответствующие оценки с целью сопоставления значений радиационного (q_r), конвективного (q_c) и кондуктивного (q_k) тепловых потоков к поверхности капли.



(a)



(б)



(в)

Рисунок 3.7.8. Времена задержки зажигания (сплошные линии) и полного сгорания (штриховые линии) в зависимости от размера капли (а) при $V_g \approx 4$ м/с и $T_g \approx 870$ К, температуры воздуха (б) при $V_g \approx 4$ м/с, $R_d \approx 1$ мм, скорости воздуха (в) при $T_g \approx 870$ К, $R_d \approx 1$ мм: 1, 4 – ОБУТ № 1; 2, 5 – ОБУТ № 2; 3, 6 – ВУТ

Известно [89, 90], что $q_r = \varepsilon \sigma (T_g^4 - T_s^4)$, $q_c = \alpha (T_g - T_s)$, $q_k = \lambda (T_g - T_s) / R_d$. Установлено соотношение этих тепловых потоков. Используются типичные для условий зажигания топлив параметры: $\alpha = 20$ Вт/(м²·К), $T_s = 370$ К, $\lambda = 0,03$ Вт/(м·К), $\varepsilon = 0,8$, $R_d = 1$ мм, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴). При температуре окислителя $T_g \approx 700$ К лучистый поток q_r превышает кондуктивный и конвективный в 1,2 раза. Поэтому изменение скорости воздуха от 1 м/с до 4 м/с при такой температуре приводит к уменьшению времен t_d на 30–35 % (рис. 3.7.8в). Отличие значений t_d для капель с размерами от 0,75 мм до 1,5 мм достигает 35–45 % (рис. 3.7.8а). В условиях же относительно высоких температур окислителя ($T_g > 800$ К) варьирование размеров капель и скоростей движения потока воздуха в указанных диапазонах приводили к изменению t_d не более чем на 10 %. В таких условиях значения q_r превышают тепловые потоки q_c и q_k в 2–3 раза. Как следствие, можно сделать заключение о доминировании радиационного теплопереноса в условиях нагрева ($T_g \rightarrow 1000$ К) образцов топливных композиций, необходимых для их зажигания.

Установленные экспериментальные кривые $T_d = f(t)$ хорошо коррелируют с результатами экспериментов [239]. Соответствие зависимостей изменения температуры капель при зажигании ВУТ [239] и ОВУТ (рис. 3.7.4–3.7.7) позволяет развивать положения [239] в направлении низкотемпературного зажигания суспензионных топливных композиций на основе угля. Также полученные экспериментальные данные наряду с результатами, например [269–272], являются основой для расширения современных теоретических представлений о процессах инициирования горения ОВУТ. В частности, выделенные особенности изменения T_d при разной интенсивности нагрева, размерах и компонентном составе капель позволяют совершенствовать известные физические и математические модели [239, 273–275] процессов зажигания.

Основные результаты и выводы по третьей главе

1. Результаты численных и экспериментальных исследований зажигания структурно-неоднородных гелеобразных и суспензионных топлив при локальном нагреве типичными источниками ограниченной энергоемкости подтверждают возможность применения разработанного теоретического подхода и экспериментальных методик для анализа закономерностей физико-химических процессов, протекающих при инициировании горения новых видов топлив в условиях пространственно-временной неоднородности температурных полей.

2. Процесс зажигания гелеобразных и суспензионных конденсированных веществ в условиях локального нагрева источниками ограниченной энергоемкости является устойчивым (инициирование переходит в стационарное горение).

3. Установлено, что минимальные начальные температуры T_p горячих частиц (более 1100 К), необходимые для зажигания таких топлив, существенно превосходят аналогичный параметр (менее 900 К) при инициировании горения твердых и жидких топлив. Высокие значения T_p обусловлены интенсивным отводом теплоты локального источника в конденсированную фазу в течение индукционного периода в результате эндотермического фазового превращения при испарении жидкого горючего компонента. В условиях относительно невысоких начальных температур источника его энергии может быть недостаточно для прогрева и инициирования последующего горения парогазовой смеси.

4. Взаимодействие локальных источников нагрева с суспензионным топливом характеризуется меньшей пожарной опасностью по сравнению с аналогичными процессами для применяемых в теплоэнергетике твердых натуральных топлив.

5. Впервые численно и экспериментально установлено влияние параметров (начальная температура, размеры), характеризующих теплосодержание источника ограниченной энергоемкости, на основную характеристику процесса – время

задержки зажигания гелеобразных и суспензионных топлив. При близких к предельным условиям зажигания варьирование размеров может привести к достаточно существенному (до 45–65 %) изменению длительности индукционного периода. В области относительно высоких (более 1300 К) начальных температур источника интенсивность протекающих физико-химических процессов высока. В таких условиях влияние размеров частиц на условия и характеристики переходного процесса менее существенно.

6. Впервые показано, что при локальном нагреве гелеобразного топлива источником ограниченной энергоемкости зона реакции окисления парогазовой смеси формируется в малой окрестности основания частицы и границы вдува продуктов испарения компонентов топлива. При уменьшении теплосодержания локального источника зона зажигания смещается в направлении движения парогазовой смеси незначительно. Вследствие диффузионно-конвективного тепломассопереноса в окрестности горячей частицы происходит интенсивное формирование горючей смеси и рост скорости реакции окисления, что наряду с высокой реакционной способностью компонентов гелеобразного топлива характеризует малую длительность индукционного периода.

7. Для композиционных жидких топлив впервые зарегистрирована эволюция во времени температуры капли в течение индукционного периода при взаимодействии с потоком разогретого воздуха. Установлено влияние концентрации горючей жидкости в составе суспензионного топлива на значение максимальной температуры капли в процессе горения. Увеличение концентрации горючей жидкости до 5–10 % в составе органоводоугольного топлива ведет к росту максимальной температуры (среднее значение около 1000 К) в зоне горения капли на 5–7 % за счет дополнительного теплового эффекта реакции окисления паров жидкости.

8. Впервые с использованием метода цифровой трассерной визуализации потоков Particle Image Velocimetry установлено влияние аэродинамических сил, действующих на каплю суспензионного топлива, на закономерности зажигания и развития процесса горения последней в потоке разогретого воздуха.

ГЛАВА 4. ЗАЖИГАНИЕ ДИСПЕРГИРОВАННЫХ НАТУРАЛЬНЫХ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ НАГРЕТЫМИ ДО ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР ЧАСТИЦАМИ

В последние годы нестабильная ситуация на мировом рынке жидких и газообразных энергоресурсов, а также увеличение промышленных производственных мощностей являются немаловажными факторами повышения объемов потребления твердого натурального топлива [276]. В настоящее время ископаемые угли различных марок получили широкое применение в промышленности не только в качестве твердого горючего [277–279], но и сырья для производства синтетического жидкого топлива [280, 281], газа [282, 283], пористых углеродных [284] и строительных [285] материалов. В большинстве технологических процессов сжигания и переработки используют угли в измельченном виде с размерами частиц от нескольких микрометров до нескольких миллиметров. Диспергированные вещества, содержащие в составе летучие горючие компоненты, представляют высокую пожарную опасность на разных этапах процесса подготовки, включающего помол, перегрузку, транспортировку, сушку, хранение и другие. В таких условиях возможно возгорание просыпей или отложений пыли вследствие воздействия высокотемпературных газов [286], статических электрических зарядов [287], разогретых тел [75]. Изучение процессов взаимодействия таких источников с измельченными углями имеет большое значение для предупреждения возгораний на практике.

До последнего времени не предпринимались попытки создания математических моделей зажигания слоя структурно-неоднородного измельченного угля источниками ограниченной энергоемкости. В этой главе диссертации кроме результатов теоретических исследований [288, 289], направленных на создание основных элементов теории зажигания диспергированных твердых топлив локальными источниками нагрева, отличающейся от известных учетом гетерогенной структуры конденсированного

вещества, также представлены результаты численных и экспериментальных исследований [245, 290–302] зажигания одиночных частиц угля в условиях кондуктивного и конвективного нагрева.

4.1 Постановка задачи газозафазного зажигания диспергированного угля горячей частицей

Математическое моделирование зажигания диспергированного конденсированного вещества выполнено в системе «горячая частица – измельченный уголь – воздух» (рис. 4.1.1).

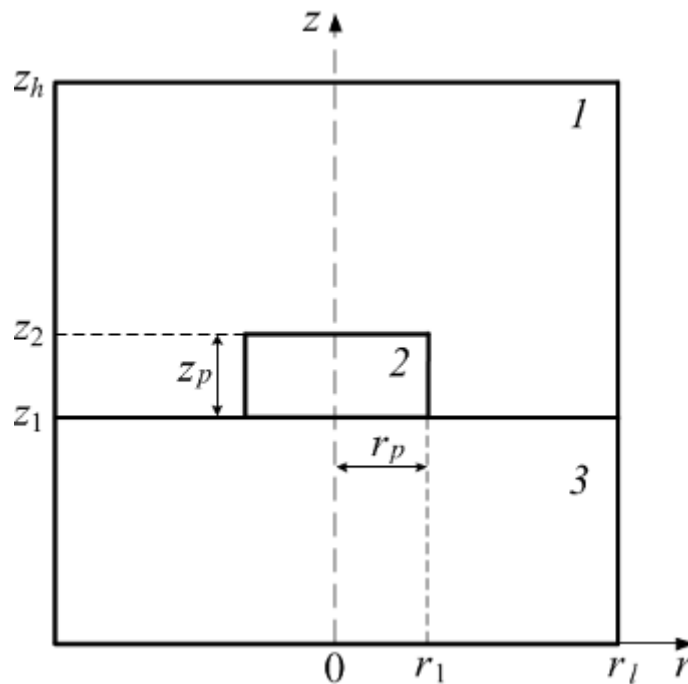


Рисунок 4.1.1. Схема области решения задачи зажигания: 1 – воздух, 2 – горячая частица, 3 – измельченный уголь

Принята следующая схема исследуемого процесса. В начальный момент времени горячая частица – источник зажигания с температурой T_p , существенно превышающей температуру окружающей среды T_0 , находится на поверхности слоя измельченного угля. В результате кондуктивной теплопередачи происходит

прогрев тонкого приповерхностного слоя твердого топлива. С увеличением температуры растет скорость термического разложения угля, выделяются летучие компоненты. Наиболее интенсивно этот процесс протекает в окрестности границы контакта с горячей частицей, где температура достигает 500–600 К. Из этой области газообразные продукты термического разложения фильтруются в направлении границы «измельченный уголь – воздух» и вдуваются в окружающую среду в малой окрестности ($r_1 < r < r_1 + 10\Delta r$) основания локального источника энергии. В условиях быстропротекающего индукционного периода термическое разложение угля ведет к уменьшению концентрации органической части при неизменном объеме топлива. В газовой среде горючая смесь формируется в результате смешения летучих веществ с воздухом за счет диффузии. Дополнительный прогрев смеси горючего с окислителем происходит при ее движении вдоль боковых граней горячей частицы до достижения условий воспламенения.

Аналогично п. 3.1 приняты следующие условия зажигания, соответствующие классическим критериям [67–72] Я.Б. Зельдовича, Д.А. Франк-Каменецкого, А.А. Ковальского и В.Н. Вилюнова, а также учитывающие особенности пространственно-временной неоднородности физико-химических процессов в рамках газофазной модели инициирования горения:

1. Теплота, выделяемая в результате реакции окисления летучих веществ, больше энергии, отводимой от горячей частицы в твердое топливо и газовую смесь.

2. Температура газовой смеси в зоне интенсивного развития реакции окисления превышает начальную температуру локального источника энергии.

Математическая модель исследуемого процесса при решении задачи зажигания в цилиндрической системе координат представляет собой систему нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных с соответствующими начальными и граничными условиями.

Уравнение теплопроводности для газовой смеси:

$$\rho_1 C_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_1}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} \right) + Q_1 W_1. \quad (4.1.1)$$

Уравнение диффузии летучих веществ в воздухе:

$$\rho_1 \frac{\partial \mu_f}{\partial t} = \rho_1 D_1 \left(\frac{\partial^2 \mu_f}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mu_f}{\partial r} + \frac{\partial^2 \mu_f}{\partial z^2} \right) - W_1. \quad (4.1.2)$$

Уравнение баланса компонентов газовой смеси:

$$\mu_f + \mu_o = 1. \quad (4.1.3)$$

Уравнение теплопроводности для горячей частицы:

$$\rho_2 C_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_2}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2} \right). \quad (4.1.4)$$

Уравнение теплопроводности для диспергированного угля:

$$\rho_3 C_3 \frac{\partial T_3}{\partial t} = \lambda_3 \left(\frac{\partial^2 T_3}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_3}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_3}{\partial z^2} \right) - Q_3 W_3. \quad (4.1.5)$$

Уравнение химической кинетики для угля:

$$\frac{\partial \eta_3}{\partial t} = (1 - \eta_3) k_3^0 \exp \left(-\frac{E_3}{R T_3} \right). \quad (4.1.6)$$

Массовые скорости реакций окисления газовой смеси и термического разложения в прогретой области слоя измельченного угля вычислялась по закону Аррениуса [146]:

$$W_1 = \rho_1 \mu_f \mu_o k_1^0 \exp \left(-\frac{E_1}{R T_1} \right); \quad (4.1.7)$$

$$W_3 = (1 - \eta_3) \rho_3 k_3^0 \exp \left(-\frac{E_3}{R T_3} \right). \quad (4.1.8)$$

Коэффициент диффузии летучих веществ в воздухе:

$$D_1 = D_0 \left(\frac{T_1}{273} \right)^{1,7}. \quad (4.1.9)$$

Связь степени термического разложения угля с концентрацией летучих компонентов в его составе:

$$\eta_3 = 1 - \frac{\mu_f}{1 - \mu_c}, \quad \mu_f + \mu_c = 1. \quad (4.1.10)$$

Объемные концентрации компонентов газовой смеси определялись из их массовых концентраций:

$$\varphi_f = \frac{\mu_f / \rho_f}{\mu_f / \rho_f + \mu_o / \rho_o}, \quad \varphi_o + \varphi_f = 1. \quad (4.1.11)$$

Теплофизические характеристики газовой смеси вычислялись по выражениям (2.1.1), (2.1.2), (2.1.4).

При постановке задачи приняты следующие обозначения: Q_1 – тепловой эффект реакции окисления летучих веществ, Дж/кг; W_1 – массовая скорость реакции окисления летучих веществ, кг/(м³·с); Q_3 – тепловой эффект реакции термического разложения угля, Дж/кг; W_3 – массовая скорость реакции термического разложения угля, кг/(м³·с); η – степень термического разложения угля (глубина превращения [143]). Остальные обозначения аналогичны приведенным в пп. 2.1, 3.1. Индексы: 1 – газовая смесь; 2 – локальный источник нагрева; 3 – уголь; c – углерод; f – летучие вещества; o – воздух.

Начальные условия:

температура воздуха и измельченного угля $T_1 = T_3 = T_0$; температура локального источника нагрева $T_2 = T_p$; массовая концентрация компонентов (углерод и летучие вещества) угля $\mu_c + \mu_f = 1$, $\mu_c = 0.6$; степень термического разложения угля $\eta_3 = 0$; массовая концентрация летучих компонентов в газовой среде $\mu_f = 0$.

Граничные условия:

$$\begin{aligned} r=0, 0 < z < z_1, \quad \frac{\partial T_3}{\partial r} &= 0; \\ r=r_l, 0 < z < z_1: \end{aligned} \quad (4.1.12)$$

$$\begin{aligned} r=0, z_1 < z < z_2: \quad \frac{\partial T_2}{\partial r} &= 0; \end{aligned} \quad (4.1.13)$$

$$\begin{aligned}
r=0, z_2 < z < z_h, \quad \frac{\partial T_1}{\partial r} &= 0, \\
r=r_l, z_1 < z < z_h: \quad \frac{\partial \mu_f}{\partial r} &= 0;
\end{aligned}
\tag{4.1.14}$$

$$\begin{aligned}
r=r_1, z_1 < z < z_2: \quad -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} &= -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r}, T_2=T_1, \\
\frac{\partial \mu_f}{\partial r} &= 0;
\end{aligned}
\tag{4.1.15}$$

$$z=0, 0 < r < r_l: \quad \frac{\partial T_3}{\partial z} = 0;
\tag{4.1.16}$$

$$z=z_1, 0 < r < r_1: \quad -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial z} + Q_3 \int_{z=0}^{z=z_1} W_3 dz = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z}, T_3=T_2;
\tag{4.1.17}$$

$$\begin{aligned}
z=z_1, \\
r_1 < r < r_1 + 10\Delta r: \quad -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial z} + Q_3 \int_{z=0}^{z=z_1} W_3 dz &= -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z}, T_3=T_1,
\end{aligned}
\tag{4.1.18}$$

$$\begin{aligned}
-\rho_1 D_1 \frac{\partial \mu_f}{\partial z} &= f(r) \int_{z=0}^{z=z_1} \int_{r=0}^{r=r_1} W_3 dr dz + \int_{z=0}^{z=z_1} W_3 dz; \\
z=z_1, \\
r_1 + 10\Delta r < r < r_l: \quad -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial z} + Q_3 \int_{z=0}^{z=z_1} W_3 dz &= -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z}, T_3=T_1,
\end{aligned}
\tag{4.1.19}$$

$$\begin{aligned}
-\rho_1 D_1 \frac{\partial \mu_f}{\partial z} &= \int_{z=0}^{z=z_1} W_3 dz; \\
z=z_2, 0 < r < r_1: \quad -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} &= -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z}, T_2=T_1, \\
\frac{\partial \mu_f}{\partial z} &= 0;
\end{aligned}
\tag{4.1.20}$$

$$\begin{aligned}
z=z_h, 0 < r < r_l: \quad \frac{\partial T_1}{\partial z} &= 0, \\
\frac{\partial \mu_f}{\partial z} &= 0.
\end{aligned}
\tag{4.1.21}$$

Принята следующая функция распределения газообразных продуктов термического разложения угля в окрестности основания горячей частицы [56]:

$$f(r) = \frac{0,0227}{r},
\tag{4.1.22}$$

где $r_1 < r < r_1 + 0,5 \cdot 10^{-3}$,
$$\int_{r=r_1}^{r=r_1+0,5 \cdot 10^{-3}} f(r-r_1) dr = 1.$$

Алгоритм численного решения системы уравнений (4.1.1) – (4.1.22) аналогичен алгоритмам, приведенным в пп. 2.1 и 3.1, сочетающим методы конечных разностей, локально-одномерный, итераций, прогонки.

Верификация разработанной математической модели и оценка достоверности результатов численного исследования выполнена проверкой консервативности используемой разностной схемы. Погрешность выполнения закона сохранения энергии в области решения задачи зажигания (рис. 4.1.1) вычислялась по выражению:

$$\delta_Q = \frac{Q_1^{ign} + Q_1^{ox} + Q_2^{ign} + Q_3^{ign} - Q_3^{dec}}{Q_2^0 + Q_1^{ox} - Q_3^{dec}} 100 \%, \quad (4.1.23)$$

где Q_1^{ign} – теплота, аккумулированная газовой смесью за счет теплоемкости при $t=t_d$, Дж;

Q_1^{ox} – теплота, выделившаяся в результате окисления летучих веществ при $t=t_d$, Дж;

Q_2^0 – теплота источника энергии при $t=0$, Дж;

Q_2^{ign} – теплота источника энергии при $t=t_d$, Дж;

Q_3^{dec} – теплота, затраченная на термическое разложение угля при $t=t_d$, Дж;

Q_3^{ign} – теплота, аккумулированная твердым топливом за счет теплоемкости при $t=t_d$, Дж.

Характеристики зажигания вычислялись при шагах по пространственным координатам $\Delta r = \Delta z = 100$ мкм и времени $\Delta t = 10$ мкс. В окрестности зон интенсивного термического разложения угля и окисления газовой смеси разностная сетка сгущалась, шаг уменьшался до 5 мкм. Погрешность выполнения баланса энергии составляла $\delta_Q < 2$ % при варьировании начальной температуры источника нагрева в достаточно широком диапазоне $T_p = 800-1500$ К.

Также проведено тестирование используемых численных методов и элементов разработанного алгоритма решения системы нелинейных

нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных с соответствующими начальными и граничными условиями на примере задач кондуктивной теплопроводности с химическим реагированием вещества.

В [303] выполнено математическое моделирование зажигания угольной частицы в форме сферы (радиус r_m) в условиях радиационно-конвективного подвода энергии. В результате прогрева частицы интенсифицируется экзотермическая реакция. При достижении предельных условий инициируется процесс горения. Рассчитывалась длительность индукционного периода до выполнения условия зажигания – критерий В.Н. Виллюнова [72].

Уравнение теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{Qk^0}{C} \exp\left(-\frac{E}{R_t T}\right).$$

Начальные условия:

$$T = T_0.$$

Граничные условия:

$$r=0: \frac{\partial T}{\partial r} = 0;$$

$$r=r_m: \lambda \frac{\partial T}{\partial r} = \alpha(T_p - T) + \varepsilon \sigma_0(T_p^4 - T^4).$$

Задача зажигания решена в безразмерных переменных Франка-Каменецкого [146]:

$$\Theta = \frac{E}{R_t T_*^2} (T - T_*), \quad \tau = \frac{t}{t_m}, \quad \xi = \frac{r}{r_m}, \quad t_m = \frac{R_t T_*^2}{E} \frac{C}{Qk^0} \left(\frac{E}{R_t T_*} \right), \quad r_m = \sqrt{a t_m}, \quad \beta = \frac{R_t T_*^2}{E},$$

$$\Theta_c = \frac{E}{R_t T_*^2} (T_c - T_*), \quad \text{Bi} = \frac{\alpha r_m}{\lambda}, \quad \Theta_0 = \frac{E}{R_t T_*^2} (T_0 - T_*), \quad \text{Ki} = \frac{E}{R_t T_*^2} \frac{r_m}{\lambda} \varepsilon \sigma_0 T_*^4.$$

В безразмерной постановке математическая модель исследуемого процесса имеет следующий вид.

Уравнение теплопроводности:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + \exp\left(\frac{\Theta}{1 + \beta \Theta}\right).$$

Начальные условия:

$$\Theta = \Theta_0.$$

Граничные условия:

$$\xi=0: \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = 0;$$

$$\xi=1: \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = \text{Bi}(\Theta_p - \Theta) + (\text{Ki}_p - \text{Ki}).$$

В результате математического моделирования процесса воздействия на угольную частицу постоянного теплового потока установлены (табл. 4.1.1) безразмерные времена задержки зажигания τ_d в широком диапазоне варьирования безразмерной температуры Θ_0 .

Таблица 4.1.1. Безразмерные времена задержки зажигания при $\beta=0$

Θ_0	τ_d	τ_d [303]	Отклонение, %
10	6,17	6,47	4,7
20	11,23	11,69	3,9
40	21,19	21,85	3
60	30,67	31,46	2,5
80	41,49	42,08	1,4
100	51,58	52,01	0,8

Анализ данных (табл. 4.1.1) позволяет сделать вывод об удовлетворительном соответствии (отклонение не превышает 5 %) результатов математического моделирования с результатами, установленными авторами [303].

В [304] выполнено экспериментальное исследование и математическое моделирование зажигания целлюлозы стальной сферической частицей в условиях идеального теплового контакта. Теоретическое исследование выполнено в рамках модели, аналогичной моделям [305, 306] твердофазного зажигания КВ. Рассчитывались предельные параметры локального источника энергии, необходимые для зажигания целлюлозы.

Уравнение теплопроводности для горячей стальной частицы:

$$\rho_2 C_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \frac{a_p}{S_p} \lambda_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2},$$

где a_p – площадь границы контакта частицы с целлюлозой.

Уравнение теплопроводности для целлюлозы:

$$\rho_3 C_3 \frac{\partial T_3}{\partial t} = \lambda_3 \frac{\partial^2 T_3}{\partial r^2} + Q_3 \rho_3 k_3^0 \exp\left(-\frac{E_3}{R_t T_3}\right).$$

Начальные условия:

температура горячей частицы $T_2 = T_{p0}$, температура целлюлозы $T_3 = T_0$.

Граничные условия:

$$r=r_p: -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} = -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial r}, T_2 = T_3;$$

$$r \rightarrow \infty: T_3 = T_0.$$

Исследования выполнены при следующих исходных данных:

$$T_0 = 300 \text{ К};$$

$$\lambda_2 = 49 \text{ Вт/(м·К)}; \rho_2 = 7833 \text{ кг/м}^3; C_2 = 465 \text{ Дж/(кг·К)};$$

$$\lambda_3 = 0,1 \text{ Вт/(м·К)}; \rho_3 = 200 \text{ кг/м}^3; C_3 = 2000 \text{ Дж/(кг·К)};$$

$$E_3 = 222 \cdot 10^3 \text{ Дж/моль}, Q_3 = 10 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}, k_3^0 = 10^{14} \text{ 1/с}.$$

В результате математического моделирования взаимодействия горячей стальной частицы с целлюлозой установлены (табл. 4.1.2) предельные параметры (диаметр и температура) локального источника энергии, необходимые для инициирования процесса горения.

Таблица 4.1.2. Предельные параметры горячей частицы для зажигания целлюлозы

T_p , К	d_p , мм	d_p , мм [304]	Отклонение, %
973	17,15	17,6	2,6
1073	4,82	4,9	1,6
1173	1,78	1,8	1,1
1273	0,99	1	1
1373	0,6	0,6	0

Анализ данных (табл. 4.1.2) позволяет сделать вывод об удовлетворительном соответствии (отклонение не превышает 3 %) результатов математического моделирования с результатами, установленными авторами [304].

Используемые при математическом моделировании газофазного зажигания диспергированного КВ локальным источником ограниченной энергоемкости (рис. 4.1.1) значения параметров горячей частицы, области решения задачи, теплофизические характеристики веществ и материалов, а также кинетические параметры реакций термического разложения угля и окисления летучих компонентов приведены в табл. 4.1.3. Предполагалось, что при термическом разложении угля и окислении летучих веществ протекают химические реакции с эффективными кинетическими характеристиками (предэкспоненциальный множитель, энергия активации, тепловой эффект). Численные исследования выполнены для типичного твердого натурального топлива – бурого угля марки 2Б и каменного угля марки Д. В качестве локальных источников энергии рассматривались разогретые до высоких температур металлические частицы малых размеров в форме диска и параллелепипеда.

Таблица 4.1.3. Значения постоянных, используемых при математическом моделировании

Параметр	Обозначение	Величина
Размеры области решения	r_l, z_h	10–20 мм
Размеры горячей частицы	r_p, z_p	3–7 мм
Начальная температура угля и воздуха	T_0	300 К
Начальная температура источника	T_p	1100–1500 К
Плотность воздуха	ρ_o	1,161 кг/м ³ [218–220]
Теплоемкость воздуха	C_o	1190 Дж/(кг·К) [218–220]
Теплопроводность воздуха	λ_o	0,026 Вт/(м·К) [218–220]
Плотность стали	ρ_2	7831 кг/м ³ [221–225]
Теплоемкость стали	C_2	470 Дж/(кг·К) [221–225]
Теплопроводность стали	λ_2	49 Вт/(м·К) [221–225]
Плотность угля	ρ_3	1200 кг/м ³ [307–313]
Теплоемкость угля	C_3	1440 Дж/(кг·К) [307–312]
Теплопроводность угля	λ_3	0,149 Вт/(м·К) [307–312]

Окончание таблицы 4.1.3

Плотность летучих веществ	ρ_f	0,5 кг/м ³ [308–312]
Теплоемкость летучих веществ	C_f	1132 Дж/(кг·К) [308–312]
Теплопроводность летучих веществ	λ_f	0,03 Вт/(м·К) [308–312]
Тепловой эффект термического разложения угля	Q_3	$2,55 \cdot 10^6$ Дж/кг [308–312]
Предэкспоненциальный множитель термического разложения угля	k_3	10^7 1/с [308–312]
Энергия активации термического разложения угля	E_3	$195 \cdot 10^3$ Дж/моль [308–312]
Тепловой эффект окисления летучих веществ	Q_1	$5,52 \cdot 10^7$ Дж/кг [308–312]
Предэкспоненциальный множитель окисления летучих веществ	k_1	10^4 1/с [308–312]
Энергия активации окисления летучих веществ	E_1	$77 \cdot 10^3$ Дж/моль [308–312]
Коэффициент диффузии	D_0	$0,56 \cdot 10^{-4}$ м ² /с [308–312]
Универсальная газовая постоянная	R_t	8,314 Дж/(моль·К) [227]

Ниже на примере решения большой группы задач будет проанализировано влияние наиболее значимых факторов (начальная температура, размеры, форма и количество локальных источников нагрева, их частичное или полное внедрение в приповерхностный слой диспергированного КВ, зависимость теплофизических свойств веществ и материалов от температуры и другие) на условия и характеристики зажигания измельченного угля.

4.2 Моделирование зажигания диспергированного угля нагретой до высоких температур частицей

Ранее в [78, 79, 313] экспериментально установлена устойчивость процесса зажигания слоя диспергированного угля при взаимодействии с одиночной нагретой до высоких температур частицей. Исследования [78, 79, 313] выполнены в достаточно узком диапазоне (1313–1473 К) варьирования начальной

температуры локального источника в форме диска размерами $r_p=3$ мм, $z_p=3-7$ мм. Несомненно, экспериментальные данные [78, 79, 313] являются основой для развития теоретических положений процессов инициирования горения диспергированных твердых топлив в условиях локального нагрева источниками ограниченной энергоемкости, которые в последующем могут быть использованы на практике, например, для предупреждения аварийных ситуаций. Поэтому представляется целесообразным теоретическое исследование условий и характеристик зажигания диспергированного твердого топлива при варьировании в широком диапазоне основных параметров горячей частицы (начальная температура, форма, размеры).

Математическое моделирование [288, 298] зажигания измельченного угля разогретой стальной частицей в форме диска выполнено в цилиндрической системе координат (рис. 4.1.1). В качестве твердого топлива выбран типичный уголь марки 2Б Шивэ-Овооского бурогоугольного месторождения Монголии, который по теплотехническим свойствам схож с широко распространенными энергетическими углями марок 2Б и 3Б Канско-Ачинского бассейна (Березовское и Ирша-Бородинское месторождения), Азейского месторождения Иркутского бассейна, а также Баганурского месторождения Монголии [314]. Характеристики и компонентный состав бурого угля марок 2Б и 3Б изменяются в достаточно узких диапазонах [314]: влажность $25 < W^a < 40$ %; зольность сухой массы $5,7 < A^d < 12,5$ %; выход летучих веществ $40,3 < V^{daf} < 53,7$ %; теплота сгорания низшей рабочей массы $14,6 < Q_s^r < 15,99$ МДж/кг; содержание углерода $71,2 < C^{daf} < 74,2$ %, водорода $4,6 < H^{daf} < 5,5$ %, азота $0,88 < N^{daf} < 1,3$ %, серы $0,26 < S^{daf} < 1,18$ %, кислорода $19 < O^{daf} < 22,28$ %. Основные характеристики твердого натурального топлива (в исходном состоянии) Шивэ-Овооского месторождения приведены в табл. 4.2.1 [314].

Таблица 4.2.1. Характеристики бурого угля марки 2Б Шивэ-Овооского месторождения Монголии [314]

Технический анализ				Элементный состав				
W^a , %	A^d , %	V^{daf} , %	Q_s^r , МДж/кг	C^{daf} , %	H^{daf} , %	N^{daf} , %	S^{daf} , %	O^{daf} , %
28	12,3	51,54	14,82	73,27	4,63	0,88	0,93	20,3

Математическая модель исследуемого процесса – система нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных с соответствующими начальными и граничными условиями, аналогичная (4.1.1) – (4.1.23). Численные исследования выполнены при варьировании размеров горячей частицы $r_p=3-5$ мм, $z_p=3-7$ мм.

Установлены зависимости (рис. 4.2.1) времен задержки зажигания t_d измельченного угля от начальной температуры горячей частицы в форме диска при варьировании размеров r_p и z_p . Эти параметры локального источника определяют его теплосодержание согласно выражению (2.7.1). В начальный момент времени теплосодержание горячих частиц рассматриваемой конфигурации соотносится как 1 ($r_p=3$ мм, $z_p=3$ мм) : 2,32 ($r_p=4,58$ мм, $z_p=3$ мм) : 2,32 ($r_p=3$ мм, $z_p=7$ мм). Выявлено, что с увеличением Q_2^0 (за счет размеров при $T_p=\text{const}$) наиболее существенное снижение (до 50 %) времени задержки зажигания характерно для диапазона относительно невысоких начальных температур источника ($T_p=1100-1200$ К), близких к предельным ($T_p=1030$ К) условиям инициирования горения твердого топлива. При более высоких значениях T_p этот фактор оказывает меньшее влияние (до 25 %) на снижение длительности индукционного периода. Полученный результат позволяет сделать вывод, что при относительно высоком теплосодержании горячих частиц (при $T_p>1400$ К) изменение размеров источника нагрева в диапазоне $r_p=3-5$ мм, $z_p=3-7$ мм при прочих равных условиях менее существенно влияет на интенсивность быстротекающих ($t_d<0,1$ с) физико-химических процессов. При $T_p<1300$ К возрастает длительность инертного прогрева измельченного угля. В таких

условиях при идентичной начальной температуре источников с различным теплосодержанием (кривые 1 и 2 на рис. 4.2.1) времена задержки зажигания возрастают для частиц с меньшим Q_2^0 . В этом случае в результате теплоотвода в окружающую среду (уголь и газ) металлические частицы остывают более интенсивно. В момент зажигания их температура на 20–40 К ниже температуры частиц с большим теплосодержанием (при идентичных T_p).

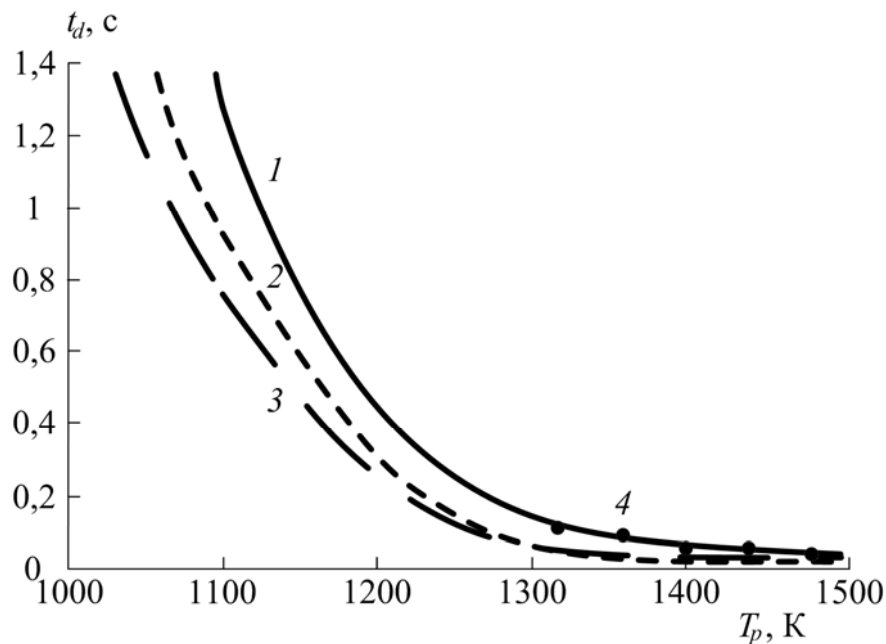


Рисунок 4.2.1. Зависимость времени задержки зажигания измельченного угля от начальной температуры частиц в форме диска размерами: 1 – $r_p=3$ мм, $z_p=3$ мм; 2 – $r_p=4,58$ мм, $z_p=3$ мм; 3 – $r_p=3$ мм, $z_p=7$ мм; 4 – экспериментальные данные [313]

Также по результатам численного анализа установлено, что для двух горячих частиц с равными Q_2^0 при $T_p=\text{const}$, времена задержки зажигания могут отличаться (кривые 2 и 3 на рис. 4.2.1) вследствие разного соотношения площадей поверхностей источника нагрева, граничащих с углем S_3 и газовой средой S_1 . В области относительно высоких начальных температур ($T_p > 1350$ К) t_d минимальны при больших значениях S_3 . В этом случае тепловой поток в приповерхностный слой измельченного угля превышает аналогичную величину для меньших значений S_3 , что ведет к более интенсивному прогреву, термическому

разложению угля, выделению летучих компонентов и соответственно к снижению времени задержки зажигания. При температурах локального источника близких к предельным условиям инициирования горения ($T_p < 1250$ К) t_d минимальны при бóльших значениях S_1 (за счет увеличения z_p) в отличие от области высоких температур. Это можно объяснить тем, что при относительно небольшом теплосодержании горячих частиц возрастает длительность индукционного периода ($t_d \rightarrow 1$ с). Глубина прогрева приповерхностного слоя измельченного угля до температуры интенсивного термического разложения ($T_3 = 500\text{--}600$ К) составляет 0,4–0,6 мм. В таких условиях концентрация летучих веществ в окрестности локального источника высока. Время задержки зажигания соответствует длительности прогрева газовой смеси при ее движении вдоль боковой грани частицы до момента зажигания. При малых z_p прогрев смеси летучих веществ с окислителем до выполнения условий инициирования горения может достигаться лишь над частицей, при этом возрастают времена задержки зажигания по сравнению со случаем бóльших z_p , когда зажигание реализуется в окрестности боковой грани частицы.

Выявленная закономерность изменения положения зоны зажигания также установлена при варьировании начальной температуры локального источника. По аналогии с результатами численных [175] и экспериментальных [177] исследований жидких конденсированных веществ условно выделены три режима зажигания (рис. 4.2.2), характеризующиеся взаимосвязанными параметрами локального источника энергии (начальная температура) и процесса зажигания (время задержки, расположение зоны реакции окисления в окрестности горячей частицы). При $T_p > 1350$ К, $t_d < 0,1$ с (первый режим) зона зажигания расположена у основания горячей частицы ($r_1 < r < r_1 + 10\Delta r$, $z \rightarrow z_1$). В условиях второго режима $1200 < T_p < 1350$ К, $0,1 < t_d < 0,5$ с зона инициирования горения находится около боковой грани локального источника ($r \rightarrow r_1$, $z_1 < z < z_2$). При $T_p < 1200$ К, $t_d > 0,5$ с (третий режим) зона зажигания расположена над горячей частицей ($r \rightarrow 0$, $z > z_2$).

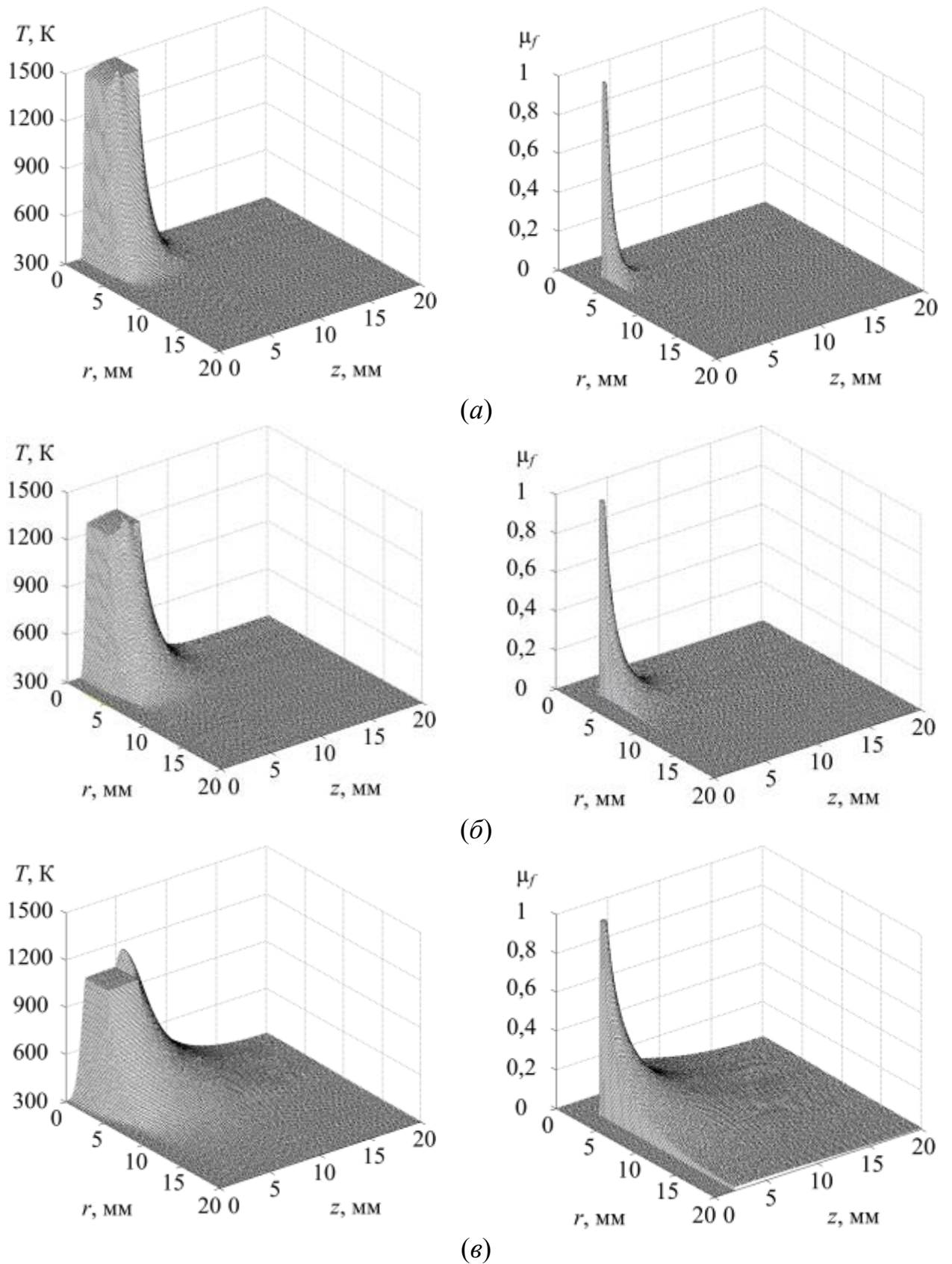


Рисунок 4.2.2. Поля температур (T , К) и концентраций (μ_f) летучих веществ в момент зажигания измельченного угля частицей в форме диска ($r_p=z_p=3$ мм): (а) $t_d=0,041$ с при $T_p=1500$ К; (б) $t_d=0,137$ с при $T_p=1300$ К; (в) $t_d=1,281$ с при $T_p=1100$ К

Для первого режима (рис. 4.2.2а) характерны большие градиенты температуры на границе «горячая частица – измельченный уголь». За малый интервал времени $t \approx 0,1$ с происходит прогрев тонкого приповерхностного слоя до температуры интенсивного термического разложения. Летучие вещества, формирующиеся в окрестности контакта горячей частицы с углем, фильтруются в направлении нагреваемой поверхности последнего и вдуваются в воздух в окрестности основания локального источника энергии (рис. 4.2.2а). Вследствие достаточно высоких концентраций и температур продуктов термического разложения твердого топлива в этой зоне достигаются условия зажигания газовой смеси летучих веществ с воздухом.

На рис. 4.2.2б показаны поля температур и концентраций в условиях второго режима инициирования горения. Хорошо видны меньшие градиенты температуры на границе «горячая частица – измельченный уголь» по сравнению с первым режимом. В этом случае процессы теплопереноса в приповерхностном слое и тепломассопереноса в газовой среде оказывают достаточно существенное влияние на характеристики зажигания. С уменьшением начальной температуры локального источника энергии влияние этого фактора возрастает, что ведет к увеличению времени задержки и смещению положения зоны зажигания в направлении движения газовой смеси. Т.к. воспламенение происходит при определенных температурах газовой смеси и концентрации в ней летучих компонентов, то в условиях умеренного термического разложения угля требуется прогрев газовой смеси до более высоких температур. Это происходит при движении смеси летучих веществ с кислородом вдоль боковых граней горячей частицы ($r \rightarrow r_1, z_1 < z < z_2$, см. рис. 4.1.1).

В условиях третьего режима зажигания (рис. 4.2.2в) температуры локального источника энергии близки к значениям, соответствующим предельным условиям реализации процесса. Относительно невысокая температура горячей частицы является причиной длительного прогрева

приповерхностного слоя до выполнения условий интенсивного термического разложения и продолжительного прогрева газовой смеси до зажигания летучих веществ. В этом случае даже при невысокой теплопроводности измельченного угля происходит существенный отвод теплоты от локального источника энергии вглубь слоя пыли. Следует отметить, что в течение времени $t_d > 1$ с температура частицы уменьшается более чем на 100 К, а приповерхностный слой угля прогревается до температуры интенсивного термического разложения на глубину около 0,5 мм. При движении смеси летучих веществ с воздухом вдоль боковой грани горячей частицы не достигаются условия зажигания. Поэтому прогрев газовой смеси до высоких температур и инициирование горения происходит уже над частицей (рис. 4.2.2в).

Также в результате проведенных теоретических исследований установлено влияние формы локального источника нагрева на характеристики процесса инициирования горения диспергированного твердого топлива. На рис. 4.2.3 приведены зависимости времен задержки зажигания измельченного угля от начальной температуры горячих частиц в форме диска и параллелепипеда с равными характерными размерами $r_p = x_p = 3$ мм, $z_p = y_p = 3$ мм. При относительно невысоких начальных температурах источника нагрева ($T_p < 1250$ К) значения t_d для частиц в форме диска и параллелепипеда отличаются на 20–40 %. Это вызвано тем, что стадия инертного прогрева топлива при $T_p < 1250$ К играет важную роль в общем комплексе процессов тепломассопереноса в малой окрестности источника нагрева. Тела в форме диска остывают быстрее [90] по сравнению с параллелепипедами, поэтому для них характерен более длительный период индукции. При увеличении T_p возрастает теплосодержание источников нагрева различной формы. В таких условиях прогрев измельченного угля реализуется быстрее, уменьшается влияние стадии инертного прогрева на время задержки зажигания (рис. 4.2.3).

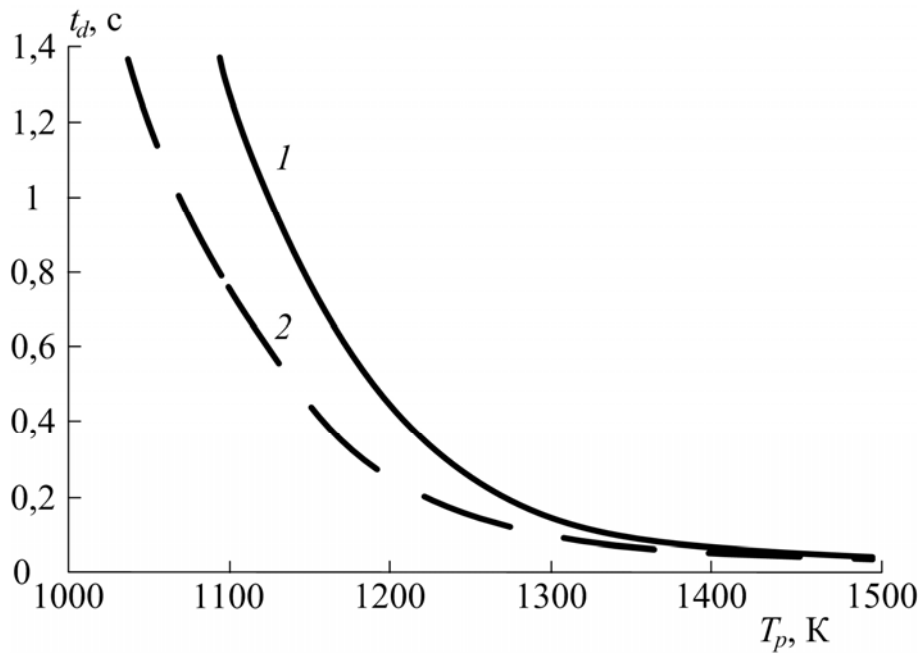


Рисунок 4.2.3. Зависимость времени задержки зажигания измельченного угля от начальной температуры частиц в форме: 1 – диска ($r_p=z_p=3$ мм); 2 – параллелепипеда ($x_p=y_p=3$ мм)

По результатам численного моделирования установлено, что воспламенение измельченного достаточно типичного для теплоэнергетики бурого угля возможно при выпадении на поверхность слоя такого топлива нагретой до температур около 1100 К металлической частицы малых (несколько миллиметров) размеров. Выполненный анализ позволяет сделать вывод о том, что при относительно больших размерах ($r_p > 3$ мм, $z_p > 3$ мм или $x_p > 3$ мм, $y_p > 3$ мм) и высоких начальных температурах ($T_p > 1400$ К) горячих частиц – источников зажигания условия воспламенения слоя измельченного угля реализуются при малых значениях времен задержки ($t_d < 0,1$ с), а влияние конфигурации источника нагрева на условия и характеристики процесса инициирования несущественно.

4.3 Зажигание диспергированного угля горячей частицей, внедренной в приповерхностный слой

Как правило, насыпной слой диспергированного твердого натурального топлива имеет рыхлую структуру [313], поэтому при осаждении на его поверхность металлических частиц малых (несколько миллиметров) размеров даже с высоты 0,1–0,15 м возможно внедрение последних в приповерхностный слой измельченного угля. В этом случае условия взаимодействия локального источника нагрева с топливом могут оказывать достаточно существенное влияние на интенсивность зажигания. Для анализа данного фактора на характеристики процесса инициирования горения достаточно, по мнению автора, выполнить анализ трех наиболее характерных вариантов условий теплопередачи в топливо и окружающую газовую среду: горячая частица находится на поверхности слоя измельченного угля, частично или полностью внедрена в его приповерхностный слой.

Исследование [289] процесса зажигания выполнено в системе «горячая частица – измельченный уголь – воздух» (рис. 4.3.1). Предполагалось, что локальный источник энергии – разогретая до высоких температур стальная частица в форме диска внедрена (на глубину χ) в приповерхностный слой диспергированного угля с теплотехнические свойства схожими с характеристиками типичного бурого угля марки 2Б [314] Кузнецкого и Канско-Ачинского бассейнов. Рассмотрены три наиболее характерные варианта взаимного расположения локального источника энергии и реагирующего вещества: горячая частица находится на поверхности (рис. 4.1.1) слоя измельченного угля, частично (рис. 4.3.1) или полностью внедрена в его приповерхностный слой.

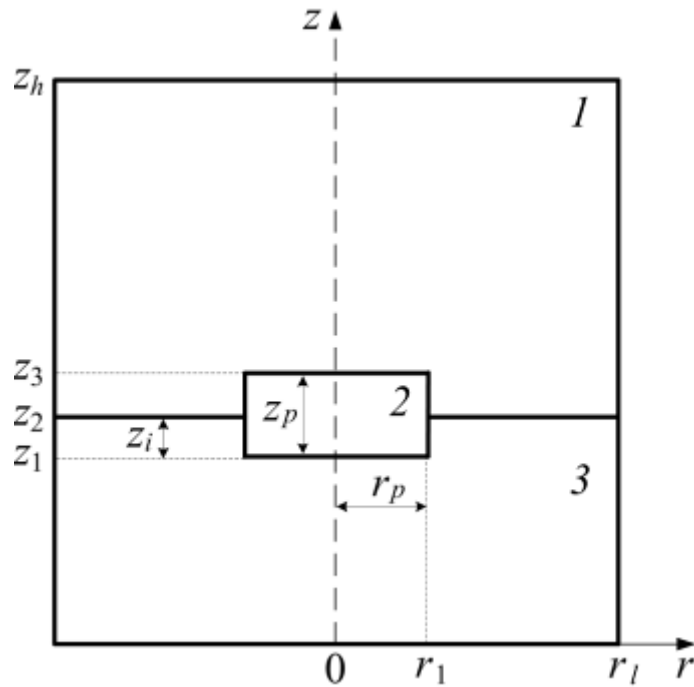


Рисунок 4.3.1. Схема области решения задачи зажигания измельченного угля при частичном внедрении в приповерхностный слой: 1 – воздух, 2 – горячая частица, 3 – измельченный уголь

Математическая модель процесса зажигания при частичном внедрении горячей частицы аналогична модели (4.1.1) – (4.1.23) инициирования горения диспергированного угля локальным источником нагрева (рис. 4.1.1). Численные исследования выполнены при размерах горячей частицы $r_p = z_p = 3$ мм.

Задача численного анализа исследуемого процесса (рис. 4.3.1) состояла в установлении влияния глубины внедрения локального источника энергии в приповерхностный слой измельченного угля на основную характеристику – время задержки зажигания t_d . Фактором, определяющим интенсивность протекающих физико-химических процессов (и как результат t_d), является теплосодержание источника нагрева, которое согласно выражению (2.7.1) в большей степени характеризуется его начальной температурой. Поэтому численные исследования выполнены при варьировании T_p в диапазоне 1000–1500 К.

На рис. 4.3.2 приведены зависимости времени задержки зажигания измельченного угля от начальной температуры источника энергии для нескольких вариантов: горячая частица расположена на поверхности слоя твердого топлива $\chi=0$ (кривая 3 на рис. 4.3.2), частично внедрена в приповерхностный слой $\chi=0,5z_p$ (кривая 2 на рис. 4.3.2), полностью внедрена в приповерхностный слой $\chi \rightarrow z_p$ (кривая 1 на рис. 4.3.2).

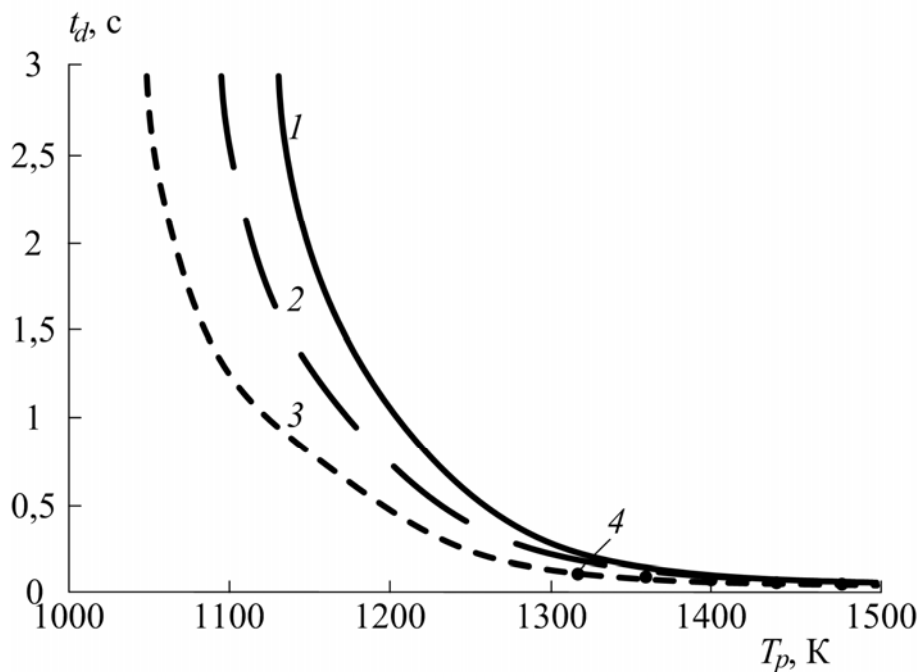


Рисунок 4.3.2. Зависимость времени задержки зажигания измельченного угля от начальной температуры частицы: 1 – при $\chi \rightarrow z_p$; 2 – при $\chi = 0,5z_p$; 3 – при $\chi = 0$; 4 – экспериментальные данные [313]

Установлено (рис. 4.3.2), что внедрение горячей частицы в измельченный уголь и увеличение χ при прочих равных условиях ведет к росту t_d и предельной (минимальной) температуры T_p , необходимой для инициирования процесса горения. Выявленная закономерность более масштабно проявляется при относительно невысоких ($T_p < 1300$ К) начальных температурах источника нагрева. Для случаев $\chi = 0$ и $\chi \rightarrow z_p$ максимальное отличие времен задержки зажигания

составляет не менее 55 %. При этом предельное для зажигания значение начальной температуры частицы металла возрастает с 1050 К (кривая 3 на рис. 4.3.2) до 1150 К (кривая 1 на рис. 4.3.2). При относительно высоких T_p (более 1300 К) в условиях $t_d < 0,5$ с глубина внедрения существенно меньше влияет на времена задержки зажигания.

Полученный результат можно объяснить изменением соотношения площадей поверхности источника нагрева, с которых осуществляется теплоотвод в твердое топливо и газ. При увеличении глубины внедрения частицы в слой угольной пыли возрастает доля теплоты частицы, отводимой в твердое топливо. Локальный источник остывает более интенсивно по сравнению со случаем $\chi=0$, когда скорость теплоотвода в окружающую газовую среду минимальна вследствие малой теплопроводности воздуха. Хотя из-за увеличения площади поверхности нагрева угля возрастает количество выделяющихся газообразных продуктов термического разложения, тем не менее, их температура в среде окислителя, где происходит зажигание, в течение достаточно длительного промежутка времени (в масштабах индукционного периода) меньше температуры летучих веществ в условиях нагрева, соответствующих рис. 4.1.1. При частичном внедрении локального источника в слой измельченного угля большая доля продуктов термического разложения (горючего компонента газовой смеси) формируется под частицей. Фильтрация летучих компонентов через слой твердых продуктов пиролиза угля к границе со средой окислителя $z=z_2$ (рис. 4.3.1) происходит с существенно меньшей скоростью по сравнению с условиями движения газообразных продуктов разложения топлива при схеме взаимодействия, приведенной на рис. 4.1.1. Последующий прогрев летучих веществ в газовой смеси до момента зажигания реализуется при ее движении вдоль боковой грани частицы. Вследствие снижения площади поверхности нагрева смеси горючего и окислителя из-за внедрения локального источника в слой измельченного угля происходит увеличение предельных температур

зажигания и длительности стадии прогрева горючих газов до интенсивного развития реакции окисления в общем комплексе процессов теплопереноса в малой окрестности источника нагрева.

Анализ полей температур и концентраций (рис. 4.3.3) показывает, что наряду с начальной температурой горячей частицы (аналогично [169]) глубина ее внедрения в приповерхностный слой измельченного угля также влияет на расположение зоны ведущей реакции окисления в газовой среде. Причина этого во многом характеризуется интенсивностью остывания локального источника в течение процесса прогрева твердого топлива. Выявлено три характерных режима. При относительно невысоких χ (менее 0,2) начальная температура источника в течение индукционного периода снижается на 20–30 К и зажигание реализуется на границе «измельченный уголь – воздух» в окрестности боковой грани частицы (рис. 4.3.3а). С увеличением χ (более 0,2) снижение T_p на 30–50 К и уменьшение теплового потока в газовую среду ведет к смещению зоны воспламенения (рис. 4.3.3б) в направлении движения продуктов термического разложения угля. При $\chi > 0,5z_p$ уменьшение температуры горячей частицы относительно начального значения из-за теплоотвода в измельченный уголь может достигать 100 К, при этом зажигание газовой смеси реализуется уже над частицей (рис. 4.3.3в) в окрестности оси симметрии.

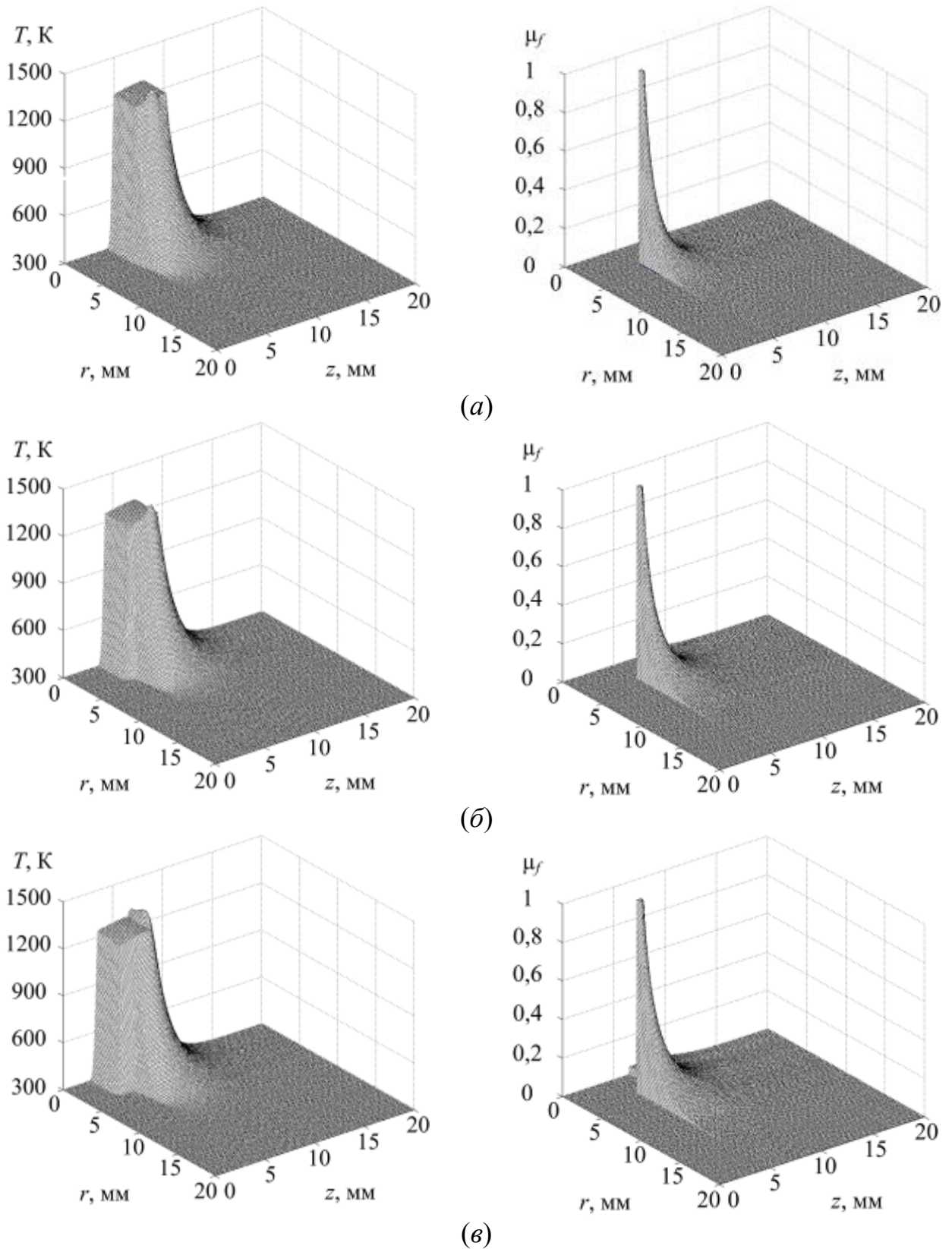


Рисунок 4.3.3. Поля температур (T , K) и концентраций (μ_f) летучих веществ в момент зажигания измельченного угля при разной глубине внедрения горячей частицы ($T_p=1300$ K) в приповерхностный слой: (a) $t_d=0,137$ с при $\chi=0$; (б) $t_d=0,196$ с при $\chi=0,25z_p$; (в) $t_d=0,219$ с при $\chi=0,5z_p$

По результатам математического моделирования установлено, что воспламенение типичного энергетического бурого угля возможно при выпадении на поверхность слоя измельченного твердого топлива горячей (температура более 1000 K) металлической частицы малых размеров (несколько миллиметров). Выполненный анализ позволяет сделать вывод о том, что при относительно невысоких начальных температурах ($T_p < 1100$ K) частиц – источников зажигания с увеличением глубины внедрения в приповерхностный слой угля вероятность выполнения условий воспламенения снижается. В условиях же $T_p > 1300$ K и $t_d < 0,5$ с влиянием глубины внедрения локального источника энергии на характеристики процесса инициирования можно обоснованно пренебречь.

4.4 Совместное влияние нескольких локальных источников нагрева на характеристики зажигания диспергированного угля

Для практического приложения большой интерес представляют результаты изучения инициирования горения слоя измельченного угля несколькими локальными источниками энергии, т.к. в ходе пожароопасных процессов механической обработки металлических изделий и конструкций может формироваться совокупность разогретых до высоких температур частиц. В условиях пространственно-временной неоднородности тепломассопереноса в окрестности локального источника взаимодействие группы горячих частиц с диспергированным твердым топливом может оказывать влияние на условия и характеристики процесса инициирования горения [158–160, 167], что преимущественно связано с динамикой формирования температурного поля в зоне реакции окисления горючих газов (продукты термического разложения угля) кислородом воздуха.

В [158–160, 167] установлено, что при взаимодействии нескольких горячих частиц с конденсированным веществом условия зажигания определяются расстоянием между двумя соседними локальными источниками нагрева. Поэтому при постановке задачи учитывались полученные ранее теоретические следствия [158–160, 167] – возможность анализа влияния на условия и характеристики зажигания топлив несколькими нагретыми до высоких температур частицами при использовании модели, учитывающей только две частицы из любой сколь угодно большой совокупности локальных источников.

Исследование процесса инициирования горения проводилось в системах «одиочная горячая частица – измельченный уголь – воздух» (рис. 4.1.1) и «две горячие частицы – измельченный уголь – воздух» (рис. 4.4.1). Задача зажигания типичного бурого угля марки 2Б [314] разогретыми стальными частицами в форме параллелепипеда решалась в декартовой системе координат (рис. 4.4.1).

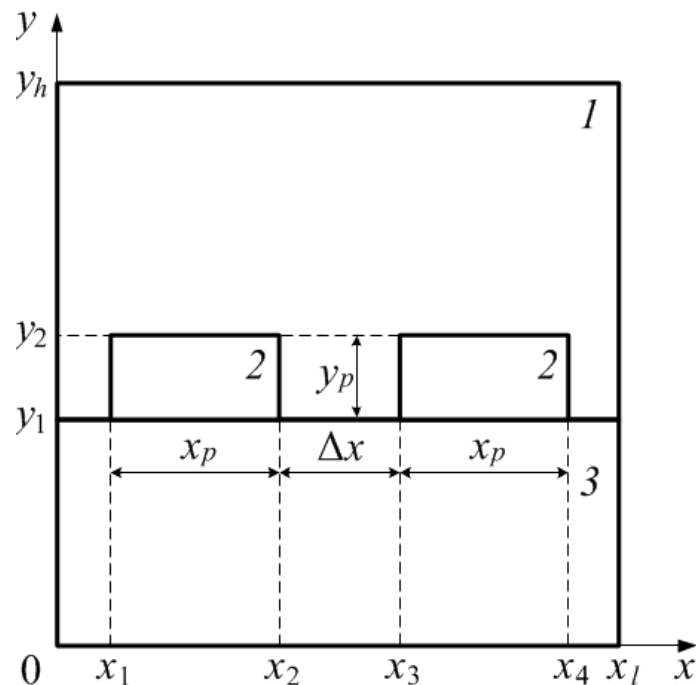


Рисунок 4.4.1. Схема области решения задачи зажигания измельченного угля несколькими горячими частицами: 1 – воздух, 2 – горячая частица, 3 – измельченный уголь

Математическая модель, описывающая взаимосвязанные процессы теплопереноса и термического разложения в конденсированной фазе, а также тепломассопереноса и окисления в газовой среде, в отличие от постановки в п. 4.1 учитывает неидеальность теплового контакта на границе «горячая частица – измельченный уголь» и излучение на поверхности разогретых до высоких температур локальных источников в окружающую газовую среду.

Уравнение теплопроводности для газовой смеси:

$$\rho_1 C_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_1}{\partial y^2} \right) + Q_1 W_1. \quad (4.4.1)$$

Уравнение диффузии летучих веществ в воздухе:

$$\rho_1 \frac{\partial \mu_f}{\partial t} = \rho_1 D_1 \left(\frac{\partial^2 \mu_f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mu_f}{\partial y^2} \right) - W_1. \quad (4.4.2)$$

Уравнение баланса компонентов газовой смеси:

$$\mu_f + \mu_o = 1. \quad (4.4.3)$$

Уравнение теплопроводности для горячей частицы:

$$\rho_2 C_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial y^2} \right). \quad (4.4.4)$$

Уравнение теплопроводности для диспергированного угля:

$$\rho_3 C_3 \frac{\partial T_3}{\partial t} = \lambda_3 \left(\frac{\partial^2 T_3}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_3}{\partial y^2} \right) - Q_3 W_3. \quad (4.4.5)$$

Уравнение химической кинетики для угля:

$$\frac{\partial \eta_3}{\partial t} = (1 - \eta_3) k_3^0 \exp \left(-\frac{E_3}{R T_3} \right). \quad (4.4.6)$$

Массовая скорость реакции окисления газовой смеси [146]:

$$W_1 = \rho_1 \mu_f \mu_o k_1^0 \exp \left(-\frac{E_1}{R T_1} \right). \quad (4.4.7)$$

Массовая скорость реакции термического разложения в прогретой области слоя измельченного угля [146]:

$$W_3 = (1 - \eta_3) \rho_3 k_3^0 \exp\left(-\frac{E_3}{R T_3}\right). \quad (4.4.8)$$

Для вычисления коэффициента диффузии летучих веществ в воздухе, степени термического разложения угля, объемных концентраций компонентов газовой смеси и теплофизических свойств последней использовались соответствующие выражения (4.1.9) – (4.1.12).

Плотность угля, изменяющаяся в результате термического разложения и выхода летучих компонентов, вычислялась с использованием выражения $\rho_3 = \rho_c \phi_c + \rho_f \phi_f$, теплоемкость и теплопроводность топлива задавались в виде функций от температуры [308–310]:

$$C_3 = 0,18 \cdot 10^{-3} T_3^2 - 0,197 T_3 + 1515, \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)} \text{ при } 300 < T_3 < 1500 \text{ К}; \quad (4.4.9)$$

$$\lambda_3 = 0,075 \cdot 10^{-6} T_3^2 + 0,014 \cdot 10^{-3} T_3 + 0,138, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)} \text{ при } 300 < T_3 < 1500 \text{ К}. \quad (4.4.10)$$

Начальные условия:

температура воздуха и измельченного угля $T_1 = T_3 = T_0$; температура локального источника нагрева $T_2 = T_p$; массовая концентрация компонентов (углерод и летучие вещества) угля $\mu_c + \mu_f = 1$, $\mu_c = 0,6$; степень термического разложения угля $\eta_3 = 0$; массовая концентрация летучих компонентов в газовой среде $\mu_f = 0$.

Граничные условия (рис. 4.1.1) (для области решения, представленной на рис. 4.4.1, граничные условия аналогичны):

$$\begin{aligned} x=0, 0 < y < y_1; & \quad \frac{\partial T_3}{\partial x} = 0; \\ x=x_l, 0 < y < y_1; & \end{aligned} \quad (4.4.11)$$

$$\begin{aligned} x=0, y_1 < y < y_2; & \quad \frac{\partial T_2}{\partial x} = 0; \end{aligned} \quad (4.4.12)$$

$$\begin{aligned} x=0, y_2 < y < y_h, & \quad \frac{\partial T_1}{\partial x} = 0, \\ x=x_l, y_1 < y < y_h; & \quad \frac{\partial \mu_f}{\partial x} = 0; \end{aligned} \quad (4.4.13)$$

$$\begin{aligned}
 x=x_1, y_1 < y < y_2: \quad & -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} - q_p, \quad T_2 = T_1, \\
 & \frac{\partial \mu_f}{\partial x} = 0;
 \end{aligned}
 \tag{4.4.14}$$

$$y=0, 0 < x < x_l: \quad \frac{\partial T_3}{\partial y} = 0;
 \tag{4.4.15}$$

$$y=y_1, 0 < x < x_1: \quad -\gamma \lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial y} - (1-\gamma) q_p = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y}, \quad T_3 = T_2;
 \tag{4.4.16}$$

$$\begin{aligned}
 y=y_1, \\
 x_1 < x < x_1 + 10\Delta x: \quad & -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial y} + Q_3 \int_{y=0}^{y=y_1} W_3 dy = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y}, \quad T_3 = T_1, \\
 & -\rho_1 D_1 \frac{\partial \mu_f}{\partial y} = f(x) \int_{y=0}^{y=y_1} \int_{x=0}^{x=x_1} W_3 dx dy + \int_{y=0}^{y=y_1} W_3 dy;
 \end{aligned}
 \tag{4.4.17}$$

$$\begin{aligned}
 y=y_1, \\
 x_1 + 10\Delta x < x < x_l: \quad & -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial y} + Q_3 \int_{y=0}^{y=y_1} W_3 dy = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y}, \quad T_3 = T_1, \\
 & -\rho_1 D_1 \frac{\partial \mu_f}{\partial y} = \int_{y=0}^{y=y_1} W_3 dy;
 \end{aligned}
 \tag{4.4.18}$$

$$\begin{aligned}
 y=y_2, 0 < x < x_1: \quad & -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y} = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} - q_p, \quad T_2 = T_1, \\
 & \frac{\partial \mu_f}{\partial y} = 0;
 \end{aligned}
 \tag{4.4.19}$$

$$\begin{aligned}
 y=y_h, 0 < x < x_l: \quad & \frac{\partial T_1}{\partial y} = 0, \\
 & \frac{\partial \mu_f}{\partial y} = 0.
 \end{aligned}
 \tag{4.4.20}$$

Здесь γ – безразмерный параметр, учитывающий пористость приповерхностного слоя диспергированного твердого топлива ($0 < \gamma < 1$). При $\gamma \rightarrow 1$ условия теплового контакта на границе «горячая частица – измельченный уголь» ($y=y_1, 0 < x < x_1$) близки к идеальным.

Плотность лучистого теплового потока от источника энергии вычислялась по формуле (3.1.26).

Функция $f(x)$ распределения газообразных продуктов термического разложения угля в окрестности основания горячей частицы задана аналогично выражению (4.1.22).

При постановке задачи принято допущение о доминировании теплопроводности в слое измельченного угля. В такой гетерогенной структуре в зависимости от степени уплотнения возможны различные пористости, соответственно, при высокой доле пор теплоперенос в приповерхностном слое угля может осуществляться кроме кондукции еще и за счет излучения и конвекцией. Два последних механизма теплопереноса в рассматриваемых условиях малозначимы. Температуры приповерхностного слоя угля относительно невелики (не превышают 500–700 К в течение всего периода индукции). Поэтому вклад лучистой составляющей в теплоперенос по сравнению с кондуктивной менее значителен. Конвекция же не оказывает существенного влияния на интенсивность теплопередачи в прогретом слое угля из-за малых толщин последнего и небольшой длительности индукционного периода. За время, предшествующее зажиганию, уголь прогревается на глубину не более нескольких сотен микрометров.

Численное моделирование процессов тепломассопереноса в течение индукционного периода выполнено при исходных данных: размеры металлической частицы $x_p=6$ мм, $y_p=3-6$ мм. Степень черноты частицы $\varepsilon=0,55$.

Задача анализа исследуемого процесса (рис. 4.4.1) состояла в установлении условий «совместного» влияния нескольких локальных источников энергии на основную характеристику процесса – время задержки зажигания t_d измельченного угля в условиях варьирования в широких диапазонах начальной температуры $T_p=1000-1500$ К и параметра $L=\Delta x/x_p=0,5-1$ (рис. 4.4.1), характеризующего расстояние между двумя соседними частицами.

На рис. 4.4.2 представлены зависимости времен задержки зажигания измельченного угля от начальной температуры источников энергии при инициировании процесса горения твердого топлива одиночной (кривая 1) и несколькими (кривые 2, 3) горячими частицами, расположенными на расстояниях $L=0,5$ и $L=1$ друг от друга. В условиях $L>1,5$ времена задержки соответствуют аналогичным значениям, установленным при зажигании слоя измельченного угля одиночной частицей (рис. 4.1.1). В случае $L<0,5$ отклонение t_d относительно значений, описываемых кривой 3, не превышает 7 %. Таким образом, область, ограниченная кривыми 1 и 3 на рис. 4.4.2, соответствует условиям и характеристикам зажигания слоя измельченного угля несколькими частицами в достаточно широких диапазонах варьирования начальных температур локальных источников ($T_p=1050-1500$ К) и расстояния между ними ($L=0,1-1,5$).

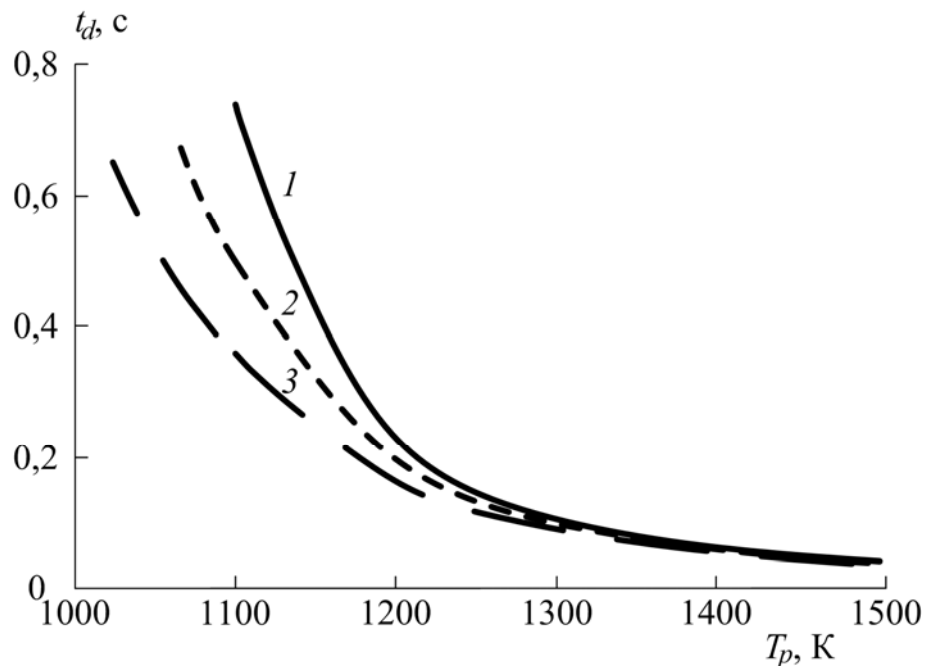
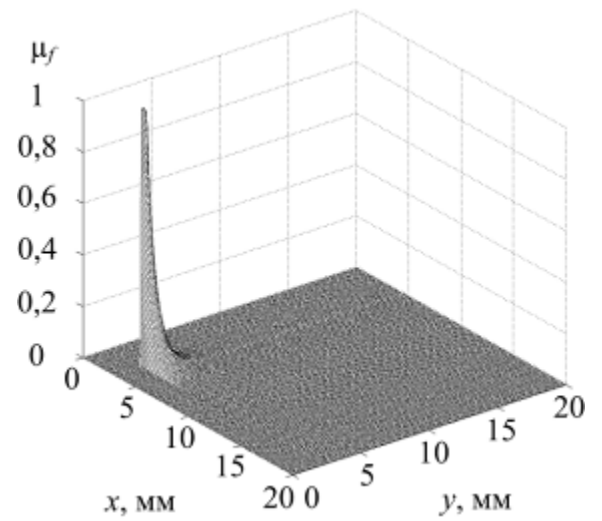
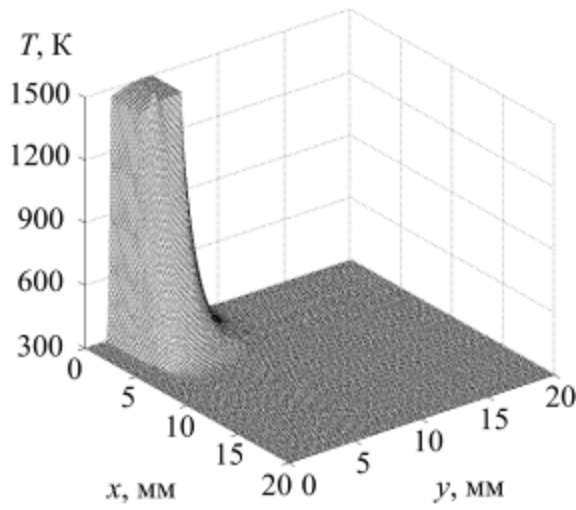


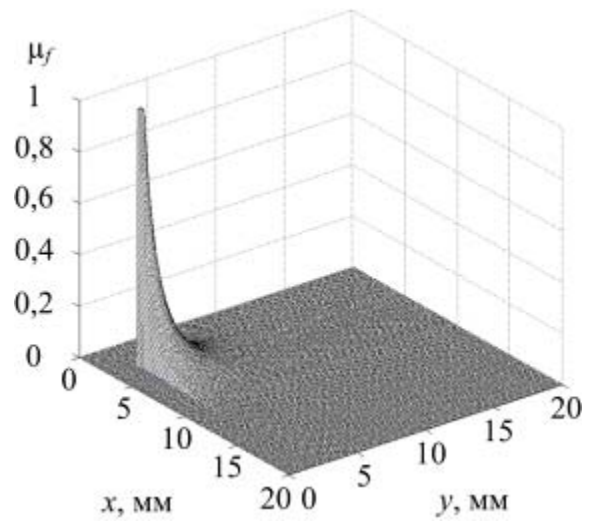
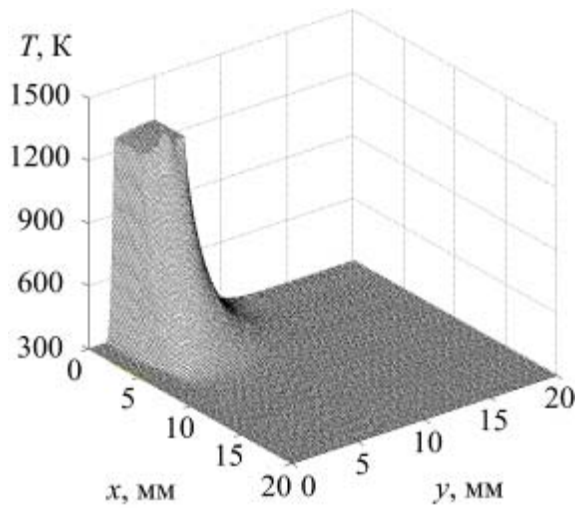
Рисунок 4.4.2. Зависимости времен задержки зажигания измельченного угля от начальной температуры источника: 1 — одна частица; 2 — две частицы при $L=1$; 3 — две частицы при $L=0,5$

Уменьшение параметра L ведет к снижению не только длительности индукционного периода, но и предельных (минимальных) начальных температур частиц, необходимых для зажигания твердого топлива. Максимальное отличие времен задержки зажигания в системе (рис. 4.4.1) при изменении расстояния между источниками достигает 48 %, при этом уменьшение предельного для зажигания значения T_p составляет 70–80 К. При увеличении начальной температуры источников энергии ($T_p > 1250$ К) «совместное» влияние частиц на t_d уменьшается (рис. 4.4.2). Это можно объяснить тем, что с повышением T_p возрастает теплосодержание металлических частиц и уменьшается влияние соседних источников на процессы прогрева приповерхностного слоя угля и газовой смеси. В этом случае растет температура продуктов термического разложения твердого топлива, требуется меньшее время на прогрев смеси горючих газов с окислителем. Локальные зоны воспламенения, как и для случая одиночной частицы, формируются около боковых граней источников в окрестности границы контакта с измельченным углем ($y = y_1$).

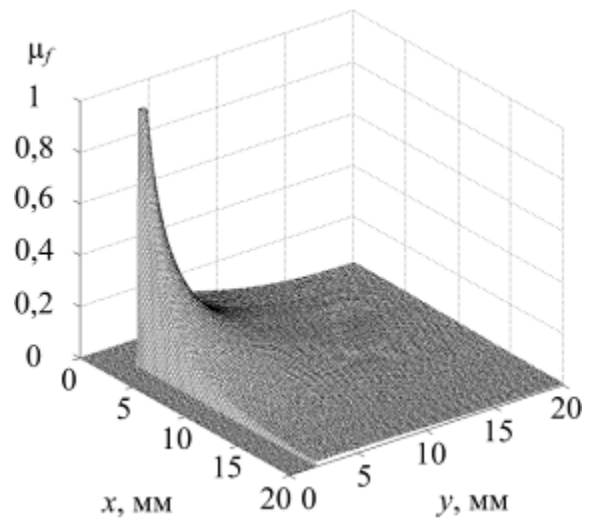
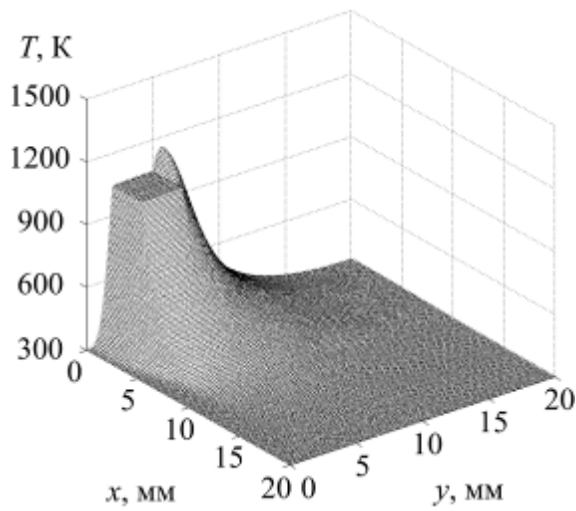
На рис. 4.4.3 и 4.4.4 показаны поля температур и концентраций летучих веществ в области решения задачи в момент воспламенения газовой смеси. Для системы «одиночная горячая частица – измельченный уголь – воздух» (рис. 4.1.1) характерны три режима зажигания, отличающиеся расположением зоны интенсивного развития реакции окисления. При $T_p > 1350$ К, $t_d < 0,1$ с (первый режим) зона зажигания (рис. 4.4.3а) расположена у основания горячей частицы ($x_1 < x < x_1 + 10\Delta x$, $y \rightarrow y_1$). В условиях второго режима $1200 < T_p < 1350$ К, $0,1 < t_d < 0,5$ с зона инициирования горения (рис. 4.4.3б) находится около боковой грани локального источника ($x \rightarrow x_1$, $y_1 < y < y_2$). При $T_p < 1200$ К, $t_d > 0,5$ с (третий режим) зона зажигания (рис. 4.4.3в) расположена над горячей частицей ($x \rightarrow 0$, $y > y_2$).



(a)



(б)



(в)

Рисунок 4.4.3. Поля температур (T , K) и концентраций (μ_f) летучих веществ в момент зажигания измельченного угля одиночной частицей: (a) $t_d=0,041$ с при $T_p=1500$ K; (б) $t_d=0,137$ с при $T_p=1300$ K; (в) $t_d=0,733$ с при $T_p=1100$ K

В системе «две горячие частицы – измельченный уголь – воздух» (рис. 4.4.1) при изменении $T_p=1050\text{--}1500\text{ К}$ и $L=0,1\text{--}1,5$ реализуются лишь два режима зажигания.

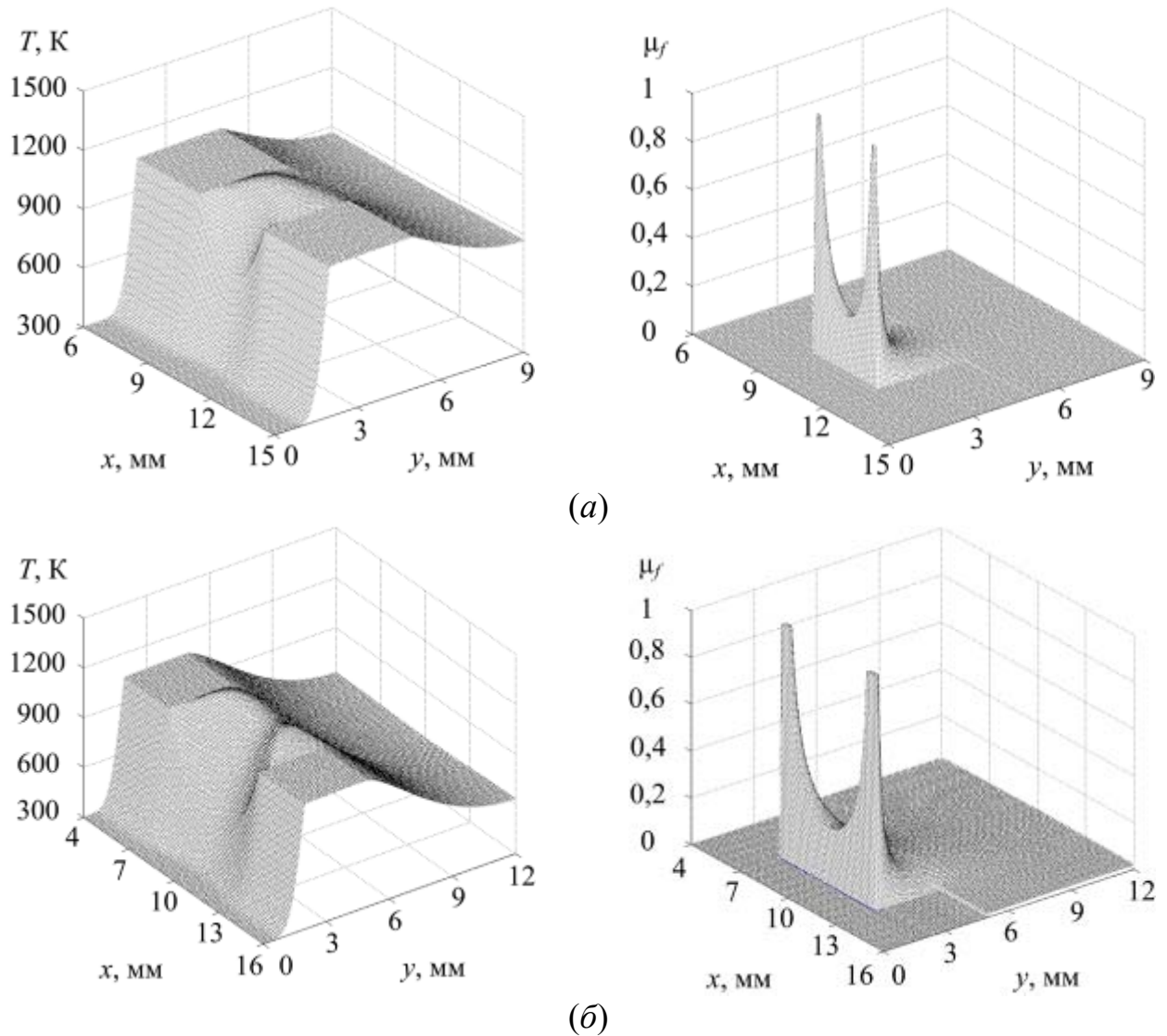


Рисунок 4.4.4. Поля температур (T , К) и концентраций (μ_f) летучих веществ в момент зажигания измельченного угля несколькими частицами при разном расстоянии между источниками ($T_p=1100\text{ К}$): (а) $t_d=0,355\text{ с}$ при $L=0,5$; (б) $t_d=0,491\text{ с}$ при $L=1$

Определяющее влияние на расположение зоны локализации ведущей химической реакции окисления в газовой среде в окрестности источников нагрева оказывает параметр L . Установлено (рис. 4.4.4а), что при малых значениях L (не

более 0,5) формируется одна локальная зона воспламенения. Она располагается на оси симметрии ($x=x_L/2$) области решения задачи (рис. 4.4.1), где в результате «совместного» влияния источников энергии максимальны не только градиенты температур, но и концентрации газообразных продуктов термического разложения угля. При увеличении L и прочих равных условиях (рис. 4.4.4б) формируется два очага зажигания. Каждый из них располагается в малой окрестности «своего» источника нагрева. При $L>0,5$ концентрация летучих веществ в окрестностях боковых граней источников ($x=x_1, x=x_2, x=x_3, x=x_4, y_1<y<y_2$) одинакова. Однако область максимальных градиентов температур формируется между горячими частицами ($x_2<x<x_3, y_1<y<y_2$), где выполняются условия зажигания.

Также в рамках модели «одинокая горячая частица – измельченный уголь – воздух» установлено влияние высоты локального источника (кривая 3 на рис. 4.4.5) и условий его теплового контакта со слоем диспергированного твердого топлива (кривая 1 на рис. 4.4.5) на характеристики исследуемого процесса. Эти факторы оказывают противоположное влияние на интенсивность процессов тепломассопереноса в течение индукционного периода, причем более масштабно это влияние проявляется при близких к предельным температурам источника зажигания ($T_p \approx 1100$ K).

В условиях идеального контакта горячей металлической частицы и измельченного угля теплота поступает в приповерхностный слой последнего только за счет теплопроводности. Уменьшение площади контакта стальной частицы и диспергированного твердого топлива ($\gamma < 1$) вследствие пористости его структуры ведет к ухудшению условий теплопередачи и увеличению значений времени задержки зажигания (кривая 1 на рис. 4.4.5) по сравнению со случаем идеального теплового контакта (кривая 2 на рис. 4.4.5) до 20 %. Часть теплоты передается от источника в топливо теплопроводностью, а часть – за счет излучения (в областях газового зазора толщиной в единицы или десятки микрон), что снижает интенсивность процесса инициирования горения вследствие менее существенного влияния лучистого потока в области пор на условия

теплопередачи по сравнению с теплопереносом за счет кондукции в приповерхностном слое измельченного угля.

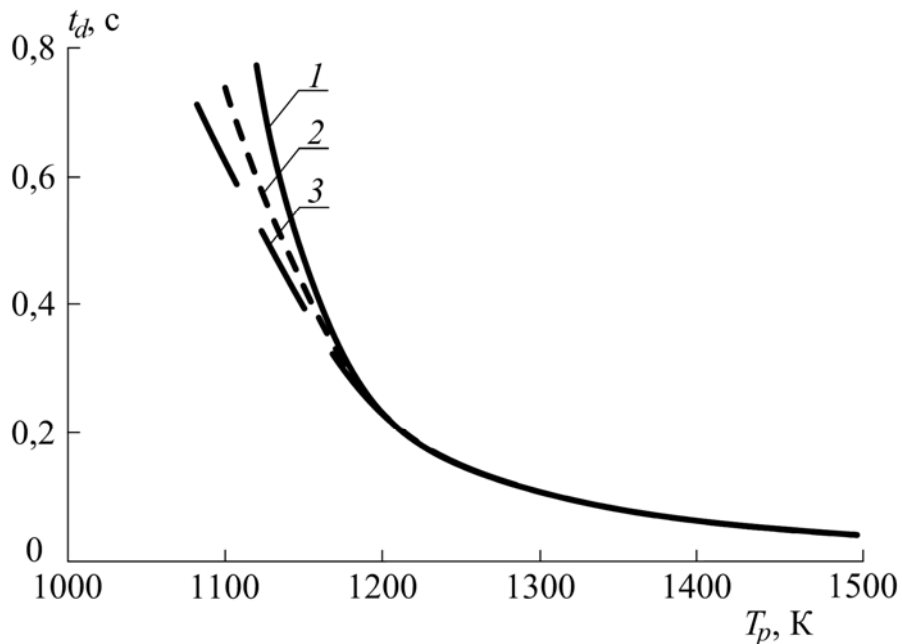


Рисунок 4.4.5. Зависимости времен задержки зажигания измельченного угля от начальной температуры источника – одиночной частицы: 1 – $y_p=3$ мм, $\gamma=0,6$; 2 – $y_p=3$ мм, $\gamma=1$; 3 – $y_p=6$ мм, $\gamma=1$

По результатам математического моделирования установлено, что при близких к предельным условиям зажигания вероятность газофазного воспламенения слоя диспергированного бурого угля возрастает с увеличением высоты выпадающей на его поверхность горячей частицы. Выполненный анализ позволяет сделать вывод о том, что при $T_p < 1200$ К изменение y_p с 3 до 6 мм ведет к снижению времен задержки зажигания до 15 % и предельных начальных температур источника зажигания на 30 К (рис. 4.4.5). Полученный результат можно объяснить следующим. В области относительно невысоких T_p большое влияние на характеристики индукционного периода оказывают процессы тепломассопереноса в окрестности локального источника энергии. При увеличении высоты металлической частицы возрастает площадь поверхности нагрева газовой смеси, что интенсифицирует процесс окисления летучих веществ.

4.5 Теоретический анализ и сравнение условий и характеристик зажигания диспергированного угля при кондуктивном и конвективном нагреве

В последнее время большой интерес для практики представляют исследования [315–320] зажигания и горения в потоке газозвесей твердого натурального топлива, результаты которых могут быть использованы, например, для совершенствования соответствующих процессов, протекающих в топках энергогенерирующих установок. Наряду с этим весьма актуальной проблемой являются нерегламентированные возгорания диспергированного угля на различных этапах добычи, транспортировки, хранения, переработки и других процессов. В таких условиях зажигание измельченных конденсированных веществ, как правило, происходит в результате кондуктивного нагрева разогретыми массивными телами [75–78], например, стенками технологического оборудования, или частицами малых размеров [78, 79], формирующимися в результате механической обработки преимущественно металлических изделий.

Проведены экспериментальные исследования процессов зажигания одиночных частиц твердого натурального топлива источниками кондуктивного и конвективного нагрева. Установлено [245, 290], что наиболее интенсивно физико-химические процессы протекают при взаимодействии измельченного угля с разогретыми до высоких температур металлическими пластинами (рис. 4.5.1, 4.5.2).

Для относительно крупных (несколько миллиметров) одиночных частиц твердого топлива при подводе энергии от источника нагрева происходит испарение влаги и термическое разложение органической части. В результате диффузии летучих компонентов угля в окружающую среду в окрестности частицы формируется горючая газовая смесь, которая воспламеняется (рис. 4.5.1) при достижении необходимых температур и концентраций. Экзотермическая реакция окисления летучих веществ сопровождается тепловыделением. Это ведет к росту температуры приповерхностного слоя частицы и скорости реакции

разложения. Увеличение концентрации летучих веществ в окрестности частицы приводит к расширению фронта пламени и увеличению температуры приповерхностного слоя коксового остатка до значений (около 2000 К), необходимых и достаточных для гетерогенного горения углерода. Анализ видеозаписей позволил установить, что стадия зажигания коксового остатка может начинаться еще до полного выгорания летучих веществ в окрестности частицы угля.

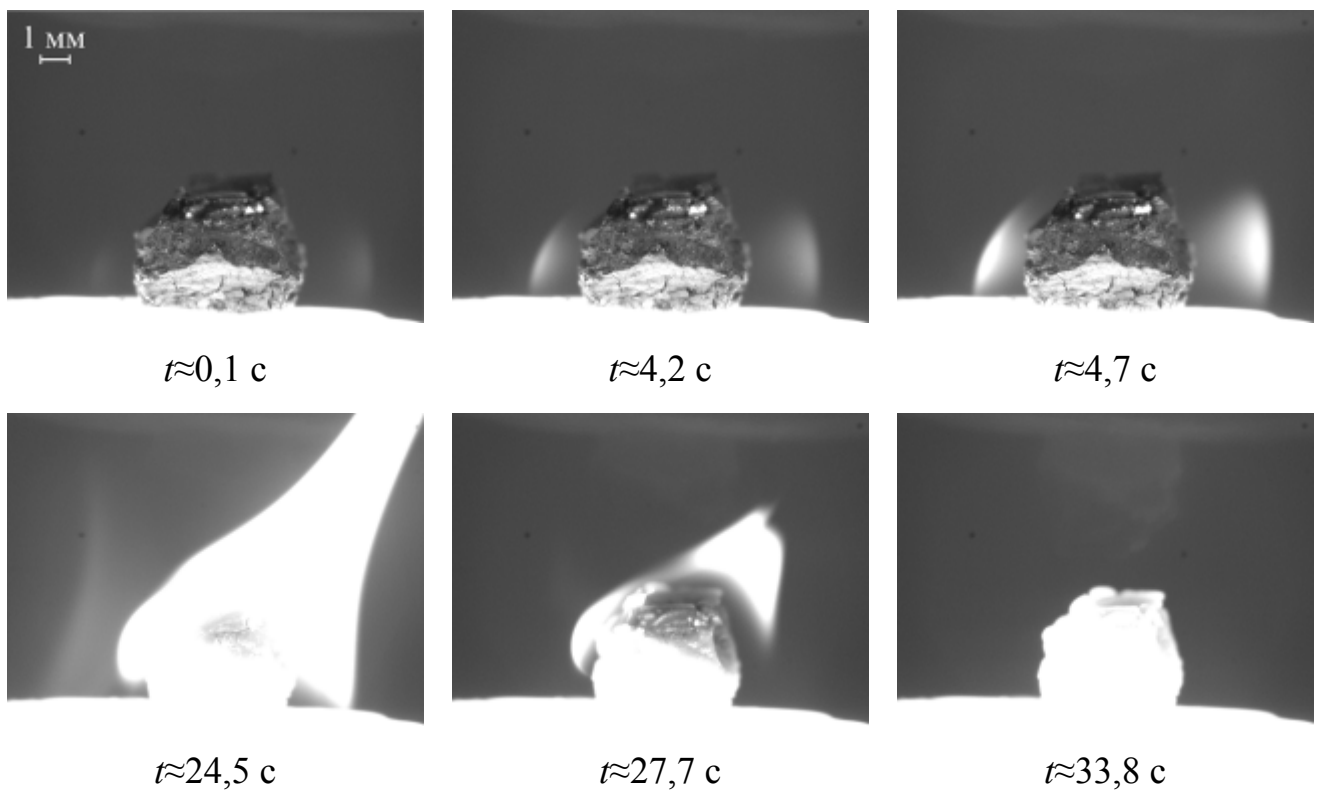


Рисунок 4.5.1. Типичные видеogramмы зажигания частицы (размер 5 мм) бурого угля марки 2Б на поверхности стальной пластины при $T_p \approx 820$ К [245, 290]

Стоит отметить, что интенсивность индукционного процесса существенно зависит от дисперсности твердого топлива. Воспламенение угольной пыли (размер частиц несколько сотен микрометров) при взаимодействии с разогретой до высоких температур пластиной имеет быстротечный характер (рис. 4.5.2).

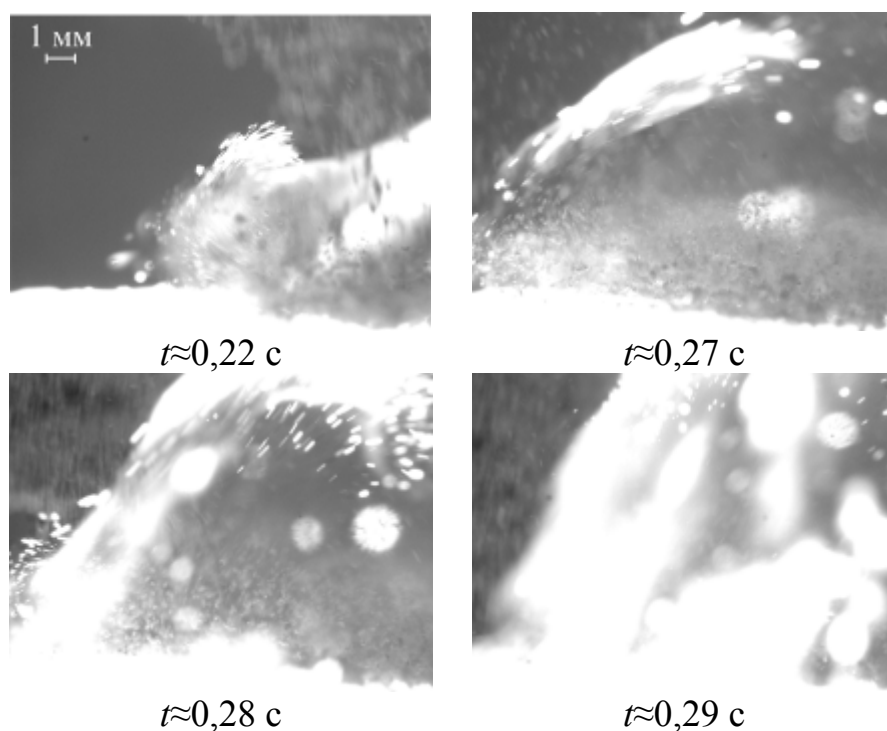


Рисунок 4.5.2. Типичные видеogramмы зажигания диспергированного (размер частиц 100 мкм) бурого угля марки 2Б на поверхности стальной пластины при $T_p \approx 820 \text{ K}$

В условиях взаимодействия совокупности мелкодисперсных частиц угля с разогретой поверхностью достаточно сложно выделить отдельные стадии воспламенения (рис. 4.5.2). В отличие от закономерностей взаимодействия относительно крупных частиц (рис. 4.5.1), где инертный прогрев оказывает достаточно существенное влияние на характеристики зажигания, для мелкодисперсного твердого топлива влияние данного фактора на длительность индукционного периода менее заметно. При этом времена задержки зажигания с уменьшением размеров частиц от нескольких миллиметров до нескольких сотен микрометров могут снижаться в десятки раз, а предельные температуры зажигания – на сотни градусов.

Также стоит отметить, что для относительно крупных частиц твердого топлива при взаимодействии с разогретой пластиной значимым фактором для развития переходного процесса являются условия теплопередачи на границе «частица угля – горячая пластина», которые характеризуются формой частицы (рис. 4.5.3).

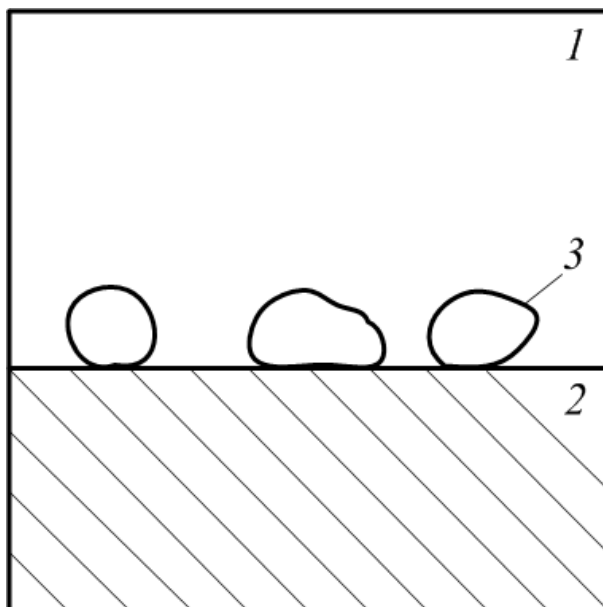


Рисунок 4.5.3. Схема взаимодействия одиночной частицы угля с разогретой пластиной: 1 – воздух, 2 – горячая пластина, 3 – частица угля

Для частиц в форме неправильного многогранника в отличие от сферы процессы прогрева приповерхностного слоя, термического разложения угля, выхода летучих компонентов и формирования горючей газовой смеси протекают интенсивнее. Вследствие большой площади контакта с источником нагрева возрастает кондуктивный тепловой поток, что соответственно влияет на уменьшение времени задержки зажигания. Аналогичные закономерности характерны для условий зажигания слоя диспергированного твердого топлива локальным источником ограниченной энергоемкости (рис. 4.5.4).

Согласно установленным ранее результатам (п. 4.4) условия теплового контакта на границе источника нагрева со слоем измельченного угля оказывают существенное влияние на характеристики индукционного процесса лишь при близких к предельным условиям зажигания. Влияние данного фактора снижается при уменьшении дисперсности частиц твердого топлива. В этом случае площадь контакта горячей частицы и измельченного угля возрастает, что ведет к интенсификации условий кондуктивной теплопередачи и снижению времени задержки зажигания.

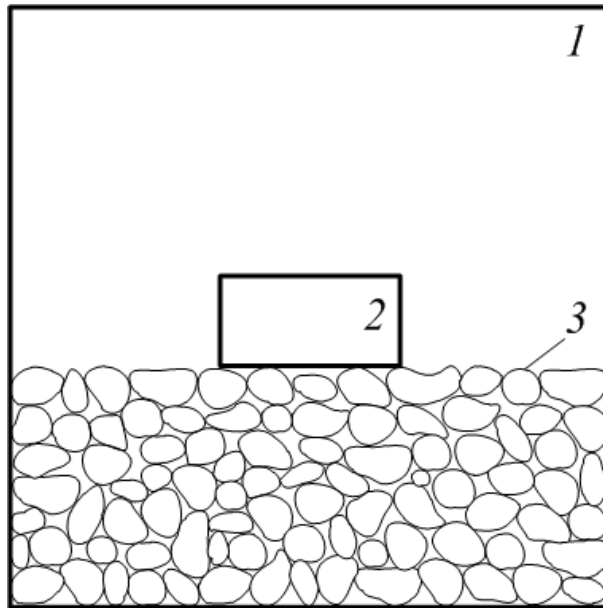


Рисунок 4.5.4. Схема взаимодействия слоя диспергированного угля с локальным источником нагрева: 1 – воздух, 2 – горячая частица, 3 – измельченный уголь

Размер частиц твердого натурального топлива также является одним из наиболее важных факторов, влияющих на характеристики переходного процесса в условиях конвективного нагрева потоком разогретого воздуха. Аналогично закономерностям, установленным при кондуктивном нагреве разогретой пластиной, времена задержки зажигания мелкодисперсных [291] и относительно крупных частиц угля в потоке разогретого воздуха отличаются в десятки и даже сотни раз при идентичных условиях нагрева (рис. 4.5.5, 4.5.6).

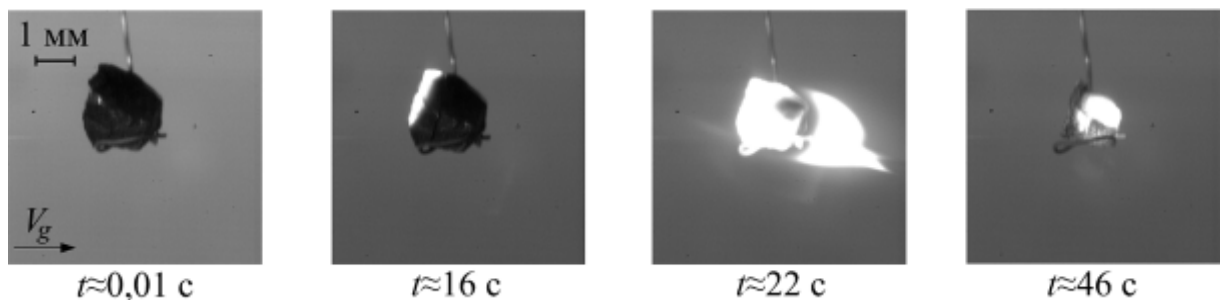


Рисунок 4.5.5. Типичные видеogramмы зажигания частицы (размер 2 мм) бурого угля марки 2Б в потоке (скорость 5 м/с) разогретого воздуха при $T_g \approx 800$ К

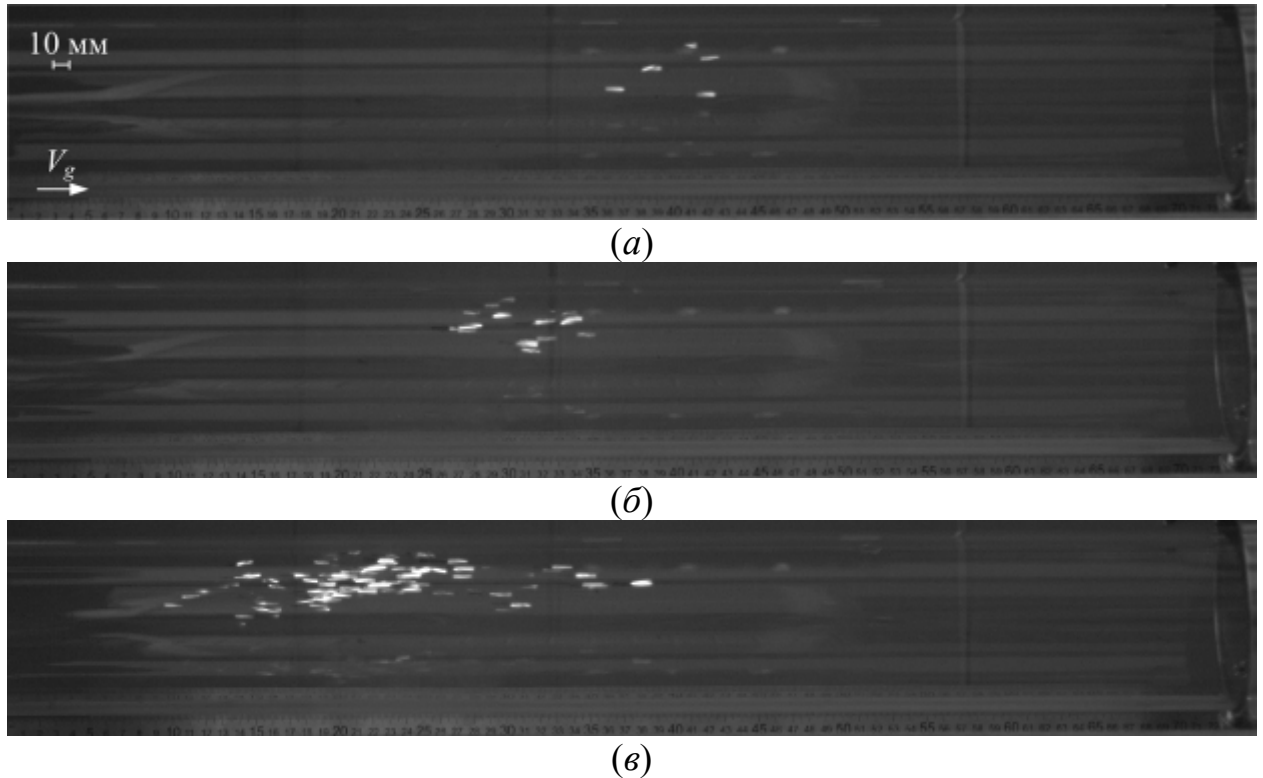


Рисунок 4.5.6. Типичные видеогаммы зажигания диспергированного (размер частиц 100 мкм) бурого угля марки 2Б в потоке (скорость 3,5 м/с) разогретого воздуха: (а) – $T_g \approx 770$ К, $t_d \approx 0,10$ с; (б) – $T_g \approx 820$ К, $t_d \approx 0,06$ с; (в) – $T_g \approx 870$ К, $t_d \approx 0,03$ с

Характерной особенностью инициирования и развития горения относительно крупных частиц угля при конвективном нагреве является зарождение локальной зоны зажигания в окрестности зоны взаимодействия частицы с набегающим потоком разогретого воздуха (рис. 4.5.5). Проведенные эксперименты с частицами наиболее характерных форм (неправильный многогранник, сфера, эллипсоид) показали, что конфигурация их поверхности довольно существенно влияет на длительность индукционного периода.

На рис. 4.5.7 представлены внешний вид частицы угля и поле распределения скоростей в потоке разогретого воздуха ($T_g \approx 800$ К, $V_g \approx 5$ м/с) в ее окрестности, полученное в рамках метода [178] цифровой трассерной визуализации потоков Particle Image Velocimetry.

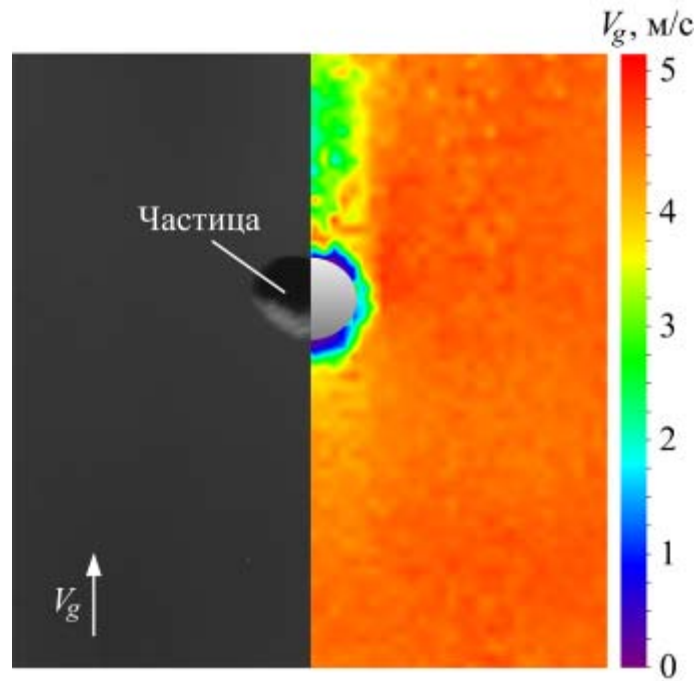


Рисунок 4.5.7. Внешний вид частицы угля (левая часть) и распределение скорости потока воздуха (правая часть) в ее окрестности

В случае гладкой поверхности частиц угля (сфера и эллипсоид) закономерности взаимодействия последней с набегающим потоком разогретого воздуха аналогичны закономерностям обтекания капли органоводоугольного топлива потоком окислителя (п. 3.7). В случае же шероховатой поверхности частицы отрыв потока происходит в районе фронтальных локальных зон торможения, соответствующих выступам с поверхности частицы твердого топлива. При этом локальные вихри образуются на тыльной стороне выступов с последующим формированием основного вихря за частицей по направлению движения газового потока.

Установленная особенность взаимодействия частиц наиболее типичной формы с потоком разогретого воздуха позволяет провести анализ влияния этого фактора на характеристики инициирования горения: расположение зоны горения (при наличии) газовой смеси (летучие вещества и окислитель), зоны зажигания углеродистого остатка частицы, значения времен задержки зажигания последнего.

При прогреве частицы инициируется испарение влаги и термическое разложение органической части угля. Наиболее интенсивно эти процессы

протекают на фронтальной стороне частицы, менее интенсивно – на тыльной стороне в области меньших скоростей потока воздуха (рис. 4.5.7). В результате испарения влаги и выхода летучих веществ в малой зоне на поверхности частицы с фронтальной стороны достигаются условия инициирования зажигания углеродистого остатка (рис. 4.5.5). Фронт горения распространяется по поверхности частицы в направлении движения потока воздуха. Условия распространения фронта горения и выгорания углеродистого остатка идентичны для частиц разной формы в отличие от начальной стадии исследуемого процесса. Выделяющиеся летучие компоненты частично уносятся потоком, при этом максимальная концентрация горючей газовой смеси достигается в области формирования вихрей на тыльной стороне частицы, где регистрировалось пламенное горение (рис. 4.5.5).

Для частиц неправильной формы характерны меньшие времена задержки зажигания. Такой результат можно объяснить более интенсивным прогревом отдельных выступов шероховатых частиц. В отличие от частиц с гладкой поверхностью такие выступы являются зонами локализации процесса инициирования горения. Длительность прогрева отдельного выступа до выполнения условий зажигания углеродистого остатка существенно меньше длительности индукционного периода при формировании локальной зоны зажигания частиц в форме сферы и эллипсоида. Полученный результат можно объяснить тем, что для последних в отличие от частиц с шероховатой поверхностью характерен интенсивный сток теплоты из зоны прогрева приповерхностного слоя вглубь частицы, что ведет к росту длительности стадии инертного прогрева.

С увеличением размеров частицы твердого топлива выявленные эффекты влияния ее формы на характеристики зажигания становятся более существенными. Это обусловлено ростом аэродинамических сил, действующих на частицу, увеличением концентрации вдуваемых продуктов термического разложения угля с ее поверхности, ростом скорости их химического реагирования в потоке окислителя.

4.6 Экспериментальное исследование зажигания частицы угля в условиях кондуктивного и конвективного нагрева

Основной задачей большинства испытаний или тестов (например, [76, 77, 321–324]) является определение температуры самовозгорания в зависимости от толщины или объема структурно-неоднородного слоя измельченного угля (пыли), а также конфигурации поверхности нагрева. Как правило, для подобных исследований условия проведения экспериментов аналогичны: толщина слоя пыли 5–50 мм, температура источника нагрева 400–600 К, времена задержки зажигания 60–80 мин. [76, 77]. Основа экспериментальных методик [76, 77, 321–324] – регистрация методом термопарных измерений и последующий анализ динамики изменения температуры в различных точках (по глубине) слоя диспергированного угля. Но методики [76, 77, 329–324] позволяют установить лишь возникновение зажигания или его отсутствие. Результаты таких исследований не отражают основные закономерности и не определяют характеристики взаимосвязанных физико-химических процессов, протекающих при кондуктивном нагреве пористых горючих веществ. В частности, крайне затруднительно выделить механизм и режимы зажигания, определить положение зоны воспламенения, ее размеры и др. В случае интенсивного нагрева (температура источника выше 600 К) инерционность измерительных преобразователей [325, 326], используемых при реализации метода термопарных измерений, не позволяет получать достоверные для анализа физики процесса данные об изменении распределения температуры в слое измельченного угля. Также эта методика не обеспечивает возможность изучения зажигания одиночных частиц угля размерами до нескольких миллиметров при взаимодействии с разогретыми пластинами в связи со сложностью интеграции термоэлектрических преобразователей температуры в структуру достаточно хрупких частиц твердого топлива. Поэтому представляется целесообразным проведение экспериментальных исследований [247, 290] характеристик зажигания частиц угля при кондуктивном нагреве с использованием методов высокоскоростной

видеорегистрации [259, 260]. Это позволит не только установить стадии развития экзотермического процесса, определить зону локализации воспламенения, но и проанализировать изменения во времени условий и характеристик реализации различных режимов инициирования горения.

Экспериментальные исследования проведены в рамках методики, описанной в п. 3.6. В качестве объекта исследования выбран каменный уголь марки Д Канско-Ачинского угольного бассейна. Характеристики, установленные в результате технического анализа пробы угля, представлены в табл. 4.6.1. При проведении экспериментов масса частиц определялась при помощи аналитических весов марки OHAUS Pioneer PA114 (среднеквадратическое отклонение 0,1 мг, дискретность 0,1 мг, нелинейность 0,2 мг). Средний вес образцов для трех характерных размеров 4 мм, 5 мм и 6 мм составлял 20,9 мг, 27,6 мг и 32,4 мг. Частицы угля имели форму неправильных многогранников, размеры вдоль трех пространственных координат отличались не более чем на 15 %.

Таблица 4.6.1. Характеристики угля марки Д Канско-Ачинского угольного бассейна

Показатель	Значение
Влага аналитическая, W^a	8,5 %
Общая влага в рабочем состоянии, W^r_t	14,41 %
Зольность в рабочем состоянии, A^r	11,50 %
Зольность в сухом состоянии, A^d	13,51 %
Летучие вещества в сухом состоянии, V^{daf}	38,90 %
Высшая теплота сгорания в рабочем состоянии, Q^r_s	23,37 МДж/кг
Низшая теплота сгорания в рабочем состоянии, Q^r_i	22,23 МДж/кг

При анализе результатов экспериментального исследования используются термины [268] «режим зажигания» и «стадия зажигания». Под стадией зажигания понимается один из последовательных этапов, протекающих при нагреве натурального твердого топлива (рис. 4.6.1). Как правило, выделяют несколько стадий [303, 307, 327]: инертный прогрев, испарение влаги, термическое

разложение (выход летучих компонентов), зажигание (горение) летучих веществ, прогрев коксового остатка, зажигание (горение) углерода. Режим зажигания в большей степени характеризует результат процесса нагрева частицы угля. В настоящей работе условно выделено три режима: термическое разложение без воспламенения, тление, зажигание. Режим термического разложения угля включает следующие стадии: инертный прогрев, испарение влаги, выход летучих компонентов. Режим тления – инертный прогрев, испарение влаги, термическое разложение, инициирование и развитие гетерогенного горения в приповерхностном слое частицы. Режим зажигания – инертный прогрев, испарение влаги, выход летучих компонентов, газофазное зажигание и горение продуктов термического разложения в окрестности частицы, гетерогенное зажигание и выгорание углерода.

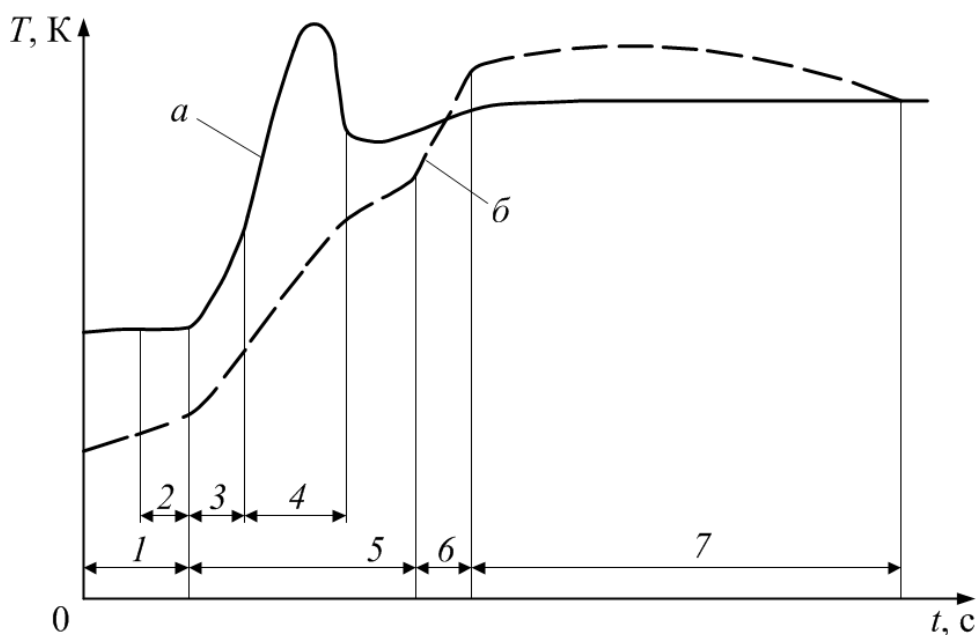


Рисунок 4.6.1. Стадии зажигания частицы твердого топлива [268]: a — температура газа в окрестности частицы, $б$ — температура частицы; 1 — инертный прогрев частицы, 2 — термическое разложение угля, 3 — газофазное зажигание летучих веществ, 4 — выгорание летучих веществ, 5 — прогрев коксового остатка, 6 — гетерогенное зажигание углерода, 7 — горение углерода

Для каждого из трех размеров (4 мм, 5 мм и 6 мм) частиц каменного угля марки Д установлены три режима (табл. 4.6.2) реализации исследуемого процесса при кондуктивном нагреве горячей поверхностью. Например, частицы угля размерами 4 мм в области относительно невысоких температур $T_p \leq 750$ К термически разлагаются с образованием летучих продуктов и коксового остатка. В узком диапазоне температур $750 < T_p < 850$ К происходит тление угля без интенсивного окисления газообразных продуктов термического разложения в воздухе. С увеличением температуры источника возрастает скорость физико-химических процессов. При $T_p \geq 850$ К происходит воспламенение летучих веществ в окрестности частицы. В процессе их горения температура поверхности коксового остатка растет. Происходит его зажигание и последующее гетерогенное горение с выделением энергии и образованием неорганического остатка. Установлено (табл. 4.6.2), что с увеличением размеров частицы твердого топлива выделенные условно границы по температуре источника нагрева для различных режимов индукционного процесса смещаются в направлении больших T_p . Переходный режим (тление) между термическим разложением без воспламенения и зажиганием для частиц размерами 4 мм реализуется в диапазоне температур источника $750 < T_p < 850$ К, размерами 5 мм – $800 < T_p < 900$ К, размерами 6 мм – $850 < T_p < 950$ К.

Выделены временные интервалы, характерные для установленных режимов. Зажигание продуктов термического разложения в газовой среде, сопровождающееся последующим гетерогенным горением коксового остатка, реализуется, как правило, при $t_d < 10$ с (табл. 4.6.2). При отсутствии воспламенения летучих веществ в течение этого временного интервала их зажигание не происходит и при более длительном прогреве частицы. В этом случае температура горючей газовой смеси недостаточна для интенсификации реакции окисления и инициирования процесса горения. С течением времени концентрация летучих веществ в окрестности частицы снижается вследствие диффузионно-конвективного массопереноса в окружающей газовой среде. При температурах источника нагрева, соответствующих режиму тления (табл. 4.6.2),

экзотермическая реакция на поверхности частицы угля начинает развиваться при t_d не более 20 с. В этом случае происходит окисление тонкого приповерхностного слоя частицы с образованием золы. Низкотемпературный процесс взаимодействия угля с источником нагрева характеризуется термическим разложением твердого топлива (табл. 4.6.2). Выделяющиеся летучие продукты диффундируют в окружающий воздух. При этом интенсивное окисление отсутствует как в газовой среде, так и на поверхности конденсированной фазы.

Таблица 4.6.2. Характерные времена взаимодействия частиц каменного угля с нагретой поверхностью в режимах термического разложения (1), тления (2), зажигания (3)

Температура поверхности / Размер частицы	750 К	800 К	850 К	900 К	950 К	1000 К
4 мм	(1) $t > 20$ с	(2) 18,63 с	(3) 8,51 с	(3) 4,07 с	(3) 2,02 с	(3) 1,04 с
5 мм	(1) $t > 20$ с	(1) $t > 20$ с	(2) 14,21 с	(3) 7,37 с	(3) 3,96 с	(3) 2,96 с
6 мм	(1) $t > 20$ с	(1) $t > 20$ с	(1) $t > 20$ с	(2) 15,06 с	(3) 6,84 с	(3) 3,24 с

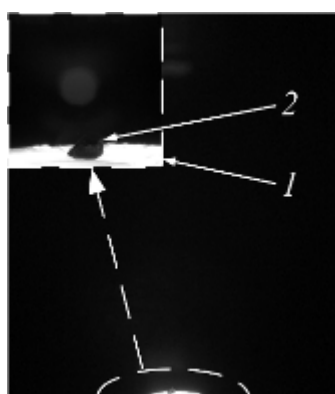
Анализ результатов, представленных в табл. 4.6.2, позволяет установить следующие аппроксимационные зависимости для прогноза возможного развития экзотермического процесса при нагреве частиц угля различных размеров:

$$R_p \approx 4 \text{ мм: } t_d = 0,539 \cdot 10^{-3} T_p^2 - 1,058 T_p + 0,520 \cdot 10^3, \text{ с при } 800 < T_p < 1000 \text{ К;}$$

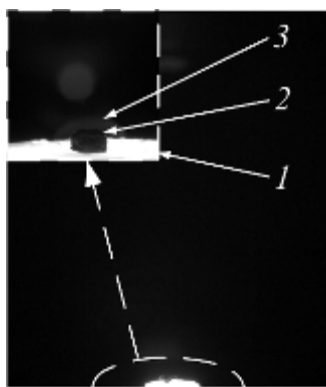
$$R_p \approx 5 \text{ мм: } t_d = 0,585 \cdot 10^{-3} T_p^2 - 1,156 T_p + 0,574 \cdot 10^3, \text{ с при } 850 < T_p < 1000 \text{ К;}$$

$$R_p \approx 6 \text{ мм: } t_d = 0,922 \cdot 10^{-3} T_p^2 - 1,869 T_p + 0,951 \cdot 10^3, \text{ с при } 900 < T_p < 1000 \text{ К.}$$

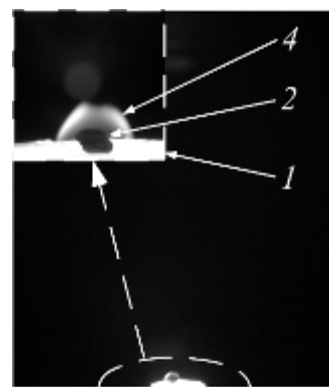
Выделенные на рис. 4.6.2 стадии хорошо иллюстрируют закономерности физико-химических превращений в процессе зажигания одиночной частицы (размер около 5 мм) каменного угля.



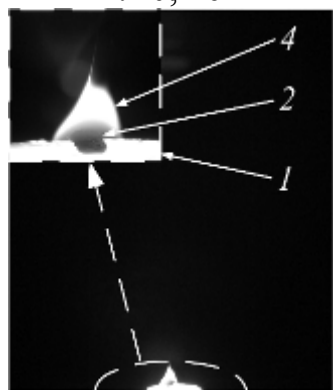
Инертный прогрев
частицы
 $t \approx 0,1$ с



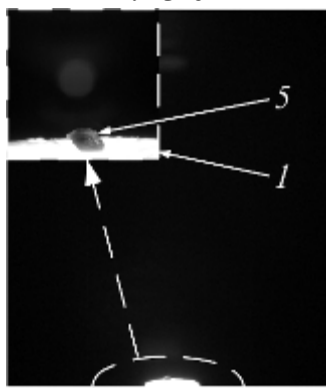
Выход летучих
веществ
 $t \approx 3$ с



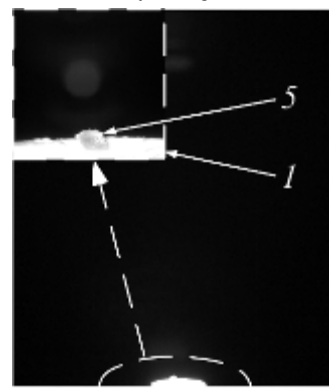
Зажигание летучих
веществ
 $t \approx 4$ с



Выгорание летучих
веществ
 $t \approx 5$ с



Зажигание коксового
остатка
 $t \approx 6,5$ с



Горение коксового
остатка
 $t \approx 8,5$ с

Рисунок 4.6.2. Кадры видеогаммы при реализации режима зажигания частицы каменного угля размером 5 мм при $T_p=950$ К: 1 – разогретая поверхность, 2 – частица угля, 3 – продукты термического разложения, 4 – пламя, 5 – коксовый остаток

Можно условно выделить несколько характерных временных интервалов. Первый – испарение влаги и выход летучих компонентов. Один из самых длительных (до нескольких секунд), в течение которого происходит инертный прогрев частицы, испарение влаги (при $T < 373$ К) и термическое разложение органической части угля (при $T > 600$ К). Второй – зажигание газообразных продуктов термического разложения (быстропротекающая стадия). За несколько миллисекунд возрастает скорость окисления до максимума в определенных условиях, реакция приобретает необратимый характер, появляется свечение в окрестности частицы. Третий интервал – выгорание газовой смеси (летучие

вещества и воздух). Длительность этого процесса сопоставима с длительностью инертного прогрева. Реакция окисления протекает с тепловыделением. Ее продолжительность лимитируется концентрацией вдуваемых в газовую среду продуктов термического разложения угля по мере равномерного прогрева частицы во всем объеме до соответствующей температуры. Четвертый – зажигание и горение коксового остатка – углерода (наиболее длительная стадия, которая инициируется за счет теплоты, выделяющейся при горении газовой смеси). Прогрев приповерхностного слоя частицы ведет к росту температуры до значений (около 2000 К), необходимых и достаточных для устойчивого горения углерода.

Методы высокоскоростной видеосъемки позволили зафиксировать изменение формы пламени при зажигании и горении летучих веществ (рис. 4.6.3).

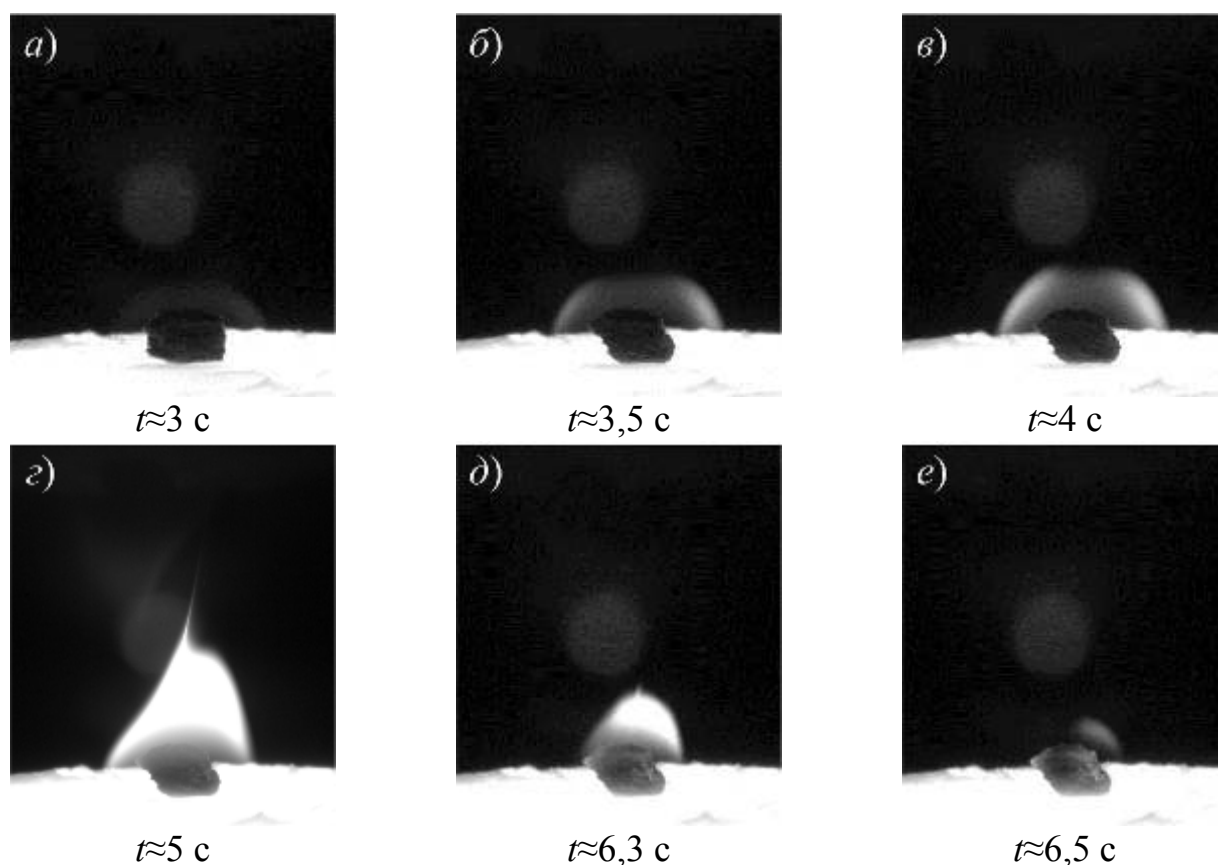


Рисунок 4.6.3. Кадры видеोगраммы изменения формы пламени при горении летучих веществ для частицы каменного угля размером 5 мм при $T_p = 950$ К

В результате нагрева угля выделяются газообразные продукты термического разложения, которые смешиваются с воздухом и формируют горючую газовую смесь в окрестности частицы в форме полусферы (рис. 4.6.3а). По мере роста температуры частицы скорость реакции разложения возрастает, увеличивается концентрация летучих веществ и соответственно радиус полусферы горючих газов (рис. 4.6.3б). При достижении необходимых и достаточных условий по температуре и массовой доле газообразных продуктов термического разложения происходит зажигание газовой смеси, причем форма пламени (рис. 4.6.3в) и его размер соответствуют аналогичным параметрам последней. Вследствие теплоприхода от горячей пластины и пламени происходит равномерный прогрев частицы. Скорость реакции термического разложения угля достигает максимального значения. В результате фильтрации летучих компонентов к поверхности частицы и их интенсивного вдува в газовую среду изменяется форма пламени (рис. 4.6.3г) за счет увеличения размера в вертикальном направлении более чем в 3 раза, при этом радиус пламени в основании варьируется менее значительно (5–10 %). Полное термическое разложение органической части угля ведет к уменьшению притока горючего в среду окислителя до его полного отсутствия, что объясняет выгорание летучих веществ (рис. 4.6.3д) и затухание процесса горения в газовой среде (рис. 4.6.3е).

В режимах тления и термического разложения (табл. 4.6.2) для частиц каменного угля марки Д размерами 4–6 мм воспламенение летучих веществ отсутствует (рис. 4.6.4, 4.6.5). Из-за меньших значений температуры источника нагрева стадия термического разложения протекает не столь интенсивно как зажигание. При этом значения концентрации и температуры летучих веществ в окрестности частицы недостаточны для инициирования процесса горения. Диффузионно-конвективный массоперенос в воздухе проходит без окисления продуктов термического разложения. Конечным результатом в этом случае (рис. 4.6.4) является полное термическое разложение органической части угля, сопровождающееся формированием коксового остатка в виде углерода. Режим тления дополняется еще одной стадией, инициируемой после стадии

термического разложения. Беспламенное горение протекает на поверхности углерода (рис. 4.6.5). По мере его прогрева фронт горения распространяется от очага зажигания, формирующегося в области наиболее интенсивной теплопередачи на границе контакта частицы с горячей поверхностью. В результате протекания этой стадии происходит полное выгорание углерода с образованием золы.

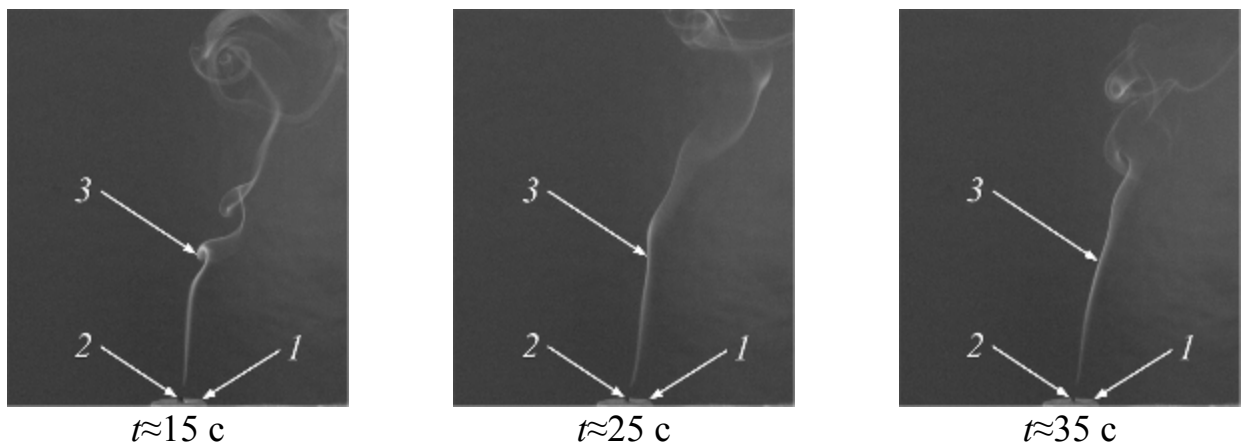


Рисунок 4.6.4. Кадры видеогаммы при реализации режима термического разложения частицы каменного угля размером 5 мм при $T_p=750$ К: 1 – разогретая поверхность, 2 – частица угля, 3 – продукты термического разложения

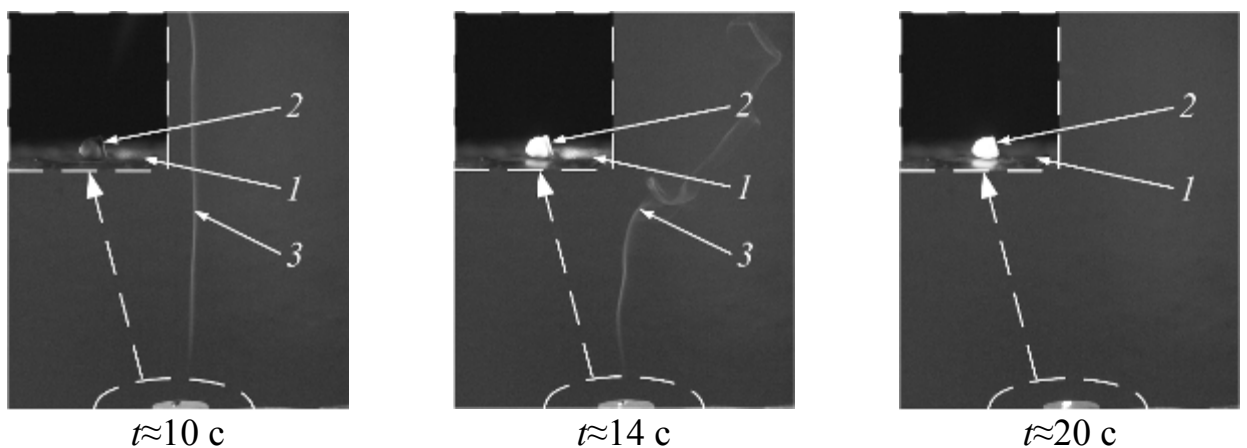


Рисунок 4.6.5. Кадры видеогаммы при реализации режима тления частицы каменного угля размером 5 мм при $T_p=850$ К: 1 – разогретая поверхность, 2 – частица угля, 3 – продукты термического разложения

Результаты проведенных исследований создают основу для прогнозирования и предупреждения нерегламентированных возгораний угля, а также совершенствования процессов инициирования горения твердого топлива на объектах малой энергетики и коммунального хозяйства. В условиях реализации слоевого способа сжигания угля на этапах подготовки топлива, транспортировки к топочным устройствам и непосредственного сжигания высока вероятность как контролируемого, так и нерегламентированного взаимодействия частиц угля размерами 4–6 мм с металлическими поверхностями, разогретыми до температур 750–1000 К.

Также экспериментально исследованы [292] физико-химические процессы, протекающих при нагреве одиночных частиц угля потоком разогретого воздуха, в рамках методики, описанной в п. 3.7. В качестве объекта исследования выбраны частицы каменного угля марки Д (Листвянское месторождение Новосибирской области, Россия). Эксперименты проводились для трех характерных размеров частиц (1, 2, 3 мм). Частицы угля имели форму неправильных многогранников (размеры по трем пространственным координатам отличались не более 10 %).

Процессы, протекающие в течение индукционного периода в окрестности исследуемого образца твердого натурального топлива, регистрировались высокоскоростной видеокамерой Phantom Miro M310 (максимальная скорость съемки 3260 кадров в секунду при полном разрешении 1280x800 пикселей). Видеограммы обрабатывались при помощи программного обеспечения Tema Automotive. Характерные диапазоны рассеяния экспериментальных данных (времена задержки зажигания) увеличивались с уменьшением температуры газового потока. Поэтому число опытов при фиксированном значении T_g выбиралось с учетом этой особенности, их количество варьировалось от 6 до 10.

При анализе видеограмм выполненных экспериментов выделены характерные кадры исследуемых процессов инициирования горения частиц угля (рис. 4.6.6) размерами около 2 мм.

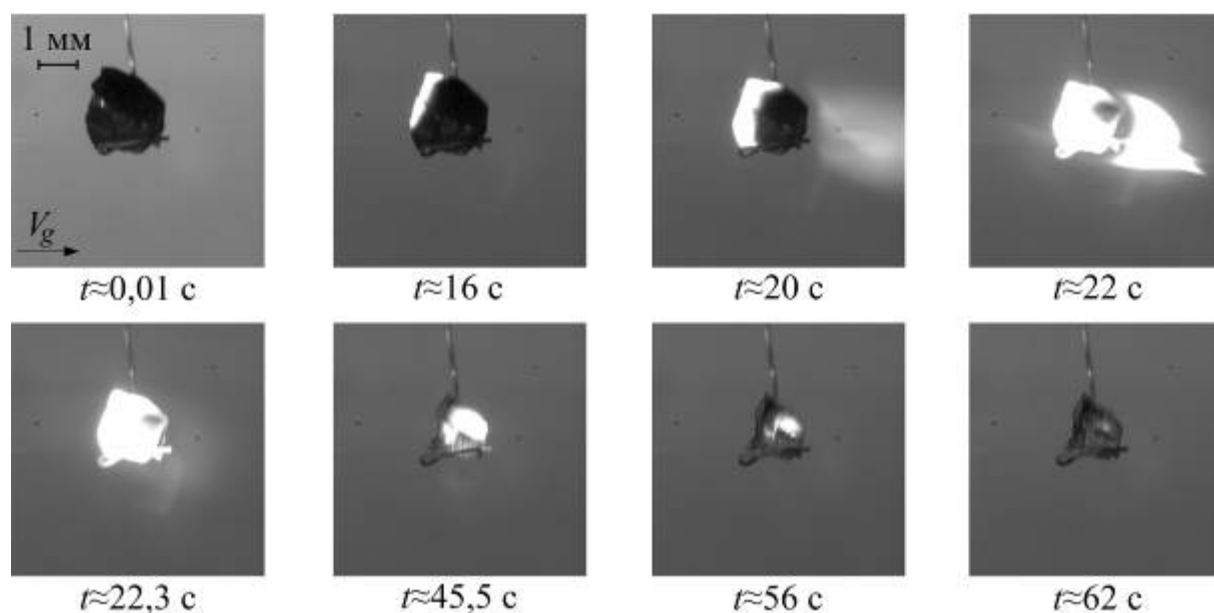


Рисунок 4.6.6. Кадры видеогаммы процесса зажигания и горения частицы угля при $T_g \approx 800$ К и $V_g \approx 5$ м/с

Видеогаммы, представленные на рис. 4.6.6, иллюстрируют типичные стадии процесса зажигания частицы угля. В результате взаимодействия образца твердого топлива с потоком разогретого воздуха происходили испарение влаги и термическое разложение органической части топлива. Далее инициировалось гетерогенное горение углерода с выделением энергии и образованием неорганического твердого остатка.

Анализ экспериментальных данных также позволил установить зависимости времени задержки зажигания и длительностей процесса горения мелкодисперсных частиц твердого топлива от температуры окислителя и размеров образцов. Временем задержки зажигания топлива считался интервал от момента помещения образца твердого топлива в поток разогретого воздуха до появления видимого пламени [328]. Время горения представляло интервал с момента зажигания до завершения процесса выгорания образца (визуально регистрировалось окончание свечения несгораемого остатка).

Экспериментальные зависимости на рис. 4.6.7 позволили установить времена задержки воспламенения и времена выгорания частиц каменного угля различных размеров.

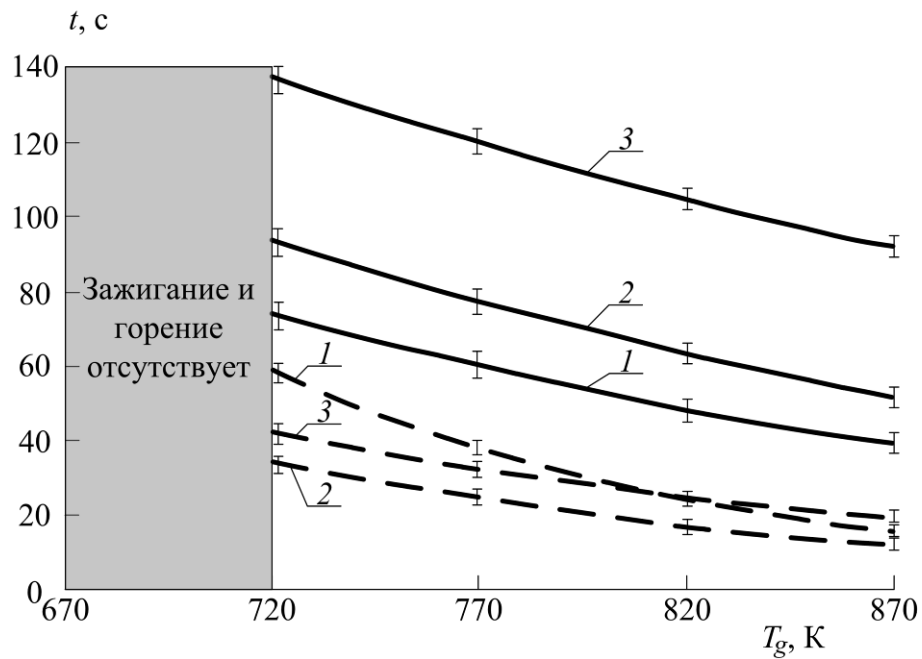


Рисунок 4.6.7. Времена задержки зажигания (штриховые линии) и длительности процесса горения (сплошные линии) частиц угля в зависимости от температуры потока окислителя (при $V_g \approx 5$ м/с): 1 – 1 мм; 2 – 1 мм; 3 – 1 мм

Влияние размера образца на времена задержки зажигания в экспериментах с одиночными частицами твердого топлива было далеко неочевидным. Более длительные времена инертного прогрева характерны для частиц угля размером 1 мм. Это особенно заметно для диапазона температур окислителя от 720 до 800 К (рис. 4.6.7). Движение воздуха и небольшое общее выделение летучих компонентов при нагреве частицы малого размера препятствуют газофазному зажиганию в её окрестности горючей газовой смеси. Но у более крупных частиц (2 и 3 мм) концентрация летучих веществ достаточна для их воспламенения. Газофазное горение летучих веществ вблизи поверхности угольной частицы ускоряет процесс её прогрева за счет дополнительного тепловыделения (пламени). Таким образом, для угольной частицы размером 1 мм длительность прогрева до выполнения условий гетерогенного зажигания коксового остатка может превышать аналогичную характеристику для более крупных частиц.

Результаты исследований позволили установить, что зажигание и последующее горение одиночных частиц каменного угля возможно при температурах окислителя выше 720 К. Также выявлено снижение влияния скорости потока окислителя на времена задержки зажигания и длительности процесса горения образцов твердого натурального топлива с ростом температуры T_g . В частности, при минимальных температурах окислителя изменение V_g в диапазоне 0,5–5 м/с приводит к уменьшению интегральных характеристик зажигания на 30–40 %. При максимальных для проведенных экспериментов значениях T_g варьирование V_g в диапазоне 0,5–5 м/с вызывает изменение времен задержки зажигания и длительности горения диспергированного топлива не более чем на 15 %. Этот результат обусловлен доминированием радиационного теплопереноса (по сравнению с кондуктивным и конвективным) на границе «частица топлива – окислитель» при росте T_g .

4.7 Моделирование зажигания одиночной частицы угля потоком разогретого воздуха

При постановке задачи [293–297, 299–302] считалось, что частица угля в форме сферы (рис. 4.7.1) с характерным размером R_p ($R_p=R_1$) и начальной температурой Θ_0 вводится в газовую среду окислителя (воздух) с температурой Θ_g ($\Theta_g>\Theta_0$). В условиях радиационно-кондуктивной теплопередачи на границе «воздух – частица» происходит прогрев угля. Теплоперенос в частице осуществляется за счет теплопроводности. В прогретом слое частицы инициируется термическое разложение органической части угля. Газообразные продукты разложения диффундируют в окружающий воздух. В малой окрестности поверхности частицы формируется смесь летучих веществ с окислителем. При достижении достаточной концентрации летучих веществ происходит их газофазное воспламенение. Выделение энергии приводит к росту температуры поверхности частицы и более интенсивному прогреву последней. В соответствии с основными положениями [85, 308, 329–331] считалось, что после

выхода летучих компонентов коксовый остаток содержит в основном углерод. При достижении предельных [85, 308, 326] температур поверхности частицы происходит гетерогенное зажигание. Время с момента ввода частицы в среду окислителя с температурой Θ_g до начала стадии гетерогенного горения углерода считалось временем задержки зажигания τ_d . Также регистрировалось время до момента воспламенения газообразных продуктов термического разложения угля (τ_i).

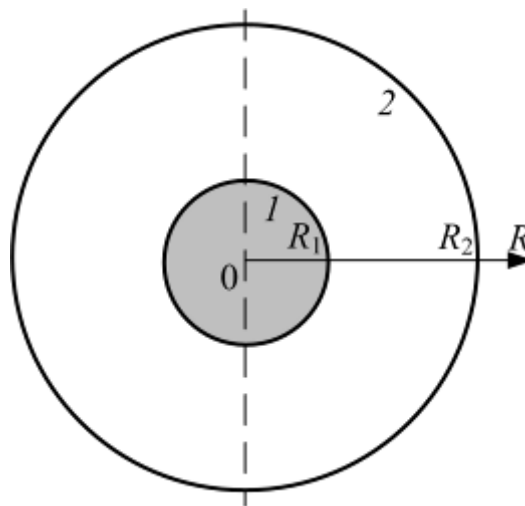


Рисунок 4.7.1. Схема области решения задачи зажигания: 1 – частица угля, 2 – разогретый воздух

В газовой смеси выделялась область размером R_2 , в несколько раз превышающим размер частицы. Осесимметричная задача решалась в сферической системе координат, начало которой совпадало с осью симметрии частицы твердого топлива.

Приняты следующие условия зажигания в системе (рис. 4.7.1):

1. Теплота, выделяемая в результате гетерогенной реакции окисления углерода на поверхности частицы, больше теплоты, поступающей в частицу из газовой среды.

2. Температура на границе «частица – воздух» превышает температуру Θ_c , при которой инициируется горение углерода [85, 308, 331].

Следует отметить, что при формулировании физической модели исследуемых взаимосвязанных процессов теплопереноса, диффузии и

химического реагирования в качестве одного из определяющих факторов принималась минимизация количества необходимых эмпирических постоянных. По этой причине в рамках модели не рассматривались менее значимые факторы, например, влагосодержание частицы, многокомпонентность летучих веществ и другие.

Система нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных, записанная в безразмерных переменных, представлена в следующем виде. При $0 \leq \tau \leq \tau_i$ (до момента зажигания летучих веществ в окрестности частицы топлива):

Уравнение теплопроводности для частицы угля:

$$\frac{1}{Fo_1} \frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} = \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} \right) - \frac{Q_1 W_1 r_m^2}{\lambda_1 \Delta T}. \quad (4.7.1)$$

Уравнение теплопроводности для газовой смеси:

$$\frac{1}{Fo_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} \right) + \frac{Q_2 W_2 r_m^2}{\lambda_2 \Delta T}. \quad (4.7.2)$$

Уравнение диффузии летучих веществ в воздухе:

$$\frac{\partial \mu_f}{\partial \tau} = \frac{D_2 t_m}{r_m^2} \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \frac{\partial \mu_f}{\partial R} \right) - \frac{W_2 t_m}{\rho_2}. \quad (4.7.3)$$

Уравнение баланса компонентов газовой смеси:

$$\mu_f + \mu_o = 1. \quad (4.7.4)$$

Начальные условия:

$$\Theta_1 = \Theta_0, \Theta_2 = \Theta_g, \mu_f = 0, \mu_o = 1. \quad (4.7.5)$$

Граничные условия:

$$R=0: \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} = 0; \quad (4.7.6)$$

$$R=R_1: \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} + (\Theta_2^4 - \Theta_1^4) \frac{\varepsilon \sigma \Delta T^3 r_1}{\lambda_1} - \frac{Q_1 W_1 r_1^2}{\lambda_1 \Delta T}, \quad \frac{\partial \mu_f}{\partial R} = \frac{W_1 \Sigma r_1}{\rho_2 D_2}; \quad (4.7.7)$$

$$R=R_2: \Theta_2 = \Theta_g, \quad \frac{\partial^2 \mu_f}{\partial R^2} = 0. \quad (4.7.8)$$

Массовая скорость реакции термического разложения в прогретой области слоя частицы угля [146]:

$$W_1 = \varphi_1 \rho_1 k_1^0 \exp\left(-\frac{E_1}{R_t T_1}\right). \quad (4.7.9)$$

Массовая скорость реакции окисления газовой смеси [146]:

$$W_2 = \rho_2 \mu_f \mu_o k_2^0 \exp\left(-\frac{E_2}{R_t T_2}\right). \quad (4.7.10)$$

Скорость оттока летучих компонентов с поверхности частицы угля в газовую среду:

$$W_{1\Sigma} = \int_{r=0}^{r=r_1} \varphi_1 \rho_1 k_1^0 \exp\left(-\frac{E_1}{R_t T_1}\right) dr. \quad (4.7.11)$$

Изменение объемной доли органической части угля в частице при росте температуры последней:

$$\frac{d\varphi_1}{d\tau} = \varphi_1 k_1^0 t_m \exp\left(-\frac{E_1}{R_t T_1}\right). \quad (4.7.12)$$

При постановке задачи приняты следующие обозначения: R – безразмерный аналог сферической координаты r ($R=r/r_m$); r_m – характерный размер области решения, м; Fo – число Фурье; Q_1 – тепловой эффект реакции термического разложения угля, Дж/кг; W_1 – массовая скорость реакции термического разложения угля, кг/(м³·с); Q_2 – тепловой эффект реакции окисления летучих веществ, Дж/кг; W_2 – массовая скорость реакции окисления летучих веществ, кг/(м³·с). Остальные обозначения аналогичны приведенным в пп. 2.1, 3.1. Индексы: 1 – частица угля; 2 – газовая смесь; f – летучие вещества; o – окислитель.

Для описания процесса гетерогенного зажигания коксового остатка, следующего за выгоранием летучих веществ (при $\tau_i < \tau \leq \tau_d$), использовалась модель [332].

Уравнение энергии для углеродистой частицы (при допущении об однородном температурном поле в ней) в безразмерных переменных имеет следующий вид [332]:

$$\frac{d\Theta_1}{d\tau} = \frac{6t_m(q_{ch} - q_g - q_w)}{\rho_{1c}C_{1c}\Delta Tr_m 2R_1}, \quad (4.7.13)$$

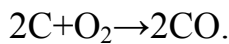
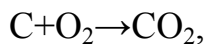
где q_{ch} – плотность тепловыделения в результате химической реакции, Дж/(м²·с);

q_g и q_w – плотности конвективного и радиационного тепловых потоков, Дж/(м²·с);

ρ_{1c} – плотность углерода, кг/м³;

C_{1c} – теплоемкость углерода, Дж/(кг·К).

По аналогии с [332] считалось, что на границе «частица – воздух» одновременно протекают гетерогенные химические реакции:



Плотность тепловыделения для этих реакций рассчитывалась по формуле [332]:

$$q_{ch} = (k_{3,1}^0 \exp\left(-\frac{E_{3,1}}{R_t T_1}\right) Q_{3,1} + k_{3,2}^0 \exp\left(-\frac{E_{3,2}}{R_t T_1}\right) Q_{3,2}) \rho_{2c} \mu_o, \quad (4.7.14)$$

где $k_{3,1}^0$, $E_{3,1}$ и $Q_{3,1}$ – предэкспоненциальный множитель (м/с), энергия активации (Дж/моль) и тепловой эффект (Дж/кг) реакции $C + O_2 \rightarrow CO_2$;

$k_{3,2}^0$, $E_{3,2}$ и $Q_{3,2}$ – предэкспоненциальный множитель (м/с), энергия активации (Дж/моль) и тепловой эффект (Дж/кг) реакции $2C + O_2 \rightarrow 2CO$;

ρ_{2c} – плотность газов у поверхности частицы, кг/м³.

Плотности конвективного и радиационного тепловых потоков на границе «частица – воздух» вычислялись по формулам [332]:

$$q_g = \alpha(T_1 - T_2) + 0,5\rho_{2c}C_{2c}U_{2c}(T_1 + T_2), \quad (4.7.15)$$

$$q_w = \varepsilon\sigma(T_1^4 - T_2^4), \quad (4.7.16)$$

где α – коэффициент теплообмена, Вт/(м²·К);

U_{2c} – скорость воздуха, м/с.

В качестве начальных условий для решения уравнения (4.7.13) использовались температурные поля, полученные по результатам решения системы уравнений (4.7.1) – (4.7.12).

При переходе к безразмерным переменным использовались следующие масштабные величины: время $t_m=1$ с; температура $T_m=1000$ К; характерный размер области решения $r_m=1$ мм.

Численные исследования выполнены при следующих значениях параметров [60, 85, 308, 331, 333]: начальные температуры частицы $\Theta_0=0,3$ и воздуха $\Theta_g=0,4–0,5$; температура инициирования горения углерода $\Theta_c=1,9$; начальная доля органической части угля $\phi_0=0,1$; кинетические параметры $k_1^0=2,82 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, $E_1=80 \cdot 10^3 \text{ Дж/моль}$, $Q_1=187,6 \cdot 10^3 \text{ Дж/кг}$, $k_2^0=1,964 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $E_2=103,5 \cdot 10^3 \text{ Дж/моль}$, $Q_2=47,3 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$, $k_{3,1}^0=4,5 \cdot 10^4 \text{ м/с}$, $E_{3,1}=140,03 \cdot 10^3 \text{ Дж/моль}$, $Q_{3,1}=12,3 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$, $k_{3,2}^0=13 \cdot 10^4 \text{ м/с}$, $E_{3,2}=154 \cdot 10^3 \text{ Дж/моль}$, $Q_{3,2}=6,843 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$; размеры частицы $R_p=0,05–0,5$ и области решения $R_m=0,1–1$. Коэффициент теплообмена на границе «частица – воздух» $\alpha=5 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}$. Скорость потока воздуха $U_{2c}=1 \text{ м/с}$ принималась средней относительно диапазонов, рассматриваемых в [332].

Теплофизические характеристики веществ [218–220, 307–309]:

уголь:

$$\lambda_1=0,149 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}, C_1=2130 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}, \rho_1=1500 \text{ кг/м}^3;$$

летучие вещества:

$$\lambda_{21}=0,031 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}, C_{21}=1131,5 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}, \rho_{21}=0,449 \text{ кг/м}^3, D_{21}=9,694 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с};$$

воздух:

$$\lambda_{22}=0,026 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}, C_{22}=1190 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}, \rho_{22}=1,161 \text{ кг/м}^3, D_{22}=0,561 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с};$$

углерод:

$$\rho_{1c}=1,59 \text{ кг/м}^3, C_{1c}=947 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}.$$

Теплофизические характеристики смеси воздуха и летучих веществ вычислялись с учетом концентраций соответствующих компонентов:

$$\lambda_2=\lambda_{21}\mu_f+\lambda_{22}\mu_o,$$

$$C_2=C_{21}\mu_f+C_{22}\mu_o,$$

$$\rho_2=\rho_{21}\mu_f+\rho_{22}\mu_o,$$

$$D_2 = D_{21}\mu_f + D_{22}\mu_o,$$

$$\rho_{2c} = \rho_2, \quad C_{2c} = C_2.$$

При анализе процессов «высокотемпературного» ($\Theta_g = 1-1,5$) зажигания частиц угля принято выделять [268] несколько временных интервалов (рис. 4.6.1). При этом времена задержки зажигания частиц угля различных сортов размерами до 500 мкм не превышают 2 с [268]. Эти значения τ_d хорошо соответствуют результатам теоретических и экспериментальных исследований [329, 334]. Так, например, на рис. 4.7.2 приведены изменения во времени температуры и размеров частицы начальным диаметром 500 мкм до момента полного выгорания.

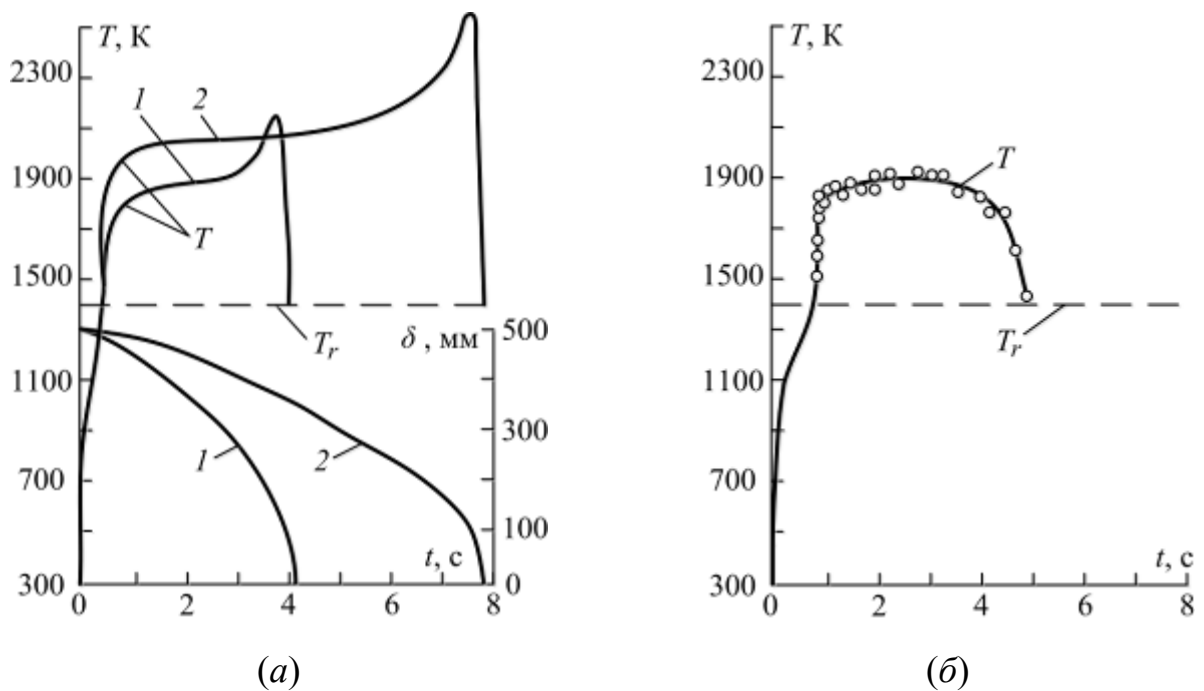


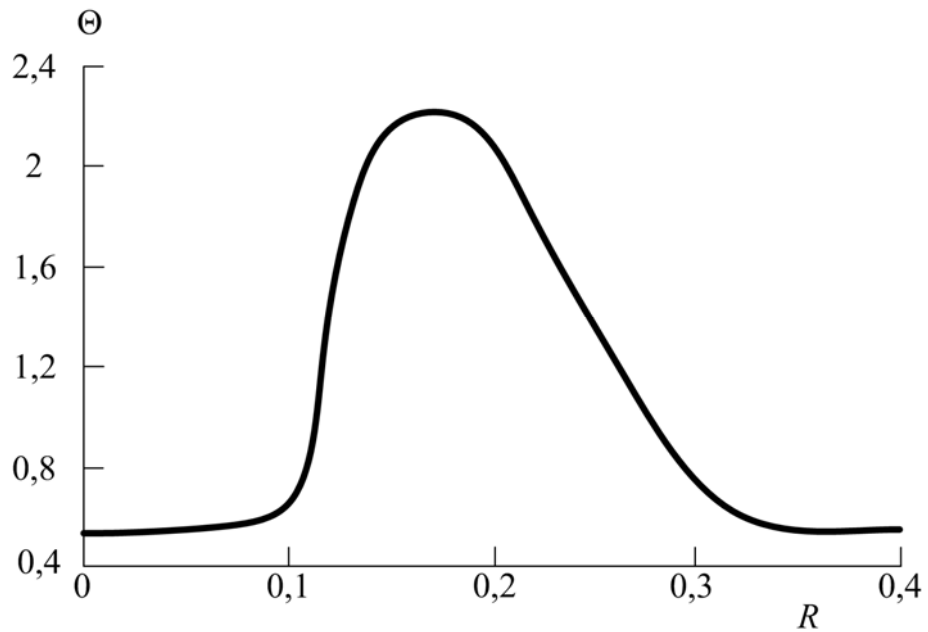
Рисунок 4.7.2. Расчетные (а) и экспериментальные (б) значения [329, 334] температуры в системе «частица – воздух» при горении частицы антрацита диаметром 500 мкм в воздухе при температуре 1400 К: 1 – результаты расчетов при учете всех реакций, 2 – результаты расчетов в предположении горения только до CO_2 без вторичных реакций

На рис. 4.6.1 и 4.7.2 достаточно хорошо видно, что стадии гетерогенного зажигания предшествует интенсивный прогрев коксового остатка (в основном

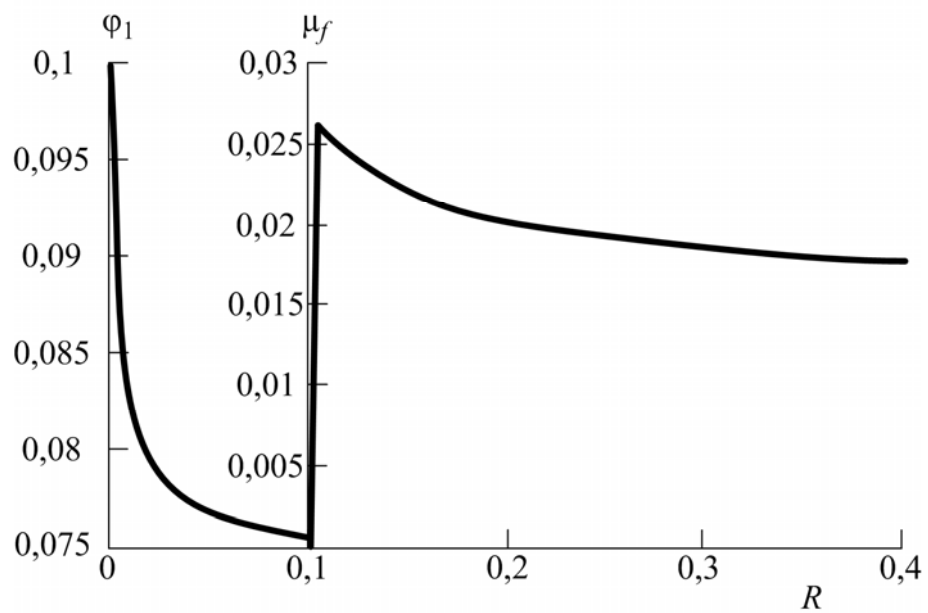
углерода) за счет энергии, поступающей из зоны реакции окисления летучих веществ в газовой среде. Кроме того, температура среды окислителя, как правило, выбирается не меньше 1400 К [268, 329, 334]. В таком случае даже при относительно небольшой длительности (как правило, до 0,1 с) химического реагирования со значительным тепловыделением (за счет выгорания летучих веществ) температура приповерхностных слоев частицы будет достаточно интенсивно возрастать относительно начальных значений.

В результате проведенных с использованием модели (4.7.1) – (4.7.12) численных исследований установлено, что при «низкотемпературном» ($\Theta_g=0,4-0,5$) зажигании частиц угля размерами от 50 мкм до 500 мкм характерные времена прогрева последних до выполнения условий воспламенения летучих веществ достаточно существенно превышают приведенные на рис. 4.7.2 значения. Полученный результат можно объяснить высокой инерционностью исследуемого процесса (рис. 4.7.1). Это, в первую очередь, вызвано разными температурами поверхности частиц при $\Theta_g=0,4-0,5$ и $\Theta_g>1$ [329, 334].

Так, на рис. 4.7.3 приведены распределения температуры, концентрации продуктов термического разложения и доли органической части в момент воспламенения летучих веществ ($\tau=\tau_i$). Видно, что температура поверхности частицы (Θ_s) составляет немногим более 0,6. В решениях [268, 329, 334] значения этого параметра достигают 1,3. Как следствие, в несколько раз отличаются массовые скорости термического разложения (рис. 4.7.3б) угля и вдува летучих веществ. Это, в свою очередь, приводит к относительно небольшим концентрациям последних у поверхности частицы (рис. 4.7.3б). Достигнутых значений μ_f достаточно для реализации условий газофазного зажигания летучих веществ в малой окрестности частицы. Результаты численных исследований иллюстрируют (рис. 4.7.3б), что к моменту зажигания летучих веществ процесс термического разложения угля не завершился в полном объеме.



(a)



(б)

Рисунок 4.7.3. Распределения температуры (а), концентраций органической части угля и газообразных продуктов термического разложения (б) в момент зажигания летучих веществ ($\tau=\tau_i$) при $R_p=0,1$, $\Theta_g=0,5$

В условиях высоких температур скорости окисления летучих веществ значительно превышают скорости термического разложения и диффузии продуктов последнего. Поэтому процесс выгорания летучих веществ реализуется

в течение значительно большего интервала времени по сравнению с «высокотемпературным» режимом зажигания [268, 329, 334]. К тому же, и тепловыделение в единицу времени при выгорании летучих веществ снижается. В таких условиях существенно возрастает время прогрева коксового остатка до температур, достаточных для гетерогенного зажигания углерода.

На рис. 4.7.4 приведены характерные времена задержки зажигания летучих веществ, выделяющихся при прогреве частиц угля разных размеров потоком воздуха с температурой $\Theta_g=0,5$, на рис. 4.7.5 – минимальные значения температур внешней газовой среды, достаточные для зажигания летучих веществ при прогреве частиц угля размерами $R_p=0,05-0,5$.

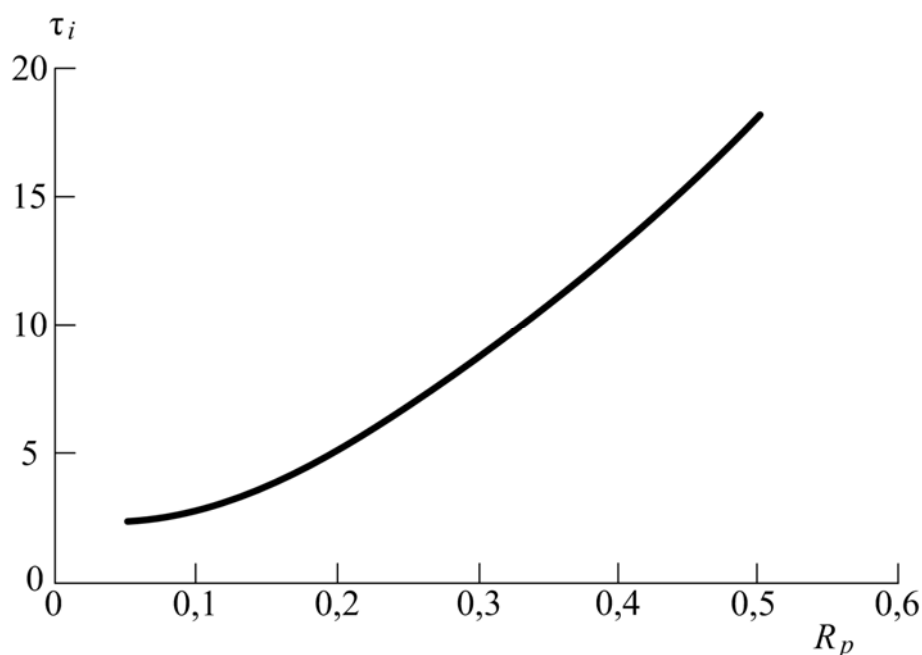


Рисунок 4.7.4. Времена задержки зажигания летучих веществ в зависимости от размера частицы угля при $\Theta_g=0,5$

Зависимости $\tau_i=f(R_p)$ и $\Theta_g^{\min}=f(R_p)$ позволяют сделать вывод о высокой вероятности реализации газофазного механизма зажигания в системе «частица угля – воздух» при относительно низких (0,4–0,5) температурах Θ_g .

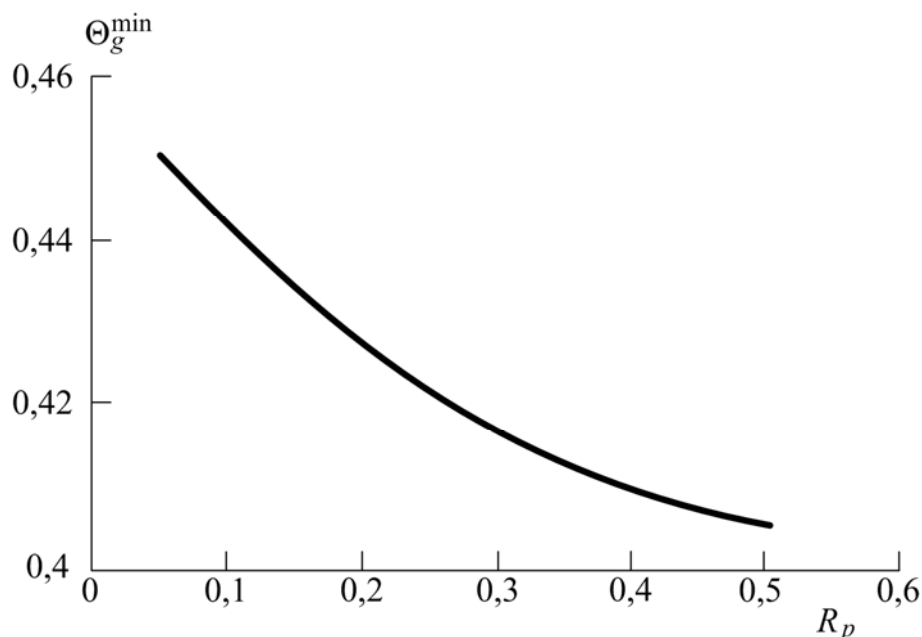


Рисунок 4.7.5. Минимальные значения температур внешней газовой среды, достаточные для зажигания летучих веществ, в зависимости от размера частицы угля

При подстановке значений температуры поверхности частицы и газа в малой пристенной области, вычисленных в рамках модели (4.7.1) – (4.7.12), в уравнение (4.7.13) выявлено, что условия гетерогенного зажигания углерода не реализуются для одиночной частицы с $R_p=0,05-0,5$ при $\Theta_g=0,4-0,5$. Это, в первую очередь, обусловлено относительно невысокими значениями Θ_s (менее 0,65). Выполненный с использованием модели [332] численный анализ показывает, что скорости тепловыделения при протекании гетерогенных реакций $C+O_2 \rightarrow CO_2$ и $2C+O_2 \rightarrow 2CO$ достаточно интенсивно возрастают лишь при $\Theta_s > 0,8$. При этом характерные стадии процесса соответствуют рис. 4.6.1 и 4.7.2.

Анализ результатов, приведенных на рис. 4.6.1, 4.7.2, 4.7.3, показывает, что температуры поверхности частиц $\Theta_s > 0,8$ только в течение характерного времени выгорания летучих веществ не достигаются. Необходимы высокие значения температуры газовой среды $\Theta_g > 1$. В течение стадии прогрева коксового остатка температура газовой фазы снижается относительно температуры выгорания летучих веществ вследствие уменьшения скоростей реакции их окисления и

теплоотвода в частицу. Это изменение, как правило, ограничивается интервалом $\Delta\Theta=0,15-0,25$. Поэтому температура поверхности частицы не снижается менее $\Theta_s=1$. В таких условиях при достаточных для гетерогенного зажигания концентрациях окислителя реакции $C+O_2\rightarrow CO_2$ и $2C+O_2\rightarrow 2CO$ протекают с высокой скоростью и частицы сгорают за несколько секунд [268, 334]. При этом интервал времени между моментом гетерогенного зажигания частицы τ_d и моментом газофазного зажигания летучих веществ τ_i не превышает 0,1 [268, 334].

При проведении теоретических исследований также рассмотрены режимы теплопереноса и зажигания в условиях достаточно близко расположенных (на расстоянии менее характерных размеров R_p) двух идентичных частиц угля. Цель такого анализа заключалась в изучении влияния «соседних» частиц на условия их зажигания при умеренных (менее 0,5) температурах Θ_g .

Анализ динамики снижения температуры в газовой среде после выгорания летучих веществ в условиях относительно низких начальных температур Θ_g (рис. 4.7.3) показал, что инерционность этого процесса для двух частиц, находящихся на расстоянии друг от друга менее чем на $0,5R_p$, характеризуется достаточно большими интервалами времен. Так, например, при расстоянии между частицами $0,25R_p$ температура смеси продуктов сгорания летучих веществ и окислителя снижается относительно температуры пламени летучих веществ ($\Theta_i\approx 2,1$) до $\Theta=1$ в течение интервала времени около 0,2. Представляет интерес оценка характерных времен задержки гетерогенного зажигания углерода при разных температурах поверхности частицы Θ_s после выгорания летучих веществ. Результаты такого исследования приведены на рис. 4.7.6. Видно, что при $\Theta_s>1$ интервал времени $\tau_d-\tau_i$ составляет менее 0,5. Как следствие, можно сделать вывод о достижимости условий гетерогенного зажигания двух частиц угля при расстоянии между ними менее $0,5R_p$ даже в условиях низких температур среды окислителя ($\Theta_g=0,4-0,5$). Очевидно, что в системах с большим числом (три, четыре, пять и более) частиц расстояния между ними, достаточные для их гетерогенного зажигания при $\Theta_g=0,4-0,5$, могут быть сопоставимы с R_p и даже несколько их превышать.

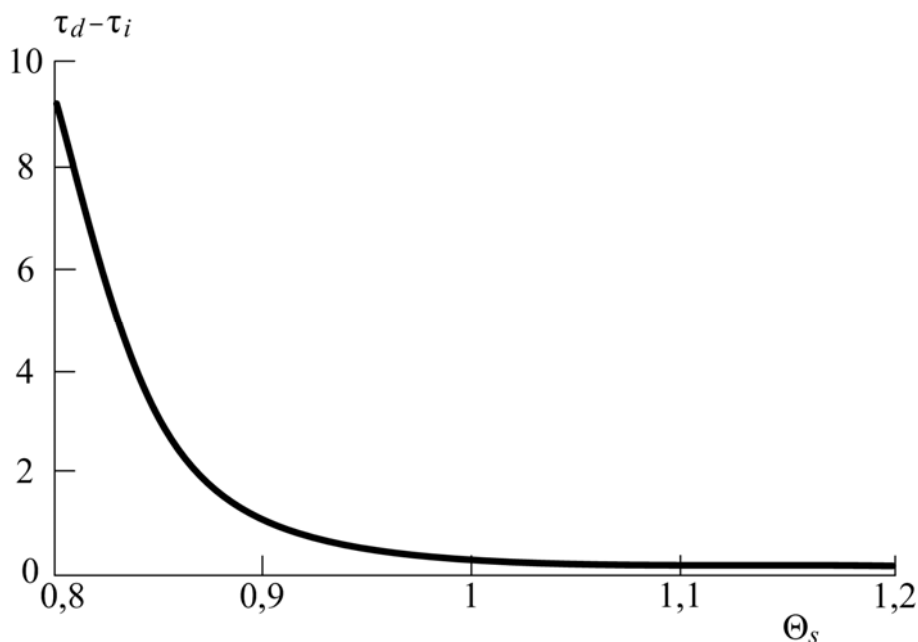


Рисунок 4.7.6. Интервалы времени между газофазным зажиганием летучих веществ и гетерогенным зажиганием углерода в зависимости от температуры поверхности частицы после выгорания летучих веществ при $R_p=0,1$

Установленные закономерности «низкотемпературного» зажигания частиц угля размерами $R_p=0,05-0,5$ позволяют объяснить причины возможных нерегламентированных возгораний угольной пыли при $\Theta_g=0,3-0,5$. В частности, в системах пылеприготовления на ТЭС [85, 308, 329–331] возможно движение частиц угля размерами $R_p=0,05-0,5$ через газовые среды с температурой $\Theta_g=0,3-0,5$ в течение промежутка времени, существенно превышающего установленные значения τ_i и τ_d . При высокой концентрации частиц угольной пыли достижение условий зажигания хотя бы одной из них инициирует химическое реагирование других.

Выполненные исследования показали, что при расстоянии между частицами менее $0,5R_p$ реализуются условия их гетерогенного зажигания. Можно сделать вывод о высокой вероятности реализации и газофазного, и гетерогенного механизмов зажигания частиц угля в потоке «низкотемпературного» воздуха при их значительной концентрации. Полученные зависимости $\tau_i=f(R_p)$, $\tau_i=f(\Theta_g)$ и $\tau_d=f(\Theta_s)$, а также распределения Θ , μ_f и φ_1 (рис. 4.7.3) показывают, что этот вывод

справедлив для частиц с размерами, изменяющимися в достаточно широком диапазоне (0,05–0,5), характерном для большой группы технологий топливно-энергетического комплекса [85, 308, 329–331].

Основные результаты и выводы по четвертой главе

1. Результаты выполненных исследований зажигания структурно-неоднородного диспергированного твердого натурального топлива локальным источником ограниченной энергоемкости иллюстрируют возможность применения разработанной в рамках термодинамического подхода математической модели для анализа условий и характеристик переходного процесса, а также прогноза и предупреждения пожароопасного взаимодействия диспергированного угля с типичными источниками зажигания – разогретыми до высоких температур частицами малых размеров.

2. Впервые численно установлено влияние основных параметров (начальная температура, размеры, форма), характеризующих теплосодержание локального источника энергии, на основную характеристику процесса – время задержки зажигания слоя размельченного угля. При близких к предельным условиям инициирования горения изменение конфигурации разогретой частицы при идентичных характерных размерах может привести к достаточно существенному (до 50 %) уменьшению длительности индукционного периода. В области относительно высоких (более 1400 К) начальных температур источника интенсивность протекающих физико-химических процессов высока – время задержки зажигания составляет десятые доли секунды. В таких условиях влияние конфигурации горячих частиц на условия и характеристики переходного процесса незначительно.

3. Показано, что неоднородность слоя диспергированного твердого топлива влияет на условия теплового контакта с локальным источником нагрева и как результат ухудшает кондуктивную теплопередачу на границе «горячая частица – измельченный уголь». Времена задержки зажигания могут

возрастать до 20 % по сравнению со случаем идеального теплового контакта, когда теплота поступает в приповерхностный слой диспергированного угля только за счет теплопроводности. Установлено, что влияние данного фактора на характеристики зажигания снижается с ростом начальной температуры локального источника и уменьшением дисперсности частиц угля.

4. Впервые выделены три режима зажигания слоя диспергированного угля при взаимодействии с источником ограниченной энергоемкости, характеризующиеся его начальной температурой, длительностью индукционного периода и расположением зоны зажигания в окрестности горячей частицы. В условиях интенсивного нагрева измельченного угля зажигание летучих продуктов термического разложения происходит на границе «диспергированный уголь – воздух» в малой окрестности основания горячей частицы. При относительно невысоких начальных температурах источника зона реакции окисления газовой смеси формируется в окрестности боковой грани разогретой частицы. При близких к предельным условиям зажигания горение газовой смеси инициируется лишь над частицей – источником нагрева.

5. Установлено, что при относительно высоких (более 1300 К) начальных температурах локального источника, когда длительность индукционного периода не превышает 0,5 с, глубина его внедрения в приповерхностный слой измельченного угля несущественно влияет на характеристики зажигания. Более масштабно это проявляется при относительно невысокой интенсивности переходного процесса, когда начальные температуры источника нагрева не превышают 1300 К. Для случаев $\chi=0$ и $\chi \rightarrow z_p$ максимальное отличие времен задержки зажигания может достигать более 55 %. При этом также возрастает минимальное для зажигания значение начальной температуры горячей частицы, например, с 1050 К до 1150 К.

6. В результате выполненного теоретического исследования установлены предельные параметры (начальная температура $T_p=1250$ К, расстояние между локальными источниками $\Delta x=1,5x_p$) системы «две горячие частицы – измельченный уголь – воздух», при превышении которых анализ

закономерностей процесса зажигания диспергированного твердого топлива можно выполнять в рамках модели «одиночная горячая частица – измельченный уголь – воздух». Показано, что максимальное отличие времен задержки зажигания слоя измельченного бурого угля при нагревании одиночной и двумя стальными частицами, обусловленное «совместным» влиянием источников на интенсивность процессов тепломассопереноса, может достигать 48 %.

7. Теоретический анализ зажигания диспергированного угля позволил выявить отличия закономерностей, условий и характеристик процесса инициирования горения при кондуктивном и конвективном подводе теплоты. Наиболее интенсивно физико-химические процессы протекают при взаимодействии измельченного угля с массивными источниками нагрева – разогретыми до высоких температур пластинами. Интенсивность зажигания диспергированного твердого топлива в условиях нагрева источником ограниченной энергоемкости также весьма высока, однако в отличие от массивных пластин инициирование горения измельченного угля возможно лишь в определенном интервале начальных температур горячей частицы в течение достаточно короткого промежутка времени. Менее интенсивно зажигание протекает при нагреве твердого натурального топлива в потоке разогретого воздуха, причем характеристики переходного процесса существенно зависят от закономерностей аэродинамического взаимодействия частицы угля с потоком газа. Также показано, что одним из определяющих параметров длительности индукционного периода является дисперсность частиц твердого натурального топлива в условиях кондуктивного и конвективного нагрева.

8. Впервые экспериментально выявлены режимы зажигания измельченного угля при взаимодействии с разогретой поверхностью. Установлены наиболее характерные диапазоны варьирования температуры источника нагрева, размеров частицы топлива и времени задержки зажигания для режимов термического разложения без воспламенения, тления и инициирования горения.

9. В результате анализа экспериментальных данных зажигания диспергированного твердого топлива в потоке разогретого окислителя установлены стадии переходного процесса (инертный прогрев, испарение влаги, термическое разложение, газофазное зажигание летучих веществ и гетерогенное инициирование горения коксового остатка), аналогичные условиям кондуктивного нагрева. Выявлено, что расположение зоны воспламенения в окрестности частицы угля в значительной степени обусловлено соответствующим распределением скоростей газового потока.

ГЛАВА 5. ЗАЖИГАНИЕ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ ЛОКАЛЬНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ОГРАНИЧЕННОЙ ЭНЕРГОЕМКОСТИ

В настоящее время термопластичные полимеры получили широкое применение в промышленности. Такие материалы, например, полиметилметакрилат, полистирол, полипропилен, полиэтилен и другие способны к самоподдерживающемуся в определенных условиях горению [54–57, 335]. Это с одной стороны характеризует высокую пожарную опасность конструкционных полимерных материалов [52, 53] и ограничивает их применение, с другой стороны дает основание для их использования в качестве топлив, например, для гибридных ракетных двигателей [336–338]. До последнего времени не изучались процессы инициирования горения полимерных материалов локальными источниками ограниченной энергоемкости. Разработка положений теории зажигания полимерных горючих позволит повысить эффективность прогноза и предотвращения нерегламентированных возгораний, а также создать теоретические основы технологии энергоэффективного инициирования горения новых видов топлив. В данной главе диссертации представлены результаты теоретических исследований [339–353] закономерностей зажигания типичных термопластичных ПМ источниками ограниченной энергоемкости, полученные в рамках математических моделей, отличающихся от известных учетом взаимосвязанных процессов кондуктивной теплопередачи, термического разложения вещества, диффузии летучих компонентов в среде окислителя, формирования горючей газовой смеси, свободно-конвективного и радиационного теплоотвода от источника нагрева, химического реагирования.

5.1 Постановка задачи газофазного зажигания полимерного материала горячей частицей

Математическое моделирование зажигания термопластичных полимеров выполнено в системе «горячая частица – ПМ – воздух» (рис. 5.1.1).

Предполагалось, что источник с ограниченным теплосодержанием, разогретый до температуры, существенно превышающей начальную температуру полимерного материала, в начальный момент времени находится на его поверхности в условиях идеального теплового контакта.

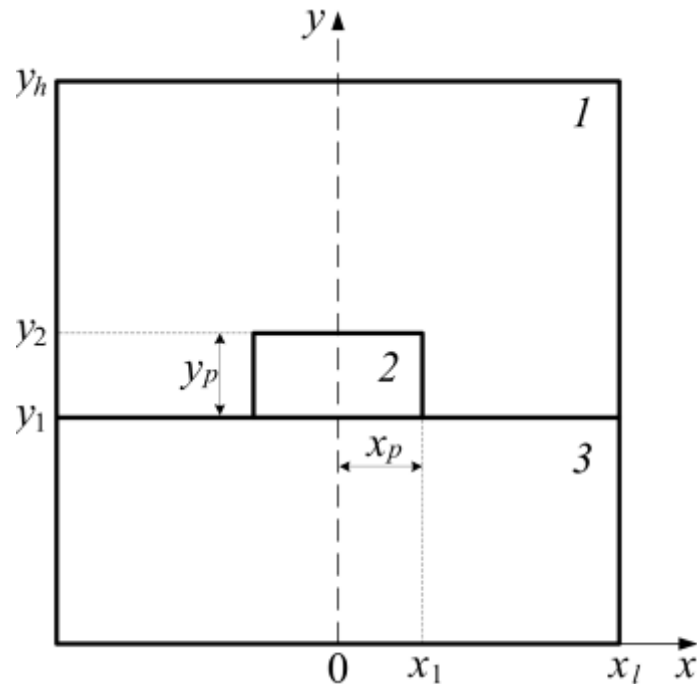


Рисунок 5.1.1. Схема области решения задачи зажигания: 1 – воздух, 2 – горячая частица, 3 – полимерный материал

В результате кондуктивной теплопередачи происходит прогрев тонкого приповерхностного слоя ПМ за счет теплоты горячей частицы, ускоряются процессы термического разложения горючего материала, выделяются летучие компоненты. Наиболее интенсивно этот процесс протекает в приповерхностном слое ПМ в окрестности границы контакта с горячей частицей. В этой области продукты термического разложения полимера в виде пузырьков газа фильтруются в направлении нагреваемой поверхности и вдуваются в окружающую среду в малой окрестности основания локального источника энергии. Эти процессы наряду с уменьшением концентрации исходного (при T_0) полимера ведут к снижению его плотности (при сохранении объема). Путем диффузионно-конвективного массопереноса газообразные продукты пиролиза перемешиваются

с окислителем – воздухом. Дополнительный прогрев газовой смеси происходит при ее движении вдоль боковых граней горячей частицы (рис. 5.1.1). В результате достижения условий воспламенения инициируется газофазное зажигание. В качестве критериев зажигания приняты условия, аналогичные сформулированным в пп. 3.1 и 4.1 для газофазной модели инициирования горения КВ.

Модель сопряженного тепломассопереноса с химическим реагированием, описывающая взаимосвязанные процессы теплопередачи и термического разложения в конденсированной фазе, а также тепломассопереноса и окисления в газовой среде, сформулирована в виде системы нестационарных нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных, соответствующих основным положениям общей теории тепломассопереноса в химической кинетике [89, 90, 146] и смешанной конвекции [91–93].

Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = -\omega. \quad (5.1.1)$$

Уравнение движения газовой смеси:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} = v \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right) + g\beta \frac{\partial T_1}{\partial x}. \quad (5.1.2)$$

Уравнение теплопроводности для газовой смеси:

$$\rho_1 C_1 \left(\frac{\partial T_1}{\partial t} + u \frac{\partial T_1}{\partial x} + v \frac{\partial T_1}{\partial y} \right) = \lambda_1 \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_1}{\partial y^2} \right) + Q_1 W_1. \quad (5.1.3)$$

Уравнение диффузии продуктов термического разложения:

$$\rho_1 \left(\frac{\partial \mu_f}{\partial t} + u \frac{\partial \mu_f}{\partial x} + v \frac{\partial \mu_f}{\partial y} \right) = \rho_1 D_1 \left(\frac{\partial^2 \mu_f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mu_f}{\partial y^2} \right) - W_1. \quad (5.1.4)$$

Уравнение баланса компонентов газовой смеси:

$$\mu_f + \mu_o = 1. \quad (5.1.5)$$

Уравнение теплопроводности для горячей частицы:

$$\rho_2 C_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_2 \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial y^2} \right). \quad (5.1.6)$$

Уравнение теплопроводности для ПМ:

$$\rho_3 C_3 \frac{\partial T_3}{\partial t} = \lambda_3 \left(\frac{\partial^2 T_3}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_3}{\partial y^2} \right) - Q_3 W_3. \quad (5.1.7)$$

Уравнение химической кинетики для ПМ:

$$\frac{\partial \eta_3}{\partial t} = (1 - \eta_3) k_3^0 \exp \left(-\frac{E_3}{R T_3} \right). \quad (5.1.8)$$

Массовая скорость реакции окисления газовой смеси [146]:

$$W_1 = \rho_1 \mu_f \mu_o k_1^0 \exp \left(-\frac{E_1}{R T_1} \right). \quad (5.1.9)$$

Массовая скорость реакции термического разложения в прогретой области приповерхностного слоя ПМ [146]:

$$W_3 = (1 - \eta_3) \rho_3 k_3^0 \exp \left(-\frac{E_3}{R T_3} \right). \quad (5.1.10)$$

Функция тока ψ и вектор вихря скорости ω заданы выражениями:

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad \omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}. \quad (5.1.11)$$

Для вычисления коэффициента диффузии компонентов термического разложения ПМ в воздухе [354–357], объемных концентраций компонентов газовой смеси и теплофизических характеристик последней использовались соответствующие уравнения (2.1.1), (2.1.2), (2.1.4), (4.1.11).

При постановке задачи приняты обозначения: x, y – координаты декартовой системы, м; x_l, y_h – характерные размеры области решения, м; x_p, y_p – размеры локального источника нагрева, м; Q_1 – тепловой эффект реакции окисления газообразных продуктов термического разложения ПМ, Дж/кг; W_1 – массовая скорость реакции окисления газообразных продуктов термического разложения ПМ, кг/(м³·с); Q_3 – тепловой эффект реакции термического разложения ПМ, Дж/кг; W_3 – массовая скорость реакции термического разложения ПМ, кг/(м³·с); η – относительная доля выгоревшего ПМ (глубина превращения [143, 358]). Остальные обозначения аналогичны приведенным в пп. 2.1, 3.1, 4.1. Индексы: 1 –

газ; 2 – локальный источник нагрева; 3 – полимер; f – газообразные продукты термического разложения ПМ; o – воздух.

Начальные условия:

температура воздуха и ПМ $T_1=T_3=T_0$; температура горячей частицы $T_2=T_p$; массовая концентрация продуктов термического разложения ПМ и окислителя в газовой среде $\mu_f=0$, $\mu_o=1$; характеристики движения газов в воздухе $\psi=0$, $\omega=0$.

Граничные условия:

$$\begin{aligned} x=0, 0 < y < y_1, \quad \frac{\partial T_3}{\partial x} &= 0; \\ x=x_l, 0 < y < y_1: \end{aligned} \quad (5.1.12)$$

$$\begin{aligned} x=0, y_1 < y < y_2: \quad \frac{\partial T_2}{\partial x} &= 0; \end{aligned} \quad (5.1.13)$$

$$\begin{aligned} x=0, y_2 < y < y_h, \quad \frac{\partial T_1}{\partial x} &= 0, \\ x=x_l, y_1 < y < y_h: \quad \frac{\partial \mu_f}{\partial x} &= 0, \end{aligned} \quad (5.1.14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial x} &= 0; \\ x=x_1, y_1 < y < y_2: \quad -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} &= -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x}, T_2=T_1, \\ \frac{\partial \mu_f}{\partial x} &= 0, \end{aligned} \quad (5.1.15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial x} &= 0, \psi=0; \\ y=0, 0 < x < x_l: \quad \frac{\partial T_3}{\partial y} &= 0; \end{aligned} \quad (5.1.16)$$

$$y=y_1, 0 < x < x_1: \quad -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial y} + Q_3 \int_{y=0}^{y=y_1} W_3 dy = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y}, T_3=T_2; \quad (5.1.17)$$

$$\begin{aligned} y=y_1, \quad -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial y} + Q_3 \int_{y=0}^{y=y_1} W_3 dy &= -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y}, T_3=T_1, \\ x_1 < x < x_1+10\Delta x: \quad -\rho_1 D_1 \frac{\partial \mu_f}{\partial y} &= f(x) \int_{y=0}^{y=y_1} \int_{x=0}^{x=x_1} W_3 dx dy + \int_{y=0}^{y=y_1} W_3 dy, \end{aligned} \quad (5.1.18)$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial \psi}{\partial y} = u, \quad -\frac{\partial \psi}{\partial x} = v; \\
& y=y_1, \\
& x_1+10\Delta x < x < x_l: \\
& -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial y} + Q_3 \int_{y=0}^{y=y_1} W_3 dy = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y}, \quad T_3=T_1, \\
& -\rho_1 D_1 \frac{\partial \mu_f}{\partial y} = \int_{y=0}^{y=y_1} W_3 dy,
\end{aligned} \tag{5.1.19}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial \psi}{\partial y} = u, \quad -\frac{\partial \psi}{\partial x} = v; \\
& y=y_2, \quad 0 < x < x_1: \\
& -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y} = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y}, \quad T_2=T_1, \\
& \frac{\partial \mu_f}{\partial y} = 0,
\end{aligned} \tag{5.1.20}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial \psi}{\partial y} = 0, \quad \psi=0; \\
& y=y_h, \quad 0 < x < x_l: \\
& \frac{\partial T_1}{\partial y} = 0, \\
& \frac{\partial \mu_f}{\partial y} = 0, \\
& \frac{\partial \psi}{\partial y} = 0.
\end{aligned} \tag{5.1.21}$$

При формулировании граничных условий для уравнения движения газовой смеси (5.1.2) использовалась формула Вудса второго порядка [92, 93]:

$$\omega_{0,j} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \Big|_{0,j} = \frac{8\psi_{1,j} - \psi_{2,j} - 7\psi_{0,j}}{2\Delta x^2} - \frac{3}{\Delta x} \frac{\partial \psi}{\partial x} \Big|_{0,j}, \tag{5.1.22}$$

$$\omega_{i,0} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \Big|_{i,0} = \frac{8\psi_{i,1} - \psi_{i,2} - 7\psi_{i,0}}{2\Delta y^2} - \frac{3}{\Delta y} \frac{\partial \psi}{\partial y} \Big|_{i,0}, \tag{5.1.23}$$

где i, j – номер шага по координате x и y соответственно; $\Delta x, \Delta y$ – величина шага по соответствующей координате.

Функция $f(x)$ распределения газообразных продуктов термического разложения ПМ в окрестности основания горячей частицы задана аналогично выражению (4.1.22).

Также при постановке задач зажигания использована безразмерная форма записи дифференциальных уравнений (5.1.1) – (5.1.7) с соответствующими начальными и граничными условиями (5.1.12) – (5.1.23). Переход к безразмерным переменным выполнен аналогично п. 2.1. с использованием соотношений (2.1.34).

Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = -\Omega. \quad (5.1.24)$$

Уравнение движения газовой смеси:

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega}{\partial X} + V \frac{\partial \Omega}{\partial Y} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Y^2} \right) + \frac{\partial \Theta_1}{\partial X}. \quad (5.1.25)$$

Уравнение теплопроводности для газовой смеси:

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta_1}{\partial X} + V \frac{\partial \Theta_1}{\partial Y} = \frac{1}{Re Pr} \left(\frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial Y^2} \right) + Sr_1. \quad (5.1.26)$$

Уравнение диффузии продуктов термического разложения:

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial \mu_f}{\partial \tau} + U \frac{\partial \mu_f}{\partial X} + V \frac{\partial \mu_f}{\partial Y} = \frac{1}{Re Sc} \left(\frac{\partial^2 \mu_f}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \mu_f}{\partial Y^2} \right) - Sr_2. \quad (5.1.27)$$

Уравнение баланса:

$$\mu_f + \mu_o = 1. \quad (5.1.28)$$

Уравнение теплопроводности для горячей частицы:

$$\frac{1}{Fo_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Y^2}. \quad (5.1.29)$$

Уравнение теплопроводности для ПМ:

$$\frac{1}{Fo_3} \frac{\partial \Theta_3}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial Y^2} - Sr_3. \quad (5.1.30)$$

Числа подобия и безразмерные комплексы [93]:

$$\text{Sh} = \frac{v_m t_m}{x_l}, \text{Re} = \frac{v_m x_l}{\nu}, \text{Pr} = \frac{\nu \rho C}{\lambda}, \text{Sc} = \frac{\nu}{D}, \text{Fo} = \frac{\lambda t_m}{\rho C x_l^2},$$

$$\text{Sr}_1 = \frac{Q_1 W_1 x_l}{\rho_1 C_1 \Delta T v_m}, \text{Sr}_2 = \frac{x_l W_1}{\rho_f v_m}, \text{Sr}_3 = \frac{Q_3 W_3 x_l^2}{\Delta T \lambda_3}. \quad (5.1.31)$$

Начальные условия:

$$\Theta_1 = \Theta_3 = \Theta_0;$$

$$\Theta_2 = \Theta_p;$$

$$\mu_f = 0, \mu_o = 1;$$

$$\Psi = 0, \Omega = 0.$$

Граничные условия:

$$\begin{aligned} X=0, 0 < Y < Y_1, \quad \frac{\partial \Theta_3}{\partial X} &= 0; \\ X=1, 0 < Y < Y_1: \end{aligned} \quad (5.1.32)$$

$$\begin{aligned} X=0, Y_1 < Y < Y_2: \quad \frac{\partial \Theta_2}{\partial X} &= 0; \end{aligned} \quad (5.1.33)$$

$$\begin{aligned} X=0, Y_2 < Y < 1, \quad \frac{\partial \Theta_1}{\partial X} &= 0, \\ X=1, Y_1 < Y < 1: \quad \frac{\partial \mu_f}{\partial X} &= 0, \end{aligned} \quad (5.1.34)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Psi}{\partial X} &= 0; \\ X=X_1, Y_1 < Y < Y_2: \quad \frac{\partial \Theta_2}{\partial X} &= \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \frac{\partial \Theta_1}{\partial X}, \Theta_2 = \Theta_1, \\ \frac{\partial \mu_f}{\partial X} &= 0, \end{aligned} \quad (5.1.35)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Psi}{\partial X} &= 0, \Psi = 0; \\ Y=0, 0 < X < 1: \quad \frac{\partial \Theta_3}{\partial Y} &= 0; \end{aligned} \quad (5.1.36)$$

$$Y=Y_1, 0<X<X_1: \quad \frac{\partial \Theta_3}{\partial Y} - \frac{y_h^2}{\lambda_3 \Delta T} Q_3 \int_{Y=0}^{Y=Y_1} W_3 dY = \frac{\lambda_2}{\lambda_3} \frac{\partial \Theta_2}{\partial Y}, \quad \Theta_3 = \Theta_2; \quad (5.1.37)$$

$$\begin{aligned} Y=Y_1, \\ X_1 < X < X_1 + 10\Delta X: \quad \frac{\partial \Theta_3}{\partial Y} - \frac{y_h^2}{\lambda_3 \Delta T} Q_3 \int_{Y=0}^{Y=Y_1} W_3 dY = \frac{\lambda_1}{\lambda_3} \frac{\partial \Theta_1}{\partial Y}, \quad \Theta_3 = \Theta_1, \\ \frac{\partial \mu_f}{\partial Y} = -\frac{y_h^3}{\rho_1 D_1 x_l} F(X) \int_{Y=0}^{Y=Y_1} \int_{X=0}^{X=X_1} W_3 dX dY - \frac{y_h^2}{\rho_1 D_1} \int_{Y=0}^{Y=Y_1} W_3 dY, \end{aligned} \quad (5.1.38)$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial Y} = U, \quad -\frac{\partial \Psi}{\partial X} = V;$$

$$\begin{aligned} Y=Y_1, \\ X_1 + 10\Delta X < X < 1: \quad \frac{\partial \Theta_3}{\partial Y} - \frac{y_h^2}{\lambda_3 \Delta T} Q_3 \int_{Y=0}^{Y=Y_1} W_3 dY = \frac{\lambda_1}{\lambda_3} \frac{\partial \Theta_1}{\partial Y}, \quad \Theta_3 = \Theta_1, \\ \frac{\partial \mu_f}{\partial Y} = -\frac{y_h^2}{\rho_1 D_1} \int_{Y=0}^{Y=Y_1} W_3 dY, \end{aligned} \quad (5.1.39)$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial Y} = U, \quad -\frac{\partial \Psi}{\partial X} = V;$$

$$\begin{aligned} Y=Y_2, 0<X<X_1: \quad \frac{\partial \Theta_2}{\partial Y} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \frac{\partial \Theta_1}{\partial Y}, \quad \Theta_2 = \Theta_1, \\ \frac{\partial \mu_f}{\partial Y} = 0, \end{aligned} \quad (5.1.40)$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial Y} = 0, \quad \Psi = 0;$$

$$\begin{aligned} Y=1, 0<X<1: \quad \frac{\partial \Theta_1}{\partial Y} = 0, \\ \frac{\partial \mu_f}{\partial Y} = 0, \end{aligned} \quad (5.1.41)$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial Y} = 0.$$

Граничные условия для уравнения движения газовой смеси (5.1.25):

$$\Omega_{0,j} = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} \Big|_{0,j} = \frac{8\Psi_{1,j} - \Psi_{2,j} - 7\Psi_{0,j}}{2\Delta X^2} - \frac{3}{\Delta X} \frac{\partial \Psi}{\partial X} \Big|_{0,j}, \quad (5.1.42)$$

$$\Omega_{i,0} = \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Y^2} \Big|_{i,0} = \frac{8\Psi_{i,1} - \Psi_{i,2} - 7\Psi_{i,0}}{2\Delta Y^2} - \frac{3}{\Delta Y} \frac{\partial \Psi}{\partial Y} \Big|_{i,0}, \quad (5.1.43)$$

где i, j – номер шага по координате X и Y соответственно; $\Delta X, \Delta Y$ – величина шага по соответствующей координате.

Алгоритм численного решения системы уравнений, описывающих физико-химические процессы при инициировании горения ПМ локальным источником ограниченной энергоемкости, аналогичен соответствующим алгоритмам, разработанным в пп. 2.1 и 3.1.

Погрешность выполнения закона сохранения энергии в области решения задачи зажигания (рис. 5.1.1) вычислялась по выражению:

$$\delta_Q = \frac{Q_1^{ign} / Q_2^0 + Q_1^{ox} / Q_2^0 + Q_2^{ign} / Q_2^0 + Q_3^{ign} / Q_2^0 - Q_3^{dec} / Q_2^0}{1 + Q_1^{ox} / Q_2^0 - Q_3^{dec} / Q_2^0} 100 \%, \quad (5.1.44)$$

где Q_1^{ign}/Q_2^0 – безразмерная теплота, аккумулированная газовой смесью за счет теплоемкости при $\tau=\tau_d$;

Q_1^{ox}/Q_2^0 – безразмерная теплота, выделившаяся в результате окисления летучих веществ при $\tau=\tau_d$;

Q_2^0 – начальная теплота источника энергии, Дж;

Q_2^{ign}/Q_2^0 – безразмерная теплота источника энергии при $\tau=\tau_d$;

Q_3^{dec}/Q_2^0 – безразмерная теплота, затраченная на термическое разложение полимера при $\tau=\tau_d$;

Q_3^{ign}/Q_2^0 – безразмерная теплота, аккумулированная полимером за счет теплоемкости при $\tau=\tau_d$.

Характеристики зажигания вычислялись при безразмерных шагах по пространственным координатам $\Delta X=\Delta Y=5 \cdot 10^{-3}$ и времени $\Delta \tau=0,1 \cdot 10^{-6}$. В окрестности зон интенсивного термического разложения ПМ и окисления газовой смеси разностная сетка сгущалась, шаг уменьшался до $0,25 \cdot 10^{-3}$. Погрешность выполнения баланса энергии составляла $\delta_Q < 2,5 \%$ при варьировании начальной безразмерной температуры источника нагрева в достаточно широком диапазоне $\Theta_p=0,625-1,5$. Масштабные коэффициенты, используемые при переходе к

безразмерным переменным по соотношениям (2.1.34): $t_m=1$ с, $x_l=y_h=20$ мм, $T_0=300$ К, $T_m=1100$ К.

Также проведено тестирование используемых численных методов и элементов разработанного алгоритма решения системы нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных с соответствующими начальными и граничными условиями на примере задач конвективного теплопереноса и кондуктивной теплопроводности с термическим разложением вещества.

В [254] выполнено математическое моделирование теплопереноса в пластине из полимерного материала, подверженного термическому разложению. Теплофизические характеристики полимера: $\lambda=0,7$ Вт/(м·К), $\rho=1500$ кг/м³, $C=750$ Дж/(кг·К). На границах пластины $x=0$ и $x=L_x$ осуществляется конвективный теплообмен с окружающей средой ($k=40$ Вт/(м²·К), $T^e=243$ К). Тепловой эффект термического разложения $Q=10^3$ Дж/кг; предэкспоненциальный множитель $k_0=3 \cdot 10^4$ с⁻¹; энергия активации $E=8 \cdot 10^4$ Дж/моль; универсальная газовая постоянная $R_i=8,31$ Дж/(моль·К). Начальная температура полимера $T_0=298$ К. Рассчитывались распределения температуры в пластине через 60, 120, 300 с.

Уравнение теплопроводности:

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + Q k_0 \rho \exp\left(-\frac{E}{R_i T}\right).$$

Начальные условия:

$$T=T_0.$$

Граничные условия:

$$x=0: -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = k(T^e - T);$$

$$x=L_x: \lambda \frac{\partial T}{\partial x} = k(T^e - T).$$

Распределения температуры по толщине пластины в различные моменты времени представлены на рис. 5.1.2. Результаты получены при решении задачи с шагами по координате и по времени $\Delta x=0,1$ мм, $\Delta t=1$ мс.

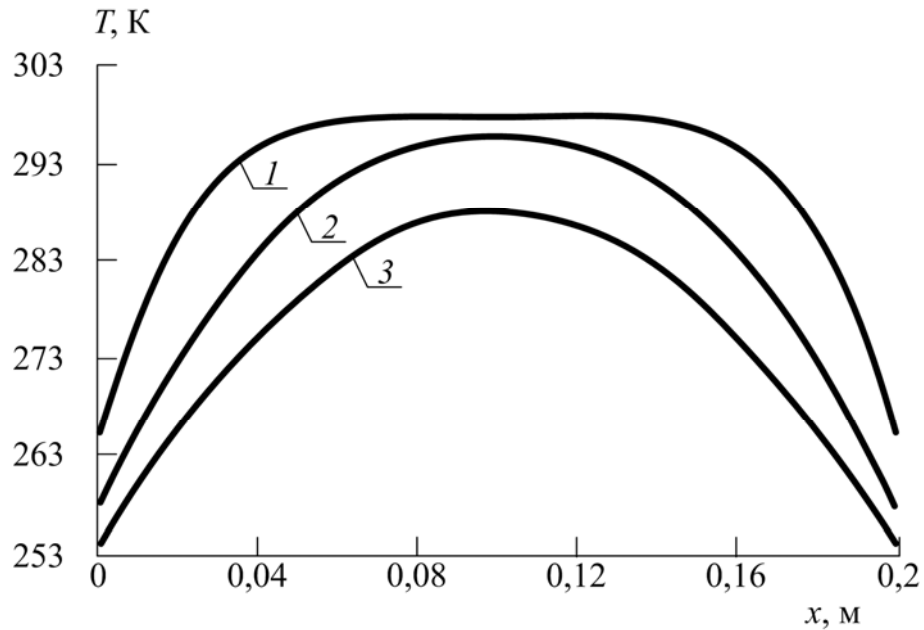


Рисунок 5.1.2. Распределения температуры по толщине полимерной пластины в различные моменты времени (1 – $t=60$ с, 2 – $t=120$ с, 3 – $t=300$ с)

При сравнении результатов математического моделирования кондуктивного теплопереноса в полимере в условиях его термического разложения с результатами [254] установлено удовлетворительное соответствие распределений температуры в пластине. Отклонение значений температуры в соответствующих сечениях пластины не превышает 0,5 %.

В [93] выполнено математическое моделирование двумерного свободно-конвективного теплопереноса в жидкости, находящейся в замкнутой области с твердыми стенками размерами $L_x=L_y=1$. В начальный момент времени теплоперенос отсутствует. На боковых границах заданы постоянные по высоте температуры T_1 и T_2 ($T_1>T_2$), верхнее и нижнее основания теплоизолированы. Задача решена в безразмерных переменных. В качестве масштаба по координате выбрана величина L_x . Рассчитывались распределения температуры и функции в области решения задачи.

Безразмерная температура:

$$\Theta = \frac{T - T^*}{T_1 - T_2}, \quad T^* = \frac{T_1 + T_2}{2}.$$

Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = -\Omega,$$

Уравнение движения:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Psi}{\partial X} + V \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = \sqrt{\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} \right) - \frac{\partial \Theta}{\partial X}.$$

Уравнение теплопроводности:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta}{\partial X} + V \frac{\partial \Theta}{\partial Y} = \frac{1}{\sqrt{\text{Ra Pr}}} \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Y^2} \right).$$

Приняты обозначения: $\text{Pr} = \frac{\nu}{a}$ – число Прандтля; $\text{Ra} = \frac{\beta g (T_2 - T_1) L_x^3}{a \nu}$ – число

Рэлея; V , U – скорости движения жидкости вдоль оси X и Y соответственно

$$(U = \frac{\partial \Psi}{\partial Y}, V = -\frac{\partial \Psi}{\partial X}).$$

Начальные условия:

$$\Theta=0, \Psi=0, \Omega=0.$$

Граничные условия:

$$Y=0, Y=1, 0 \leq X \leq 1: \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = 0, \Psi = 0, \frac{\partial \Theta}{\partial Y} = 0;$$

$$X=0, 0 \leq Y \leq 1: \Psi = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \Theta = 0.5;$$

$$X=1, 0 \leq Y \leq 1: \Psi = 0, \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \Theta = -0.5.$$

В результате математического моделирования установлены изотермы (рис. 5.1.3) и линии тока (рис. 5.1.4) при $\text{Ra}=10^4$ и $\text{Pr}=0,71$.

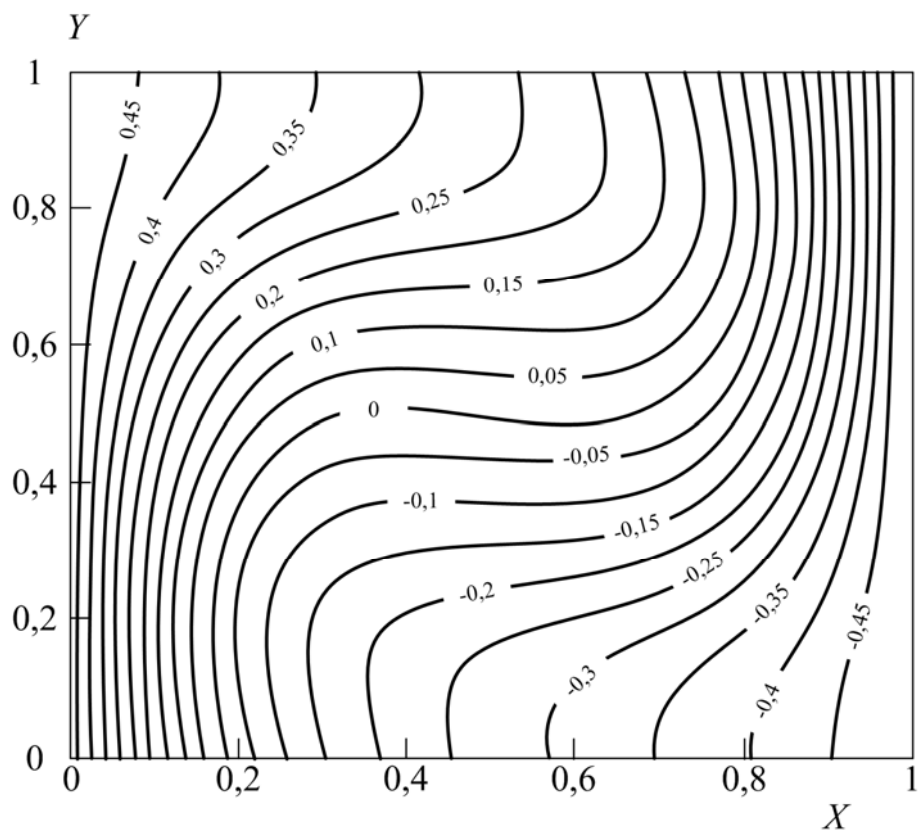


Рисунок 5.1.3. Изотермы (Θ) в области решения задачи

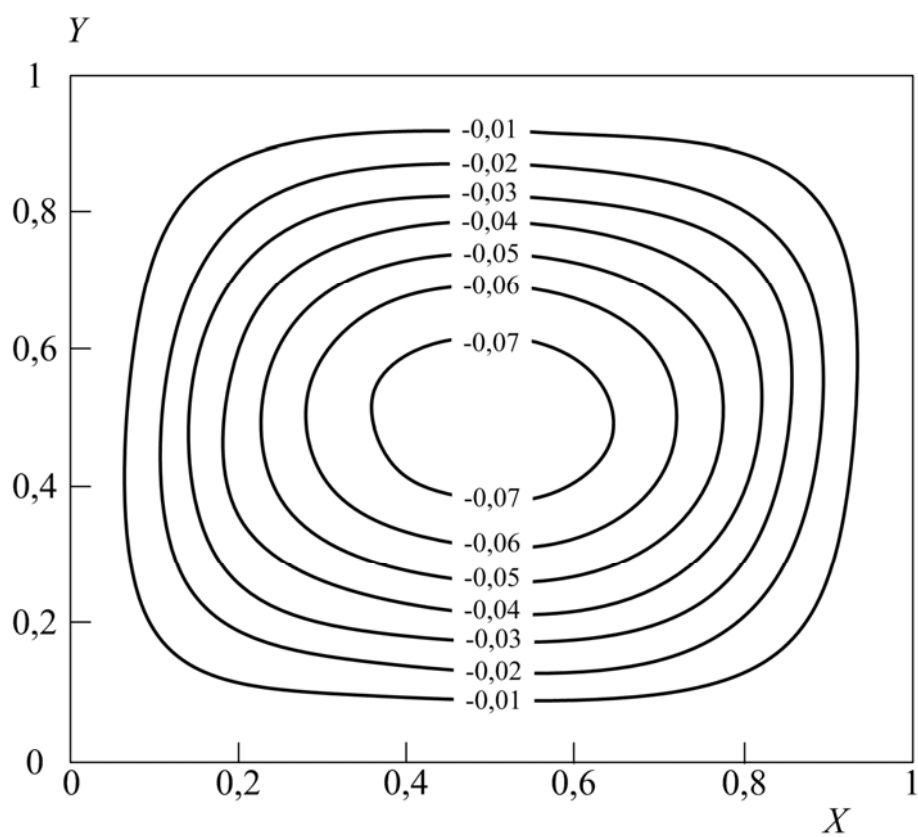


Рисунок 5.1.4. Линии тока (Ψ) в области решения задачи

В табл. 5.1.1 представлены средние значения числа Нуссельта, установленные в результате математического моделирования, а также при анализе результатов [359, 360].

Таблица 5.1.1. Средние значения числа Нуссельта при шагах по пространственной координате $\Delta X = \Delta Y = 0,02$

Ra	Nu	Nu [359]	Nu [360]
10^4	2,241	2,237	2,244
10^5	4,501	4,510	4,536
10^6	9,103	9,110	8,860
10^7	17,893	18,645	16,625

Анализ данных (табл. 5.1.1) позволяет сделать вывод об удовлетворительном соответствии результатов математического моделирования с данными [359, 360].

Используемые при математическом моделировании зажигания ПМ локальным источником ограниченной энергоемкости (рис. 5.1.1) значения параметров горячей частицы, области решения задачи, теплофизические характеристики веществ и материалов, а также кинетические параметры реакций термического разложения ПМ и окисления летучих компонентов приведены в табл. 5.1.2. Численные исследования выполнены для типичных термопластичных полимеров: полистирол (ПС) и полиметилметакрилат (ПММА). В качестве локальных источников энергии рассматривались разогретые до высоких температур металлические (сталь, алюминий) и неметаллические (керамика, углерод) частицы малых размеров в форме диска, параллелепипеда, многогранника.

Таблица 5.1.2. Значения постоянных, используемых при математическом моделировании

Параметр	Обозначение	Величина
Размеры области решения	x_l, y_h	10–20 мм
Размеры горячей частицы	x_p, y_p	2–6 мм
Начальная температура ПМ и воздуха	T_0	300 К
Начальная температура горячей частицы	T_p	800–1500 К
Плотность воздуха	ρ_o	1,161 кг/м ³ [218–220]
Теплоемкость воздуха	C_o	1190 Дж/(кг·К) [218–220]
Теплопроводность воздуха	λ_o	0,026 Вт/(м·К) [218–220]
Плотность стали	ρ_2	8100 кг/м ³ [221–225]
Теплоемкость стали	C_2	545 Дж/(кг·К) [221–225]
Теплопроводность стали	λ_2	36 Вт/(м·К) [221–225]
Плотность алюминия	ρ_2	2700 кг/м ³ [221–225]
Теплоемкость алюминия	C_2	930 Дж/(кг·К) [221–225]
Теплопроводность алюминия	λ_2	343 Вт/(м·К) [221–225]
Плотность керамики	ρ_2	3800 кг/м ³ [221–225]
Теплоемкость керамики	C_2	930 Дж/(кг·К) [221–225]
Теплопроводность керамики	λ_2	20 Вт/(м·К) [221–225]
Плотность углерода	ρ_2	1700 кг/м ³ [221–225]
Теплоемкость углерода	C_2	1100 Дж/(кг·К) [221–225]
Теплопроводность углерода	λ_2	1,512 Вт/(м·К) [221–225]
Плотность ПММА	ρ_3	1200 кг/м ³ [337–340]
Теплоемкость ПММА	C_3	1500 Дж/(кг·К) [354–357]
Теплопроводность ПММА	λ_3	0,2 Вт/(м·К) [354–357]
Плотность продуктов термического разложения ПММА	ρ_f	0,5 кг/м ³ [354–357]
Теплоемкость продуктов термического разложения ПММА	C_f	1100 Дж/(кг·К) [354–357]
Теплопроводность продуктов термического разложения ПММА	λ_f	0,059 Вт/(м·К) [354–357]
Тепловой эффект термического разложения ПММА	Q_3	$1,6 \cdot 10^6$ Дж/кг [354–357]
Предэкспоненциальный множитель термического разложения ПММА	k_3	$3,6 \cdot 10^7$ 1/с [354–357]
Энергия активации термического разложения ПММА	E_3	$188 \cdot 10^3$ Дж/моль [354–357]

Окончание таблицы 5.1.2

Тепловой эффект окисления продуктов разложения ПММА	Q_1	$2,5 \cdot 10^7$ Дж/кг [354–357]
Предэкспоненциальный множитель окисления продуктов разложения ПММА	k_1	$7,05 \cdot 10^6$ 1/с [354–357]
Энергия активации окисления продуктов разложения ПММА	E_1	$96,8 \cdot 10^3$ Дж/моль [354–357]
Плотность ПС	ρ_3	1080 кг/м ³ [54, 361]
Теплоемкость ПС	C_3	1380 Дж/(кг·К) [54, 361]
Теплопроводность ПС	λ_3	0,16 Вт/(м·К) [54, 361]
Плотность продуктов термического разложения ПС	ρ_f	$2,38$ кг/м ³ [54, 361]
Теплоемкость продуктов термического разложения ПС	C_f	3876 Дж/(кг·К) [54, 361]
Теплопроводность продуктов термического разложения ПС	λ_f	0,059 Вт/(м·К) [54, 361]
Тепловой эффект термического разложения ПС	Q_3	$40 \cdot 10^6$ Дж/кг [54, 361]
Предэкспоненциальный множитель термического разложения ПС	k_3	$6,7 \cdot 10^8$ 1/с [54, 361]
Энергия активации термического разложения ПС	E_3	$190 \cdot 10^3$ Дж/моль [54, 361]
Тепловой эффект окисления продуктов разложения ПС	Q_1	$1,21 \cdot 10^7$ Дж/кг [54, 361]
Предэкспоненциальный множитель окисления продуктов разложения ПС	k_1	10^9 1/с [54, 361]
Энергия активации окисления продуктов разложения ПС	E_1	$150 \cdot 10^3$ Дж/моль [54, 361]
Коэффициент диффузии	D_0	$0,142 \cdot 10^{-4}$ м ² /с [218]
Универсальная газовая постоянная	R_t	8,314 Дж/(моль·К) [227]
Ускорение свободного падения	g	9,8 м/с ² [227]
Коэффициент кинематической вязкости	ν	$1,4 \cdot 10^{-5}$ м ² /с [54, 361]
Коэффициент термического расширения	β	$0,9 \cdot 10^{-3}$ 1/К [54, 361]

Ниже на примере решения большой группы задач показано влияние наиболее значимых факторов (начальная температура, размеры, форма, теплофизические свойства и количество локальных источников нагрева, их частичное или полное внедрение в приповерхностный слой вещества, отсутствие идеального теплового контакта на границе «горячая частица – конденсированное вещество», зависимость теплофизических свойств веществ и материалов от температуры, выгорание приповерхностного слоя конденсированного вещества, диффузионно-конвективный тепломассоперенос в среде окислителя и другие) на условия и характеристики зажигания типичного термопластичного полимера.

5.2 Моделирование зажигания полимерного материала горячей частицей в условиях диффузионно-конвективного тепломассопереноса в среде окислителя

Модель газофазного зажигания полимерных материалов имеет некоторое сходство с моделями инициирования горения твердых натуральных топлив. В отличие от последних КВ термопластичные полимеры способны к полному термическому разложению в результате процесса нагрева внешним источником без формирования твердого остатка. Поэтому целесообразно более детальное изучение макроскопических закономерностей зажигания таких веществ в условиях локального нагрева с учетом специфики их газификации. Также процессы взаимодействия источников ограниченной энергоемкости с полимерами представляют большой практический интерес для предупреждения опасного воздействия канцерогенов, выделяющихся при термическом разложении, на здоровье человека даже при отсутствии непосредственного инициирования горения КВ.

Исследование [339, 340, 350] зажигания полимерного материала (полистирол) горячей частицей в рамках модели, учитывающей диффузию и конвекцию при переносе газообразных продуктов термической деструкции ПМ в среде окислителя, выполнено в системе, представленной на рис. 5.1.1. Задача

решена в декартовой системе координат в безразмерных переменных. Математическая модель процесса аналогична модели (5.1.29) – (5.1.48). В качестве источника нагрева рассматривалась стальная частица в форме параллелепипеда размерами $X_p=Y_p=0,1$. В ПМ и воздухе выделены области размерами $X_l=Y_h=1$. Для перехода к безразмерным переменным использованы соответствующие соотношения (5.1.28) при масштабных параметрах $t_m=1$ с, $x_l=20$ мм.

Задача теоретических исследований в рамках сформулированной модели воспламенения состояла в установлении влияния естественной конвекции газообразных продуктов пиролиза ПМ в среде окислителя на инерционность газофазного зажигания твердого КВ одиночной частицей, находящейся на его поверхности, а также определении значений времени задержки зажигания ПМ τ_d , установлении зависимостей τ_d от начальной температуры Θ_p и размеров X_p , Y_p частицы.

Зависимости времени задержки зажигания полистирола от начальной температуры Θ_p и размеров частицы X_p , Y_p приведены в табл. 5.2.1 и 5.2.2 соответственно.

Таблица 5.2.1. Времена задержки зажигания в системе «горячая частица – ПМ – воздух» в зависимости от начальной температуры источника нагрева при $X_p=Y_p=0,1$

Θ_p	2	1,9	1,8	1,7	1,6	1,5	1,4
τ_d^*	0,096	0,121	0,148	0,181	0,230	0,315	0,483
τ_d^{**}	0,129	0,142	0,155	0,175	0,2	0,381	нет зажигания
τ_d^* – время задержки зажигания ПМ без учета свободно-конвективного теплоотвода от источника нагрева; τ_d^{**} – время задержки зажигания ПМ при учете свободно-конвективного теплоотвода от источника нагрева.							

Полученная зависимость τ_d^{**} от начальной температуры частицы Θ_p качественно хорошо соответствует аналогичной зависимости τ_d^* . Из табл. 5.2.1

видно, что при понижении Θ_p время задержки зажигания увеличивается. Это объясняется тем, что при снижении Θ_p уменьшается теплосодержание частицы, меньше теплоты частицы расходуется на нагрев и газификацию ПМ, а также нагрев формирующейся газовой смеси.

Сравнивая значения τ_d^* и τ_d^{**} , приведенные в табл. 5.2.1, можно сделать вывод о том, что с учетом движения газовой смеси в воздухе более длительной становится стадия прогрева продуктов пиролиза ПМ в воздухе. Как следствие, времена задержки зажигания превышают аналогичные показатели для диффузионной модели зажигания.

Таблица 5.2.2. Времена задержки зажигания в системе «горячая частица – ПМ – воздух» в зависимости от размеров источника нагрева при $\Theta_p=1,5$

$X_p=Y_p$	0,16	0,14	0,12	0,1	0,08	0,06
τ_d^*	0,294	0,298	0,304	0,315	0,336	0,389
τ_d^{**}	0,296	0,304	0,321	0,381	0,836	нет зажигания
τ_d^* – время задержки зажигания ПМ без учета свободно-конвективного теплоотвода от источника нагрева; τ_d^{**} – время задержки зажигания ПМ при учете свободно-конвективного теплоотвода от источника нагрева.						

Из табл. 5.2.2 видно, что при незначительном уменьшении размеров частицы относительно $X_p=Y_p=0,16$ время задержки зажигания τ_d существенно не меняется. Однако, при снижении размеров частицы до $X_p=Y_p=0,08$ происходит резкое увеличение τ_d . Полученный результат можно объяснить тем, что при уменьшении размеров X_p и Y_p сокращаются площади поверхностей частицы, с которых осуществляется теплоотвод в ПМ и воздух. При этом уменьшается площадь прогрева ПМ, менее интенсивно происходит его газификация и нагрев образующейся газовой смеси. Вследствие этого снижается как температура смеси продуктов пиролиза с окислителем, так и скорость движения потока газов от

поверхности газификации, что приводит, в свою очередь, к уменьшению концентрации горючего в воздухе и снижению вероятности воспламенения.

На рис. 5.2.1 – 5.2.3 представлены распределения температур и концентраций в расчетной области в момент зажигания полимера.

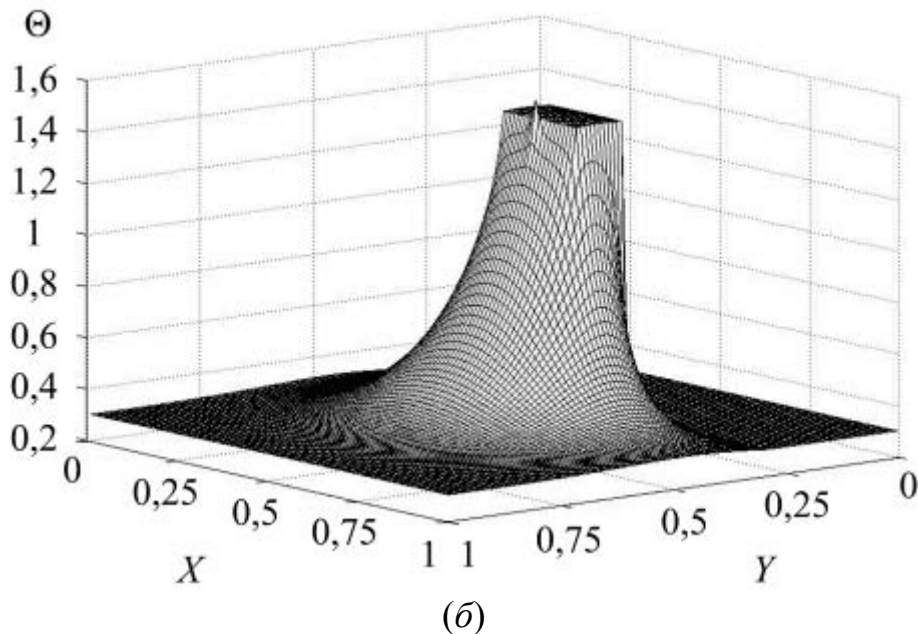
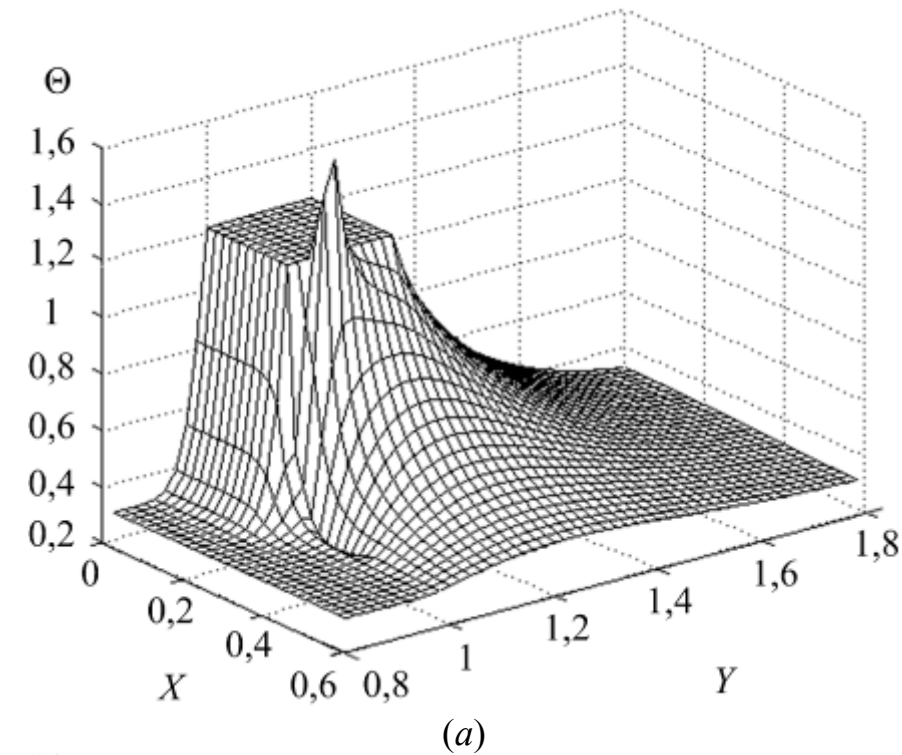


Рисунок 5.2.1. Температурное поле системы «горячая частица – ПМ – воздух» в момент воспламенения для диффузионной $\tau_d=0,315$ (a) и диффузионно-конвективной $\tau_d=0,381$ (б) моделей теплопереноса при $\Theta_p=1,5$, $X_p=Y_p=0,2$

Полученные распределения (рис. 5.2.1 – 5.2.3) показывают достаточно существенные отличия механизма газозного зажигания ПМ в условиях конвекции по сравнению с диффузионной моделью массопереноса при воспламенении полимера.

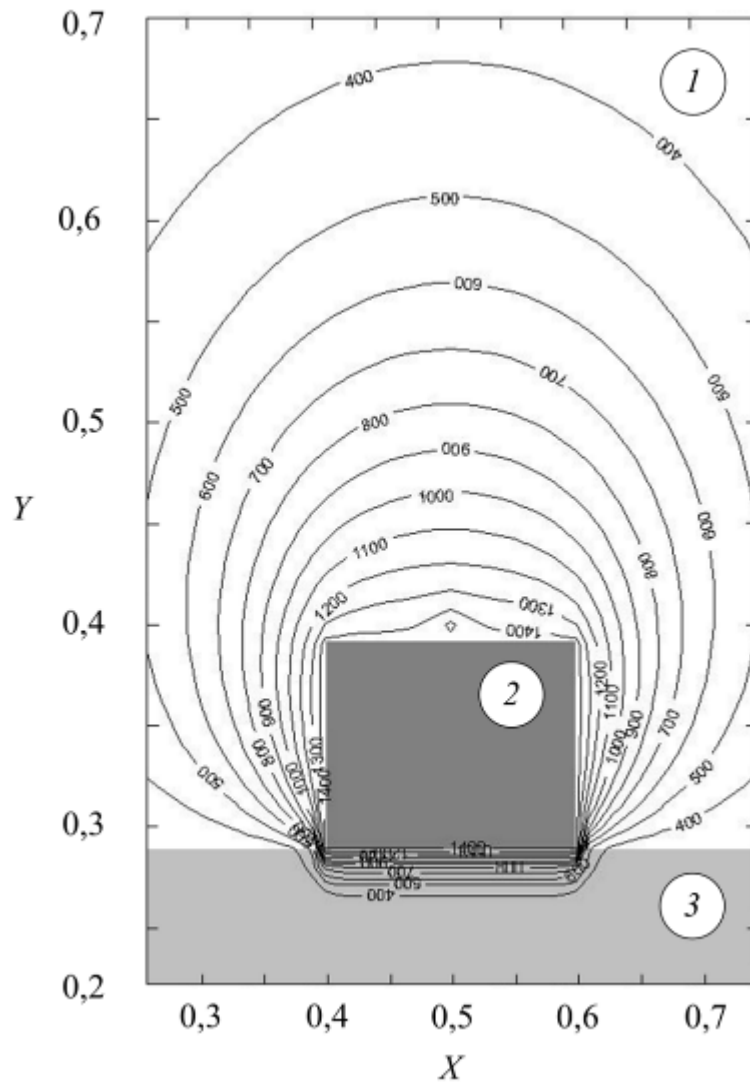


Рисунок 5.2.2. Изотермы (Θ) системы «горячая частица – ПМ – воздух» в момент воспламенения ($\tau_d=0,381$) при $\Theta_p=1,5$, $X_p=Y_p=0,1$: 1 – газовая смесь, 2 – стальная частица, 3 – ПМ

Так, установлено, что зажигание происходит в малой по размерам газовой области над частицей в районе оси симметрии (рис. 5.2.1б). Это можно объяснить

тем, что температура продуктов термической деструкции ПМ в условиях конвекции ниже температуры, соответствующей началу химической реакции их окисления, а интенсивность процесса массопереноса выше по сравнению со скоростью движения газов при диффузии (рис. 5.2.1а). Вследствие этого продукты пиролиза в условиях конвекции быстрее удаляются от поверхности полимера и медленнее нагреваются при теплообмене с боковыми гранями частицы. В результате газы достигают максимальных температур (рис. 5.2.1б) и массовых концентраций (рис. 5.2.3) только над частицей.

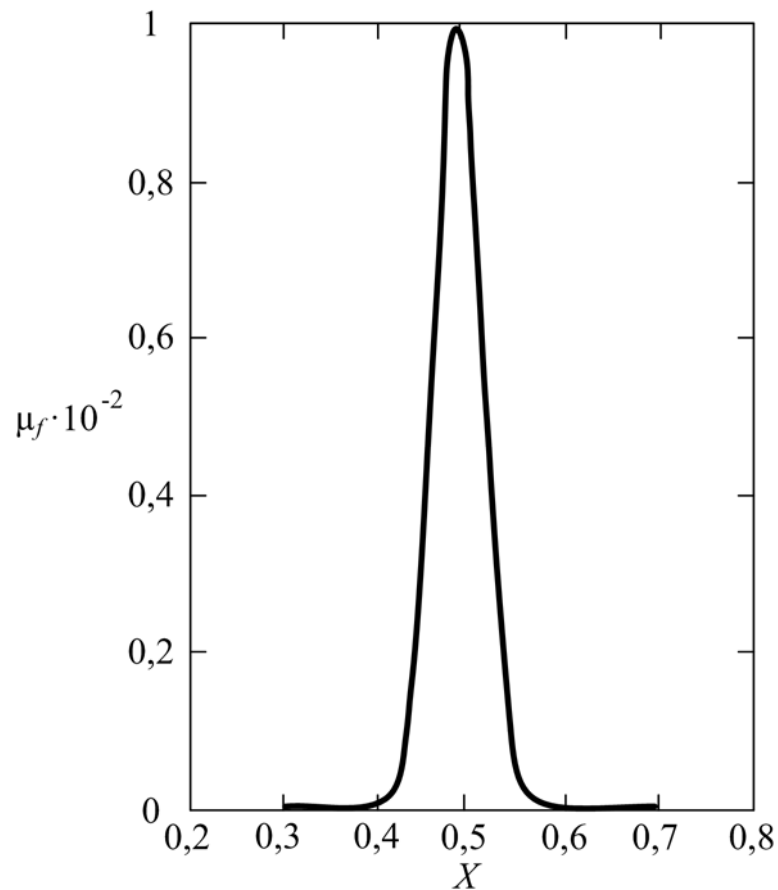


Рисунок 5.2.3. Распределение концентрации продуктов пиролиза ПМ по оси X в момент воспламенения ($\tau_d=0,381$) при $Y=0,4$

На рис. 5.2.2 хорошо заметно снижение температуры частицы на границе с ПМ за счет теплоотвода. При газификации полимера происходит поглощение

энергии термического разложения, поэтому падение температур на границе $Y=Y_1$ (рис. 5.1.1) максимально. На границах контакта с воздухом процесс теплоотдачи от частицы проходит менее интенсивно, вследствие этого изменение температуры частицы в указанных областях менее масштабно.

Также установлено, что времена задержки зажигания ПМ при переносе продуктов пиролиза вещества в среде окислителя за счет диффузии и конвекции превышают аналогичные τ_d , полученные с применением диффузионной модели тепломассопереноса. В последнем случае скорость зажигания определяется изменением концентраций горючего в газовой среде. Так как для реализации условий воспламенения достаточно 10–15 % продуктов пиролиза ПМ, то такие градиенты концентраций достигаются относительно быстро (значения τ_d минимальны). При совместном влиянии конвекции и диффузии скорость протекания исследуемого процесса характеризуется в большей степени не диффузионным переносом, а переносом теплоты вместе с газами горючего за счет конвекции. Этот процесс является существенно нелинейным и нестационарным, что усложняет механизм зажигания и приводит к увеличению времени задержки воспламенения, а также смещению пороговой температуры зажигания в сторону увеличения (до 1,4).

Важно отметить, что достигающиеся при газификации ПМ концентрации горючих газов (водород, метан, этан, пропан, бензол, стирол и пр.) близки к предельно допустимым [362]. Такие результаты указывают на большую опасность взаимодействия локальных источников нагрева с ПМ по сравнению с твердыми топливами даже при отсутствии непосредственного возгорания [60].

5.3 Теоретическая оценка устойчивости зажигания полимерного материала при локальном нагреве источником ограниченной энергоемкости

В п. 2.3 в рамках модели твердофазного инициирования горения смесового топлива горячей частицей установлены условия его устойчивого зажигания. При анализе устойчивости переходного процесса в качестве основного критерия выбрано значение глубины прогрева приповерхностного слоя топлива в момент зажигания, которое не может быть меньше аналогичной характеристики при его стационарном горении, вычисляемой по выражению [232]: $y_w = a_3 / u_3$, где a_3 – коэффициент температуропроводности, $\text{м}^2/\text{с}$; u_3 – скорость горения, $\text{м}/\text{с}$. В условиях же газофазного развития экзотермического процесса, протекающего наряду с интенсивным термическим разложением прогретой области приповерхностного слоя ПМ, вполне обоснованно предположить, что размер зоны его пиролиза $\Delta y_r = 10^{-2}$ мм в момент воспламенения можно принять в качестве первого приближения при выборе параметра, характеризующего устойчивость переходного процесса. Например, для ПМ типа полиметилметакрилата известно [54], что стационарное горение возможно при глубине «активного пиролиза» приповерхностного слоя не менее $(1-2) \cdot 10^{-2}$ мм.

Математическое моделирование [341, 351] зажигания полиметилметакрилата выполнено на примере системы, условная схема которой представлена на рис. 5.1.1. В качестве локального источника энергии рассматривалась разогретая до высоких температур стальная частица в форме параллелепипеда. Размеры локального источника нагрева $x_p = y_p = 2,5$ мм; размеры области решения $x_r = y_r = 10$ мм.

Взаимосвязанные процессы теплопереноса и термического разложения в конденсированной фазе, а также тепломассопереноса и окисления в газовой среде описывает система нелинейных, нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных, аналогичная математической модели (5.1.1) – (5.1.27).

В результате выполненных теоретических исследований установлены (табл. 5.3.1) значения времени задержки зажигания (t_d), глубин прогрева (y_w) и пиролиза

(y_r) ПММА при изменении начальной температуры источника энергии (T_p). Последняя характеризует теплосодержание горячей частицы [72] и, как следствие, интенсивность развития исследуемого процесса. При варьировании температуры источника установлены следующие режимы: газификация с последующим прекращением пиролиза ($T_p < 700$ K), устойчивое зажигание ($700 \leq T_p \leq 1500$ K), неустойчивое зажигание ($T_p > 1500$ K).

Таблица 5.3.1. Время задержки зажигания, глубины прогрева и пиролиза в момент зажигания ПММА при изменении начальной температуры источника энергии

T_p , K	700	800	900	1000	1100	1200	1300	1400	1500
t_d , с	0,0504	0,0167	0,0098	0,0075	0,0059	0,0049	0,0041	0,0032	0,0024
$y_w \cdot 10^2$, мм	30,27	17,89	14,45	12,48	11,17	10,35	9,76	9,35	7,74
$y_r \cdot 10^2$, мм	2,18	1,68	1,54	1,46	1,40	1,37	1,35	1,33	1,26

Для первого из перечисленных выше режимов относительно длительная (более 0,2 с) стадия инертного прогрева ПМ сопровождается значительным отводом теплоты от источника энергии вдоль продольной и поперечной координат. При выполнении условий газификации полимера энергии горячей частицы из-за снижения ее температуры недостаточно для увеличения скорости реакции термического разложения ПМ и соответственно интенсивности вдува горючих газов в среду окислителя. С течением времени происходит монотонное затухание процесса пиролиза.

При устойчивом зажигании ПМ в результате инертного прогрева приповерхностного слоя и его последующей газификации в окружающей среде (рис. 5.1.1) формируется смесь горючего и окислителя. Теплота, выделяющаяся при окислении газообразных продуктов термического разложения полимера, обеспечивает непрерывный прогрев вещества в окрестности зоны активного пиролиза Δy_r , а также интенсивную газификацию ПМ. Эти процессы в совокупности обуславливают распространение пламени по поверхности материала.

Последний из установленных режимов соответствует неустойчивому зажиганию. При взаимодействии источником энергии с ПММА вблизи границы $y=y_1$ (рис. 5.1.1) формируются высокие температурные градиенты. Скорость прогрева приповерхностного слоя ПМ до температуры пиролиза превосходит аналогичную величину для рассмотренных выше режимов. При этом глубина зоны активного пиролиза настолько мала ($\Delta y_r < 10^{-2}$ мм), что при выполнении условий зажигания происходит быстрое сгорание смеси окислителя с продуктами термического разложения ПМ, а интенсивность вдува последних в газовую среду недостаточна для поддержания устойчивого процесса горения.

Анализ результатов численного исследования выполнен при $700 \leq T_p \leq 1500$ К. На рис. 5.3.1 представлены профили температуры системы «горячая частица – ПМ – воздух» на оси симметрии ($x=0$) в момент зажигания для трех значений T_p локального источника.

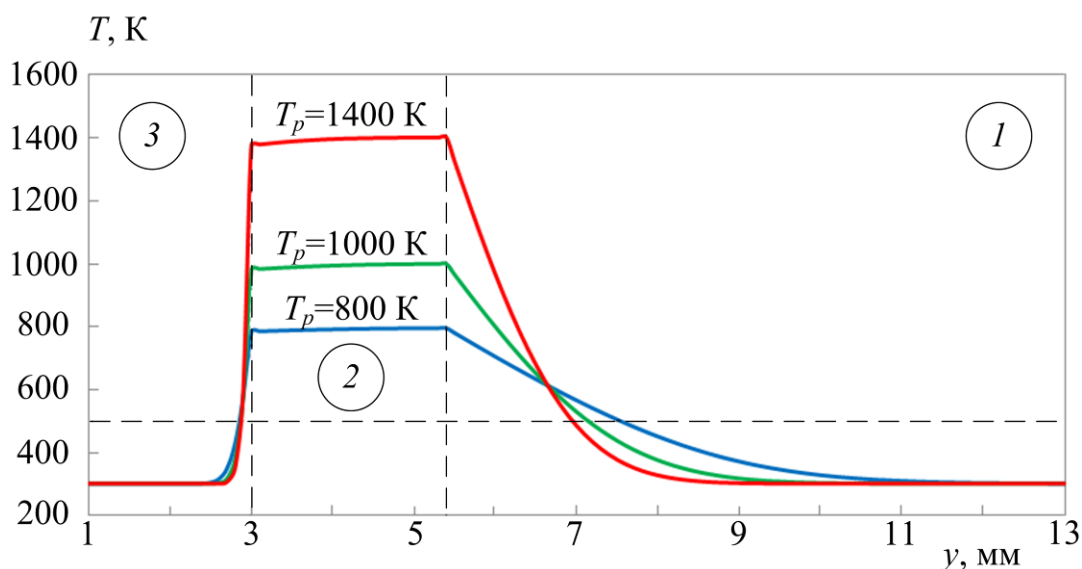


Рисунок 5.3.1. Профили температуры системы «горячая частица – ПМ – воздух» при $x=0$ в момент зажигания $t_d=0,0167$ с, $T_p=800$ К; $t_d=0,0075$ с, $T_p=1000$ К; $t_d=0,0032$ с, $T_p=1400$ К: 1 – смесь газообразных продуктов пиролиза ПМ с окислителем, 2 – горячая стальная частица, 3 – ПММА

Видно, что при повышении начальной температуры стальной частицы возрастает скорость прогрева приповерхностного слоя ПМ. Однако из-за

значительного уменьшения длительности индукционного периода (на 95 %) при изменении T_p от 800 К до 1500 К глубина зоны термического разложения ПММА уменьшается. Следует отметить, что минимальное значение $y_r=1,26 \cdot 10^{-2}$ мм в момент зажигания ПММА при $T_p=1500$ К сопоставимо с глубиной зоны активного пиролиза $\Delta y_r=(1-2) \cdot 10^{-2}$ мм [54] при стационарном горении полимера. Это позволяет сделать вывод о возможности устойчивого зажигания ПММА в результате его локального нагрева источником ограниченной энергоемкости (рис. 5.1.1). Достаточно длительная стадия инертного прогрева приповерхностного слоя ПМ (до 85 % от t_d) создает благоприятные условия (за счет формирования зон прогрева и пиролиза), необходимые для последующего распространения пламени по поверхности вещества.

В результате анализа изотерм (рис. 5.3.2) в момент зажигания ПММА горячей частицей установлено, что при варьировании теплосодержания (за счет T_p) источника изменяется положение (относительно границы $y=y_1$) реакции окисления в газовой среде.

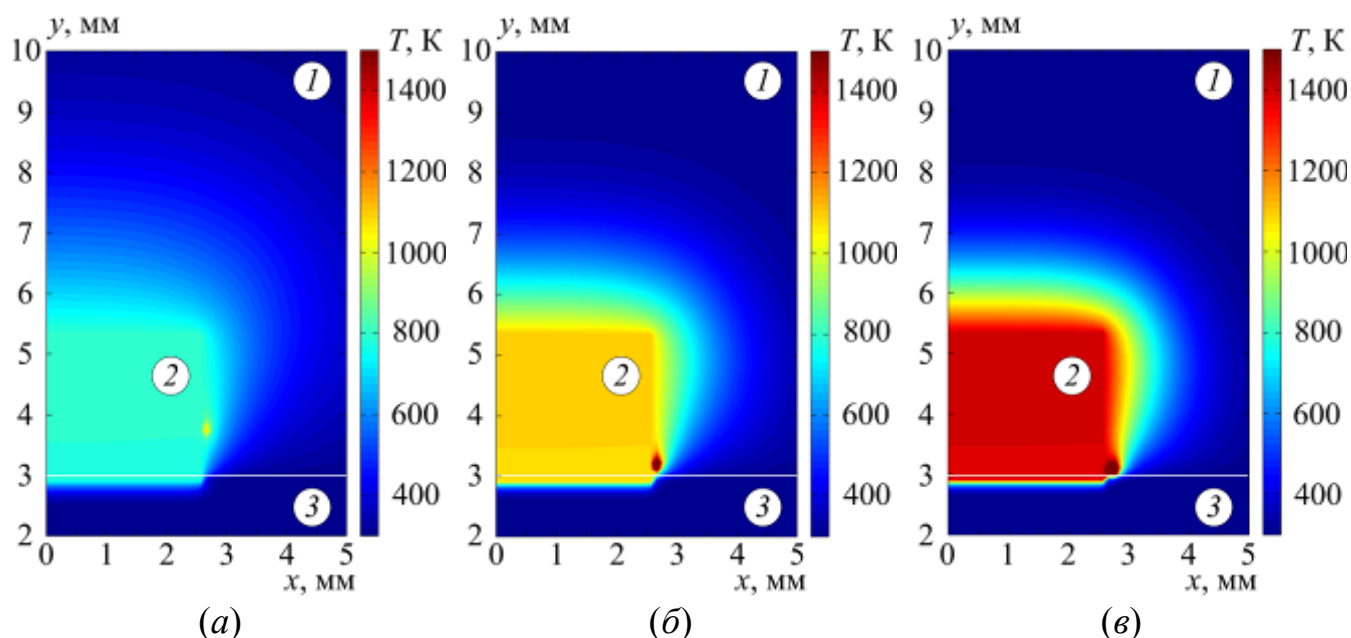


Рисунок 5.3.2. Изотермы (T) системы «горячая частица – ПМ – воздух» в момент зажигания $t_d=0,0167$ с, $T_p=800$ К (а), $t_d=0,0059$ с, $T_p=1100$ К (б), $t_d=0,0032$ с, $T_p=1400$ К (в): 1 – смесь газообразных продуктов пиролиза с окислителем, 2 – горячая стальная частица, 3 – ПММА

При относительно невысоких начальных температурах ($T_p < 1000$ К) зона воспламенения смещается от границы «ПМ – воздух» в направлении движения продуктов термической деструкции ПММА более чем на 0,5 мм. Это изменение характеризуется увеличением длительности стадии прогрева горючей смеси до момента зажигания. При этом возрастает роль теплопереноса за счет конвекции в общем комплексе физико-химических процессов. Повышение T_p ведет к смещению зоны воспламенения в направлении границы $y=y_1$ (рис. 5.3.2б). При дальнейшем увеличении температуры ($T_p > 1200$ К) зажигание смеси горючего и окислителя происходит существенно ближе (до 0,25 мм) к границе «ПМ – воздух» (рис. 5.3.2в).

Процессы прогрева ПМ, а также формирования зон активного пиролиза в приповерхностном слое ПМ и экзотермического реагирования в окружающей газовой среде взаимосвязаны. При устойчивом зажигании полимера зона локализации реакции окисления удалена от границы «ПМ – воздух» в направлении оси y не менее чем на 0,2 мм. При неустойчивом зажигании воспламенение продуктов термического разложения происходит в непосредственной близости от поверхности вещества (на расстоянии до 0,1 мм).

5.4 Влияние процесса выгорания приповерхностного слоя полимерного материала на характеристики зажигания

При анализе процессов зажигания в качестве одного из наиболее значимых факторов выделяют [143, 157, 358, 363] выгорание приповерхностного слоя конденсированного вещества в течение индукционного периода. Экспериментальное изучение влияния этого фактора на характеристики зажигания в условиях быстропротекающих физико-химических процессов представляет достаточно сложную задачу. Часть исследований, например [143, 157, 358, 363], посвящены численному решению задач зажигания в рамках

математических моделей, учитывающих выгорание приповерхностного слоя топлива. Как правило, в таких задачах рассматривается твердофазный механизм инициирования горения, а под термином «выгорание» понимают [143, 358] уменьшение концентрации способного к экзотермическому реагированию топлива за счет реакции окисления в приповерхностном слое вещества при подводе теплоты от внешнего источника энергии. При кондуктивном нагреве КВ выгорание приповерхностного слоя последнего может привести к уменьшению интенсивности прогрева вследствие изменения теплофизических свойств или возможного формирования газового зазора. Стоит отметить, что в явном виде информация о сравнении характеристик зажигания, например, времен задержки, вычисленных при учете выгорания и без учета влияния этого фактора, ограничена.

В отличие от твердофазного (п. 2.4) при реализации газофазного зажигания термопластичных полимеров под термином «выгорание» в данном разделе диссертации будем понимать уменьшение концентрации исходного вещества в результате термического разложения прогретой области приповерхностного слоя. Учет этого фактора в условиях формирования горючей газовой смеси окислителя и продуктов термического разложения полимера может оказывать существенное влияние на характеристики процесса зажигания.

Исследование [341] зажигания ПМ (полиметилметакрилат) разогретой металлической (сталь) частицей в форме параллелепипеда выполнено в системе (рис. 5.1.1). Задача зажигания ПМ при локальном нагреве решена в осесимметричной постановке в декартовой системе координат, начало которой совпадает с осью симметрии горячей частицы. Взаимосвязанные процессы теплопереноса в источнике энергии и окружающей среде, а также в КВ при учете выгорания полимера описывает система дифференциальных уравнений в частных производных, аналогичная математической модели (5.1.1) – (5.1.27) без учета конвективного теплопереноса в окрестности горячей частицы.

Глубина превращения полимера [143, 358] (относительная часть выгоревшего вещества [363]), характеризующая изменение его концентрации в процессе нагрева, оценивалась с использованием выражения:

$$\eta_3 = 1 - \frac{\varphi_3}{\varphi_p}, \quad (5.4.1)$$

где $\varphi_p = 1$.

Численные исследования выполнены при следующих исходных данных: начальная температура горячей частицы $T_p = 960\text{--}1150$ К; размеры области решения задачи зажигания $x_l = y_h = 20$ мм, размеры горячей частицы $x_p = y_p = 2$ мм.

Установлены зависимости (рис. 5.4.1) времен задержки зажигания ПММА от начальной температуры горячей частицы. При учете выгорания приповерхностного слоя полимера времена задержки зажигания возрастают незначительно. Максимальное отклонение относительно кривой $t_d = f(T_p)$, полученной без учета выгорания, составляет менее 5 % при близких к предельным ($T_p \rightarrow 960$ К) условиям зажигания.

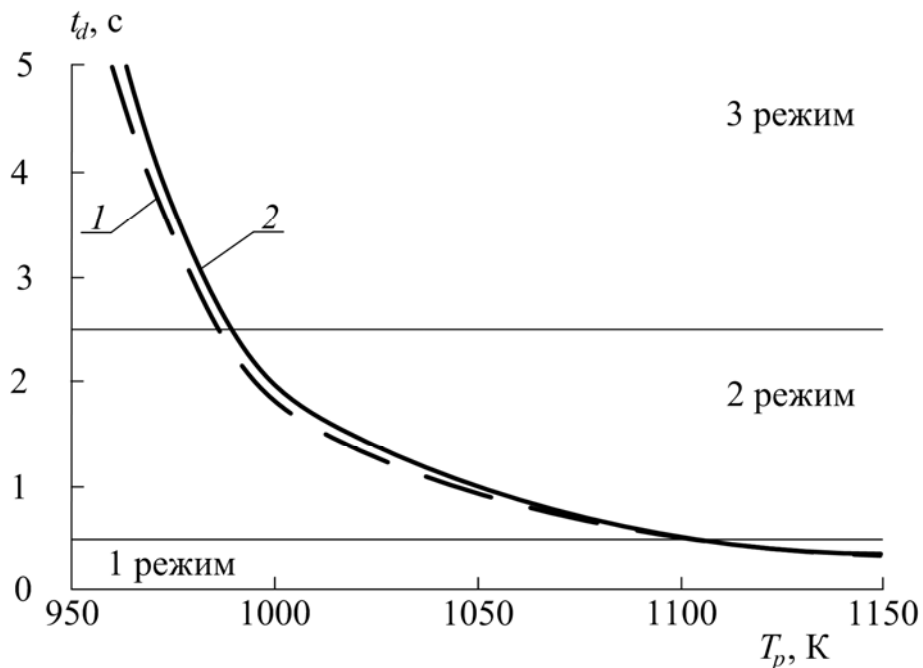


Рисунок 5.4.1. Зависимости времен задержки зажигания ПММА от начальной температуры частицы: 1 – без учета выгорания; 2 – при учете выгорания

Результаты численного анализа представляют интерес только для достаточно узкого диапазона варьирования начальной температуры ($T_p=960\text{--}1150\text{ К}$) локального источника энергии. При $T_p>1150\text{ К}$ изменение времени задержки зажигания не превышает нескольких процентов. В диапазоне $T_p=960\text{--}1150\text{ К}$ уменьшение температуры до значений, соответствующих предельным (минимальным) условиям инициирования горения, ведет к существенному (в десятки раз) увеличению времени задержки зажигания полимера. Полученные результаты можно объяснить при анализе выявленных трех режимов зажигания. На рис. 5.4.1 условно обозначены области, соответствующие различным режимам зажигания. Они характеризуются взаимосвязанными параметрами локального источника энергии (начальная температура) и процесса зажигания (время задержки, расположение зоны реакции окисления в окрестности горячей частицы). При $T_p>1100\text{ К}$, $t_d<0,5\text{ с}$ (первый режим) зона зажигания расположена у основания горячей частицы. В условиях второго режима $975<T_p<1100\text{ К}$, $0,5<t_d<2,5\text{ с}$ зона инициирования горения находится около боковой грани локального источника. При $T_p<975\text{ К}$, $t_d>2,5\text{ с}$ (третий режим) зона зажигания расположена над горячей частицей.

На рис. 5.4.2 приведено распределение по y (область выделена цветом) параметра η_3 , характеризующего степень термического разложения (глубину превращения [143, 358]) полимера в момент зажигания, для трех выделенных режимов. При относительно малой начальной температуре (рис. 5.4.2в) горячей частицы длительность индукционного периода велика, глубина прогрева полимера и относительная часть выгоревшего вещества η_3 (формула 5.4.1) также максимальны. В рассматриваемых условиях это ведет к незначительному снижению теплопередачи от локального источника к полимеру. Наиболее заметное влияние выгорания на характеристики процесса инициирования горения (рис. 5.4.1) характерно для близких к предельным условиям зажигания полимера.

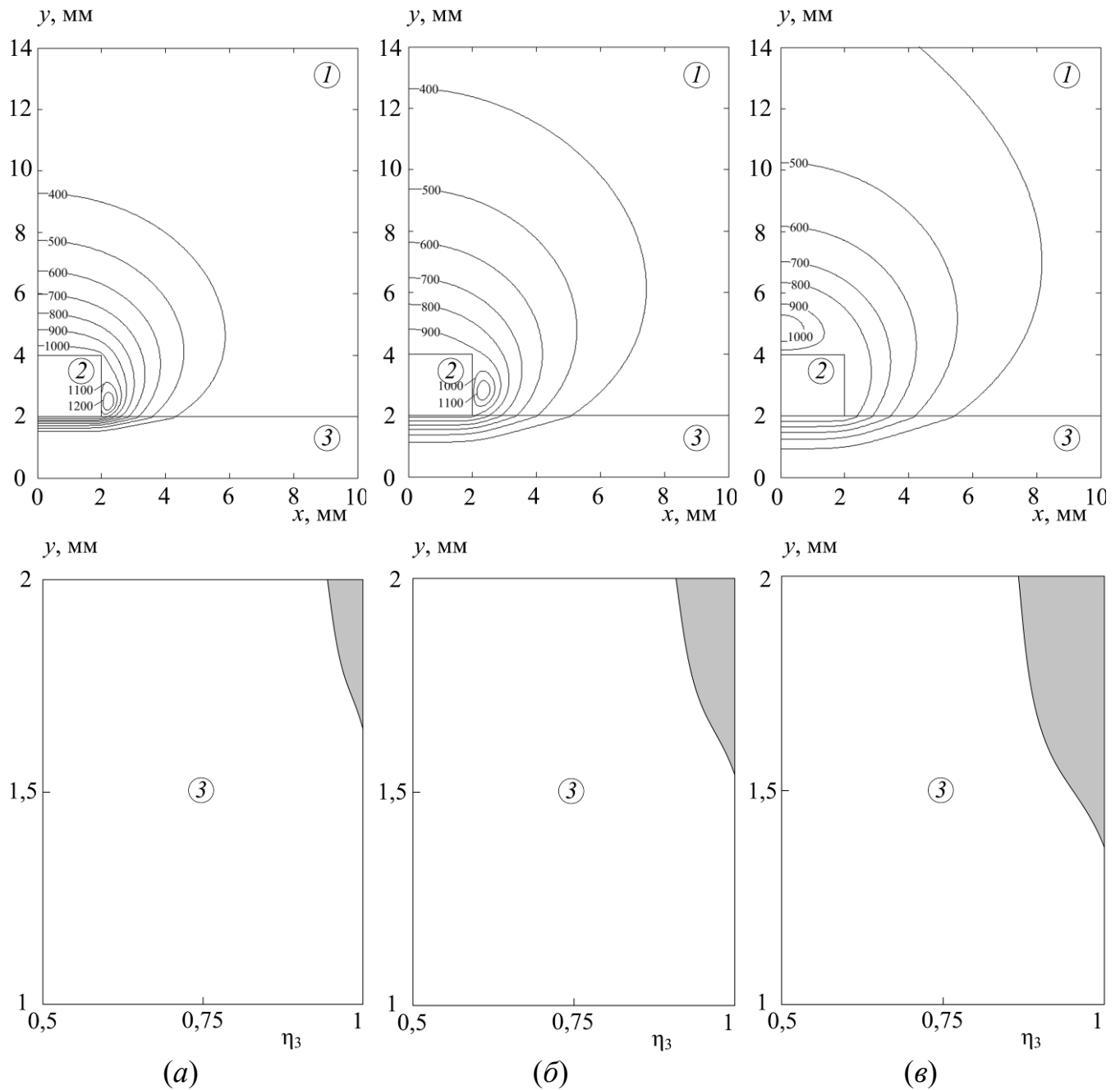


Рисунок 5.4.2. Изотермы (T , K) и глубина превращения (η_3) (область выделена цветом) ПММА в момент инициирования горения при (а) первом ($t_d=0,48$ с, $T_p=1100$ K), (б) втором ($t_d=1,92$ с, $T_p=1000$ K), (в) третьем ($t_d=3,14$ с, $T_p=980$ K) режимах зажигания: 1 – газовая смесь, 2 – стальная частица, 3 – ПМ

Также в результате численных исследований установлено, что для первого режима (рис. 5.4.2а) характерны большие градиенты температуры на границе «горячая частица – полимер». За малый интервал времени $t \approx 0,2$ с происходит прогрев тонкого приповерхностного слоя ПММА до температуры интенсивного

термического разложения. Летучие вещества, формирующиеся в окрестности контакта горячей частицы с полимером, фильтруются в направлении нагреваемой поверхности последнего и вдуваются в воздух в окрестности основания локального источника энергии. Вследствие достаточно высоких концентраций и температур продуктов термического разложения ПММА достигаются условия зажигания газовой смеси.

На рис. 5.4.2б показаны изотермы в условиях второго режима инициирования горения. Хорошо видны меньшие градиенты температуры на границе «горячая частица – полимер» по сравнению с первым режимом. В этом случае процессы теплопереноса в приповерхностном слое полимера и процессы тепломассопереноса в газовой среде оказывают достаточно существенное влияние на характеристики зажигания. С уменьшением начальной температуры локального источника энергии влияние этого фактора возрастает, что ведет к увеличению времени задержки и смещению положения зоны зажигания в направлении движения газовой смеси. Т.к. воспламенение происходит при определенных температурах газовой смеси и концентрации в ней летучих веществ, то в условиях умеренного термического разложения ПММА требуется прогрев газовой смеси до более высоких температур. Это происходит при движении смеси летучих веществ с кислородом вдоль боковых граней горячей частицы ($x \rightarrow x_1, y_1 < y < y_2$, см. рис. 5.1.1).

В условиях третьего режима зажигания (рис. 5.4.2в) температуры локального источника энергии близки к значениям, соответствующим условиям реализации термического разложения ПММА ($T \approx 500\text{--}600$ К). Относительно невысокая температура горячей частицы является причиной длительного прогрева приповерхностного слоя полимера до выполнения условий интенсивного термического разложения и также продолжительного прогрева газовой смеси до зажигания летучих веществ. В этом случае даже при невысокой теплопроводности ПММА происходит существенный отвод теплоты от локального источника энергии вглубь вещества. Следует отметить, что в течение времени $t_d > 2,5$ с температура частицы уменьшается более чем на 100 К, а

приповерхностный слой ПММА прогревается до температуры интенсивного термического разложения на глубину около 0,5 мм. При движении смеси летучих веществ с воздухом вдоль боковой грани горячей частицы не достигаются условия зажигания. Поэтому прогрев газовой смеси до высоких температур происходит уже над частицей (рис. 5.4.2в). Одной из возможных причин этого является неравномерное распределение температуры в частице в направлении оси y . При $t \rightarrow t_d$ температура верхней грани ($0 < x < x_1$, $y \rightarrow y_2$, см. рис. 5.1.1) больше температуры нижней грани ($0 < x < x_1$, $y \rightarrow y_1$, см. рис. 5.1.1), т.к. интенсивность отвода теплоты от частицы в воздух меньше скорости прогрева полимера из-за отличающихся в несколько раз теплопроводностей.

Результаты выполненного математического моделирования позволили установить, что выгорание полимера, которое в отличие от реагирующих в конденсированной фазе веществ [143, 157, 358, 363] характеризуется газовыделением при термическом разложении приповерхностного слоя ПММА в окрестности границы контакта с горячей частицей, несущественно влияет на характеристики процесса инициирования горения. При формировании горючей газовой смеси продуктов термического разложения полимера с окислителем в течение относительно короткого индукционного периода до выполнения условий зажигания изменение интенсивности теплопередачи в окрестности границы контакта с локальным источником нагрева в большей степени обусловлено снижением температуры последнего. При этом более или менее заметное влияние (до 5 %) выгорания на время задержки зажигания характерно для предельных (минимальных) условий реализации процесса. В этом случае длительность индукционного периода превышает 3 с. В течение такого промежутка времени приповерхностный слой полимера прогревается до температуры интенсивного термического разложения на глубину около 0,5 мм, а относительная часть выгоревшего вещества в результате выделения продуктов разложения (горючих газов) не превышает 15 %.

5.5 Зажигание полимерного материала горячей частицей, внедренной в приповерхностный слой

Специфика многих полимеров (особенно термопластичных) заключается в том, что при нагреве они размягчаются (аморфные) или расплавляются (кристаллические). Соответственно, при осаждении горячей частицы на поверхность ПМ, непосредственно под локальным источником нагрева образуется слой жидкого или размягченного материала, который вытесняется частицей. В результате последняя может внедриться в полимер на глубину, значение которой определяется параметрами частицы (теплосодержание, масса, скорость движения).

Исследование [343, 352] процесса зажигания проводилось в системе «горячая частица – ПМ – воздух» (рис. 5.5.1). Предполагалось, что локальный источник энергии – разогретая до высоких температур стальная частица в форме параллелепипеда внедрена (на глубину χ) в приповерхностный слой типичного термопластичного полимера – полиметилметакрилата.

Задача зажигания ПМ локальным источником энергии решена в декартовой системе координат в осесимметричной постановке (рис. 5.5.1). Система координат принималась неподвижной. Считалось, что частица не перемещается в веществе, границы контакта частицы и ПМ не деформируются.

Математическая модель физико-химических процессов аналогична системе (5.1.1) – (5.1.27) нестационарных нелинейных дифференциальных уравнений с соответствующими начальными и граничными условиями. Численные исследования выполнены при следующих значениях исходных данных: размеры горячей частицы $x_p=y_p=2,5$ мм; размеры области решения $x_l=y_h=10$ мм.

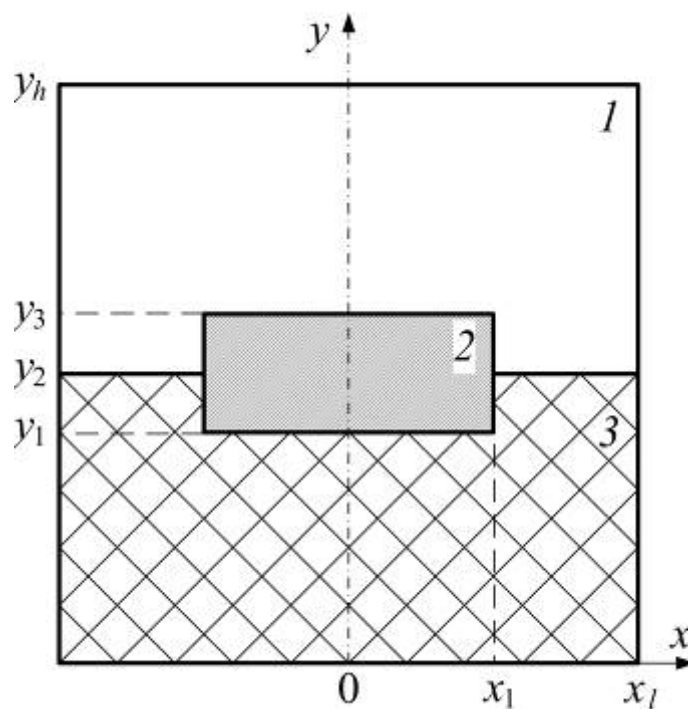


Рисунок 5.5.1. Схема области решения задачи зажигания: 1 – воздух, 2 – горячая частица, 3 – полимерный материал

Задача теоретического анализа исследуемого процесса (рис. 5.5.1) состояла в установлении влияния глубины внедрения источника энергии в приповерхностный слой ПМ на интенсивность теплопереноса и время задержки зажигания t_d . Основным фактором, определяющим t_d , является энергетический запас источника нагрева [72], который в большей степени характеризуется его начальной температурой. Поэтому численные исследования выполнены при варьировании начальной температуры источника в диапазоне $700 < T_p < 1100$ К.

На рис. 5.5.2 приведена зависимость времени задержки зажигания ПМ от начальной температуры источника энергии при различной глубине его внедрения χ в приповерхностный слой вещества. Установлено, что увеличение χ при аналогичных прочих условиях приводит к росту t_d . Для случаев $\chi=0$ и $\chi=y_p$ максимальное отклонение времен задержки зажигания составляет 29,2 % при $T_p=700$ К. Полученный результат можно объяснить тем, что при увеличении глубины внедрения частицы в вещество ($0 \leq \chi \leq y_p$) значительно возрастает площадь поверхности источника, с которой осуществляется теплоотвод в

конденсированную фазу. Как следствие, снижается плотность теплового потока в газовую фазу, где выполняются условия зажигания. Это приводит к увеличению длительности стадии прогрева смеси горючего и окислителя в общем комплексе процессов теплопереноса в малой окрестности источника нагрева. В результате интенсивность процесса зажигания снижается.

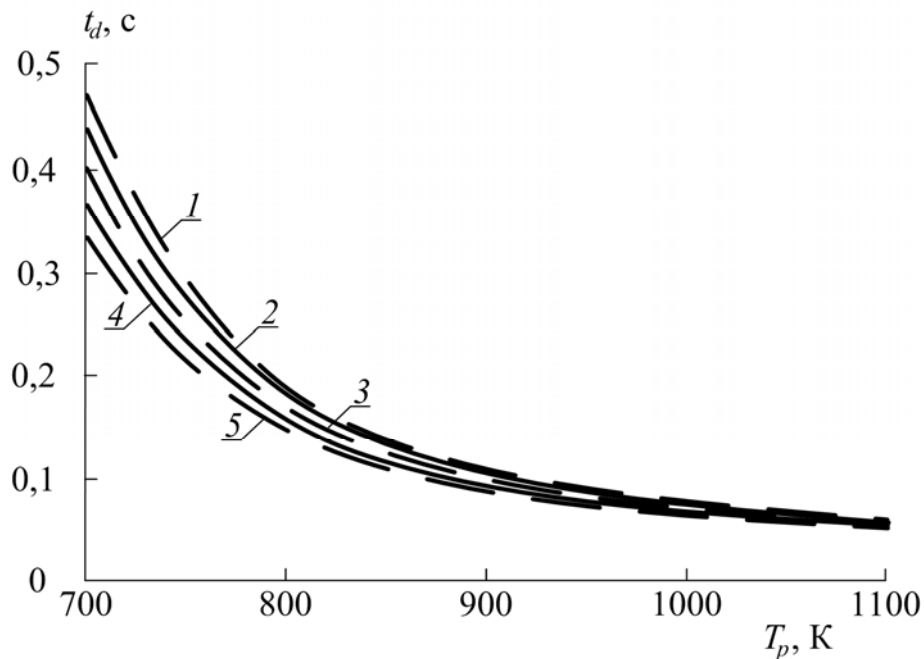


Рисунок 5.5.2. Зависимость времени задержки зажигания ПММА от начальной температуры стальной частицы: 1 – $\chi = y_p$; 2 – $\chi = 0,75y_p$; 3 – $\chi = 0,5y_p$; 4 – $\chi = 0,25y_p$; 5 – $\chi = 0$

Также можно отметить, что установленная закономерность проявляется более масштабно при уменьшении начальной температуры источника нагрева (рис. 5.5.2). При достаточно высоких температурах ($T_p > 1000 \text{ K}$) частиц величина глубины внедрения оказывает меньшее влияние на условия и характеристики зажигания. Например, при $T_p = 1100 \text{ K}$ отклонение t_d составляет 12,7 % для случаев $\chi = 0$ и $\chi = y_p$.

На рис 5.5.3 показаны характерные изотермы (T) в момент зажигания ПММА горячей стальной частицей (при $\chi = 0,5y_p$). Вид изотерм (рис. 5.5.3а, 5.5.3б) при относительно низком теплосодержании источника ($T_p < 1000 \text{ K}$) характеризует

возрастание роли теплопереноса за счет механизмов конвективного теплоотвода в общем комплексе физико-химических процессов. Повышение начальной температуры частицы ведет к снижению времени задержки зажигания ПМ. Большее теплосодержание источника ($T_p > 1000$ К) характеризуется увеличением скорости прогрева приповерхностного слоя ПМ. При этом интенсивность отвода энергии горячей частицы в газовую среду снижается (рис. 5.5.3в).

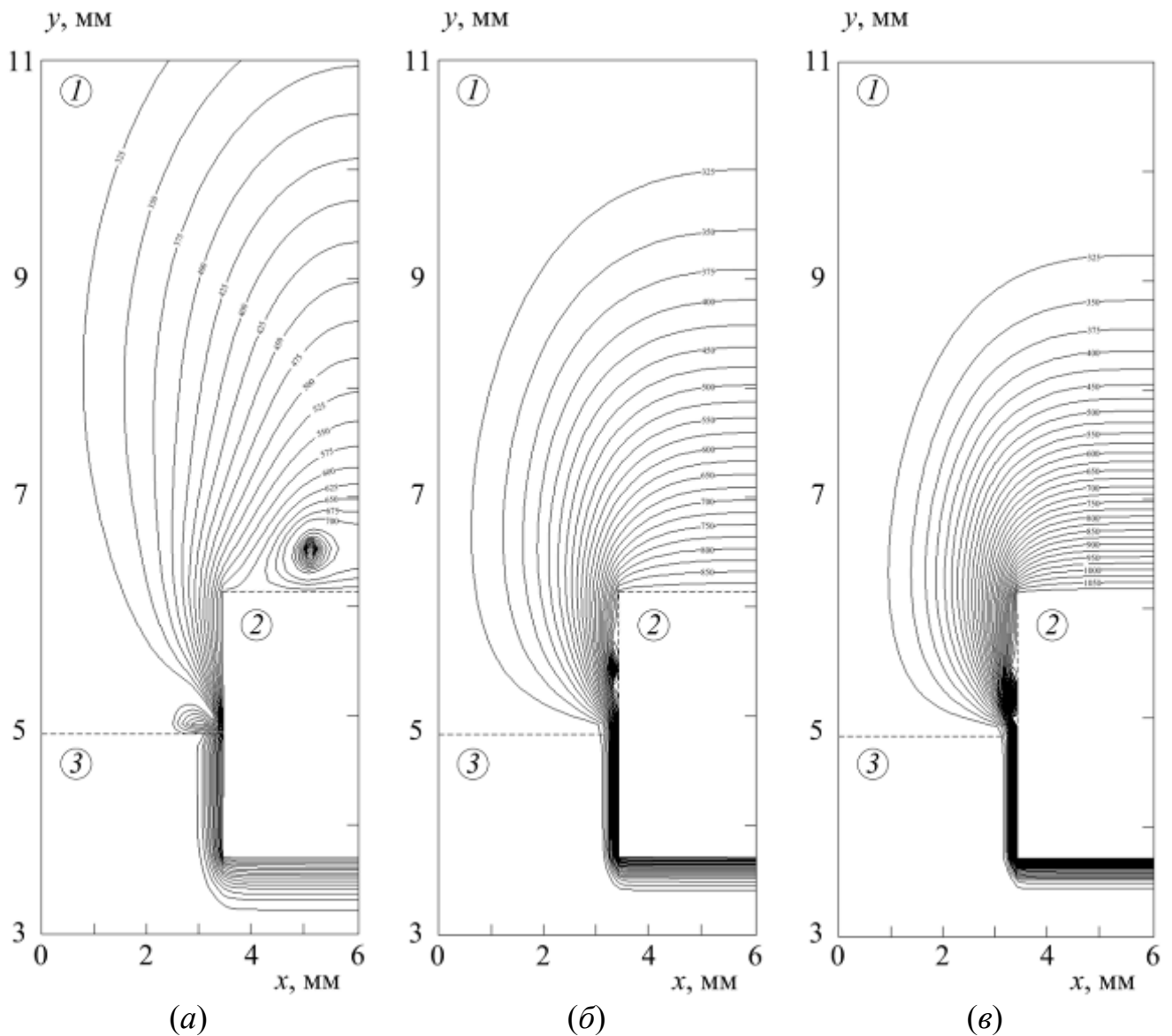


Рисунок 5.5.3. Изотермы (T , К) в момент зажигания $t_d = 0,3243$ с при $T_p = 725$ К (а), $t_d = 0,1019$ с при $T_p = 900$ К (б), $t_d = 0,0576$ с при $T_p = 1100$ К (в): 1 – газовая смесь, 2 – горячая стальная частица ($\chi = 0,5y_p$), 3 – ПММА

В результате анализа изотерм (рис. 5.5.3) также установлено, что при изменении теплосодержания (за счет T_p) горячей частицы смещается положение зоны ведущей реакции окисления в газовой фазе. Выявлено три характерных режима. При относительно высоких начальных температурах ($T_p \geq 1100$ К) зажигание реализуется на границе «ПММА – воздух» в окрестности боковой грани источника (рис. 5.5.3в). Снижение начальной температуры ($800 \leq T_p < 1100$ К) ведет к смещению зоны воспламенения (рис. 5.5.3б) в направлении движения продуктов термической деструкции ПМ. При относительно низких начальных температурах ($T_p < 800$ К) зажигание газовой смеси реализуется над частицей (рис. 5.5.3а) в окрестности оси симметрии.

Можно отметить отличия (достаточно существенные) механизмов зажигания рассмотренного выше и твердофазного инициирования горения конденсированных веществ типа порохов [70]. В случае твердых топлив почти вся подведенная энергия локального источника расходуется непосредственно на прогрев конденсированного вещества. В случае же газофазного зажигания при локальном нагреве полимеров часть теплоты затрачивается на газификацию вещества, а другая часть на прогрев этих газов и воздуха при движении вдоль боковых граней частицы (рис. 5.5.1). Если последняя полностью внедрена в расплав ПМ, то зажигания в системе «горячая частица – ПМ – воздух» может не произойти.

5.6 Моделирование зажигания полимерного материала источником ограниченной энергоемкости при учете зависимости теплофизических характеристик веществ от температуры

Аналогично п. 2.6 выполнен теоретический анализ влияния зависимости теплофизических свойств полимерного материала от температуры на условия и характеристики инициирования процесса горения при локальном нагреве источником ограниченной энергоемкости. Исследование [341] зажигания термопластичного полимера (ПММА) разогретой до высоких температур

металлической частицей выполнено в системе (рис. 5.1.1). В качестве локального источника энергии рассматривалась одиночная частица в форме параллелепипеда. Задача зажигания решена в осесимметричной постановке в декартовой системе координат, начало которой совпадает с осью симметрии локального источника нагрева. Взаимосвязанные физико-химические процессы описывает система дифференциальных уравнений в частных производных, аналогичная математической модели (5.1.1) – (5.1.27) без учета конвективного теплопереноса в окрестности горячей частицы. Численные исследования выполнены при начальной температуре источника энергии $T_p=950\text{--}1150$ К; размеры области решения задачи зажигания $x_f=y_h=20$ мм; размеры горячей частицы $x_p=y_p=2$ мм.

В соответствии с результатами (п. 5.4) логично предположение о возможном влиянии изменения теплофизических характеристик ПММА при нагреве на условия и характеристики его воспламенения, в частности на границы температурных диапазонов для выделенных трех режимов зажигания (см. п. 5.4). В [357] при численном исследовании принято, что изменение плотности ПММА является результатом процесса термического разложения материала, а теплоемкость и теплопроводность зависят от температуры в процессе нагрева полимера:

$$C_3=1840+2,38(T-T_0), \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)} \text{ при } 300<T<700 \text{ К}; \quad (5.6.1)$$

$$\lambda_3=0,193+2,5\cdot 10^{-4}(T-T_0), \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)} \text{ при } 300<T<700 \text{ К}. \quad (5.6.2)$$

Согласно (5.6.1), (5.6.2) теплоемкость и теплопроводность ПММА монотонно возрастают с увеличением его температуры в достаточно широком диапазоне [357]. Этот результат не вполне адекватен установленным экспериментально [364] закономерностям физических процессов, протекающих при нагреве этого полимера. До достижения температуры стеклования ($T\approx 390\text{--}400$ К) теплоемкость и теплопроводность ПММА увеличиваются достаточно монотонно (рис. 5.6.1). При переходе полимера в вязкотекучее состояние вид зависимостей $C_3=f(T)$ и $\lambda_3=f(T)$ меняется кардинально. Скачкообразный подъем теплоемкости при $T\approx 400$ К сопровождается последующим менее интенсивным

ростом. Теплопроводность же при размягчении полимера снижается до значения, соответствующего $T \approx 300$ К. При дальнейшем увеличении температуры до 700 К теплопроводность ПММА снижается, но уже менее интенсивно.

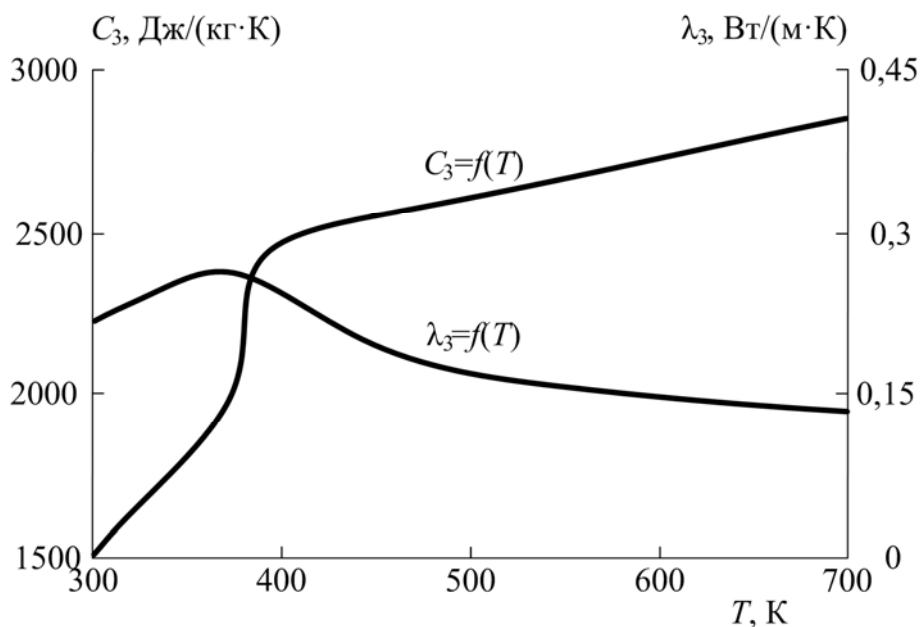


Рисунок 5.6.1. Зависимости теплоемкости и теплопроводности ПММА от температуры [364]

Исследование влияния связи теплофизических характеристик ПММА с температурой на условия и характеристики зажигания выполнено аналогично [357]. Но в качестве зависимостей $C_3=f(T)$ и $\lambda_3=f(T)$ использованы выражения, установленные в результате линейной аппроксимации экспериментальных данных [364]:

$$C_3 = 6,438T - 412, \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)} \text{ при } 300 < T < 370 \text{ К};$$

$$C_3 = 24T - 6910, \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)} \text{ при } 370 < T < 390 \text{ К};$$

$$C_3 = 1,318T + 1936, \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)} \text{ при } 390 < T < 700 \text{ К};$$

$$\lambda_3 = 0,8 \cdot 10^{-3}T - 0,301, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)} \text{ при } 300 < T < 370 \text{ К};$$

$$\lambda_3 = 0,8 \cdot 10^{-3}T + 0,563, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)} \text{ при } 370 < T < 460 \text{ К};$$

$$\lambda_3 = -0,2 \cdot 10^{-3}T + 0,294, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)} \text{ при } 460 < T < 700 \text{ К}.$$

На рис. 5.6.2 представлены времена задержки зажигания для начальных температур горячей частицы $T_p=960\text{--}1150\text{ К}$, установленные при постоянных теплофизических характеристиках ПММА и при их изменении в процессе нагрева. Учет этого фактора ведет к увеличению времен задержки зажигания на 15–25 % по сравнению с условием постоянства ρ_3 , C_3 и λ_3 . Относительные отклонения t_d достигают наибольших значений при T_p , соответствующих первому режиму зажигания. Полученный результат можно объяснить влиянием повышения аккумулирующей способности ($Q_3^0=\rho_3 C_3 V_3(T_3-T_3^0)$) прогретого слоя ПММА с увеличением теплоемкости (рис. 5.6.1). Также рост теплопроводности полимера при прогреве до температуры стеклования (рис. 5.6.1) интенсифицирует теплоотвод из прогретой области приповерхностного слоя вглубь ПММА.

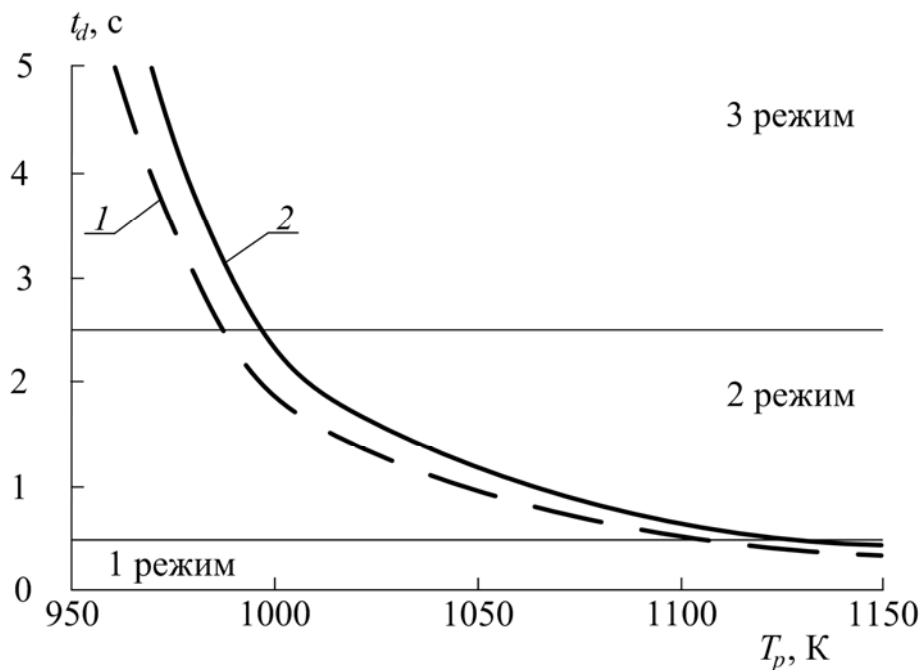
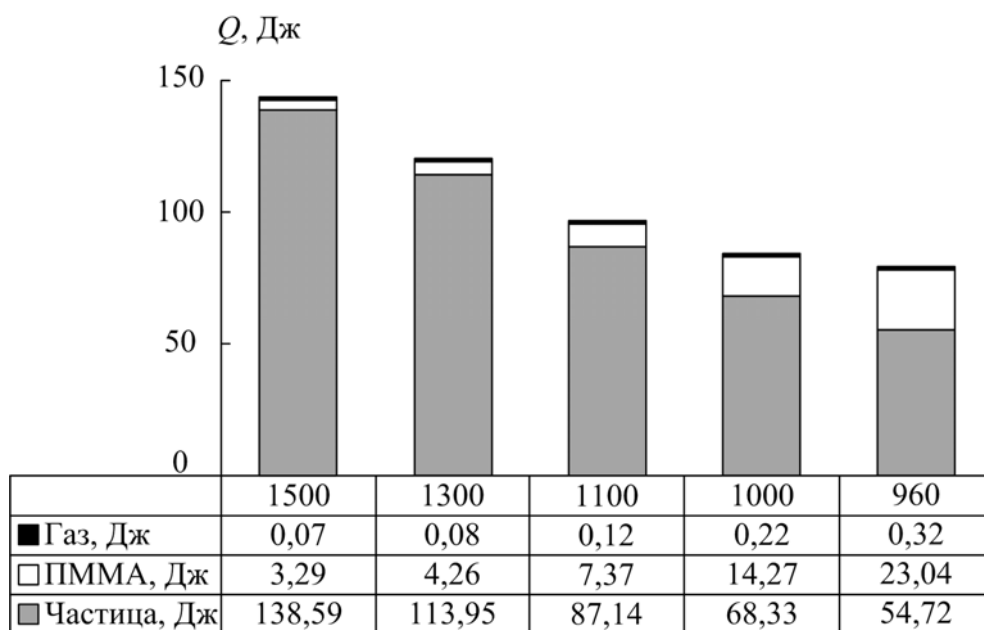
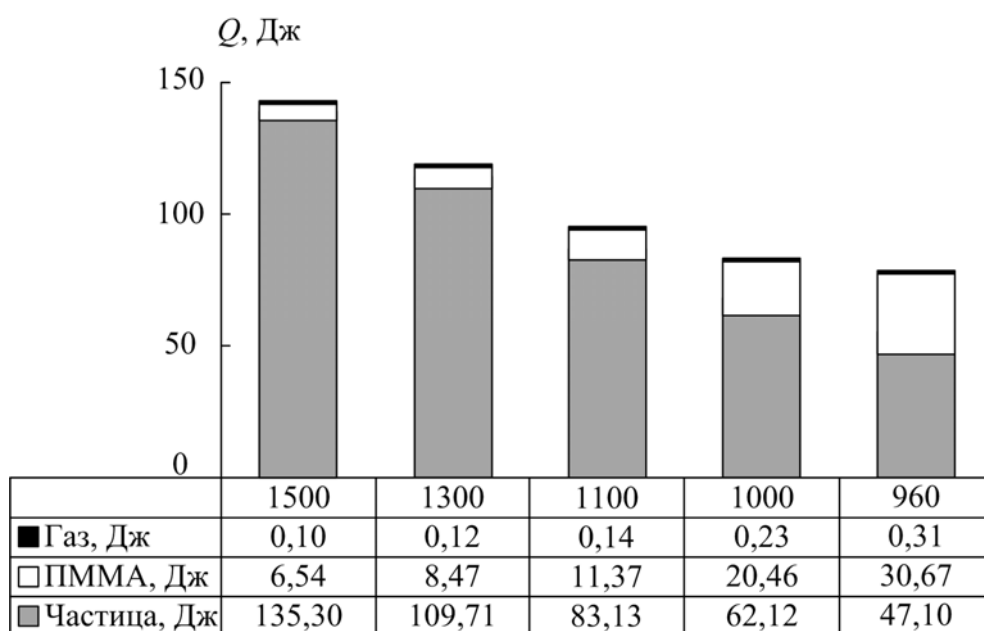


Рисунок 5.6.2. Зависимости времен задержки зажигания ПММА от начальной температуры частицы: 1 – при постоянных теплофизических характеристиках; 2 – при учете связи теплофизических характеристик с температурой

Совокупное влияние этих факторов ведет к повышению расхода энергии локального источника (рис. 5.6.3), затрачиваемой на инициирование горения полимера, и, соответственно, на увеличение времен задержки зажигания.



(a)



(б)

Рисунок 5.6.3. Количество теплоты, аккумулированной газовой смесью и полимерным материалом, и теплота горячей частицы в момент зажигания для разных значений начальной температуры частицы при постоянных теплофизических характеристиках (a) и при учете зависимости теплофизических характеристик от температуры (б)

5.7 Характеристики зажигания полимерного материала при взаимодействии с нагретыми до высоких температур металлическими и неметаллическими частицами

Как отмечалось ранее в качестве источников возникновения возгораний и пожаров выступают одиночные разогретые до высоких температур частицы различного физического происхождения [61–63]. Проблемы снижения горючести, предотвращения возгораний и последующего интенсивного горения ПМ являются предметом многих исследований [54, 365–367]. Для разработки соответствующих мероприятий на практике целесообразны более детальные представления о закономерностях физико-химических процессов, протекающих в течение индукционного периода, при локальном нагреве широко распространенных ПМ источниками ограниченного теплосодержания.

При решении задачи зажигания [344, 345] рассматривалась система «горячая частица – ПМ – воздух» (рис. 5.1.1). В качестве локальных источников энергии приняты одиночные, разогретые до высоких температур металлические (сталь, алюминий) и неметаллические (керамика, углерод) частицы в форме параллелепипеда.

Математическая модель, описывающая взаимосвязанные процессы теплопереноса и термического разложения в конденсированной фазе, а также тепломассопереноса и окисления в газовой среде, аналогична модели (5.1.29) – (5.1.48). Для перехода к безразмерным переменным использованы соответствующие соотношения (5.1.28) с масштабными величинами $t_m=1$ с, $x_l=10$ мм, $T_m=1000$ К.

Численные исследования выполнены при следующих исходных данных: начальные температуры воздуха и ПМ $\Theta_0=0,3$, источника энергии $\Theta_p=0,75–1,5$; размеры горячей частицы $X_p=Y_p=0,25$; размеры области решения $X_l=Y_h=1$.

Для анализа макроскопических закономерностей процессов зажигания ПМ одиночными горячими частицами малых размеров в качестве основной

интегральной характеристики выбрано время задержки зажигания. В результате выполненных численных исследований установлены зависимости времени задержки зажигания (τ_d) ПММА от начальной температуры (Θ_p) металлических (сталь, алюминий) и неметаллических (керамика, углерод) частиц при $0,75 \leq \Theta_p \leq 1,5$ (табл. 5.7.1). Минимальная температура источника энергии ($\Theta_p \approx 0,75$) может считаться пороговой. При снижении $\Theta_p < 0,75$ как металлических, так и неметаллических частиц в рассматриваемой системе (рис. 5.1.1) отсутствовало воспламенение.

Таблица 5.7.1. Зависимость времени задержки зажигания от начальной температуры источника энергии

Θ_p	1,5	1,4	1,3	1,2	1,1	1	0,9	0,8	0,75
Материал	τ_d								
Сталь	0,0318	0,0353	0,0397	0,0456	0,0537	0,0674	0,0922	0,1468	0,2139
Алюминий	0,0318	0,0354	0,0401	0,0462	0,0541	0,0685	0,0937	0,1477	0,2204
Керамика	0,0322	0,0355	0,0403	0,0465	0,0546	0,0689	0,0946	0,1519	0,2213
Углерод	0,0374	0,0427	0,0477	0,0559	0,0671	0,0894	0,1253	0,2233	0,3521

Установленные зависимости $\tau_d = f(\Theta_p)$ (табл. 5.7.1) иллюстрируют влияние начальной температуры и материала источника энергии на основную характеристику процесса – τ_d . Теплофизические свойства и температура материала совместно с размерами источника зажигания определяют его теплосодержание в соответствии с выражением (2.7.1). При $\Theta_p = 1$ и $X_p = Y_p = 0,25$, $Z_p = 0,1$: $Q_p = 29,2$ Дж – сталь; $Q_p = 10,6$ Дж – алюминий; $Q_p = 15,5$ Дж – керамика; $Q_p = 8,2$ Дж – углерод.

Согласно результатам, представленным в табл. 5.7.1 при увеличении аккумулированной источником зажигания энергии снижается продолжительность индукционного периода. Максимальному значению Q_p стальной частицы соответствует минимальное время задержки зажигания. Более длительная стадия

индукционного периода характерна для процесса зажигания ПМ углеродистой частицей с минимальным значением Q_p . При анализе зависимостей $\tau_d=f(\Theta_p)$ для алюминиевых и керамических частиц характерна противоположная зависимость.. Меньшему теплосодержанию алюминиевой частицы по сравнению с керамической соответствует менее продолжительный индукционный период. Это можно объяснить существенным превышением теплопроводности алюминия по сравнению с керамическим материалом (алюминий – $\lambda=98$ Вт/(м·К), керамика – $\lambda=20$ Вт/(м·К)). В этом случае приповерхностный слой ПМ прогревается быстрее, т.к. алюминиевая частица интенсивно отдает теплоту. При $\tau_d \approx 0,2$ средняя температура алюминиевой частицы уменьшается относительно начальной на 2,5 %, в то время как температура керамической частицы изменяется менее существенно – на 1,7 %.

На рис. 5.7.1 показаны характерные изотермы (Θ) в момент зажигания ПММА горячей частицей (на примере углеродистой). Установленное (рис. 5.7.1б, 5.7.1в) положение изотерм (вытянуты вдоль оси Y) при относительно низком теплосодержании источника характеризует возрастание роли теплопереноса за счет механизмов конвективного теплоотвода в общем комплексе физико-химических процессов. Важно отметить, что при повышении теплосодержания как металлических, так и неметаллических частиц возрастает скорость прогрева приповерхностного слоя ПМ. Но при этом глубина прогрева вещества до воспламенения снижается. В результате численного анализа установлено, что характерный размер (по Y) зоны термического разложения ПММА в момент зажигания соответствует известным данным [54] по ширине зоны активного пиролиза при горении ПМ. Таким образом, можно сделать обоснованное заключение о высокой вероятности развития процесса стационарного горения полимера, инициируемого в результате его зажигания при локальном нагреве источником ограниченной энергоемкости.

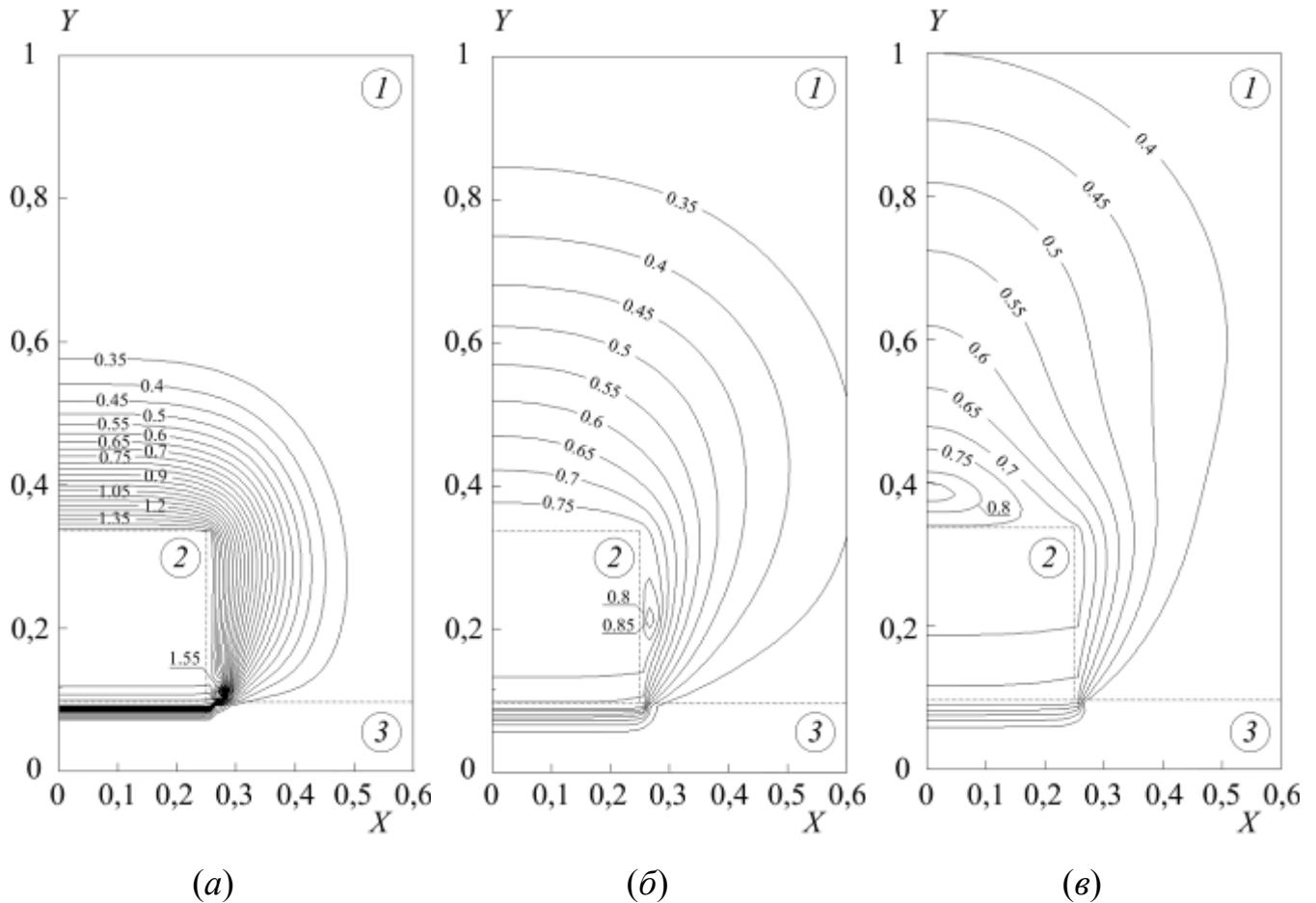


Рисунок 5.7.1. Изотермы Θ в момент зажигания $\tau_d=0,3521$ при $\Theta_p=0,75$ (а), $\tau_d=0,2233$ при $\Theta_p=0,8$ (б), $\tau_d=0,0374$ при $\Theta_p=1,5$ (в): 1 – газовая смесь, 2 – горячая углеродистая частица, 3 – ПММА

В результате анализа изотерм в момент зажигания в системе «горячая частица – ПМ – воздух» установлено, что при варьировании теплосодержания (за счет Θ_p) как металлических, так и неметаллических источников смещается положение ведущей реакции окисления в газовой фазе. Это изменение обусловлено длительностью стадии прогрева горючей смеси до момента воспламенения. Выделено три характерных режима. При относительно высоких начальных температурах ($\Theta_p \geq 1,3$) зажигание реализуется на границе «ПМ – воздух» в окрестности боковой грани источника (рис. 5.7.1а). Снижение начальной температуры ($0,8 \leq \Theta_p < 1,3$) ведет к смещению зоны воспламенения (рис. 5.7.1б) в направлении движения продуктов термической деструкции ПМ. При относительно низких начальных температурах ($\Theta_p < 0,8$) зажигание газовой смеси

реализуется над частицей (рис. 5.7.1в) на оси симметрии в области максимальных градиентов температур.

На рис. 5.7.2 представлены изолинии функции тока (Ψ) и вихрей скорости (Ω) в момент зажигания ПММА углеродистой частицей. Анализ изолиний функции тока (рис. 5.7.2а) показывает, что движение воздушных масс создает неравномерные восходящие потоки. Это приводит к циркуляции газовой смеси в области интенсивного тепломассопереноса.

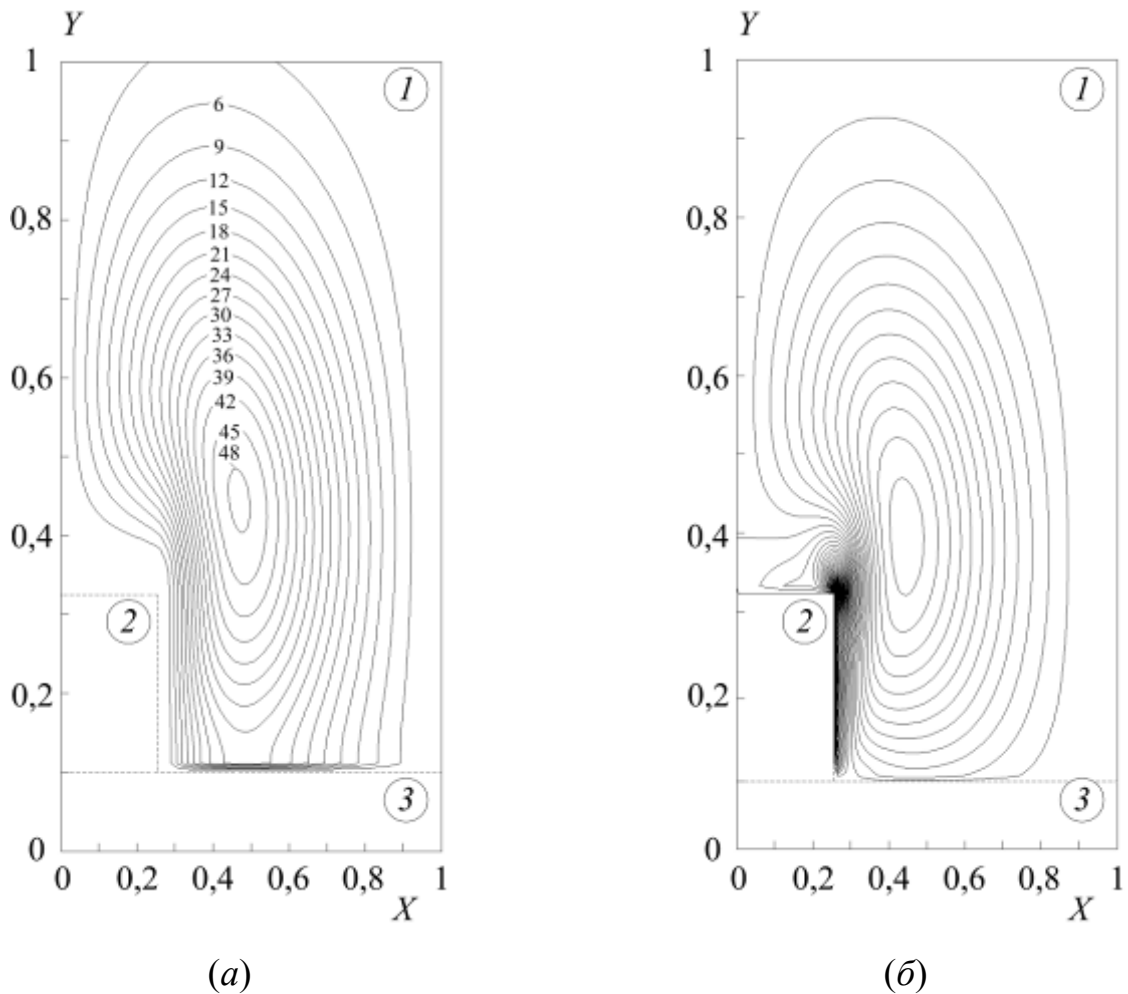


Рисунок 5.7.2. Изолинии функции тока $\Psi \cdot 10^6$ (а), изолинии вихрей скорости Ω (б) в момент зажигания ($\tau_d=0,2233$) при $\Theta_p=0,8$: 1 – газовая смесь, 2 – горячая углеродистая частица, 3 – ПММА

Видны (рис. 5.7.2б) основной контур завихрения вблизи боковой грани источника, приводящий к формированию дополнительного контура в среде

окислителя. Циркуляционные течения объясняются тем, что вследствие вдува газообразных продуктов термического разложения с поверхности ПМ образуются газовые потоки, движущиеся с достаточно высокой скоростью вдоль боковой грани частицы. При достижении верхней грани источника нагрева часть воздушной массы продолжает движение в направлении, противоположном нормали к границе «ПМ – воздух». Другая часть потока движется в направлении оси симметрии частицы над ее поверхностью. При соединении движущихся в противоположных направлениях потоков формируется вихревая структура (рис. 5.7.2б). Это в свою очередь ведет к возникновению дополнительного циркуляционного течения газовой смеси в противоположном направлении основному контуру завихрения.

5.8 Влияние формы локального источника нагрева на характеристики зажигания полимерного материала

В результате процессов, протекающих при проведении сварочных работ, обработке изделий методами абразивной резки или шлифования, а также при коротких замыканиях на линиях электропередач и работе печного отопления или использовании открытого огня, возможно формирование локальных источников энергии различных размеров и конфигурации. Среди всего разнообразия форм горячих частиц можно выделить наиболее характерные конфигурации: параллелепипед, диск, многогранник. В условиях ограниченного запаса энергии таких источников влияние формы, определяющей теплоаккумулирующую способность (в начальный момент времени), на условия и характеристики зажигания может быть весьма существенным.

Исследование [346, 347] зажигания ПМ (полиметилметакрилат) одиночными металлическими (сталь) частицами выполнено в рамках модели (5.1.1) – (5.1.27) без учета конвективного теплопереноса в окрестности горячей частицы. В качестве локальных источников энергии рассматривались частицы в

форме параллелепипеда (рис. 5.8.1а), многогранника (рис. 5.8.1б), диска (рис. 5.8.1в) с одинаковыми характерными размерами. Задачи для частиц в форме параллелепипеда и многогранника решались в декартовой системе координат, диска – в цилиндрической системе координат. Оси координат совпадали с осями симметрии локальных источников энергии. Теоретические исследования выполнены при начальных температурах воздуха и полимерного материала $T_0=300$ К, горячей частицы $T_p=950–1150$ К. Размеры области решения (рис. 5.8.1) задачи зажигания $x_l=y_h=20$ мм, размеры горячих частиц $x_p=y_p=2$ мм. Для частиц в форме многогранника (рис. 5.8.1б) $x_1=x_p/2$, $y_2=y_1=y_p/2$.

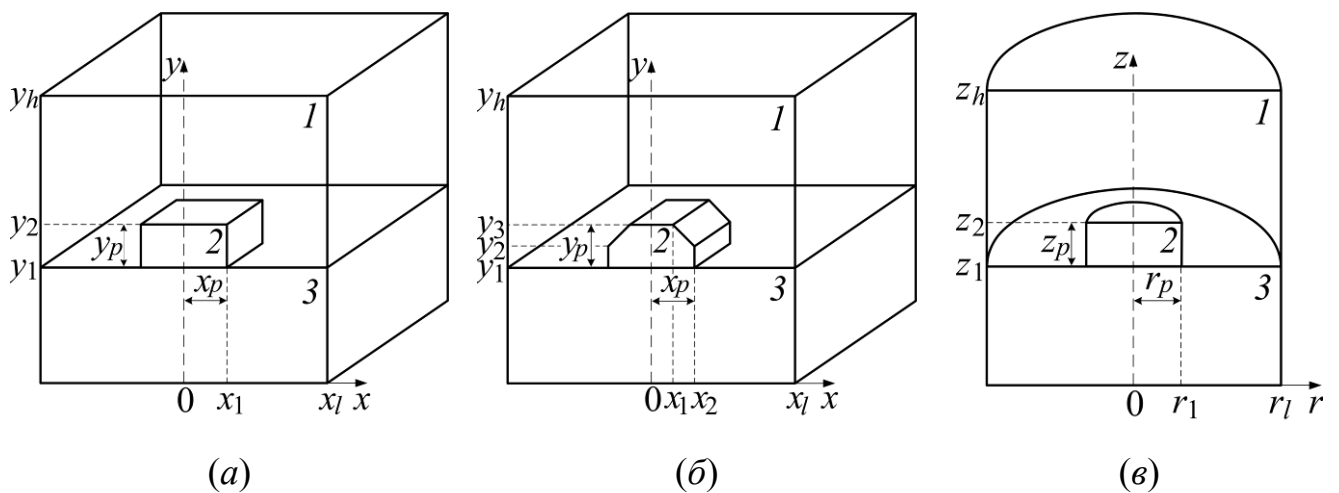


Рисунок 5.8.1. Схема области решения задачи зажигания полимерного материала локальным источником в форме параллелепипеда (а), многогранника (б), диска (в): 1 – воздух, 2 – горячая частица, 3 – полимерный материал

Установлены зависимости (рис. 5.8.2) времен задержки зажигания ПММА от начальной температуры горячей частицы в форме параллелепипеда (рис. 5.8.1а). При изменении размера частицы x_p от 2 до 6 мм вычисленные значения t_d находятся в пределах области, выделенной цветом (рис. 5.8.2). Левая граница этой области соответствует зависимости $t_d=f(T_p)$, установленной при $x_p=6$ мм. Правая граница области соответствует зависимости $t_d=f(T_p)$, установленной при $x_p=2$ мм.

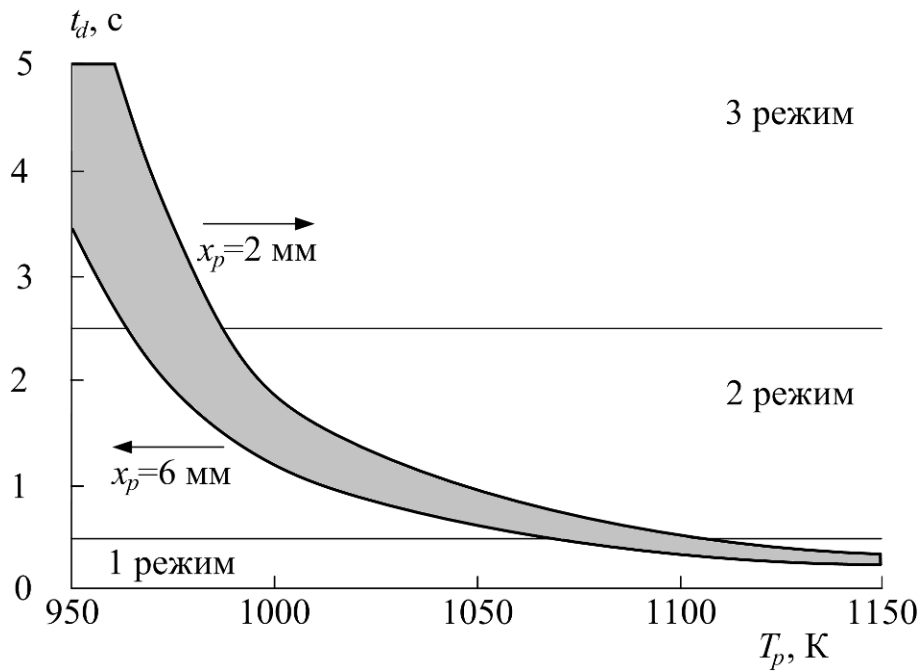


Рисунок 5.8.2. Зависимость времени задержки зажигания ПМ от начальной температуры частиц в форме параллелепипеда при изменении x_p от 2 до 6 мм

Результаты представлены для достаточно узкого диапазона варьирования начальной температуры ($T_p=950\text{--}1150$ К) локального источника энергии. При $T_p > 1150$ К изменение времени задержки зажигания не превышает нескольких процентов (при $x_p = \text{const}$). В диапазоне $T_p=950\text{--}1150$ К уменьшение температуры до значений, соответствующих предельным (минимальным) условиям зажигания, ведет к существенному (в десятки раз при $x_p = \text{const}$) увеличению t_d . Полученные результаты можно объяснить при анализе выявленных трех режимов зажигания. Эти режимы характеризуются взаимосвязанными параметрами локального источника энергии (начальная температура) и процесса зажигания (время задержки зажигания, расположение зоны зажигания в окрестности горячей частицы). При $T_p > 1100$ К, $t_d < 0,5$ с (1 режим) зона зажигания расположена у основания горячей частицы. При $975 < T_p < 1100$ К, $0,5 < t_d < 2,5$ с (2 режим) зона зажигания расположена около боковой грани горячей частицы. При $T_p < 975$ К, $t_d > 2,5$ с (3 режим) зона зажигания расположена над горячей частицей. Установленные режимы зажигания (отличающиеся по временам задержки

зажигания и положениям зоны зажигания) справедливы для разных размеров горячих частиц. Небольшое отличие заключается лишь в изменении диапазонов начальных температур локальных источников энергии. При увеличении x_p от 2 до 6 мм происходит уменьшение значений предельных температур для режимов зажигания на 20–40 К.

Для первого режима зажигания (рис. 5.8.3а) на границе «горячая частица – ПМ» характерны большие градиенты температуры. В течение малого интервала времени $t \approx 0,2$ с тонкий приповерхностный слой ПММА прогревается до температуры интенсивного термического разложения. Летучие компоненты, выделяющиеся в окрестности контакта горячей частицы с ПМ, вдуваются в воздух в непосредственной близости с основанием локального источника энергии. Вследствие достаточно высокой концентрации и температуры продуктов термического разложения ПММА достигаются условия зажигания газовой смеси летучих веществ с воздухом.

На рис. 5.8.3б показаны поля температур и концентраций в условиях второго режима зажигания, для которого характерны меньшие градиенты температуры на границе «горячая частица – ПМ» по сравнению с первым режимом. В этом случае процессы теплопереноса в приповерхностном слое ПМ и процессы тепломассопереноса в газовой среде оказывают достаточно существенное влияние на характеристики зажигания. С уменьшением начальной температуры локального источника энергии влияние этого параметра возрастает, что ведет к увеличению времени задержки зажигания и смещению положения зоны зажигания в направлении движения газовой смеси. Т.к. зажигание происходит при определенных температурах газовой смеси и концентрации в ней продуктов термического разложения ПМ, то в условиях умеренного термического разложения ПММА необходим прогрев газовой смеси до более высоких температур. Это происходит при ее движении вдоль боковых граней горячей частицы ($x \rightarrow x_1$, $y_1 < y < y_2$, см. рис. 5.8.1а). В момент зажигания концентрация

относительно «холодных» продуктов термического разложения ПМ в окрестности основания горячей частицы достаточно высока (рис. 5.8.3б). Концентрация горячих летучих веществ в окрестности зоны зажигания сопоставима с аналогичным параметром при первом режиме зажигания (рис. 5.8.3а).

При реализации третьего режима зажигания (рис. 5.8.3в) температуры локального источника энергии близки к значениям температуры, соответствующей минимальным условиям реализации термического разложения ПММА ($T \approx 500\text{--}600$ К). Относительно невысокая температура горячей частицы является причиной длительного прогрева приповерхностного слоя ПМ до выполнения условий интенсивного термического разложения и длительного прогрева газовой смеси до зажигания летучих веществ. В этом случае даже при невысокой теплопроводности ПММА происходит существенный отвод теплоты от локального источника энергии вглубь ПМ. Следует отметить, что в течение времени $t_d > 2,5$ с температура частицы уменьшается не менее чем на 100 К, а приповерхностный слой ПММА прогревается на глубину около 2 мм. При движении вдоль боковой грани горячей частицы смеси летучих веществ с воздухом ее температура не достигает значения соответствующего переходу окисления в зажигание. Поэтому прогрев газовой смеси до температуры зажигания достигается уже над частицей (рис. 5.8.3в). Одной из возможных причин этого является неравномерное распределение температуры в частице в направлении оси y . При $t \rightarrow t_d$ температура верхней грани ($0 < x < x_1$, $y \rightarrow y_2$, см. рис. 5.8.1а) больше температуры нижней грани ($0 < x < x_1$, $y \rightarrow y_1$, см. рис. 5.8.1а), т.к. интенсивность отвода теплоты от частицы в воздух меньше интенсивности отвода теплоты в полимер из-за отличия теплопроводности этих веществ.

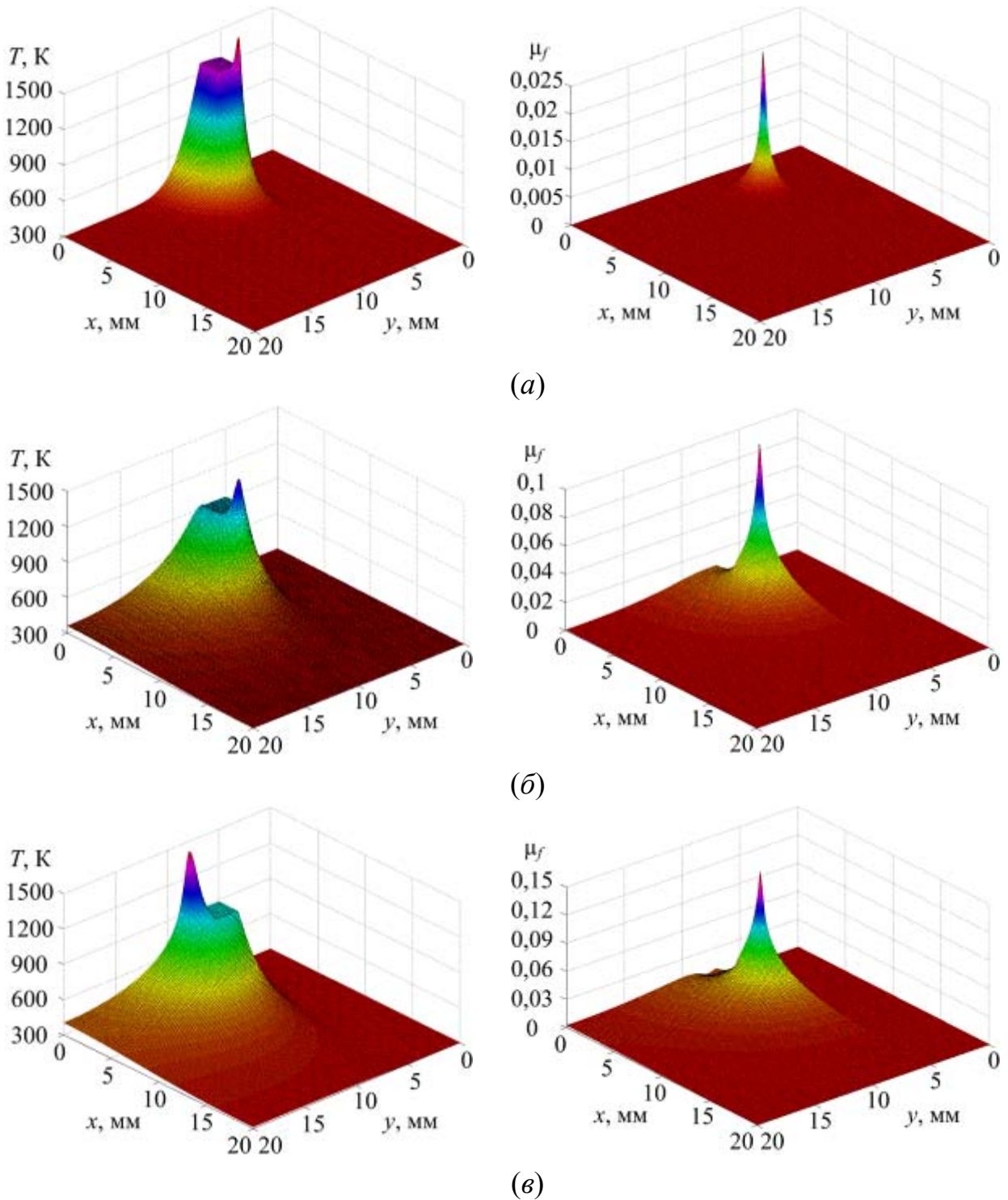


Рисунок 5.8.3. Температурное поле (T) и поле концентрации (μ_f) продуктов термического разложения ПМ в момент зажигания при взаимодействии с частицей в форме параллелепипеда $x_p=y_p=2$ мм: (а) $t_d=0,394$ с при $T_p=1125$ К; (б) $t_d=1,927$ с при $T_p=1000$ К; (в) $t_d=3,104$ с при $T_p=980$ К

По результатам численного анализа для стальных горячих частиц в форме многогранника (рис. 5.8.1б) и диска (рис. 5.8.1в) также установлены три режима

зажигания ПММА (рис. 5.8.4 и 5.8.5), аналогичные режимам зажигания (рис. 5.8.3) при взаимодействии ПМ с частицами в форме параллелепипеда.

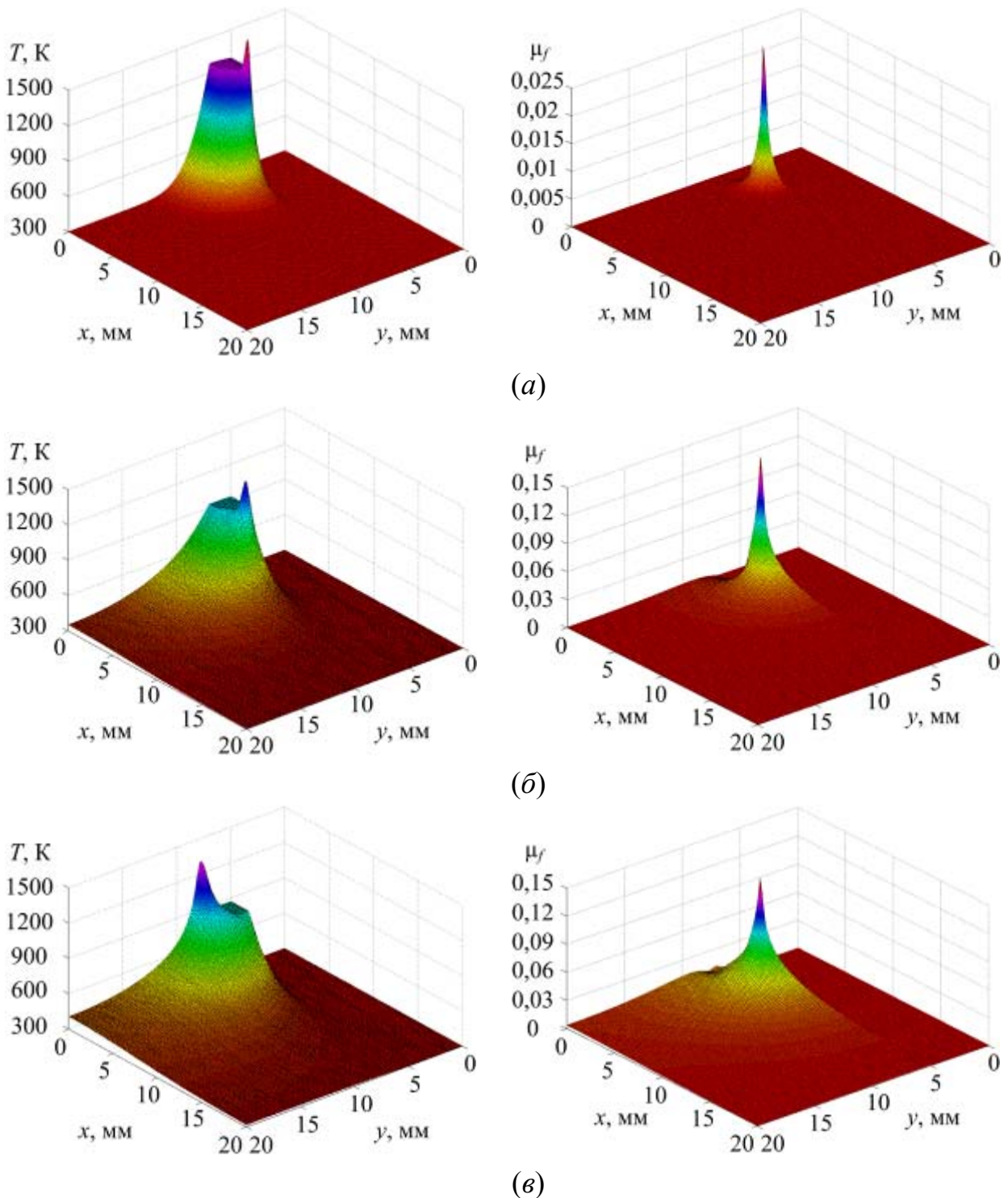


Рисунок 5.8.4. Температурное поле (T) и поле концентрации (μ_f) продуктов термического разложения ПМ в момент зажигания при взаимодействии с частицей в форме многогранника $x_p=y_p=2$ мм: (а) $t_d=0,398$ с при $T_p=1125$ К; (б) $t_d=1,997$ с при $T_p=1010$ К; (в) $t_d=4,314$ с при $T_p=990$ К

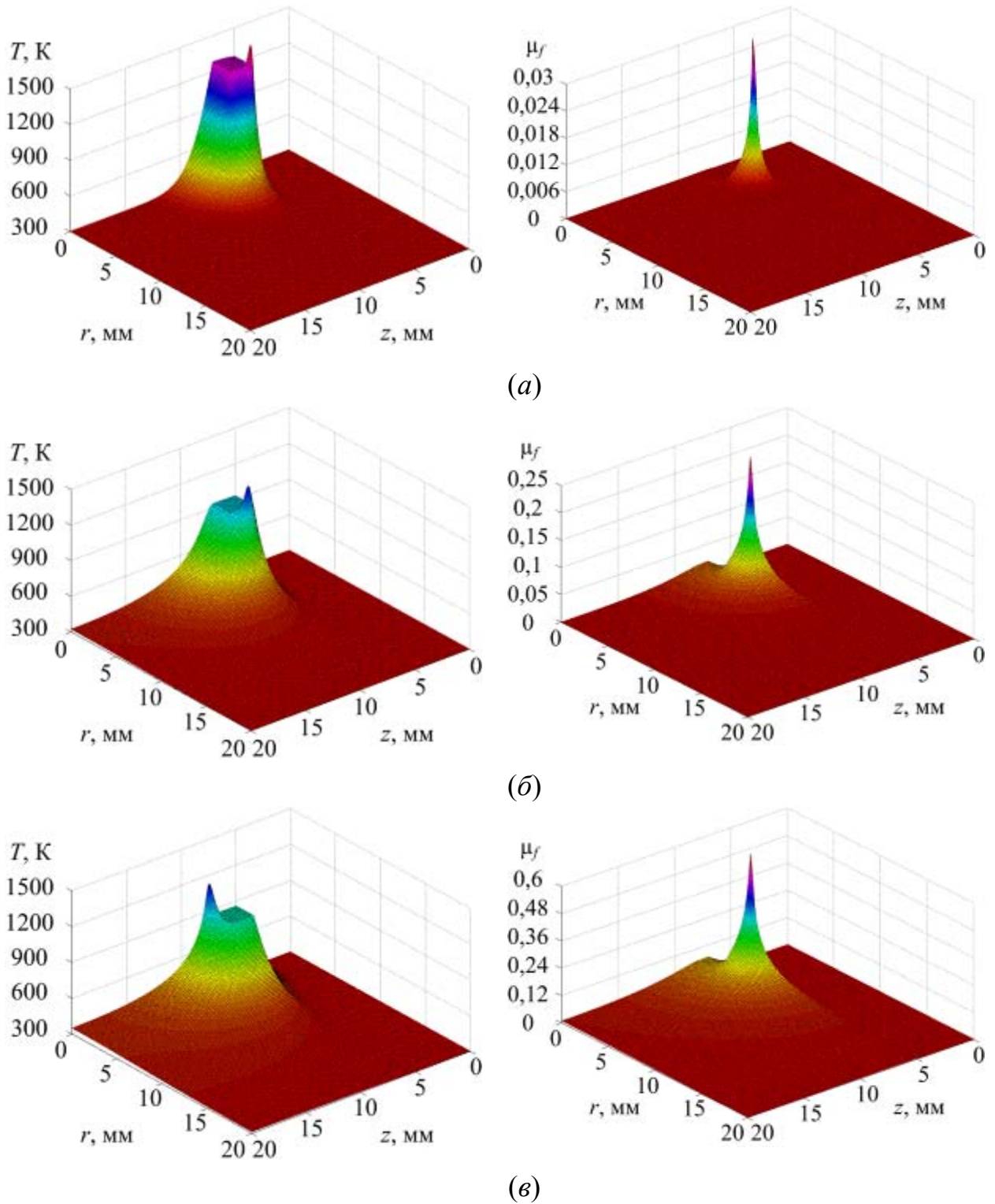


Рисунок 5.8.5. Температурное поле (T) и поле концентрации (μ_f) продуктов термического разложения ПМ в момент зажигания при взаимодействии с частицей в форме диска $r_p=z_p=2$ мм: (а) $t_d=0,401$ с при $T_p=1125$ К; (б) $t_d=1,845$ с при $T_p=1020$ К; (в) $t_d=4,889$ с при $T_p=1000$ К

Как было указано выше эти режимы характеризуются соответствующими диапазонами изменения начальной температуры локального источника энергии, времени задержки зажигания и координатами зоны зажигания в окрестности частицы. Отличие режимов зажигания для частиц а форме параллелепипеда, многогранника и диска состоит в значении их начальной температуры, соответствующей граничному значению для второго и третьего режимов зажигания (рис. 5.8.6).

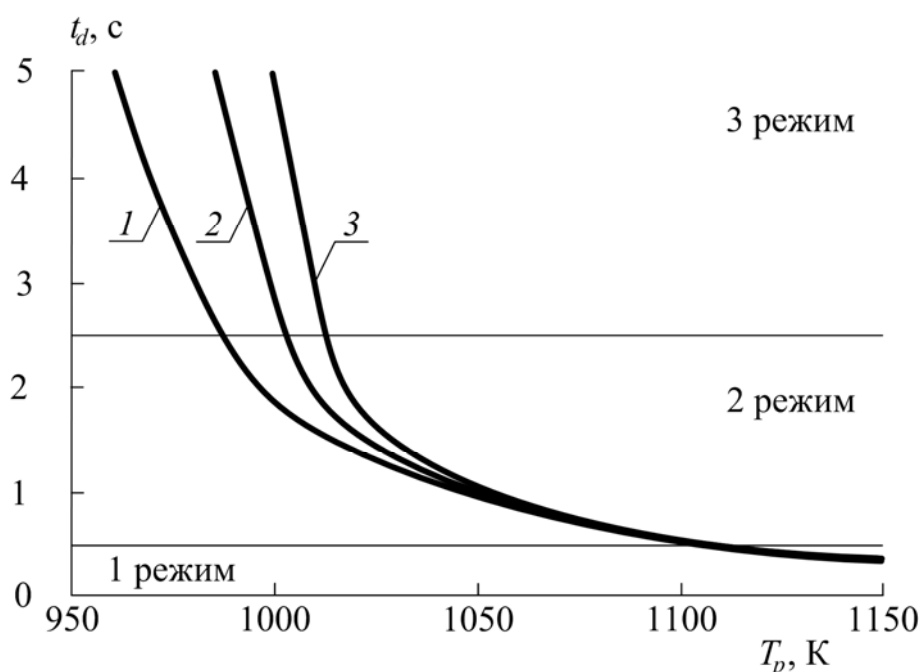


Рисунок 5.8.6. Зависимость времени задержки зажигания от начальной температуры частиц (размерами 2 мм) в форме: 1 – параллелепипеда; 2 – многогранника; 3 – диска

Предельные температуры ($T \approx 1100$ K) для первого и второго режимов зажигания идентичны для частиц разной формы. Полученный результат можно объяснить следующим. В области относительно высоких начальных температур ($T_p > 1050$ K) теплосодержание локального источника велико. Изменение формы частицы (рис. 5.8.1) при $x_p = \text{const}$ и $y_p = \text{const}$ несущественно влияет на интенсивность физико-химических процессов, протекающих при зажигании ПММА, и как следствие на времена задержки (рис. 5.8.6). При уменьшении

температуры ($T_p < 1050$ К) изменение формы частицы влияет как на условия зажигания (минимальные температуры локального источника энергии), так и на характеристики этого процесса (времена задержки зажигания). При реализации второго и третьего режимов зажигания ПММА индукционный период протекает в течение 1–5 с. В таких условиях теплоотвод от локального источника в ПМ и газовую смесь может составлять 30–50 % до момента достижения условий зажигания. Поэтому теплосодержание частиц различной формы при прочих идентичных условиях может существенно влиять на условия и характеристики процесса зажигания. Для частиц в форме параллелепипеда, многогранника, диска (рис. 5.8.1) теплосодержание согласно формуле (2.7.1) соотносится как 1,27 : 1,11 : 1. Предельное значение T_p для второго и третьего режимов зажигания ПММА больше для частиц с меньшим теплосодержанием: параллелепипед $T_p \approx 990$ К, многогранник $T_p \approx 1005$ К, диск $T_p \approx 1015$ К. Таким образом, на основании анализа результатов, численного исследования (рис. 5.8.2 и 5.8.6), можно сделать вывод о реализации одного из трех выявленных режимов зажигания при взаимодействии ПММА с горячими частицами различной формы и размеров. При этом влияние размеров и формы локального источника энергии будет проявляться в изменении диапазонов T_p , соответствующих трем установленным режимам зажигания.

5.9 Совместное влияние нескольких горячих частиц на характеристики зажигания полимерного материала

Аналогично п. 2.10 выполнен анализ «совместного» влияния нескольких локальных источников энергии на характеристики зажигания полимерного материала. Логично предположить о возможном влиянии расстояния между двумя соседними частицами не только на интенсивность индукционного периода, но и на выявленные ранее типичные режимы зажигания ПМ в рамках модели газофазного инициирования горения.

Исследование процесса зажигания [348, 349, 353] выполнено в системе «две горячие частицы – ПМ – воздух» (рис. 5.9.1). Для моделирования условий

взаимодействия ПМ с группой горячих частиц была выбрана схема, при которой источники энергии – две разогретые до высоких температур стальные частицы в форме параллелепипедов (одинаковых размеров) расположены на поверхности типичного полимерного материала – полиметилметакрилата в условиях идеального теплового контакта.

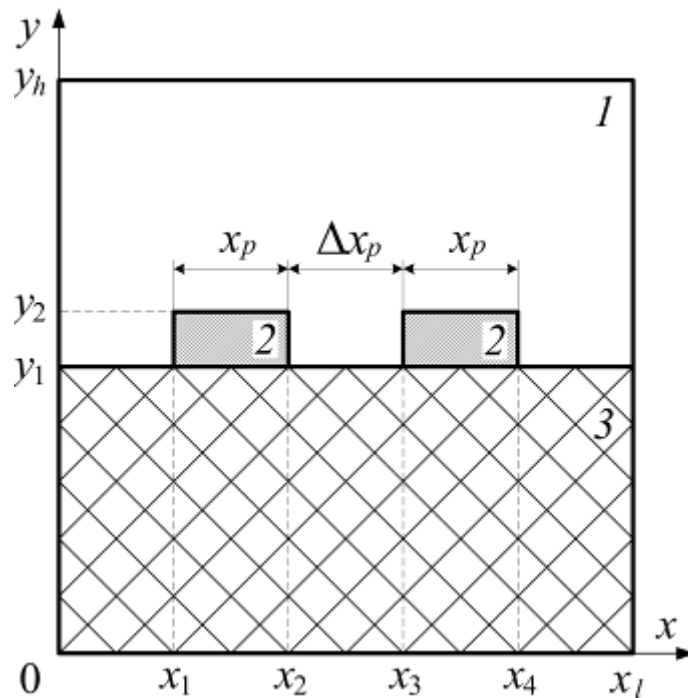


Рисунок 5.9.1. Схема области решения задачи зажигания: 1 – воздух, 2 – горячая частица, 3 – полимерный материал

Математическая модель, описывающая взаимосвязанные процессы теплопереноса и термического разложения в конденсированной фазе, а также тепломассопереноса и окисления в газовой среде, аналогична модели (5.1.1) – (5.1.27) при учете нагрева ПМ двумя локальными источниками.

Численные исследования выполнены при следующих исходных данных: размеры горячей частицы $x_p=4$ мм, $y_p=2$ мм; размеры области решения $x_l=y_h=20$ мм.

Задача исследования процесса зажигания (рис. 5.9.1) состояла в установлении «совместного» влияния нескольких локальных источников энергии на интегральную характеристику процесса – время задержки зажигания t_d

полимерного материала. Ранее для одиночных частиц было установлено, что основным фактором, определяющим t_d , является энергетический запас источника нагрева [343–345], который в большей степени характеризуется его начальной температурой T_p . Для группы частиц также целесообразно провести анализ влияния расстояния между источниками Δx_p (рис. 5.9.1) на t_d . Поэтому численные исследования выполнены при варьировании начальной температуры источников энергии в диапазоне $700 < T_p < 1500$ К, а также при изменении значения $0,25 < L < 2$ ($L = \Delta x_p / x_p$), характеризующего расстояние между двумя соседними частицами.

На рис. 5.9.2 приведена зависимость времени задержки зажигания ПМ от величины L при начальной температуре источников энергии $T_p = 900$ К.

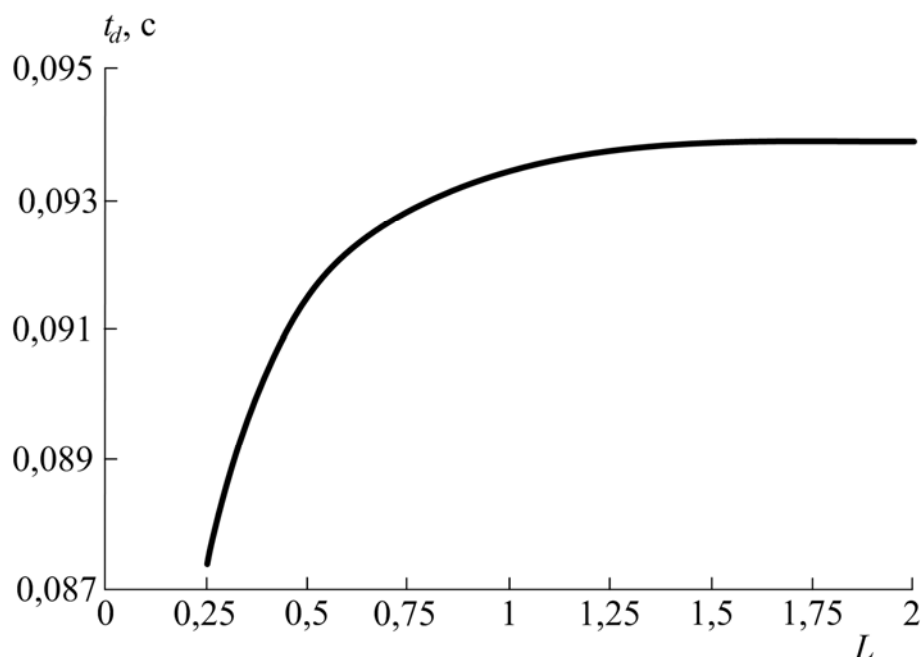


Рисунок 5.9.2. Зависимость времени задержки зажигания ПММА от величины L при $T_p = 900$ К

Установлено, что в системе «две горячие частицы – ПМ – воздух» при увеличении L от 0,25 до 1,5 возрастает значение t_d . При $L > 1,5$ время задержки зажигания не изменяется и составляет 0,0936 с. Это соответствует индукционному периоду зажигания ПММА одиночной горячей частицей при прочих равных условиях (кривая 1 на рис. 5.9.3). Таким образом, значение $L = 1,5$ является

предельным (для $T_p=900$ К), при котором соседние частицы еще оказывают «совместное» влияние на интенсивность процессов тепломассопереноса в течение индукционного периода.

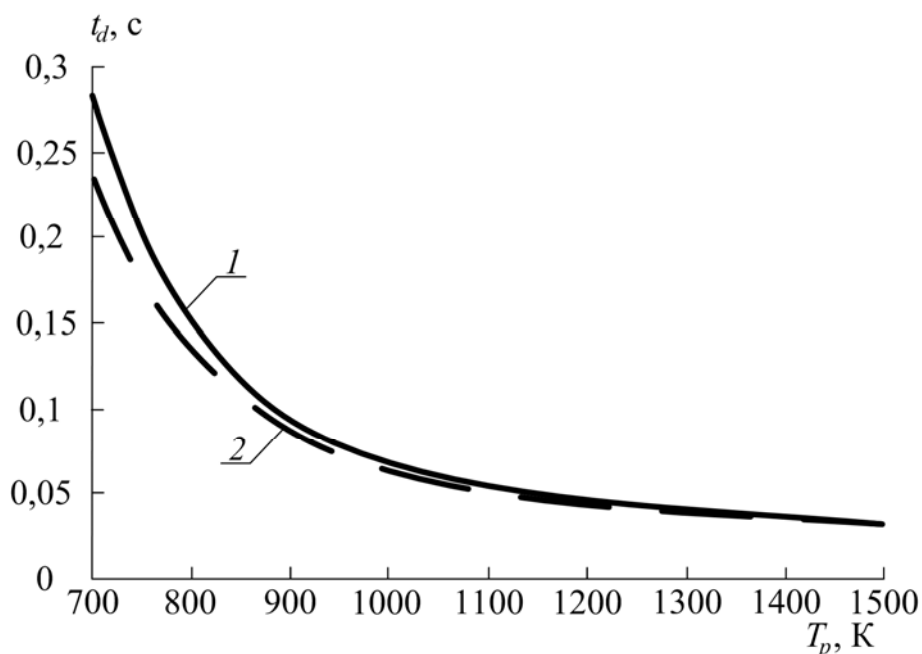


Рисунок 5.9.3. Зависимость времени задержки зажигания ПММА от начальной температуры источника: 1 – одна частица; 2 – две частицы при $L=0,25$

Следует отметить, что при $0,25 < L < 1,5$ и $T_p=900$ К максимальное изменение времени задержки зажигания в системе (рис. 5.9.1) составляет 6,7 %. При увеличении начальной температуры источников энергии «совместное» влияние частиц на t_d уменьшается. На рис. 5.9.3 приведены зависимости времени задержки зажигания ПММА от начальной температуры $t_d=f(T_p)$ одиночной частицы (кривая 1) и двух частиц (кривая 2) при $L=0,25$. Видно, что при $T_p > 1150$ К времена задержки зажигания не отличаются для случаев одиночной и группы горячих частиц. Это можно объяснить тем, что с повышением T_p возрастает теплосодержание источников энергии и уменьшается влияние соседних частиц на процессы прогрева приповерхностного слоя ПМ и газовой смеси. В этом случае возрастает температура продуктов пиролиза ПММА, требуется меньшее время на прогрев смеси горючих газов с окислителем. Зоны воспламенения, как и для случая

одионочной частицы [343–345], формируются около боковых граней локальных источников и смещаются к границе «ПМ – источник энергии» ($x=x_1$, $x=x_2$, $x=x_3$, $x=x_4$, $y \rightarrow y_1$).

На рис. 5.9.4 показаны изотермы в системе «две горячие частицы – ПМ – воздух» для половины области решения (рис. 5.9.1) в момент воспламенения при $T_p=900$ К и трех различных значениях L .

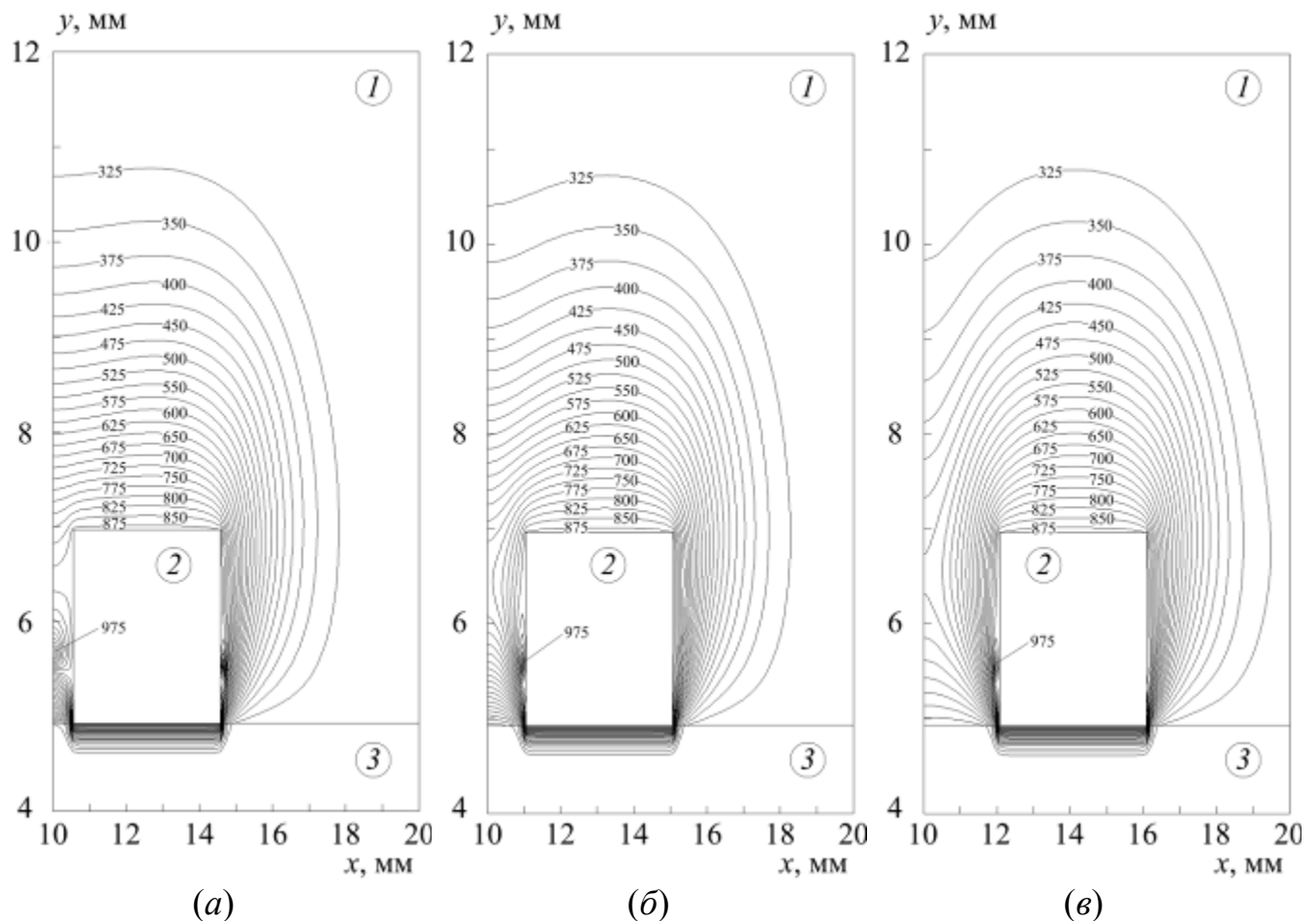


Рисунок 5.9.4. Изотермы (T , К) в момент зажигания $t_d=0,087$ с, $L=0,25$ (а); $t_d=0,092$ с, $L=0,5$ (б); $t_d=0,096$ с, $L=1$ (в) при $T_p=900$ К: 1 – газовая смесь, 2 – горячая стальная частица, 3 – ПММА

В отличие от системы «одионочная горячая частица – ПМ – воздух» [343–345] при изменении $700 < T_p < 1150$ К и $0,25 < L < 1,5$ реализуются два режима зажигания, характеризующиеся положением зоны локализации ведущей химической реакции окисления в газовой области относительно поверхностей

источников нагрева и ПМ. Установлено (рис. 5.9.4а), что при малых значениях $L=0,25$ формируется одна локальная зона воспламенения. Она образуется на оси симметрии $x=x_l/2$ области решения задачи (рис. 5.9.1), где в результате «совместного» влияния источников энергии максимальны не только градиенты температур, но и концентрации продуктов пиролиза ПМ по сравнению с областями $x < x_1$, $x > x_4$. При увеличении L и прочих адекватных условиях (рис. 5.9.4б, 5.9.4в) формируется два очага зажигания. Каждый из них располагается в малой окрестности «своего» источника нагрева. При $L > 0,25$ концентрация продуктов пиролиза ПМ в окрестностях боковых граней источников ($x=x_1$, $x=x_2$, $x=x_3$, $x=x_4$, $y_1 < y < y_2$) одинакова. Однако область максимальных градиентов температур формируется между горячими частицами ($x_3 < x < x_4$, $y_1 < y < y_2$), где выполняются условия зажигания. Также установлено, что при прочих условиях ($700 < T_p < 1150$ К, $L > 1,5$; $T_p > 1150$ К, $0,25 < L < 1,5$) интегральные характеристики процесса зажигания ПММА несколькими горячими частицами идентичны полученным ранее теоретическим значениям t_d [343–345].

5.10 Перспективы использования и развития теоретических следствий.

Возможные практические приложения

Среди многочисленных этапов жизненного цикла промышленных изделий (от первоначального зарождения идеи и до конечной утилизации) одним из основных этапов, как правило, является научно-исследовательская работа (НИР). Именно результаты фундаментальных исследований в виде теоретических следствий, рекомендаций, закономерностей и т.д. являются основой для принятия наиболее эффективных решений при проведении опытно-конструкторских работ, что впоследствии определяет успех реализации проекта в целом.

С развитием средств вычислительной техники большая роль при создании новых технически сложных устройств и систем отводится математическому моделированию. В таких условиях разработка моделей, адекватных реальным процессам, и проведение соответствующих теоретических исследований в ряде

случаев позволяет интенсифицировать НИР за счет сокращения объемов длительных и дорогостоящих экспериментальных исследований, метрологическое обеспечение высокого уровня которых может быть не всегда реализуемо на практике.

Немаловажным условием при проведении теоретических исследований является достоверность результатов математического моделирования [149, 368], которая весьма существенно связана с учетом и детализацией наиболее значимых факторов, например, структурной неоднородности топлива или локальности подвода теплоты от внешнего источника при инициировании его горения. Некоторые усреднения или допущения, например, эффективные теплофизические характеристики гетерогенных веществ и материалов, постоянная интенсивность подвода теплоты к топливу в течение индукционного периода, которые весьма широко распространены в коммерческих программных пакетах для решения каких-либо практических задач, ограничивают их применение для проведения НИР.

Согласно условной классификации [368] уровней моделей горения конденсированных веществ можно сделать вывод о соответствии моделей зажигания, разработанных автором диссертации, моделям высокого уровня классификации. В [368] отмечено, что одним из основных требований, предъявляемых к теоретическим моделям, описывающим достаточно полно физико-химические процессы, протекающие в течение индукционного периода, является возможность определения с их помощью области параметров системы, в которой достаточно применения более простых моделей, а также области параметров, где использование относительно простых моделей приведет к большим погрешностям. Именно такой результат достигнут в диссертационной работе. Доказано, что теоретическое исследование процессов инициирования структурно-неоднородных конденсированных веществ и полимерных материалов в рамках математических моделей, учитывающих гетерогенность топлив и пространственно-временную неоднородность физико-химических процессов, позволяет достаточно достоверно прогнозировать основные характеристики в

течение индукционного периода. Выявлены диапазоны изменения параметров системы, при которых моделирование зажигания гетерогенных топлив в условиях локального нагрева необходимо выполнять в рамках моделей, учитывающих структурную неоднородность КВ и ограниченность теплосодержания одиночной горячей частицы. Также установлены диапазоны, при которых возможно применение относительно простых моделей зажигания пластиной с постоянной температурой или необходимо проведение исследования в рамках более сложных моделей зажигания несколькими разогретыми до высоких температур частицами.

Решение проблемы, сформулированной в диссертации, является весьма актуальным в свете достаточно обширных возможных практических приложений результатов выполненных исследований. В последнее время развитие номенклатуры высокоэнергетических веществ [1–12, 24–26, 129] создает основу для разработки соответствующих устройств и систем, функционирование которых непосредственно связано с процессами зажигания и горения топлив (ракетные двигатели, разгонные ускорители, газогенераторы, инженерные боеприпасы, системы активной брони, подушки безопасности, катапультирующие устройства, системы пожаротушения и другие). В связи с этим условно можно выделить два наиболее явных направления применения результатов исследования на практике: развитие существующих и создание новых технических систем и устройств в ракетостроении и средств прогноза в теории пожарной опасности. В диссертации рассмотрено несколько групп конденсированных веществ, принципиально отличающихся по характеристикам (теплофизическим и кинетическим), структуре, закономерностям физико-химических процессов при нагревании и т.д., одни из которых (металлизированные смесевые топлива, диспергированные твердые натуральные топлива, термопластичные полимеры) широко используются в настоящее время в промышленности, другие (гелеобразные и суспензионные топлива) представляются перспективными для решения широкого круга задач в обозримом будущем.

Немаловажной проблемой настоящего и будущего является повышение достоверности прогноза характеристик зажигания структурно-неоднородных

конденсированных веществ. Как правило, гетерогенность структуры топлива обуславливает или какой-либо дополнительный компонент, предназначенный для улучшения энергетических характеристик процесса горения, или фазовый переход, например, плавление в окрестности зоны подвода теплоты от внешнего источника, или заполненные воздухом поры в топливе, что может оказывать достаточно существенное влияние на условия теплопередачи, особенно при локальном нагреве источником ограниченной энергоемкости. Стоит отметить, что разогретые до высоких температур частицы с одной стороны являются энергоэффективными источниками зажигания топлив, с другой стороны представляют высокую пожарную опасность при неконтролируемом взаимодействии с горючими веществами и материалами. Интенсивность прогрева приповерхностного слоя КВ при кондуктивной теплопередаче от источника ограниченной энергоемкости весьма высока, а условия зажигания достигаются при меньших энергозатратах по сравнению с условиями лучистого или конвективного нагрева световым потоком и разогретыми газами, соответственно.

Согласно анализу информации в открытых литературных источниках в настоящее время для инициирования горения топлив в ракетной технике используют пиротехнические и пирогенные воспламенительные устройства [369, 370], принцип действия которых основан на зажигании основного твердотопливного заряда ракетного двигателя продуктами сгорания заряда воспламенителя, инициируемого электрическим импульсом. В зависимости от назначения ракетносителя вес только воспламенительного заряда (без учета компонентов электрической схемы и корпуса) может варьироваться от нескольких грамм до нескольких килограмм (например, для баллистического ракетносителя). Массогабаритные характеристики таких устройств являются одним из лимитирующих факторов при проектировании заряда ракетного двигателя. В качестве основных проблем, возникающих при функционировании пиротехнических и пирогенных воспламенительных устройств, можно выделить неравномерность прогрева и воспламенения топливного элемента по поверхности горения для гарантированного стабильного выхода на режим, отсутствие

возможности многократного включения и отключения двигателя, неустойчивое зажигание медленногорящих топлив. Разработка нового типа воспламенительного устройства, реализующего принцип локального кондуктивного нагрева топлива малой совокупностью горячих частиц, может способствовать решению перечисленных выше проблем, а также оказать положительный эффект, например, на увеличение массы полезного груза ракетносителя.

В течение последних нескольких десятилетий в ракетной технике доля твердотопливных энергетических установок возрастает. Не смотря на большой опыт разработки и эксплуатации таких устройств до последнего времени не перестают предприниматься попытки улучшения эксплуатационных характеристик [19, 20, 83]. Одним из возможных направлений решения данной задачи является разработка новых рецептур топливных композиций с добавками мелкодисперсных частиц металла. Влияние такого компонента на технические (в том числе энергетические) характеристики смесового топлива определяется многими факторами (температуры и тепловые эффекты фазовых превращений, скорость процесса горения, содержание конденсированной фазы в продуктах сгорания и др.), и оценка эффективности по какому-либо одному показателю, например, удельной теплоте сгорания на единицу массы образовавшегося оксида металла, является недостаточно полной. Частицы металла в твердом топливе влияют не только на энергетические параметры процесса горения, но и на характеристики его инициирования, особенно при локальном нагреве источниками ограниченной энергоемкости в условиях явно выраженной пространственно-временной неизотермичности. Поэтому разработанные модели в рамках современного математического аппарата механики сплошной среды применимы для теоретического исследования физико-химических процессов в течение индукционного периода и достоверного прогноза характеристик инициирования горения металлизированных смесевых твердых топлив разогретыми до высоких температур частицами малых размеров.

Изучение закономерностей зажигания и горения менее широко распространенного гелеобразного топлива [234–236] играет большую роль для

реализации перспективных программ по освоению дальнего космоса. Такое топливо по сравнению с жидкими и твердыми конденсированными веществами имеет более высокие энергетические характеристики, в частности удельный импульс 300–350 секунд тяги при усилии в 1 кг на 1 кг горючего. Вследствие высокой реакционной способности горючего компонента и окислителя, входящих в состав топлива, предъявляются повышенные требования к условиям его хранения, в частности, близкой к криогенным значениям температуры окружающей среды. Одним из этапов программы освоения дальнего космоса может стать вывод на околоземную орбиту и формирование группировки аппаратов с баками гелеобразного топлива. В таких условиях отсутствует необходимость в создании специальных условий для хранения гелеобразного топлива, связанных с дополнительными энергозатратами на поддержание температурного режима, которые в атмосфере Земли являются весьма существенными. Как известно, температура среды на околоземной орбите составляет около 90–110 К. Такие условия вполне приемлемы для длительного хранения гелеобразного топлива при надежной теплоизоляции корпуса топливных баков.

Еще одно из возможных направлений использования результатов выполненных исследований является развитие тематики гибридных ракетных двигателей (ГРД), принцип действия которых основан на сжигании полимерного горючего в атмосфере воздуха. В настоящее время достаточно интенсивно предпринимаются попытки создания ГРД. Такие установки многие годы (даже десятилетия) остаются перспективными для освоения в первую очередь ближнего космоса. Но их реальное производство постоянно откладывается по многим причинам, одной из которых является отсутствие общей теории горения полимерных материалов в потоке газообразного окислителя (в том числе и теории зажигания полимерных горючих). Наиболее перспективными топливами для ГРД являются термопластичные полимеры, например, полиметилметакрилат, полистирол, полипропилен, полиэтилен, способные к самоподдерживающемуся в определенных условиях горению.

Для промышленной теплоэнергетики в условиях истощения невозобновляемых источников энергии (в первую очередь жидких и газообразных) весьма перспективным является развитие теории горения суспензионных топлив [237–239, 266–275], представляющих смесь низкокалорийного угля (или отхода углеобогащения), воды и отработанной горючей жидкости (или отхода нефтепереработки). Разработка и внедрение соответствующих технологий на основе результатов фундаментальных и прикладных исследований позволит решить целый ряд проблем – от улучшения технико-экономических показателей функционирования теплогенерирующего оборудования до обеспечения энергобезопасности отдельных регионов или даже государств, что, возможно, позволит несколько стабилизировать геополитическую обстановку в мире, одним из основных возмущающих факторов которой считается ограниченность энергоресурсов.

Для применения в теплоэнергетике суспензионного топлива отсутствует необходимость проведения масштабных мероприятий, связанных, например, со строительством новых энергоблоков. Топки существующих пылеугольных котлов вполне пригодны для сжигания суспензионного топлива. Переход на новый вид энергоресурса будет способствовать решению достаточно существенной проблемы современной угольной теплоэнергетики, заключающейся в необходимости снижения доли топочного мазута, используемого в больших объемах (десятки миллионов тонн только в энергетическом комплексе Российской Федерации) при растопке котлов и стабилизации горения факела в переходных режимах. Совместное сжигание твердого натурального топлива и мазута оказывает отрицательное влияние на эксплуатационные, экологические и экономические показатели котлов, в частности, на 10–15 % возрастает механический недожог твердого топлива, до 5 % снижается КПД-брутто, возрастает интенсивность высокотемпературной коррозии поверхностей нагрева, на 35–40 % увеличивается содержание оксидов серы и азота в дымовых газах, а также выделяются канцерогенные соединения ванадия. Процесс горения суспензионного топлива характеризуется повышенными экологическими

показателями, что во многом определяется высокой полнотой сгорания (98–99 %). В связи с особенностями протекания химических реакций в полувосстановительной среде при относительно высоких концентрациях водяного пара суспензионное топливо сгорает с пониженными концентрациями в дымовых газах твердых частиц микронных фракций (до 80–95 %), оксидов серы (до 70–85 %), оксидов азота (до 80–90 %) и канцерогенных веществ (до 70–80 %), а инициирование процесса горения возможно при относительно невысоких температурах (600–900 К) источника зажигания.

Еще одним из возможных направлений использования результатов исследований является развитие средств прогноза в теории пожарной опасности [60] процессов взаимодействия неконтролируемых малокалорийных источников энергии с конденсированными веществами. В последнее время подавляющее большинство исследований и разработок ориентировано на создание устройств и разработку мероприятий по обнаружению и борьбе с аварийными ситуациями природного и техногенного характера. Но по оценкам экспертов на основании статистических данных [61] наиболее эффективным механизмом является своевременное предупреждение и предотвращение развития пожароопасных процессов, а не борьба с распространением огня, тушение, локализация и ликвидация как самого пожара, так и его последствий.

Возможные приложения использования результатов выполненных исследований на практике иллюстрируют, что развитие теории зажигания структурно-неоднородных (металлизированные смесевые, гелеобразные и диспергированные топлива) конденсированных веществ и полимерных материалов при локальном нагреве источниками ограниченной энергоемкости, основные элементы которой представлены в диссертационной работе, создает объективные предпосылки для принятия новых научно обоснованных технических решений в широком круге отраслей промышленности, внедрение которых будет вносить значительный вклад в развитие страны.

Основные результаты и выводы по пятой главе

1. Результаты выполненных теоретических исследований инициирования горения типичных термопластичных полимеров разогретыми до высоких температур металлическими и неметаллическими частицами малых размеров в рамках оригинальной математической модели, описывающей взаимосвязанные физико-химические процессы в конденсированной фазе и газовой среде, иллюстрируют возможность применения разработанного подхода к изучению закономерностей, характеристик и условий зажигания широко распространенных полимерных материалов источниками ограниченной энергоемкости.

2. При варьировании теплосодержания локального источника энергии в достаточно широких диапазонах глубина термического разложения полимера (десятки микрометров) в окрестности границы «горячая частица – ПМ» в момент зажигания сопоставима с глубиной зоны «активного пиролиза» приповерхностного слоя полимера при его стационарном горении [54], что подтверждает гипотезу об устойчивости переходного процесса и последующем развитии стационарного горения конденсированного вещества.

3. Впервые установлено влияние на основную характеристику процесса – время задержки зажигания полимерного материала (полистирол, полиметилметакрилат) при локальном нагреве группы значимых факторов: начальная температура, размеры, форма, теплофизические свойства и количество источников ограниченной энергоемкости, их частичное или полное внедрение в приповерхностный слой вещества, изменение теплофизических свойств веществ и материалов при нагревании, выгорание прогретой области приповерхностного слоя конденсированного вещества, диффузионно-конвективный тепломассоперенос в среде окислителя.

4. Показано, что при совместном влиянии естественной конвекции и диффузии интенсивность процесса зажигания в системе «горячая частица – ПМ – воздух» определяется в большей степени не диффузионным переносом, как можно было предположить, а переносом теплоты вместе с горючими газами за

счет конвекции. Последний процесс усложняет механизм зажигания и приводит к увеличению времени задержки зажигания по сравнению с относительно простыми моделями, учитывающими только диффузионный перенос газов, из-за интенсивного теплоотвода в воздух в течение инертного прогрева полимера.

5. Впервые выделены три режима зажигания полимера в условиях пространственно-временной неоднородности процессов, характеризующиеся начальной температурой локального источника нагрева, длительностью индукционного периода и расположением зоны зажигания в окрестности разогретой частицы. При интенсивном нагреве полимера зажигание происходит в малой окрестности основания горячей частицы с задержкой не более 0,5 с. В условиях менее интенсивной теплопередачи от источника в приповерхностный слой полимера зона интенсивной реакции окисления формируется в окрестности боковой грани частицы с задержкой от 0,5 до 2,5 с. При близких к предельным условиям зажигания продукты термического разложения полимера воспламеняются лишь над горячей частицей (в районе оси симметрии), при этом длительность индукционного периода составляет более 2,5 с.

6. Установлено, что изменение параметров (начальная температура, размеры, форма, теплофизические характеристики), влияющих на уменьшение теплосодержания локальных источников ограниченной энергоемкости, ведет к увеличению времени задержки зажигания типичных термопластичных полимеров при прочих адекватных условиях индукционного процесса. Эти закономерности соответствуют основным положениям теории [67–72] зажигания конденсированных веществ и результатам исследований [56, 57, 132, 133, 143, 144, 161–178] процессов инициирования горения в условиях локального нагрева.

7. Показано, что выгорание прогретой области приповерхностного слоя полимера в окрестности границы контакта с локальным источником нагрева несущественно (менее 5 %) влияет на увеличение времени задержки зажигания. При близких к предельным условиям развития переходного процесса в момент инициирования горения степень термического разложения полимера (глубина

превращения [143, 358]) даже не достигает 15 % в сечении, соответствующем максимальному тепловому потоку от источника нагрева. Более существенное влияние (до 15–25 %) на увеличение времени задержки зажигания оказывает изменение теплофизических характеристик полимера в прогретой области приповерхностного слоя, что обусловлено повышением теплоаккумулирующей способности вещества в этой зоне, а также ростом интенсивности теплоотвода за счет теплопроводности в глубинные слои полимера.

8. Установлено влияние внедрения горячей частицы в приповерхностный слой полимерного материала на характеристики индукционного процесса. В условиях интенсивного прогрева и термического разложения конденсированного вещества (при высоких начальных температурах локального источника) этот фактор несущественно влияет на изменение времени задержки зажигания. При близких к предельным условиям реализации переходного процесса увеличение глубины внедрения горячей частицы в приповерхностный слой полимера ведет к росту времени задержки зажигания (длительность индукционного периода может возрастать на 30 %). В этом случае в общем комплексе процессов тепломассопереноса возрастает роль теплоотвода из прогретой области вглубь конденсированного вещества.

9. В результате численного исследования зажигания полимерного материала несколькими нагретыми до высоких температур частицами выделены диапазоны изменения параметров (начальная температура и расстояние между локальными источниками), в которых анализ закономерностей, условий и характеристик инициирования горения можно выполнять в рамках более простой математической модели «одионая горячая частица – ПМ – воздух». В условиях же относительно невысокой начальной температуры локальных источников нагрева при расстоянии между ними, не превышающем характерного размера частицы, применение этой модели может привести к достаточно большим (не менее 10 %) погрешностям определения интегральных характеристик исследуемого процесса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Впервые в рамках математического аппарата механики сплошной среды разработаны основные положения теории зажигания структурно-неоднородных (металлизированные смесевые, гелеобразные и диспергированные топлива) конденсированных веществ и полимерных материалов при локальном нагреве источниками ограниченной энергоемкости.

2. Создан новый подход к теоретическому описанию процессов тепломассопереноса с химическим реагированием, протекающих при инициировании горения структурно-неоднородных конденсированных веществ и полимерных материалов в результате взаимодействия с разогретыми до высоких температур металлическими и неметаллическими частицами малых размеров, отличающийся от известных учетом в явном виде гетерогенной структуры топлив.

3. Впервые сформулированы группы физических и соответствующие математические модели зажигания конденсированных веществ для наиболее типичных систем: «одиночная горячая частица – металлизированное смесевое твердое топливо – инертный газ», «группа горячих частиц – металлизированное смесевое твердое топливо – инертный газ», «горячая частица – гелеобразное топливо – инертный газ», «одиночная горячая частица – измельченный уголь – воздух», «группа горячих частиц – измельченный уголь – воздух», «одиночная горячая частица – полимерный материал – воздух», «группа горячих частиц – полимерный материал – воздух».

4. Установлена необходимость описания процессов зажигания гелеобразных топлив в рамках математической модели, существенно отличающейся от известных математических моделей зажигания твердых и жидких конденсированных веществ.

5. Разработаны и программно реализованы алгоритмы решения сингулярно возмущенных краевых задач, описываемых в рамках разработанных

математических моделей соответствующими системами нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных с начальными и граничными условиями.

6. Впервые установлены предельные условия и наиболее характерные режимы зажигания широко распространенных металлизированных смесевых топлив, термопластичных полимеров и твердых натуральных топлив, а также новых гелеобразных и суспензионных топлив при локальном нагреве источниками ограниченной энергоемкости. Теоретически и экспериментально доказана устойчивость переходных процессов при выполнении соответствующих необходимых (критерий зажигания) и достаточных (глубина прогрева, глубина «активного пиролиза» приповерхностного слоя) условий инициирования горения.

7. В результате выполненных широкомасштабных теоретических и экспериментальных исследований установлено влияние большой группы значимых факторов (начальная температура, размеры, форма, теплофизические свойства и количество локальных источников нагрева, их частичное или полное внедрение в приповерхностный слой конденсированного вещества, отсутствие идеального теплового контакта на границе «горячая частица – конденсированное вещество», зависимость теплофизических свойств веществ и материалов от температуры, выгорание приповерхностного слоя конденсированного вещества, конвективный и радиационный теплоотвод от источника нагрева и другие) на характеристики индукционного периода. Показано, что при близких к предельным условиям зажигания влияние анализируемых факторов максимально. В условиях интенсивных физико-химических процессов влияние значимых факторов на характеристики переходного процесса менее существенно.

8. Доказано, что учет в явном виде гетерогенной структуры конденсированного вещества в отличие от метода усреднения по объему топлива теплофизических свойств всех компонентов значительно повышает достоверность определения характеристик индукционного процесса, в частности времен задержки и предельной температуры зажигания, что подтверждается хорошей

корреляцией результатов численного исследования и известных экспериментальных данных.

9. Впервые для металлизированных смесевых, гелеобразных и диспергированных топлив, а также термопластичных полимеров установлены диапазоны варьирования параметров системы «несколько горячих частиц – конденсированное вещество – газ», при которых анализ закономерностей зажигания группой разогретых до высоких температур частиц можно выполнять в рамках относительно простых математических моделей, описывающих взаимодействие конденсированного вещества с одиночным источником.

10. Новые знания, полученные в результате выполненных исследований инициирования процессов горения конденсированных веществ с существенно неоднородной структурой в условиях локального нагрева источниками ограниченной энергоемкости, представляют интерес для разработки теоретических основ перспективной технологии зажигания новых видов ракетных топлив, а также предупреждения нерегламентированных возгораний полимерных материалов и твердых натуральных топлив.

11. Результаты работы используются в ФГАОУ ВО НИ ТПУ при подготовке аспирантов по специальностям 01.04.17 – Химическая физика, горение и взрыв, физика экстремальных состояний вещества, 01.04.14 – Теплофизика и теоретическая теплотехника.

Автор выражает благодарность научному консультанту – доктору физико-математических наук, профессору Гению Владимировичу Кузнецову, а также доктору физико-математических наук, доценту Павлу Александровичу Стрижаку за обсуждение результатов выполненных исследований и полезные рекомендации при подготовке рукописи диссертации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dey, A. Towards new directions in oxidizers/energetic fillers for composite propellants: An overview / A. Dey, A. K. Sikder, M. B. Talawar, S. Chottopadhyay // Central European Journal of Energetic Materials. – 2015. – Vol. 12, No. 2. – P. 377–399.
2. Reese, D. A. Composite propellant based on a new nitrate ester / D. A. Reese, S. F. Son, L. J. Groven // Propellants, Explosives, Pyrotechnics. – 2014. – Vol. 39, No. 5. – P. 684–688.
3. Cauty, F. New active binder-based propellants: A comparison with classical composite AP/HTPB propellants / F. Cauty, Y. Fabignon, C. Eradès // International Journal of Energetic Materials and Chemical Propulsion. – 2013. – Vol. 12, No. 1. – P. 1–13.
4. De La Fuente, J. L. Mesoporous copper oxide as a new combustion catalyst for composite propellants / J. L. De La Fuente // Journal of Propulsion and Power. – 2013. – Vol. 29, No. 2. P. 293–298.
5. Anflo, K. Flight demonstration of new thruster and green propellant technology on the PRISMA satellite / K. Anflo, R. Möllerberg // Acta Astronautica. – 2009. – Vol. 65, No. 9-10. – P. 1238–1249.
6. Wei, Z.-X. Preparation of ultrafine powder LaCoO₃ via stearic acid sol-gel method and the effect of LaCoO₃ on combustion characteristics of nitramine modified double base propellant / Z.-X. Wei, C.-W. Hu, Y.-B. Li, S.-E. Liu // Acta Armamentarii. – 2007. – Vol. 28, No. 11. – P. 1310–1314.
7. Bellur, K. A new experiment for investigating evaporation and condensation of cryogenic propellants / K. Bellur, E. F. Médici, M. Kulshreshtha, V. Konduru, D. Tyrewala, A. Tamilarasan, J. McQuillen, J. B. Leão, D. S. Hussey, D. L. Jacobson, J. Scherschligt, J. C. Hermanson, C. K. Choi, J. S. Allen // Cryogenics. – 2016. – Vol. 74. – P. 131–137.
8. Zhang, Y.-H. Combustion characteristics and stability of energetic cellulose based gel propellant system / Y.-H. Zhang, F.-J. Wang, Z.-Y. Nie, S.-Y. Lü, Y. Li,

Z.-Q. Shao // Chinese Journal of Energetic Materials. – 2015. – Vol. 23, No. 7. – P. 613–618.

9. Jyoti, B. V. S. Rheological characterization of hydrogen peroxide gel propellant / B. V. S. Jyoti, S. W. Baek // International Journal of Aeronautical and Space Sciences. – 2014. – Vol. 15, No. 2. – P. 199–204.

10. Wang, P. Preparation and performance of a novel water gel explosive containing expired propellant grains / P. Wang, X. Xei, W. He // Central European Journal of Energetic Materials. – 2013. – Vol. 10, No. 4. – P. 495–508.

11. Varma, M. Ignition and combustion studies of heterogeneous UDMH-RFNA gel propellants / M. Varma, B. V. S. Jyoti // International Journal of Energetic Materials and Chemical Propulsion. – 2011. – Vol. 10, No. 3. – P. 259–275.

12. Tappan, B. C. High-nitrogen metal complexes as burning-rate modifiers for the aluminum-water propellant system / B. C. Tappan, B. Aaron Mason // International Journal of Energetic Materials and Chemical Propulsion. – 2011. – Vol. 10, No. 2. – P. 135–141.

13. Siddiqui, K. M. Hot-particle ignition of double-base propellants / K. M. Siddiqui, I. E. Smith // Journal of Spacecraft and Rockets. – 1975. – Vol. 12, No. 11. – P. 655–659.

14. Ерохин, Б. Т. Теория внутрикамерных процессов и проектирование РДТТ / Б. Т. Ерохин. – М.: Машиностроение, 1991. – 560 с.

15. Кувшинов, В. М. Работы в области внутренней баллистики отечественных мелкокалиберных средств вооружения / В. М. Кувшинов, В. В. Сергеев, М. И. Дубнер // Боеприпасы. – 1995, № 5-6. – С. 22–26.

16. Пат. 2166181 Российская Федерация, МПК F42C 19/12. Устройство для зажигания топлив / Буркин В. В., Синяев С. В., Христенко Ю. Ф.; заявитель и патентообладатель НИИ прикладной математики и механики при ТГУ. – № 2166181; заявл. 05.05.1999; опубл. 27.04.2001.

17. Zenin, A. A. Characteristics of composite propellant ignition by a CO₂-laser / A. A. Zenin, C. Zanotti, P. Jiuliani // Russian Journal of Physical Chemistry B. – 2014. – Vol. 8, No. 4. – P. 475–484.

18. Hewson, J. Enhancement of composite propellant ignition characteristics by surface abrasion / J. Hewson, R. Le Neal // *International Journal of Energetic Materials and Chemical Propulsion*. – 2013. – Vol. 12, No. 4. – P. 335–346.

19. Футько, С. И. Влияние температурного режима в космосе на макрокинетические характеристики зажигания и горения твердотопливного заряда миниатюрного двигателя микроэлектромеханической системы / С. И. Футько, В. П. Бондаренко, Л. Н. Долгий // *Инженерно-физический журнал*. – 2012. – Т. 85, № 2. – С. 361–369.

20. Рашковский, С. А. Устойчивость горения в ракетном двигателе на твердом топливе с системой стабилизации давления / С. А. Рашковский, Ю. М. Милёхин, А. В. Федорычев, И. Г. Ассовский // *Доклады Академии наук*. – 2009. – Т. 428, № 2. – С. 206–210.

21. Sanal Kumar, V. R. Ignition transient of dual-thrust solid propellant rocket motors – a review / V. R. Sanal Kumar, B. N. Raghunandan // *48th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit 2012*. – USA, Atlanta, 30 July – 1 August 2012. – Code 98164.

22. Цуцуран, В. И. Военно-технический анализ состояния и перспективы развития ракетных топлив / В. И. Цуцуран, Н. В. Петрухин, С. А. Гусев. – М.: МО РФ, 1999. – 332 с.

23. Тимнат, И. Ракетные двигатели на химическом топливе: пер. с англ. / И. Тимнат. – М.: Мир, 1990. – 294 с.

24. Бабук, В. А. Свойства поверхностного слоя и закономерности горения металлизированных твердых топлив / В. А. Бабук // *Физика горения и взрыва*. – 2009. – Т. 45, № 4. – С. 156–165.

25. Комарова, М. В. Влияние пассивированного наноразмерного порошка алюминия на физико-химические характеристики горения металлизированных композиций / М. В. Комарова, А. Б. Ворожцов // *Известия высших учебных заведений. Физика*. – 2014. – Т. 57, № 7. – С. 76–80.

26. Коротких, А. Г. Влияние порошков железа и бора на горение гетерогенных конденсированных систем / А. Г. Коротких, В. А. Архипов,

О. Г. Глотов, В. Е. Зарко, Р. А. Юсупов // Горение и взрыв. – 2015. – Т. 8, № 2. – С. 129–137.

27. Yamada, E. Effective thermal conductivity of dispersed materials / E. Yamada, T. Ota // Wärme- und Stoffübertragung. – 1980. – Vol. 13, No. 1-2. – P. 27–37.

28. Чудновский, А. Ф. Теплофизические характеристики дисперсных материалов / А. Ф. Чудновский. – М.: Физматгиз, 1962. – 456 с.

29. Шашков, А. Г. Методы определения теплопроводности и температуропроводности / А. Г. Шашков, Г. М. Волхов, Т. Н. Абраменков, В. П. Козлов. – М.: Энергия, 1973. – 336 с.

30. Farouki, O. T. Thermal properties of solids / O. T. Farouki. – USA, Hanover: New Hampshire, 1981. – 150 p.

31. King, J. A. Factorial design approach applied to electrically and thermally conductive nylon 6,6 / J. A. King, K. W. Tucker, J. D. Meyers, E. H. Weber, M. L. Clingerman, K. R. Ambrosius // Polymer Composites. – 2001. – Vol. 22, No. 1. – P. 142–154.

32. Progelhof, R. C. Methods of predicting the thermal conductivity of composite systems: A review / R. C. Progelhof, J. L. Throne, R. R. Ruetsch // Polymer Engineering and Science. – 1976. – Vol. 16, No. 9. – P. 615–625.

33. Bigg, D. M. Thermal conductivity of heterophase polymer compositions / D. M. Bigg // Advances in Polymer Science. – 1995. – Vol. 119. – P. 1–30.

34. Миснар, А. Теплопроводность твердых тел, жидкостей, газов и их композиций / А. Миснар. – М.: Мир, 1968. – 464 с.

35. Maxwell, J. C. A treatise on electricity and magnetism / J. C. Maxwell. – Vol. 1, 3rd Edition. – UK, Oxford: Clarendon Press, 1904. – 440 p.

36. Behrens, E. Thermal conductivities of composite materials / E. Behrens // Journal of Composite Materials. – 1968. – Vol. 2, No. 1. – P. 2–17.

37. Менсон, Дж. Полимерные смеси и композиты: пер. с англ. / Дж. Менсон, Л. Сперлинг; под ред. Ю. К. Годовского. – М.: Химия, 1979. – 440 с.

38. Gao, L. Maxwell-Garnett type approximation for nonlinear composites with shape distribution / L. Gao // Physical Letters A. – 2003. – Vol. 309. – P. 435–442.

39. Sundstrom, D. Thermal conductivity of reinforced plastics / D. Sundstrom, S. Y. Chen // *Journal of Composite Materials*. – 1970. – Vol. 4, No. 1. – P. 113–117.
40. Bruggeman, D. A. G. Dielektrizitatskonstanten und leitfähigkeiten der mischkörper aus isotropen substanzen / D. A. G. Bruggeman // *Annals of Physics*. – 1935. – Vol. 24. – P. 636–679.
41. Lord Rayleigh, J. W. On the influence of obstacles arranged in rectangular order upon the properties of a medium / J. W. Lord Rayleigh // *Philosophical Magazine*. – 1892. – Vol. 34. – P. 481–502.
42. Milton, G. W. The theory of composites / G. W. Milton. – USA, New York: Cambridge University Press, 2004. – 749 p.
43. Meredith, R. E. Conductivity of emulsions / R. E. Meredith, C. W. Tobias // *Journal of the Electrochemical Society*. – 1961. – Vol. 103. – P. 286–290.
44. Tsao, G. T. Thermal conductivity of two phase materials / G. T. Tsao // *Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals*. – 1961. – Vol. 53. – P. 395–397.
45. Cheng, S. C. The prediction of thermal conductivity of two and three phase solid heterogeneous mixtures / S. C. Cheng, R. I. Vachon // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1969. – Vol. 12. – P. 249–264.
46. Peterson, J. M. The dielectric constants of nonconducting suspensions / J. M. Peterson, J. J. Hermans // *Journal of Composite Materials*. – 1969. – Vol. 3. – P. 338–354.
47. Кац, Г. С. Наполнители для полимерных композиционных материалов: пер. с англ. / Г. С. Кац, Д. В. Милевски; под ред. П. Г. Бабаевского. – М.: Химия, 1981. – 736 с.
48. Nielsen, L. E. The thermal and electrical conductivity of two-phase systems / L. E. Nielsen // *Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals*. – 1974. – Vol. 13, No. 1. – P. 17–20.
49. Fricke, H. A mathematical treatment of the electric conductivity and capacity of disperse systems / H. Fricke // *Physical Review*. – 1924. – Vol. 24. – P. 575–587.

50. Hamilton, R. L. Thermal conductivity of heterogeneous two-component system / R. L. Hamilton, O. K. Crosser // *Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals*. – 1962. – Vol. 1. – P. 187–191.

51. Епов, М. И. Effective thermal conductivity of dispersed materials with contrast inclusions / М. И. Епов, В. И. Тerekhov, М. И. Nizovtsev, Е. Л. Shurina, N. B. Itkina, Е. S. Ukolov // *High Temperature*. – 2015. – Vol. 53, No. 1. – P. 45–50.

52. Кодолов, В. И. Горючесть и огнестойкость полимерных материалов / В. И. Кодолов. – М.: Химия, 1976. – 157 с.

53. Воробьев, В. А. Горючесть полимерных строительных материалов / В. А. Воробьев, Р. А. Андрианов, В. А. Ушков. – М.: Стройиздат, 1978. – 224 с.

54. Асеева, Р. М. Горение полимерных материалов / Р. М. Асеева, Г. Е. Зайков. – М.: Наука, 1981. – 280 с.

55. Халтуринский, Н. А. Горение полимеров и механизмы действия антипиренов / Н. А. Халтуринский, А. А. Берлин, Т. В. Попова // *Успехи химии*. – 1984. – № 2. – С. 326–346.

56. Wang, S. Ignition of expandable polystyrene foam by a hot particle: An experimental and numerical study / S. Wang, H. Chen, N. Liu // *Journal of Hazardous Materials*. – 2015. – Vol. 283. – P. 536–543.

57. Yang, J. Effect of interface thermal resistance on ignition of reactive material by a hot particle / J. Yang, S. Wang, H. Chen // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2016. – Vol. 97. – P. 146–156.

58. Захматов, В. Д. Угроза государственной программе по энергетической независимости Украины – переводу газовых электростанций на угольную пыль / В. Д. Захматов // *Пожаровзрывобезопасность*. – 2013. – Т. 22, № 8. – С. 63–69.

59. Белов, В. В. Учёт ущербов от вероятных аварий на ТЭС при их проектировании / В. В. Белов, Б. К. Пергаменщик // *Энергетик*. – 2015. – № 5. – С. 6–8.

60. Баратов, А. Н. Пожаровзрывоопасность веществ и материалов и средства их тушения / А. Н. Баратов, А. Я. Корольченко, Г. Н. Кравчук. – кн. 1. – М.: Химия, 1990. – 496 с.

61. Акинин, Н. И. Статистический анализ причин аварий и травматизма на опасных производственных объектах / Н. И. Акинин, Н. Н. Булхов, В. А. Гериш // Пожаровзрывобезопасность. – 2010. – № 10. – С. 53–55.
62. Hadden, R. M. Ignition of combustible fuel beds by hot particles: an experimental and theoretical study / R. M. Hadden, S. Scott, C. Lautenberger, A. C. Fernandez-Pello // Fire Technology. – 2011. – Vol. 47, No. 2. – P. 341–355.
63. Jones, J. C. Thermal calculations on the ignition of a cotton bale by accidental contact with a hot particle / J. C. Jones // Journal of Chemical Technology and Biotechnology. – 1996. – Vol. 65, No. 2. – P. 176–178.
64. Rallis, C. J. Ignition of veld grass by hot aluminium particles ejected from clashing overhead transmission lines / C. J. Rallis, B. M. Mangaya // Fire Technology. – 2002. – Vol. 38, No. 1. – P. 81–92.
65. Holländer, L. Ignition probability of fuel gas-air mixtures due to mechanical impacts between stainless steel components / L. Holländer, T. Grunewald, R. Grätz // Journal of Loss Prevention in the Process Industries. – 2014. – Vol. 32. – P. 393–398.
66. Shebeko, A. Y. An investigation of an ignition of flammable gaseous mixtures with mechanical sparks / A. Y. Shebeko, Y. N. Shebeko, A. V. Zuban, N. V. Golov // Fire Safety Journal. – 2015. – Vol. 78. – P. 122–129.
67. Зельдович, Я. Б. К теории зажигания / Я. Б. Зельдович // Доклады АН СССР. – 1963. – № 2. – С. 283–285.
68. Вилунов, В. Н. К тепловой теории зажигания / В. Н. Вилунов // Физика горения и взрыва. – 1966. – № 2. – С. 77–82.
69. Вильямс, Ф. А. Теория горения / Ф. А. Вильямс. – М.: Наука, 1971. – 615 с.
70. Вилунов, В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ / В. Н. Вилунов. – Новосибирск: Наука, 1984. – 190 с.
71. Зельдович, Я. Б. Математическая теория горения и взрыва / Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович, Г. М. Махвиладзе – М.: Наука, 1980. – 478 с.
72. Vilyunov, V. N. Ignition of solids / V. N. Vilyunov, V. E. Zarko. – Amsterdam: Elsevier Science Publishers, 1989. – 442 p.

73. Князева, А. Г. Зажигание конденсированного вещества горячей пластиной с учетом термонапряжений / А. Г. Князева // Физика горения и взрыва. – 1992. – Т. 28, № 1. – С. 13–18.

74. Прокофьев, В. Г. Нестационарные режимы горения бинарной безгазовой смеси при зажигании накаливаемой стенкой / В. Г. Прокофьев, В. К. Смоляков // Физика горения и взрыва. – 2005. – Т. 41, № 2. – С. 45–50.

75. Эль-Сэид, С. А. Тлеющее горение пыли рисовой шелухи на поверхности нагрева / С. А. Эль-Сэид, Т. М. Хасс // Физика горения и взрыва. – 2013. – Т. 49, № 2. – С. 40–48.

76. Joshi, K. A. An experimental study of coal dust ignition in wedge shaped hot plate configurations / K. A. Joshi, V. Raghavan, A. S. Rangwala // Combustion and Flame. – 2012. – Vol. 159, No. 1. – P. 376–384.

77. Janes, A. Correlation between self-ignition of a dust layer on a hot surface and in baskets in an oven / A. Janes, D. Carson, A. Accorsi, J. Chaineaux, B. Tribouilloy, D. Morainvillers // Journal of Hazardous Materials. – 2008. – Vol. 159, No. 2-3. – P. 528–535.

78. Захаревич, А. В. О влиянии условий теплопередачи на характеристики зажигания диспергированного твердого топлива / А. В. Захаревич, А. Р. Богомоллов // Химическая физика. – 2015. – Т. 34, № 11. – С. 40–43.

79. Захаревич, А. В. Условия и характеристики зажигания измельченных углей одиночной нагретой до высоких температур керамической частицей / А. В. Захаревич, В. Н. Огородников // Пожарная безопасность. – 2013. – № 4. – С. 36–41.

80. Шишков, А. А. Газогенераторы ракетных систем / А. А. Шишков, Б. В. Румянцев. – М.: Машиностроение, 1981. – 152 с.

81. Барсуков, В. Д. Экспериментальное исследование процесса многократного включения модельного открытого твердотопливного газогенератора в водной среде / В. Д. Барсуков, С. А. Басалаев, С. В. Голдаев, Н. П. Минькова // Химическая физика и мезоскопия. – 2015. – Т. 17, № 2. – С. 165–171.

82. Ветров, В. В. Моделирование догорания металлических частиц в заданной области управляемого артиллерийского снаряда с газогенератором / В. В. Ветров, В. А. Дунаев, В. А. Никитин, Л. И. Алешичева // Известия Российской академии ракетных и артиллерийских наук. – 2010. – № 65. – С. 40–44.

83. Рашковский, С. А. Газогенераторы на твердом ракетном топливе с системой стабилизации расхода газа / С. А. Рашковский, Ю. М. Милёхин, А. В. Федорычев // Доклады Академии наук. – 2015. – Т. 463, № 1. – С. 67–71.

84. Reshmi, S. Polyether triazoles: An effective binder for “green” gas generator solid propellants / S. Reshmi, H. Hemanth, S. Gayathri, C. P. Reghunadhan Nair // Polymer. – 2016. – Vol. 92. – P. 201–209.

85. Бабий, В. И. Горение угольной пыли и расчет пылеугольного факела / В. И. Бабий, Ю. Ф. Куваев. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 208 с.

86. Gorokhovski, M. A. Enhancement of pulverized coal combustion by plasma technology / M. A. Gorokhovski, Z. Jankoski, F. C. Lockwood, E. I. Karpenko, V. E. Messerle, A. B. Ustimenko // Combustion Science and Technology. – 2007. – Vol. 179, No. 10. – P. 2065–2090.

87. Zasyppkin, I. M. Systems of ignition and combustion stabilization for water-coal fuel / I. M. Zasyppkin, V. I. Murko, V. I. Fedyaev, M. P. Baranova // Thermal Science. – 2012. – Vol. 16, No. 4. – P. 1229–1238.

88. Двойнишников, В. А. Конструкция пылеугольной растопочной вихревой горелки и численное исследование ее работоспособности / В. А. Двойнишников, Д. А. Хохлов // Теплоэнергетика. – 2013. – № 6. – С. 12–18.

89. Лыков, А. В. Теория теплопроводности / А. В. Лыков. – М.: Высшая школа, 1967. – 600 с.

90. Кутателадзе, С. С. Основы теории теплообмена / С. С. Кутателадзе. – М.: Атомиздат, 1979. – 416 с.

91. Роуч, П. Дж. Вычислительная гидродинамика / П. Дж. Роуч. – М.: Мир, 1980. – 618 с.

92. Джалурия, Й. Естественная конвекция: тепло- и массообмен / Й. Джалурия. – М.: Мир, 1983. – 400 с.

93. Пасконов, В. М. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена / В. М. Пасконов, В. И. Полежаев, Л. А. Чудов. – М.: Наука, 1984. – 288 с.
94. Flanagan, J. E. Combustion characteristics of GAP/RDX gumstocks / J. E. Flanagan, D. O. Woolery, R. L. Kistner, M. W. Beckstead // 24th JANNAF Combustion Meeting. – USA, California, Monterey, 5–9 October 1987. – Vol. 3. – P. 29–38.
95. Kubota, N. Burning rate catalysis of azide/nitramine propellants / N. Kubota, T. Sonobe // 23rd symposium (international) on combustion. – USA, Pittsburgh, 15–20 August 1990. – USA, Pittsburgh: Combustion Institute, 1991. – Vol. 23, No. 1. – P. 1331–1337.
96. Tang, C. J. The chemical and thermal processes of GAP/nitramine pseudo-propellants under CO₂ laser heating / C. J. Tang, Y. J. Lee, T. A. Litzinger // 34th JANNAF Combustion Meeting. – USA, Florida, West Palm Beach, 27–30 October 1997. – Vol. II. – P. 491–504.
97. Puduppakkam, K. V. RDX/GAP pseudo-propellant combustion modeling / K. V. Puduppakkam, M. W. Beckstead // 38th JANNAF Combustion Meeting. – USA, Florida, Destin, 8–10 April 2002. – Vol. I. – P. 143–156.
98. Kim, E. S. Modeling of HMX/GAP pseudo-propellant combustion / E. S. Kim, V. Yang, Y.-C. Liao // Combustion and Flame. – 2002. – Vol. 131. – P. 227–245.
99. Puduppakkam, K. V. Combustion modeling of RDX/GAP/BTTN pseudo-propellant / K. V. Puduppakkam, M. W. Beckstead // 39th JANNAF Combustion Meeting. – USA, Colorado, Colorado Springs, 1–5 December 2003.
100. Jeppson, M. B. A kinetic model for the premixed combustion of a fine AP/HTPB composite propellant / M. B. Jeppson, M. W. Beckstead, Q. Jing // AIAA 36th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. – USA, Nevada, Reno, 12–15 January 1998. – AIAA Paper 98–0447.

101. Samson, R. A simple model of fuel spray burning I: Random sprays / R. Samson, D. Bedeaux, M. J. Saxton, J. M. Deutch // *Combustion and Flame*. – 1978. – Vol. 31. – P. 215–221.
102. Шевчук, В. Г. Влияние структуры газовзвеси на процесс распространения пламени / В. Г. Шевчук, Е. Н. Кондратьев, А. Н. Золотко, С. В. Горошин // *Физика горения и взрыва*. – 1979. – Т. 15, № 6. – С. 41–45.
103. Seshadri, K. The structure of premixed particle-cloud flames / K. Seshadri, A. L. Berlad, V. Tangirala // *Combustion and Flame*. – 1992. – Vol. 89, No. 3-4. – P. 333–342.
104. Ягодников, Д. А. Распространение ламинарного пламени в моно и полидисперсной аэрозвеси / Д. А. Ягодников, А. В. Воронецкий, А. В. Сухов, Д. Г. Павлов // *Химическая физика*. – 1990. – Т. 9, № 12. – С. 1611–1614.
105. Ягодников, Д. А. Статистическая модель распространения фронта пламени в боровоздушной смеси / Д. А. Ягодников // *Физика горения и взрыва*. – 1996. – Т. 32, № 6. – С. 29–46.
106. Гостеев, Ю. А. Воспламенение газовзвеси частиц угля. Точечное приближение / Ю. А. Гостеев, А. В. Фёдоров // *Физика горения и взрыва*. – 2001. – Т. 37, № 6. – С. 36–45.
107. Kerstein, A. R. Percolation in combustng sprays I: Transition from cluster combustion to percolate combustion in non-premixed sprays / A. R. Kerstein, C. K. Law // 19th symposium (international) on combustion. – USA, Pittsburgh, 8–13 August 1982. – USA, Pittsburgh: Combustion Institute, 1982. – Vol. 19, No. 1. – P. 961–969.
108. Umemura, A. Percolation theory for flame propagation in non or lessvolatile fuel spray: A conceptual analysis to group combustion excitation mechanism / A. Umemura, S. Takamori // *Combustion and Flame*. – 2005. – Vol. 141, No. 4. – P. 336–349.
109. Золотко, А. Н. Воспламенение и горение газовзвесей (обзор) / А. Н. Золотко, Я. И. Вовчук, В. Г. Шевчук, Н. И. Полетаев // *Физика горения и взрыва*. – 2005. – Т. 41, № 6. – С. 3–14.

110. Tang, F. D. Effect of discreteness on heterogeneous flames: propagation limits in regular and random particle arrays / F. D. Tang, A. J. Higgins, S. Goroshin // *Combustion Theory and Modelling*. – 2009. – Vol. 13, No. 2. – P. 2319–2341.

111. Гринчук, П. С. Перколяционный фазовый переход при горении гетерогенных смесей / П. С. Гринчук, О. С. Рабинович // *Физика горения и взрыва*. – 2004. – Т. 40, № 4. – С. 41–53.

112. Grinchuk, P. S. Effect of random internal structure on combustion of binary powder mixtures / P. S. Grinchuk, O. S. Rabinovich // *Physical Review E*. – 2005. – Vol. 71, No. 2. – Article No. 026116.

113. Рашковский, С. А. Статистическое моделирование агломерации алюминия при горении гетерогенных конденсированных смесей / С. А. Рашковский // *Физика горения и взрыва*. – 2005. – Т. 41, № 2. – С. 62–74.

114. Гринчук, П. С. Горение гетерогенных сред со стохастической структурой / П. С. Гринчук // *Сборник докладов XXXI Сибирского теплофизического семинара*. – Новосибирск, 17–19 ноября 2014 г. – Новосибирск: Изд-во ИТ СО РАН, 2014. – С. 184–190.

115. Stauffer, D. Introduction to percolation theory / D. Stauffer, A. Aharony. – 2nd ed. – London: Taylor and Francis, 2003. – 180 p.

116. Ландау, Л. Д. Теоретическая физика в 10 томах. Том 5. Статистическая физика. Часть 1: учебное пособие для вузов / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – 5-е изд. – М.: Физматлит, 2002 – 616 с.

117. Рашковский, С. А. Статистическая модель горения гетерогенных конденсированных смесей / С. А. Рашковский // *Физика горения и взрыва*. – 1992. – Т. 28, № 6. – С. 17–24.

118. Knott, G. M. Simplified modeling of composite propellant combustion with finite Peclet number / G. M. Knott, M. Q. Brewster, T. L. Jackson // *35th JANNAF Combustion Subcommittee Meeting*. – USA, Arizona, Tucson, 7–11 December 1998. – P. 655–669.

119. Buckmaster, J. An elementary discussion of propellant flame geometry / J. Buckmaster, T. L. Jackson, J. Yao // *Combustion and Flame*. – 1999. – Vol. 117. – P. 541–552.

120. Kochevets, S. Random propellant packs and the flames they support / S. Kochevets, J. Buckmaster, T. L. Jackson // 36th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit. – USA, Alabama, Huntsville, 16–19 July 2000. – AIAA Paper 2000–3461.

121. Wang, X. Numerical simulation of heterogeneous propellant combustion by a level set method / X. Wang, T. L. Jackson, L. Massa // *Combustion Theory and Modeling*. – 2004. – Vol. 8. – P. 227–254.

122. Липанов, А. М. О расчёте температурного поля в заряде смесового твёрдого топлива с учётом гетерогенности его теплофизических свойств / А. М. Липанов, А. А. Болкисев // *Химическая физика и мезоскопия*. – 2012. – Т. 14, № 3. – С. 364–370.

123. Massa, L. Numerical solution of three-dimensional heterogeneous solid propellants / L. Massa, T. L. Jackson, M. Short // *Combustion Theory and Modeling*. – 2003. – Vol. 7. – P. 579–602.

124. Струнин, В. А. Особенности горения композиционных систем на основе нитрата целлюлозы и инертных наполнителей / В. А. Струнин, Ю. М. Михайлов, А. П. Дьяков, В. Н. Леонова, Г. Б. Манелис // *Физика горения и взрыва*. – 2003. – Т. 39, № 4. – С. 95–99.

125. Коробейничев, О. П. Структура пламени, кинетика и механизм химических реакций в пламени смесового состава на основе перхлората аммония и полибутадиенового каучука / О. П. Коробейничев, Н. Е. Ермолин, А. А. Чернов, И. Д. Емельянов // *Физика горения и взрыва*. – 1992. – Т. 28, № 4. – С. 53–59.

126. Синдицкий, В. П. Горение энергетических материалов с ведущей реакцией в конденсированной фазе / В. П. Синдицкий, В. Ю. Егоршев, В. В. Серушкин, С. А. Филатов // *Физика горения и взрыва*. – 2012. – Т. 48, № 1. – С. 89–109.

127. Atwood, A. I. Burning rate of solid propellant ingredients, Part 1: Pressure and initial temperature effects / A. I. Atwood, T. L. Boggs, P. O. Curran, T. P. Parr, D. M. Hanson-Parr, C. F. Price, J. Wiknich // *Journal of Propulsion and Power*. – 1999. – Vol. 15, No. 6. – P. 740–747.

128. Kubota, N. Flame structures and burning rate characteristics of CMDDB propellants / N. Kubota, T. Masamoto // 16th symposium (international) on combustion. – USA, Pittsburgh, 15–20 August 1976. – USA, Pittsburgh: Combustion Institute, 1977. – Vol. 16, No. 1. – P. 1201–1209.

129. Де Лука, Л. Т. Горение смесевых твердых топлив с наноразмерным алюминием / Л. Т. Де Лука, Л. Галфетти, Ф. Северини, Л. Меда, Ж. Марра, А. Б. Ворожцов, В. С. Седой, В. А. Бабук // *Физика горения и взрыва*. – 2005. – Т. 41, № 6. – С. 80–94.

130. Салганская, М. В. Фильтрационное горение систем с полимерными материалами / М. В. Салганская, С. В. Глазов, Е. А. Салганский, А. Ф. Жолудев, Л. Н. Стесик // *Химическая физика*. – 2013. – Т. 32, № 3. – С. 57–61.

131. Arisawa, H. Kinetics and mechanisms of flash pyrolysis of poly(methyl methacrylate) (PMMA) // H. Arisawa, T. B. Brill / *Combustion and Flame*. – 1997. – Vol. 109, No. 3. – P. 415–426.

132. Захаревич, А. В. Зажигание модельных смесевых топливных композиций одиночной, нагретой до высоких температур частицей / А. В. Захаревич, В. Т. Кузнецов, Г. В. Кузнецов, В. И. Максимов // *Физика горения и взрыва*. – 2008. – Т. 44, № 5. – С. 54–57.

133. Захаревич, А. В. Зажигание твердых и жидких конденсированных веществ одиночными нагретыми до высоких температур частицами: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.14, 01.04.17 / Захаревич Аркадий Владимирович. – Томск, 2008. – 117 с.

134. Lubachevsky, B. D. Geometric properties of random disk packings / B. D. Lubachevsky, F. H. Stillinger // *Journal of Statistical Physics*. – 1990. – Vol. 60, No. 5/6. – P. 561–583.

135. Knott, G. M. Random packing of heterogeneous propellants / G. M. Knott, T. L. Jackson, J. Buckmaster // *AIAA Journal*. – 2001. – Vol. 39, No. 4. – P. 678–686.
136. Zinchenko, A. Algorithm for random close packing of spheres with periodic boundary conditions / A. Zinchenko // *Journal of Computational Physics*. – 1994. – Vol. 114. – P. 298–307.
137. Davis, I. L. Random Particle Packing by Reduced Dimensions Algorithms / I. L. Davis, R. G. Carter // *Journal of Applied Physics*. – 1990. – Vol. 67, No. 2. – P. 1022–1029.
138. Webb, M. D. Random particle packing with large particle size variations using reduced-dimension algorithms / M. D. Webb, I. L. Davis // *Powder Technology*. – 2006. – Vol. 167, No. 1. – P. 10–19.
139. Shi, Y. Simulation of random packing of spherical particles with different size distributions / Y. Shi, Y. Zhang // *Applied Physics A: Materials Science and Processing*. – 2008. – Vol. 92, No. 3. – P. 621–626.
140. Jia, X. A packing algorithm for particles of arbitrary shapes / X. Jia, R. A. Williams // *Powder Technology*. – 2001. – No. 120. – P. 175–186.
141. O'Hern, C. S. Random packings of frictionless particles / C. S. O'Hern, S. A. Langer, A. J. Liu, S. R. Nagel // *Physical Review Letters*. – 2002. – Vol. 88, No. 7. – P. 755071–755074.
142. Липанов, А. М. Физико-химическая и математическая модели горения смесевых твердых топлив / А. М. Липанов. – Ижевск: ИПМ УрО РАН, 2007. – 112 с.
143. Буркина, Р. С. Высокотемпературное зажигание реакционноспособного вещества горячей инертной частицей с конечным запасом тепла / Р. С. Буркина, Е. А. Микова // *Физика горения и взрыва*. – 2009. – Т. 45, № 2. – С. 40–47.
144. Кузнецов, Г. В. Зажигание конденсированного вещества частицей / Г. В. Кузнецов, Г. Я. Мамонтов, Г. В. Таратушкина // *Химическая физика*. – 2004. – Т. 23, № 3. – С. 67–72.
145. Ильюшин, А. А. Механика сплошной среды / А. А. Ильюшин. – М.: Изд-во МГУ, 1990. – 310 с.

146. Франк-Каменецкий, Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике / Д. А. Франк-Каменецкий. – М.: Наука, 1987. – 490 с.
147. Мак-Алеви, Р. Ф. Механизм воспламенения смесевых твердых топлив горячими газами / Р. Ф. Мак-Алеви, П. Л. Кауан, М. Саммерфилд // Исследование ракетных двигателей на твердом топливе: сб. статей. – М.: Изд-во иностр. лит., 1963. – С. 397–415.
148. Ассовский, И. Г. О зажигании и горении топлива в потоке излучающего газа / И. Г. Ассовский, З. Г. Закиров, О. И. Лейпунский // Физика горения и взрыва. – 1986. – Т. 22, № 6. – С. 20–26.
149. Гусаченко, Л. К. Зажигание и гашение гомогенных энергетических материалов световым импульсом / Л. К. Гусаченко, В. Е. Зарко, А. Д. Рычков // Физика горения и взрыва. – 2012. – Т. 48, № 1. – С. 80–88.
150. Ханефт, А. В. Влияние плавления на критическую энергию зажигания конденсированного взрывчатого вещества коротким лазерным импульсом / А. В. Ханефт, Е. В. Дугинов // Физика горения и взрыва. – 2012. – Т. 48, № 6. – С. 47–53.
151. Зельдович, Я. Б. Теория зажигания накалиной поверхностью / Я. Б. Зельдович // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1939. – № 12. – С. 1530–1534.
152. Clemmow, D. M. An extension of the theory of thermal explosion and its application to the oscillatory burning of explosives / D. M. Clemmow, J. D. Huffington // Transactions of the Faraday Society. – 1956. – Vol. 52. – P. 385–396.
153. Thomas, P. H. Thermal ignition in a slab with one face at a constant high temperature / P. H. Thomas, P. C. Bowes // Transactions of the Faraday Society. – 1961. – Vol. 57. – P. 2007–2017.
154. Shouman, A. R. The stationary problem of thermal ignition in a reactive slab with unsymmetrical boundary temperatures / A. R. Shouman, A. B. Domaldson // Combustion and Flame. – 1975. – No. 2. – P. 203–210.

155. Аверсон, А. Э. Приближенный метод решения задач тепловой теории зажигания / А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов // Доклады АН СССР. – 1968. – № 1. – С. 131–134.

156. Вилунов, В. Н. К вопросу о зажигании конденсированных систем лучистой энергией / В. Н. Вилунов, О. Б. Сидонский // Физика горения и взрыва. – 1965. – № 4. – С. 39–43.

157. Аверсон, А. Э. Закономерности зажигания конденсированных взрывчатых систем при идеальном теплообмене на поверхности с учетом выгорания / А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов // Инженерно-физический журнал. – 1965. – Т. 9, № 2. – С. 245–260.

158. Гольдшлегер, У. И. О механизме и закономерностях зажигания конденсированных систем дисперсным потоком / У. И. Гольдшлегер, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов // Физика горения и взрыва. – 1971. – № 3. – С. 319–332.

159. Барзыкин, В. В. Зажигание конденсированных веществ дисперсным потоком / В. В. Барзыкин, У. И. Гольдшлегер, А. Г. Мержанов // Доклады АН СССР. – 1970. – Т. 191, № 1. – С. 111–114.

160. Гольдшлегер, У. И. О некоторых закономерностях зажигания конденсированных веществ дисперсным потоком / У. И. Гольдшлегер, В. В. Барзыкин, В. И. Розенбанд // Физика горения и взрыва. – 1971. – № 1. – С. 61–64.

161. Гольдшлегер, У. И. Зажигание конденсированных взрывчатых веществ накаливаемым телом конечных размеров / У. И. Гольдшлегер, К. В. Прибыткова, В. В. Барзыкин // Физика горения и взрыва. – 1973. – № 1. – С. 119–132.

162. Гольдшлегер, У. И. Зажигание конденсированных взрывчатых веществ накаливаемой сферической частицей / У. И. Гольдшлегер, В. В. Барзыкин, Т. П. Ивлева // Физика горения и взрыва. – 1973. – № 5. – С. 733–740.

163. Кузнецов, Г. В. Моделирование зажигания пожароопасных материалов нагретой до высоких температур частицей / Г. В. Кузнецов, Г. В. Таратушкина // Пожаровзрывобезопасность. – 2003. – Т. 12, № 6. – С. 14–20.

164. Кузнецов, Г. В. Моделирование зажигания конденсированных веществ «горячей» частицей / Г. В. Кузнецов, Г. Я. Мамонтов, Г. В. Таратушкина // Химическая физика. – 2004. – Т. 23, № 5. – С. 62–67.

165. Кузнецов, Г. В. Воспламенение конденсированного вещества частицей в условиях неидеального теплового контакта / Г. В. Кузнецов, Г. В. Таратушкина // Пожаровзрывобезопасность. – 2005. – Т. 14, № 6. – С. 16–20.

166. Кузнецов, Г. В. Численное моделирование воспламенения конденсированного вещества нагретой до высоких температур частицей / Г. В. Кузнецов, Г. Я. Мамонтов, Г. В. Таратушкина // Физика горения и взрыва. – 2004. – Т. 40, № 1. – С. 78–85.

167. Кузнецов, Г. В. Зажигание конденсированных веществ при локальном нагреве / Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2010. – 269 с.

168. Kuznetsov, G. V. The influence of radiation heat exchange on characteristics of liquid fuel ignition by a heated metal particle / G. V. Kuznetsov, P. A. Strizhak // Journal of Engineering Thermophysics. – 2010. – Vol. 19, No. 1. – P. 1–8.

169. Кузнецов, Г. В. Численное решение задачи воспламенения жидкого пожароопасного вещества одиночной «горячей» частицей / Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // Физика горения и взрыва. – 2009. – Т. 45, № 5. – С. 42–50.

170. Кузнецов, Г. В. Моделирование воспламенения жидкого вещества горячей частицей / Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // Химическая физика. – 2009. – Т. 28, № 5. – С. 91–98.

171. Кузнецов, Г. В. Тепломассоперенос при зажигании горячей частицей паров жидкого топлива, поступающих в воздух с поверхности пропитанной им ткани / Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // Инженерно-физический журнал. – 2009. – Т. 82, № 3. – С. 454–460.

172. Кузнецов, Г. В. Влияние формы нагретой до высоких температур частицы на газофазное зажигание пленки жидкого конденсированного вещества / Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // Химическая физика. – 2010. – Т. 29, № 3. – С. 59–66.

173. Кузнецов, Г. В. О возможности использования одномерной модели при численном анализе процесса зажигания жидкого конденсированного вещества одиночной нагретой частицей / Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // Физика горения и взрыва. – 2010. – Т. 46, № 6. – С. 78–85.

174. Высокоморная, О. В. Моделирование зажигания жидкого топлива локальным источником нагрева в условиях выгорания жидкости / О. В. Высокоморная, Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // Химическая физика. – 2011. – Т. 30, № 8. – С. 62–67.

175. Strizhak, P. A. Characteristics of heat and mass transfer at ignition of a thin film of condensed liquid substance by hot particles of different configuration / P. A. Strizhak // Journal of Engineering Thermophysics. – 2011. – Vol. 20, No. 4. – P. 459–467.

176. Кузнецов, Г. В. Анализ возможных причин макроскопических различий характеристик зажигания жидкого топлива локальным источником энергии и массивным нагретым телом / Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // Химическая физика. – 2012. – Т. 31, № 7. – С. 41–55.

177. Glushkov, D. O. Experimental and numerical study of heat transfer and oxidation reaction during ignition of diesel fuel by a hot particle / D. O. Glushkov, J.-C. Legros, P. A. Strizhak, A. V. Zakharevich // Fuel. – 2016. – Vol. 175. – P. 105–115.

178. Glushkov, D. O. Heat and mass transfer at the ignition of vapors of volatile liquid fuels by hot metal core: Experimental study and modelling / D. O. Glushkov, J.-C. Legros, P. A. Strizhak, R. S. Volkov // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2016. – Vol. 92, No. 1. – P. 1182–1190.

179. Yan, Q.-L. Combustion mechanism of double-base propellant containing nitrogen heterocyclic nitroamines (I): The effect of heat and mass transfer to the burning characteristics / Q.-L. Yan, X.-J. Li, Y. Wang, W.-H. Zhang, F.-Q. Zhao // Combustion and Flame. – 2009. – Vol. 156, No. 3. – P. 633–641.

180. Dubey, R. Bi-metallic nanocomposites of Mn with very high catalytic activity for burning rate enhancement of composite solid propellants / R. Dubey, M. Chawla, P. F. Siril, G. Singh // Thermochimica Acta. – 2013. – Vol. 572. – P. 30–38.

181. Zarko, V. E. Energetic nanomaterials: Synthesis, characterization, and application / V. E. Zarko, A. A. Gromov. – Elsevier, 2016. – 392 p.

182. Pang, W. Effects of different nano-sized metal oxide catalysts on the properties of composite solid propellants / W. Pang, L. T. De Luca, X. Fan, F. Maggi, H. Xu, W. Xie, X. Shi // Combustion Science and Technology. – 2016. – Vol. 188, No. 3. – P. 315–328.

183. Chen, Y. Study on the synthesis and interfacial interaction performance of novel dodecylamine-based bonding agents used for composite solid propellants / Y. Chen, Y.-F. Liu, L. Shi, W. Yang, W.-S. Yao // Propellants, Explosives, Pyrotechnics. – 2015. – Vol. 40, No. 1. – P. 50–59.

184. Pang, W.-Q. Synthesis and characterization of a high energy combustion agent (BHN) and its effects on the combustion properties of fuel rich solid rocket propellants / W.-Q. Pang, F.-Q. Zhao, Y.-N. Xue, H.-X. Xu, X.-Z. Fan, W.-X. Xie, W. Zhang, J. Lv, L. T. Deluca // Central European Journal of Energetic Materials. – 2015. – Vol. 12, No. 3. – P. 537–552.

185. Глушков, Д. О. Численное моделирование твердофазного зажигания металлизированного конденсированного вещества нагретой до высоких температур частицей / Д. О. Глушков, Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // Химическая физика. – 2011. – Т. 30, № 12. – С. 35–41.

186. Глушков, Д. О. Об устойчивости зажигания смесового твердого топлива локальным источником ограниченной энергоемкости / Д. О. Глушков, Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // Физика горения и взрыва. – 2014. – Т. 50, № 6. – С. 54–60.

187. Глушков, Д. О. О влиянии выгорания на интегральные характеристики зажигания металлизированного смесового твердого топлива при локальном нагреве / Д. О. Глушков // Химическая физика и мезоскопия. – 2014. – Т. 16, № 1. – С. 52–59.

188. Глушков, Д. О. Численное исследование процесса зажигания металлизированного конденсированного вещества внедренным в

приповерхностный слой источником / Д. О. Глушков, Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // Химическая физика. – 2013. – Т. 32, № 5. – С. 55–61.

189. Глушков, Д. О. Моделирование зажигания смесового топлива источником ограниченного теплосодержания при учете зависимости теплофизических характеристик материалов и веществ от температуры / Д. О. Глушков, Е. В. Кравченко, П. А. Стрижак // Химическая физика и мезоскопия. – 2013. – Т. 15, № 2. – С. 208–215.

190. Глушков, Д. О. Влияние формы локального источника энергии на условия зажигания структурно-неоднородного твердого конденсированного вещества / Д. О. Глушков, П. А. Стрижак // Химическая физика и мезоскопия. – 2012. – Т. 14, № 3. – С. 334–340.

191. Глушков, Д. О. Особенности постановки задач при численном исследовании зажигания металлизированного конденсированного вещества локальным источником энергии / Д. О. Глушков, П. А. Стрижак // Бутлеровские сообщения. – 2013. – Т. 33, № 1. – С. 126–132.

192. Глушков, Д. О. Зажигание смесового топлива горячей частицей в условиях неидеального теплового контакта / Д. О. Глушков, Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // Химическая физика. – 2015. – Т. 34, № 7. – С. 39–45.

193. Глушков, Д. О. Численное исследование макроскопических закономерностей зажигания смесового твердого топлива локальным источником энергии / Д. О. Глушков, П. А. Стрижак // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2013. – Т. 56, № 9-3. – С. 153–155.

194. Глушков, Д. О. Твердофазное зажигание смесового топлива горячей частицей при свободноконвективном теплоотводе во внешнюю среду / Д. О. Глушков, Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // Химическая физика. – 2014. – Т. 33, № 4. – С. 38–47.

195. Вершинина, К. Ю. Расчет погрешности выполнения закона сохранения энергии в области решения задачи зажигания смесового твердого топлива локальным источником нагрева / К. Ю. Вершинина, Д. О. Глушков, П. А. Стрижак //

Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2015611604. Дата государственной регистрации 02.02.2015 г.

196. Глушков, Д. О. Программа расчета характеристик зажигания смесового твердого топлива локальным источником энергии в форме диска / Д. О. Глушков, П. А. Стрижак // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2013611998. Дата государственной регистрации 11.02.2013 г.

197. Вершинина, К. Ю. Расчет характеристик зажигания металлизированного высокоэнергетического материала при локальном нагреве в условиях выгорания приповерхностного слоя конденсированного вещества / К. Ю. Вершинина, Д. О. Глушков, П. А. Стрижак // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2015611584. Дата государственной регистрации 30.01.2015 г.

198. Глушков, Д. О. Программа расчета характеристик зажигания металлизированного конденсированного вещества внедренной в приповерхностный слой «горячей» частицей / Д. О. Глушков, П. А. Стрижак // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2013613386. Дата государственной регистрации 03.04.2013 г.

199. Глушков, Д. О. Программа расчета характеристик зажигания структурно-неоднородного твердого ракетного топлива при неидеальном контакте с локальным источником нагрева / Д. О. Глушков, Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2011619684. Дата государственной регистрации 23.12.2011 г.

200. Глушков, Д. О. Расчет характеристик зажигания смесового топлива в условиях неидеального контакта и лучистого теплообмена на границе «горячая частица-топливо» / Д. О. Глушков, П. А. Стрижак // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2015611603. Дата государственной регистрации 02.02.2015 г.

201. Высокоморная, О. В. Программа вычисления параметров процесса зажигания металлизированного смесового топлива «горячей» частицей при свободно-конвективном теплоотводе в окружающую среду / О. В. Высокоморная,

Д. О. Глушков, П. А. Стрижак // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2013613056. Дата государственной регистрации 21.03.2013 г.

202. Ulas, A. Ballistic properties and burning behaviour of an ammonium perchlorate/guanidine nitrate/sodium nitrate airbag solid propellant / A. Ulas, G. A. Risha, K. K. Kuo // Fuel. – 2006. – Vol. 85, No. 14-15. – P. 1979–1986.

203. Кузнецов, Г. В. Двумерная задача естественной конвекции в прямоугольной области при локальном нагреве и теплопроводных границах конечной толщины / Г. В. Кузнецов, М. А. Шеремет // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. – 2006. – № 6. – С. 29–39.

204. Кузнецов, Г. В. Математическое моделирование сложного теплопереноса в замкнутой прямоугольной области / Г. В. Кузнецов, М. А. Шеремет // Теплофизика и аэромеханика. – 2009. – Т. 16, № 1. – С. 123–133.

205. Седов, Л. И. Механика сплошной среды / Л. И. Седов. – М.: Наука, 1994. – Т. 1. – 528 с.

206. Седов, Л. И. Механика сплошной среды / Л. И. Седов. – М.: Наука, 1994. – Т. 2. – 560 с.

207. Самарский, А. А. Теория разностных схем / А. А. Самарский. – М.: Наука, 1983. – 616 с.

208. Самарский, А. А. Численные методы решения задач конвекции – диффузии / А. А. Самарский, П. Н. Вабищевич. – М.: Эдиториал УРСС, 1999. – 248 с.

209. Березин, И. С. Методы вычислений / И. С. Березин, Н. П. Жидков. – М.: Физматгиз, 1962. – Т. 2. – 620 с.

210. Калиткин, Н. Н. Численные методы / Н. Н. Калиткин. – М.: Наука, 1978. – 512 с.

211. Вержбицкий, В. М. Основы численных методов / В. М. Вержбицкий. – М.: Высшая школа, 2002. – 840 с.

212. Коздоба, Л. А. Методы решения нелинейных задач теплопроводности / Л. А. Коздоба. – М.: Наука, 1975. – 227 с.

213. Чанг, К. Нелинейные сингулярно возмущенные краевые задачи. Теория и приложения: пер. с англ. / К. Чанг, Ф. Хауэс. – М.: Мир, 1988. – 248 с.

214. Гаращенко, А. И. О модификации методов решения нелинейных задач тепломассопереноса в условиях высоких градиентов температур / А. И. Гаращенко, И. К. Жарова, Г. В. Кузнецов, В. П. Рудзинский, Г. В. Таратушкина // Материалы Всероссийской научно-технической конференции «Аэрокосмическая техника и высокие технологии – 2002». – Пермь, 10–12 апреля 2002 г. – Пермь: Изд-во ПГТУ, 2002. – С. 77.

215. Люкшин, П. А. Определение эффективных теплофизических характеристик композиционного материала / П. А. Люкшин, Б. А. Люкшин, Н. Ю. Матолыгина, С. В. Панин // Физическая мезомеханика. – 2008. – Т. 11, № 5. – С. 103–110.

216. Штейнберг, А. С. Быстрые реакции в энергоемких системах: высокотемпературное разложение ракетных топлив и взрывчатых веществ / А. С. Штейнберг. – М.: Физматлит, 2006. – 208 с.

217. Штейнберг, А. С. О зажигании конденсированных веществ в условиях постоянства температуры на поверхности / А. С. Штейнберг, В. Б. Улыбин, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов // Инженерно-физический журнал. – 1966. – № 4. – С. 482–486.

218. Варгафтик, Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей / Н. Б. Варгафтик. – М.: ООО «Старс», 2006. – 720 с.

219. Reid, R. C. The properties of gases and liquids / R. C. Reid, J. M. Prausnitz, B. E. Poling. – USA, New York: McGraw-Hill, 1987. – 753 p.

220. Теплотехнический справочник / Под ред. В. Н. Юренева, П. Д. Лебедева. – М.: Энергия, 1975. – Т. 1. – 744 с.

221. Теплотехнический справочник / Под ред. В. Н. Юренева, П. Д. Лебедева. – М.: Энергия, 1976. – Т. 2. – 896 с.

222. Чиркин, В. С. Теплофизические свойства материалов: справочное руководство / В. С. Чиркин. – М.: Гос. изд-во физ.-матем. лит-ры, 1959. – 356 с.

223. Nayer, A. The metals databook / A. Nayer. – USA, New York: McGraw-Hill, 1997.
224. Touloukian, Y. S. Thermophysical properties of matter / Y. S. Touloukian, C. Y. Ho. – USA, New York: Plenum Press, 1972.
225. Ross, R. B. Metallic materials specification handbook / R. B. Ross. – 4th ed. – Chapman and Hall, 1992.
226. Штехер, М. С. Топлива и рабочие тела ракетных двигателей / М. С. Штехер. – М.: Машиностроение, 1976. – 304 с.
227. Григорьев, И. С. Физические величины: справочник / И. С. Григорьев, Е. З. Мейлихов. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
228. Буркина, Р. С. Влияние структурных изменений приповерхностного слоя конденсированного вещества на его зажигание мощным импульсом излучения / Р. С. Буркина, А. М. Домуховский // Физика горения и взрыва. – 2012. – Т. 48, № 5. – С. 122–129.
229. Страхов, В. Л. Математическое моделирование теплофизических и термохимических процессов при горении вспучивающихся огнезащитных покрытий / В. Л. Страхов, А. Н. Гаращенко, Г. В. Кузнецов, В. П. Рудзинский // Физика горения и взрыва. – 2001. – Т. 39, № 2. – С. 63–73.
230. Кузнецов, Г. В. Высокотемпературное разрушение резиноподобных теплозащитных материалов в условиях высоких давлений / Г. В. Кузнецов // Теплофизика высоких температур. – 1996. – Т. 34, № 6. – С. 919–923.
231. Современная химия ракетного топлива / Под ред. И. И. Моисеева. – М.: Атомиздат, 1972. – 296 с.
232. Мержанов, А. Г. Самораспространяющийся высокотемпературный синтез // Физическая химия. Современные проблемы: ежегодник / А. Г. Мержанов; под ред. Я. М. Колотыркина. – М.: Химия, 1983. – С. 6–44.
233. Вилюнов, В. Н. Воспламенение пироксилина световым потоком высокой интенсивности / В. Н. Вилюнов, В. Т. Кузнецов, А. И. Скорик // Горение и взрыв. – М.: Наука, 1977. – С. 278–281.

234. Rahimi, S. On shear rheology of gel propellants / S. Rahimi, A. Peretz, B. Natan // *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*. – 2007. – Vol. 32, No. 2. – P. 165–174.
235. Varma, M. Optimisation of processing conditions for gel propellant production / M. Varma, R. Pein // *International Journal of Energetic Materials and Chemical Propulsion*. – 2009. – Vol. 8, No. 6. – P. 501–513.
236. Jyoti, B. V. S. Rheological characterization of hydrogen peroxide gel propellant / B. V. S. Jyoti, S. W. Baek // *International Journal of Aeronautical and Space Sciences*. – 2014. – Vol. 15, No. 2. – P. 199–204.
237. Хилько, С. Л. Способ получения и реологические характеристики суспензионного топлива на основе бурого угля / С. Л. Хилько, Е. В. Титов // *Химия твердого топлива*. – 2001. – № 1. – С. 78–87.
238. Горлов, Е. Г. Композиционные водосодержащие топлива из углей и нефтепродуктов / Е. Г. Горлов // *Химия твердого топлива*. – 2004. – № 6. – С. 50–61.
239. Kijo-Kleczkowska, A. Combustion of coal-water suspensions / A. Kijo-Kleczkowska // *Fuel*. – 2011. – Vol. 90. – P. 865–877.
240. Глушков, Д. О. Математическое моделирование зажигания гелеобразного конденсированного вещества одиночными разогретыми металлическими и неметаллическими частицами / Д. О. Глушков, А. О. Жданова, П. А. Стрижак // *Бутлеровские сообщения*. – 2013. – Т. 34, № 5. – С. 22–33.
241. Высокоморная, О. В. Зажигание гелеобразного топлива разогретой до высоких температур металлической частицей малых размеров / О. В. Высокоморная, Д. О. Глушков, Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // *Известия высших учебных заведений. Физика*. – 2013. – Т. 56, № 9-3. – С. 150–152.
242. Глушков, Д. О. Программа расчета интегральных характеристик зажигания гелеобразного топлива энергоэффективным источником энергии / Д. О. Глушков, Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // *Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2013612418*. Дата государственной регистрации 27.02.2013 г.

243. Glushkov, D. O. Organic coal-water fuel: problems and advantages (review) / D. O. Glushkov, P. A. Strizhak, M. Yu. Chernetskii // Thermal Engineering. – 2016. – Vol. 63, No. 10. – P. 707–717.

244. Glushkov, D. O. Burning properties of slurry based on coal and oil processing waste / D. O. Glushkov, S. Y. Lyrshchikov, S. A. Shevyrev, P. A. Strizhak // Energy and Fuels. – 2016. – Vol. 30, No. 4. – P. 3441–3450.

245. Вершинина, К. Ю. Характеристики зажигания частиц угля и капель суспензионного топлива при кондуктивном нагреве / К. Ю. Вершинина, Д. О. Глушков, П. А. Стрижак // Пожаровзрывобезопасность. – 2015. – Т. 24, № 10. – С. 21–29.

246. Вершинина, К. Ю. Отличия характеристик зажигания водоугольных суспензий и композиционного жидкого топлива / К. Ю. Вершинина, Д. О. Глушков, Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // Химия твердого топлива. – 2016. – № 2. – С. 21–33.

247. Глушков, Д. О. Сравнительная оценка основных характеристик зажигания капель водоугольного и искусственного композиционного жидкого топлива в потоке разогретого воздуха / Д. О. Глушков, П. А. Стрижак // Химическая физика и мезоскопия. – 2015. – Т. 17, № 4. – С. 501–510.

248. Накоряков, В. Е. Низкотемпературное зажигание капель суспензионных органоводоугольных топлив / В. Е. Накоряков, Д. О. Глушков, Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // Доклады Академии наук. – 2016. – Т. 469, № 2. – С. 167–172.

249. Glushkov, D. O. Influence of organic coal-water fuel composition on the characteristics of sustainable droplet ignition / D. O. Glushkov, D. P. Shabardin, P. A. Strizhak, K. Yu. Vershinina // Fuel Processing Technology. – 2015. – Vol. 143. – P. 60–68.

250. Glushkov, D. O. Minimum temperatures for sustainable ignition of coal water slurry containing petrochemicals / D. O. Glushkov, P. A. Strizhak, K. Yu. Vershinina // Applied Thermal Engineering. – 2016. – Vol. 96. – P. 534–546.

251. Glushkov, D. O. Ignition of promising coal-water slurry containing petrochemicals: analysis of key aspects / D. O. Glushkov, S. V. Syrodoy, A. V. Zhakharevich, P. A. Strizhak // *Fuel Processing Technology*. – 2016. – Vol. 148. – P. 224–235.

252. Гришин, А. М. О сопряженном теплообмене между нагретыми инертными телами и реакционноспособной средой / А. М. Гришин, А. Н. Субботин // *Тепло- и массоперенос*. – Минск: Изд-во ИТМО АН БССР, 1972. – Т. 2, ч. 2. – С. 286–294.

253. Ассовский, И. Г. Физика горения и внутренняя баллистика / И. Г. Ассовский. – М.: Наука, 2005. – 357 с.

254. Муратова, Т. М. Кинетический анализ процессов испарения и конденсации / Т. М. Муратова, Д. А. Лабунцов // *Теплофизика высоких температур*. – 1969. – Т. 7, № 5. – С. 959–967.

255. Кузнецов, Г. В. Разностные методы решения задач теплопроводности / Г. В. Кузнецов, М. А. Шеремет. – Томск: Изд-во ТПУ, 2007. – 172 с.

256. Щетинков, Е. С. Физика горения газов / Е. С. Щетинков. – М.: Наука, 1965. – 739 с.

257. Греков, А. П. Физическая химия гидразина / А. П. Греков, В. Я. Веселов. – Киев: Наукова думка, 1979. – 263 с.

258. Коровин, Н. В. Гидразин / Н. В. Коровин. – М.: Химия, 1980. – 722 с.

259. Janiszewski, J. Measurement procedure of ring motion with the use of high speed camera during electromagnetic expansion / J. Janiszewski // *Metrology and Measurement Systems*. – 2012. – Vol. 19, No. 2 – P. 797–804.

260. Janiszewski, J. Ductility of selected metals under electromagnetic ring test loading conditions / J. Janiszewski // *International Journal of Solids and Structures*. – 2012. – Vol. 49, No. 7-8. – P. 1001–1008.

261. Westerweel, J. Fundamentals of digital particle image velocimetry / J. Westerweel // *Measurement Science and Technology*. – 1997. – Vol. 8, No. 12. – P. 1379–1392.

262. Foucaut, J. M. Some considerations on the accuracy and frequency response of some derivative filters applied to particle image velocimetry vector fields / J. M. Foucaut, M. Stanislas // *Measurement Science and Technology*. – 2002. – Vol. 13, No. 7. – P. 1058–1071.

263. Simo Tala, J. V. Investigation of the flow characteristics in a multirow finned-tube heat exchanger model by means of PIV measurements / J. V. Simo Tala, S. Russeil, D. Bougeard, J.-L. Harion // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2013. – Vol. 50. – P. 45–53.

264. Volkov, R. S. The influence of initial sizes and velocities of water droplets on transfer characteristics at high-temperature gas flow / R. S. Volkov, G. V. Kuznetsov, P. A. Strizhak // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2014. – Vol. 79. – P. 838–845.

265. Волков, Р. С. Анализ характеристик торможения и уноса капель полидисперсного водяного потока высокотемпературными газами в условиях интенсивных фазовых превращений / Р. С. Волков, Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // *Инженерно-физический журнал*. – 2015. – Т. 88, № 4. – С. 905–915.

266. Шейндлин, А. Е. Проблема новой энергетики / А. Е. Шейндлин. – М.: Наука, 2006. – 406 с.

267. Hanjalic, K. Sustainable energy technologies: Options and prospects / K. Hanjalic, R. Krol, A. Lekic. – Springer, 2008. – 336 p.

268. Катылымов, А. В. Переработка твердого топлива / А. В. Катылымов, А. И. Кобыяков. – Калуга: Изд-во Н. Бочкаревой, 2003. – 248 с.

269. Патраков, Ю. Ф. Композиционное водосодержащее топливо из низкосортных углей Кузбасса / Ю. Ф. Патраков, Н. И. Федорова, А. И. Ефремов // *Вестник Кузбасского ГТУ*. – 2006. – № 3. – С. 81–83.

270. Горлов, Е. Г. Условия реализации шламов угледобывающих и углеперерабатывающих предприятий в виде суспензионного топлива / Е. Г. Горлов, А. И. Серегин, Г. С. Ходаков // *Химия твердого топлива*. – 2007. – № 6. – С. 51–57.

271. Цепенюк, А. И. Исследование процессов горения искусственного композиционного жидкого топлива в циклонном предтопке / А. И. Цепенюк, Ю. В. Овчинников, Ю. В. Стрижко, С. В. Луценко // Энергетик. – 2011. – № 7. – С. 45–47.

272. Овчинников, Ю. В. Исследование воспламенения твердых топлив и ИКЖТ / Ю. В. Овчинников, А. И. Цепенюк, А. В. Шихотинов, Е. В. Татарникова // Доклады Академии наук высшей школы Российской Федерации. – 2011. – № 1. – С. 117–126.

273. Саломатов, В. В. Теоретическое исследование горения капли водоугольного топлива. Ч. 2. Стадия воспламенения / В. В. Саломатов, И. В. Кравченко // Горение и плазмохимия. – 2007. – Т. 5, № 3. – С. 189–198.

274. Ермакова, Л. А. Механизм горения капель суспензионного водоугольного топлива в вихревой топке автоматизированного энергогенерирующего комплекса / Л. А. Ермакова, С. П. Мочалов, С. Н. Калашников, А. А. Пермьяков // Вестник Кемеровского государственного университета. – 2012. – № 4-2 (52). – С. 164–169.

275. Кузнецов, Г. В. Численное моделирование зажигания частиц водоугольного топлива / Г. В. Кузнецов, В. В. Саломатов, С. В. Сыродой // Физика горения и взрыва. – 2015. – Т. 51, № 4. – С. 11–19.

276. Прогноз развития энергетики мира и России до 2040 года. – М.: ИНЭИ РАН, 2013. – 108 с.

277. Зекель, Л. А. Электросепарация зольных уносов энергетического сжигания углей / Л. А. Зекель, Н. В. Краснобаева, М. Я. Шпирт // Химия твердого топлива. – 2004. – № 3. – С. 82–92.

278. Архипов, А. М. Ступенчатое факельное сжигание кузнецких углей на ТЭС / А. М. Архипов, В. Я. Путилов // Теплоэнергетика. – 2009. – № 8. – С. 52–57.

279. Гагарин, С. Г. Теоретические основы использования фракций угля различной плотности для сжигания / С. Г. Гагарин, А. М. Гюльмалиев // Химия твердого топлива. – 2009. – № 1. – С. 22–30.

280. Малолетнев, А. С. Получение синтетического жидкого топлива гидрогенизацией углей / А. С. Малолетнев, А. А. Кричко, А. А. Гаркуша. – М.: Недра, 1992. – 128 с.

281. Крапчин, И. П. Перспективы производства синтетического жидкого топлива из углей / И. П. Крапчин, Е. Ю. Потапенко // Химия твердого топлива. – 2004. – № 5. – С. 59–65.

282. Потапенко, И. О. Перспективы производства экологически чистого топлива для электростанций на основе газификации углей / И. О. Потапенко // Химия твердого топлива. – 2003. – № 6. – С. 85–92.

283. Шпирт, М. Я. Термодинамическое моделирование состава соединений минеральных компонентов при газификации бурого угля Канско-Ачинского бассейна / М. Я. Шпирт, А. А. Лавриненко, И. Н. Кузнецова, А. М. Гюльмалиев // Химия твердого топлива. – 2013. – № 6. – С. 42–48.

284. Кузнецов, Б. Н. Получение пористых углеродных материалов высокоскоростным нагревом и предварительной химической модификацией антрацитов / Б. Н. Кузнецов, М. Л. Щипко, Н. В. Чесноков, Т. П. Милошенко, Л. В. Сафонова, Е. В. Веприкова, А. М. Жижаев, Н. И. Павленко // Химия в интересах устойчивого развития. – 2005. – Т. 13, № 4. – С. 521–529.

285. Стороженко, Г. И. Переработка углистых аргиллитов для получения керамического сырья и технологического топлива / Г. И. Стороженко, А. Ю. Столбоушкин, А. И. Иванов // Строительные материалы. – 2015. – № 8. – С. 50–59.

286. Федоров, А. В. Математическое моделирование гетерогенной детонации угольной пыли в кислороде с учетом стадии воспламенения / А. В. Федоров, Т. А. Хмель // Физика горения и взрыва. – 2005. – Т. 41, № 1. – С. 89–99.

287. Крайнов, А. Ю. Критические условия воспламенения искрой смеси газообразных окислителя и горючего с реагирующими частицами / А. Ю. Крайнов, В. А. Баймлер // Физика горения и взрыва. – 2002. – Т. 38, № 3. – С. 30–36.

288. Глушков, Д. О. Определение кинетических параметров зажигания диспергированного конденсированного вещества при локальном нагреве / Д. О. Глушков, А. В. Захаревич, П. А. Стрижак // Пожаровзрывобезопасность. – 2013. – Т. 22, № 6. – С. 24–31.

289. Глушков, Д. О. Определение термокинетических характеристик зажигания диспергированного конденсированного вещества в условиях локального подвода энергии / Д. О. Глушков, А. В. Захаревич, П. А. Стрижак // Химическая физика и мезоскопия. – 2013. – Т. 15, № 3. – С. 343–350.

290. Глушков, Д. О. Зажигание частицы угля на нагретой поверхности / Д. О. Глушков, Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак, О. В. Шарыпов // Химия твердого топлива. – 2016. – № 4. – С. 7–13.

291. Жуйков, А. В. Растопка котлов в условиях конвективного нагрева пыли высокореакционного угля / А. В. Жуйков, В. А. Кулагин, М. П. Баранова, Д. О. Глушков // Теплоэнергетика. – 2016. – № 12. – С. 13–16.

292. Вершинина, К. Ю. Зажигание частицы твердого топлива в условиях конвективного нагрева / К. Ю. Вершинина, Д. О. Глушков // Материалы IX Всероссийской конференции «Горение топлива: теория, эксперимент, приложения». – Новосибирск, 16–18 ноября 2015 г. – Новосибирск: Изд-во ИТ СО РАН, 2015. – С. 313–316.

293. Вершинина, К. Ю. Анализ предельных условий зажигания газообразных продуктов термической деструкции частицы угля в потоке воздуха / К. Ю. Вершинина, Д. О. Глушков, П. А. Стрижак // Безопасность труда в промышленности. – 2014. – № 7. – С. 54–59.

294. Glushkov, D. O. Numerical research of heat and mass transfer during low-temperature ignition of a coal particle / D. O. Glushkov, P. A. Strizhak, O. V. Vysokomornaya // Thermal Science. – 2015. – Vol. 19, No. 1. – P. 285–294.

295. Глушков, Д. О. Математическое моделирование воспламенения частиц угля в потоке воздуха / Д. О. Глушков, Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // Химия твердого топлива. – 2015. – № 2. – С. 17–23.

296. Глушков, Д. О. “Низкотемпературное” зажигание частицы угля в потоке воздуха / Д. О. Глушков, Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // Химическая физика. – 2015. – Т. 34, № 3. – С. 48–56.

297. Вершинина, К. Ю. Прогностическое моделирование газофазного зажигания продуктов термического разложения угля / К. Ю. Вершинина, Д. О. Глушков, П. А. Стрижак // Химическое и нефтегазовое машиностроение. – 2015. – № 8. – С. 36–39.

298. Вершинина, К. Ю. Расчет характеристик зажигания продуктов термического разложения угля при учете зависимости теплофизических параметров от температуры / К. Ю. Вершинина, Д. О. Глушков, П. А. Стрижак // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2015618101. Дата государственной регистрации 30.07.2015 г.

299. Вершинина, К. Ю. Расчет нестационарного температурного поля при прогреве одиночной частицы угля высокотемпературным потоком воздуха / К. Ю. Вершинина, Д. О. Глушков, П. А. Стрижак // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2015618100. Дата государственной регистрации 30.07.2015 г.

300. Вершинина, К. Ю. Расчет характеристик газофазного воспламенения летучих и гетерогенного зажигания коксового остатка при низкотемпературном нагреве частицы угольного топлива / К. Ю. Вершинина, Д. О. Глушков, П. А. Стрижак // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2015611581. Дата государственной регистрации 30.01.2015 г.

301. Вершинина, К. Ю. Расчет характеристик газофазного зажигания летучих и гетерогенного горения коксового остатка при нагреве угля потоком горячих газов / К. Ю. Вершинина, Д. О. Глушков, П. А. Стрижак // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2015617830. Дата государственной регистрации 23.07.2015 г.

302. Глушков, Д. О. Расчет характеристик гетерогенного зажигания одиночной частицы угля / Д. О. Глушков, П. А. Стрижак, А. А. Щербинина //

Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2015611602. Дата государственной регистрации 02.02.2015 г.

303. Энхжаргал, Х. Математическое моделирование термоподготовки и горения угольной частицы. IV. Стадия зажигания / Х. Энхжаргал, В. В. Саломатов // Инженерно-физический журнал. – 2011. – Т. 84, № 4. – С. 830–835.

304. Hadden, R. M. Ignition of combustible fuel beds by hot particles: An experimental and theoretical study / R. M. Hadden, S. Scott, C. Lautenberger, A. C. Fernandez-Pello // Fire Technology. – 2011. – Vol. 47, No. 2. – P. 341–355.

305. Babrauskas, V. Ignition handbook: principles and applications to fire safety engineering, fire investigation, risk management, and forensic science / V. Babrauskas. – USA, Issaquah: Fire Science Publishers, 2003. – 843 p.

306. Jones, J. C. Improved calculations concerning the ignition of forest litter by hot particle ingress / J. C. Jones // Journal of Fire Sciences. – 1995. – Vol. 13, No. 5. – P. 350–356.

307. Энхжаргал, Х. Математическое моделирование термоподготовки и горения угольной частицы. I. Стадия прогрева / Х. Энхжаргал, В. В. Саломатов // Инженерно-физический журнал. – 2010. – Т. 83, № 5. – С. 837–846.

308. Агроскин, А. А. Теплофизика твердого топлива / А. А. Агроскин, В. Б. Глейбман. – М.: Недра, 1980. – 256 с.

309. Агроскин, А. А. Теплостойкость углей / А. А. Агроскин, Е. И. Гончаров // Кокс и химия. – 1965. – № 7. – С. 8–13.

310. Агроскин, А. А. Зависимость тепловых свойств углей от насыпной массы, скорости коксования и времени изотермической выдержки / А. А. Агроскин, Е. И. Гончаров, В. М. Тягунов, И. Г. Зубин, В. Б. Глейбман // Кокс и химия. – 1977. – № 8. – С. 12–15.

311. Бойко, Е. А. Кинетика термохимических превращений углей Канско-Ачинского бассейна / Е. А. Бойко, Д. Г. Дидичин, П. В. Шишмарев // Химия твердого топлива. – 2004. – № 3. – С. 3–12.

312. Марьяндышев, П. А. Определение кинетических характеристик процесса термического разложения топлив с целью анализа топочных процессов

(обзор) / П. А. Марьяндышев, А. А. Чернов, В. К. Любов // Вестник Северного (Арктического) федерального университета. Серия: Естественные науки. – 2015. – № 2. – С. 118–128.

313. Захаревич, А. В. Условия и характеристики возгорания измельченных углей при локальном нагреве / А. В. Захаревич, В. Н. Огородников // Пожаровзрывобезопасность. – 2013. – Т. 22, № 3. – С. 13–19.

314. Заворин, А. С. Теплотехнические характеристики углей месторождения Шивэ-Овоо Монголии как энергетического топлива / А. С. Заворин, А. Ю. Долгих, В. В. Саломатов, С. Батмунх, Х. Энхжаргал // Известия Томского политехнического университета. – 2014. – Т. 324, № 4. – С. 47–53.

315. Krishenik, P. M. Modeling of combustion wave propagation in a carbon dust/gas mixture / P. M. Krishenik, E. N. Rumanov, K. G. Shkadinskii // Combustion and flame. – 1994. – Vol. 99, No. 3-4. – P. 713–722.

316. Туник, Ю. В. Моделирование медленного горения метановоздушной газовзвеси угольной пыли / Ю. В. Туник // Физика горения и взрыва. – 1997. – Т. 33, № 4. – С. 46–54.

317. Смирнов, Н. Н. Моделирование зажигания и горения турбулизированных пылевоздушных смесей / Н. Н. Смирнов, В. Ф. Никитин, Ж. К. Легро // Химическая физика. – 1999. – Т. 18, № 8. – С. 62–86.

318. Быков, В. И. Диффузионно-кинетическая модель горения угольных частиц в газовом потоке / В. И. Быков, Т. И. Вишневская, Н. М. Цирульниченко // Физика горения и взрыва. – 1997. – Т. 33, № 4. – С. 39–45.

319. Хзмалян, Д. М. Теория топочных процессов / Д. М. Хзмалян. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 352 с.

320. Крайнов, А. Ю. О влиянии выхода горючих летучих компонентов из дисперсной фазы на самовоспламенение газовзвеси / А. Ю. Крайнов // Физика горения и взрыва. – 2002. – Т. 38, № 5. – С. 11–21.

321. Jones, J. C. A new and more reliable test for the propensity of coals and carbons to spontaneous heating / J. C. Jones // Journal of Loss Prevention in the Process Industries. – 2000. – Vol. 13, No. 1. – P. 69–71.

322. Chervin, S. Testing strategy for classifying self-heating substances for transport of dangerous goods / S. Chervin, G. T. Bodman // *Journal of Hazardous Materials*. – 2004. – Vol. 115, No. 1-3. – P. 107–110.

323. Kim, H. M. Heating and ignition of combustible dust layers on a hot surface: Influence of layer shrinkage / H. M. Kim, C. C. Hwang // *Combustion and Flame*. – 1996. – Vol. 105, No. 4. – P. 471–485.

324. НПБ 105-03. Определение категорий помещений, зданий и наружных установок по взрывопожарной и пожарной опасности – Введ. 01.08.2003. – М.: ФГУ ВНИИПО МЧС России, 2003.

325. Farahmand, K. Experimental measurement of fine thermocouple response time in air / K. Farahmand, J. W. Kaufman // *Experimental Heat Transfer*. – 2001. – Vol. 14, No. 2. – P. 107–118.

326. Atroshenko, Y. K. Predictive modelling of the warming up times for thermoelectric converters / Y. K. Atroshenko, I. P. Ozerova, P. A. Strizhak // *Advanced Materials Research*. – 2014. – Vol. 1040. – P. 965–968.

327. Федоров, А. В. Математическое моделирование гетерогенной детонации угольной пыли в кислороде с учетом стадии воспламенения / А. В. Федоров, Т. А. Хмель // *Физика горения и взрыва*. – 2005. – Т. 41, № 1. – С. 89–99.

328. Gajewski, W. Analysis of cyclic combustion of solid fuels / W. Gajewski, A. Kijo-Kleczkowska, J. Leszczynski // *Fuel*. – 2009. – Vol. 88, No. 2. – P. 221–234.

329. Виленский, Т. В. Динамика горения пылевидного топлива / Т. В. Виленский, Д. М. Хзмалян. – М.: Энергия, 1978. – 248 с.

330. Померанцев, В. В. Самовозгорание и взрывы пыли натуральных топлив / В. В. Померанцев, С. Л. Шагалова, В. А. Резник, В. В. Кушнарченко. – Л.: Энергия, 1978. – 144 с.

331. Головина, Е. С. Высокотемпературное горение и газификация углерода / Е. С. Головина. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 176 с.

332. Калинин, В. В. Влияние Стефановского течения на характеристики горения движущейся углеродистой частицы / В. В. Калинин, С. Г. Орловская, Ю. В. Прудникова // Физика горения и взрыва. – 2001. – Т. 37, № 4. – С. 41–45.

333. Липович, В. Г. Химия и переработка угля / В. Г. Липович. – М.: Химия, 1988. – 336 с.

334. Горение твердого топлива. Труды II Всесоюзной конференции по горению твердого топлива / Отв. ред. И. А. Яворский. – Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1969. – 556 с.

335. Булгаков, В. К. Моделирование горения полимерных материалов / В. К. Булгаков, В. Н. Кодолов, А. М. Липанов. – М.: Химия, 1990. – 240 с.

336. Cai, G. Optimal design of hybrid rocket motor powered vehicle for suborbital flight / G. Cai, H. Zhu, D. Rao, H. Tian // Aerospace Science and Technology. – 2013. – Vol. 25, No. 1. – P. 114–124.

337. Whitmore, S. A. Additively manufactured acrylonitrile-butadiene-styrene-nitrous-oxide hybrid rocket motor with electrostatic igniter / S. A. Whitmore // Journal of Propulsion and Power. – 2015. – Vol. 31, No. 4. – P. 1217–1220.

338. Sun, X. Regression rate behaviors of HTPB-based propellant combinations for hybrid rocket motor / X. Sun, H. Tian, Y. Li, N. Yu, G. Cai // Acta Astronautica. – 2016. – Vol. 119. – P. 137–146.

339. Глушков, Д. О. Зажигание полимерного материала нагретой до высоких температур металлической частицей в условиях конвективного тепломассопереноса / Д. О. Глушков, П. А. Стрижак // Пожаровзрывобезопасность. – 2011. – Т. 20, № 12. – С. 15–22.

340. Глушков, Д. О. Конвективный тепломассоперенос при зажигании полимерного материала локальным источником нагрева / Д. О. Глушков, П. А. Стрижак // Бутлеровские сообщения. – 2012. – Т. 29, № 1. – С. 99–111.

341. Глушков, Д. О. Теоретическая оценка устойчивости зажигания типичного полимерного материала локальным источником энергии / Д. О. Глушков, Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // Пожаровзрывобезопасность. – 2014. – Т. 23, № 2. – С. 10–19.

342. Глушков, Д. О. Тепломассоперенос при зажигании конденсированного вещества источником ограниченной энергоемкости / Д. О. Глушков, Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // Тезисы докладов XV Минского международного форума по тепло- и масообмену. – Минск, 23–26 мая 2016 г. – Минск: ИТМО им. А. В. Лыкова НАН Беларуси, 2016. – С. 70–73.

343. Глушков, Д. О. Численное исследование тепломассопереноса при зажигании полимерного материала внедренным в приповерхностный слой источником энергии / Д. О. Глушков, Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // Тепловые процессы в технике. – 2013. – № 9. – С. 417–423.

344. Глушков, Д. О. Зажигание полимерного материала одиночными горячими металлическими и неметаллическими частицами при диффузионно-конвективном тепломассопереносе в среде окислителя / Д. О. Глушков, Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // Химическая физика. – 2014. – Т. 33, № 9. – С. 26–33.

345. Глушков, Д. О. Математическое моделирование процессов тепломассопереноса при зажигании полимерных материалов локальными источниками энергии / Д. О. Глушков, Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // Известия ЮФУ. Технические науки. – 2013. – № 8 (145). – С. 53–57.

346. Glushkov, D. O. Heat and mass transfer at ignition of solid condensed substance with relatively low calorific power by a local energy source / D. O. Glushkov, P. A. Strizhak // Journal of Engineering Thermophysics. – 2012. – Vol. 21, No. 1. – P. 69–77.

347. Глушков, Д. О. Зажигание полимерного материала одиночной, нагретой до высоких температур частицей / Д. О. Глушков, П. А. Стрижак // Пожаровзрывобезопасность. – 2011. – Т. 20, № 9. – С. 3–8.

348. Glushkov, D. O. Mathematical modeling of heat and mass transfer processes with chemical reaction at polymeric material ignition by several small-size hot particles / D. O. Glushkov, P. A. Strizhak // Mathematical Problems in Engineering. – 2015. – Vol. 2015. – Article No. 614143. – P. 1–8.

349. Глушков, Д. О. Исследование интегральных характеристик зажигания полимерного материала несколькими нагретыми до высоких температур

частицами / Д. О. Глушков, Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // Пожарная безопасность. – 2013. – № 4. – С. 27–35.

350. Высокоморная, О. В. Расчет характеристик диффузионно-конвективного тепломассопереноса при зажигании полимерного материала локальным источником ограниченной энергоемкости / О. В. Высокоморная, Д. О. Глушков, П. А. Стрижак // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2015611423. Дата государственной регистрации 28.01.2015 г.

351. Глушков, Д. О. Программа расчета концентраций продуктов пиролиза полимерного материала при взаимодействии с источником ограниченной энергоемкости / Д. О. Глушков, Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2012610182. Дата государственной регистрации 10.01.2012 г.

352. Глушков, Д. О. Расчет характеристик газофазного зажигания полимерного материала внедренным в приповерхностный слой локальным источником ограниченной энергоемкости / Д. О. Глушков, П. А. Стрижак // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2015611730. Дата государственной регистрации 04.02.2015 г.

353. Высокоморная, О. В. Расчет интегральных характеристик зажигания полимерного материала несколькими нагретыми до высоких температур частицами / О. В. Высокоморная, Д. О. Глушков, П. А. Стрижак // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2015611582. Дата государственной регистрации 30.01.2015 г.

354. Bhattacharjee, S. Structure of downward spreading flames: A comparison of numerical simulation, experimental results and a simplified parabolic theory / S. Bhattacharjee, M. D. King, C. Paolini // Combustion Theory and Modeling. – 2004. – Vol. 8. – P. 23–39.

355. Wu, K. K. Downward flame spread over a thick PMMA slab in an opposed flow environment: Experiment and modeling / K. K. Wu, W. F. Fan, C. H. Chen, T. M. Liou, I. J. Pan // Combustion and Flame. – 2003. – Vol. 132. – P. 697–707.

356. Ayani, M. B. The effect of surface regression on the downward flame spread over a solid fuel in a quiescent ambient / M. B. Ayani, J. A. Esfahani, A. C. M. Sousa // *Thermal Science*. – 2007. – Vol. 11. – P. 67–86.

357. Tsai, T.-H. Experimental and numerical study of autoignition and pilot ignition of PMMA plates in a cone calorimeter / T.-H. Tsai, M.-J. Li, I.-Y. Shih, R. Jih, S.-C. Wong // *Combustion and Flame*. – 2001. – Vol. 124, No. 3. – P. 466–480.

358. Субботин, А. Н. Численное исследование зажигания конденсированных веществ проволокой, нагреваемой электрическим током / А. Н. Субботин // *Пожаровзрывобезопасность*. – 2008. – Т. 17, № 5. – С. 29–34.

359. Шерemet, М. А. Сопряженный конвективно-кондуктивный теплоперенос в замкнутом объёме с локально сосредоточенными источниками тепловыделения: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.02.05 / Шерemet Михаил Александрович. – Томск, 2006. – 189 с.

360. Merrikh, A. A. Natural convection in an enclosure with disconnected and conducting solid blocks / A. A. Merrikh, J. L. Lage // *International journal of heat and mass transfer*. – 2005. – Vol. 48. – P. 1361–1372.

361. Щеглов, П. П. Пожароопасность полимерных материалов / П. П. Щеглов, В. Л. Иванников. – М.: Стройиздат, 1992. – 110 с.

362. ГОСТ 12.1.005 – 88. Система стандартов безопасности труда. Общие санитарно-гигиенические требования к воздуху рабочей зоны. – М.: Стандартинформ, 2006. – 49 с.

363. Вилунов, В. Н. О зажигании конденсированных ВВ при кондуктивном подводе тепла от сред с плохой теплопроводностью / В. Н. Вилунов, А. К. Колчин // *Физика горения и взрыва*. – 1966. – № 3. – С. 101–109.

364. Бартенев, Г. М. Физика и механика полимеров / Г. М. Бартенев, Ю. В. Зеленев. – М.: Высшая школа, 1983. – 391 с.

365. Shashkina, M. A. Fire and heat shield materials based on sulfochlorinated polyethylene / M. A. Shashkina, R. M. Aseeva, A. A. Donskoy, G. E. Zaikov // *International Journal of Polymeric Materials*. – 1996. – Vol. 33, No. 1-2. – P. 1–23.

366. Карпов, А. И. Исследование закономерностей распространения пламени в условиях его подавления мелкодисперсной водной завесой / А. И. Карпов, В. Б. Новожилов, А. А. Галат, Л. Е. Тонков, А. Ю. Лещев, А. А. Шумихин // Химическая физика и мезоскопия. – 2008. – Т. 10, № 4. – С. 387–395.

367. Барботько, С. Л. Об определении теплот сгорания и тепловыделения при горении полимерных материалов / С. Л. Барботько, Р. М. Асеева, Б. Б. Серков, А. Б. Сивенков, Е. Ю. Круглов // Пожаровзрывобезопасность. – 2012. – Т. 21, № 5. – С. 25–32.

368. Ассовский, И. Г. Об адекватности экспериментального и теоретического моделирования горения высокоэнергетических материалов / И. Г. Ассовский, А. Г. Мержанов // Физика горения и взрыва. – 2013. – Т. 49, № 3. – С. 11–21.

369. Пат. 2269024 Российская Федерация, МПК F02K9/95. Способ воспламенения заряда РДТТ и ракетный двигатель для его реализации / Дудка В. Д., Замирахин В. А., Коликов В. А., Коренной А. В., Морозов В. Д., Сурначев А. Ф., Родин Л. А.; заявитель и патентообладатель государственное унитарное предприятие «Конструкторское бюро приборостроения». – № 2269024; заявл. 25.05.2004; опубл. 27.01.2006.

370. Пат. 2313685 Российская Федерация, МПК F02K9/95. Ракетный двигатель твердого топлива / Соколовский М. И., Кремлев А. Н., Каримов В. З., Иоффе Е. И., Назаров А. А., Сарабьев В. И.; заявитель и патентообладатель открытое акционерное общество научно-производственное объединение «Искра». – № 2313685; заявл. 13.04.2006; опубл. 27.12.2007.