

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР РОССИЙСКОЙ
АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

УДК 534.222.2

Киверин Алексей Дмитриевич

**НЕСТАЦИОНАРНЫЕ РЕЖИМЫ ГОРЕНИЯ И
ФОРМИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ В ГАЗООБРАЗНЫХ И
ДИСПЕРСНЫХ СРЕДАХ**

Специальность 01.04.14 —
«Теплофизика и теоретическая теплотехника»

Диссертация на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Москва — 2021

Оглавление

	Стр.
Введение	5
Глава 1. Горение газообразных смесей в закрытых объемах	19
1.1 Дефлаграционное горение	20
1.2 Математическая модель нестационарного горения	21
1.3 Стационарное горение и нормальная скорость ламинарного пламени	24
1.4 Неустойчивость дефлаграционного пламени	27
1.5 Ускорение пламени в полукрытом канале	35
1.6 Горение в полностью закрытом канале, ячеистое пламя	41
1.7 Требования к выбору вычислительной методики при математическом моделировании нестационарного горения	54
1.8 Заключение к главе	57
Глава 2. Воспламенение и механизмы инициирования детонации газообразных смесей	58
2.1 Механизм нестационарного теплового взрыва в очаге	58
2.2 Классификация режимов инициирования волн горения и детонации	60
2.2.1 Классификация по Я.Б. Зельдовичу	60
2.2.2 Постановка задачи численного моделирования	62
2.2.3 Анализ динамики развития режимов нестационарного теплового взрыва, параметрическое исследование и уточненная классификация	63
2.3 Инициирование горения и детонации локализованным источником энергии	75
2.3.1 Постановка задачи численного моделирования	76
2.3.2 Параметрическое исследование и классификация режимов воспламенения в зависимости от параметров источника энергии	78
2.3.3 Переходный режим инициирования детонации	89
2.4 Заключение к главе	92

	Стр.
Глава 3. Воспламенение и детонация в ударных трубах.	93
3.1 Обзор режимов воспламенения газообразных смесей в ударных трубах.	94
3.2 Особенности постановки задачи численного моделирования.	101
3.3 Эволюция пограничного слоя в потоке за падающей ударной волной.	105
3.4 Инициирование горения за падающей ударной волной и формирование детонационной волны.	109
3.5 Многоочаговое воспламенение и детонация в смесях меньшей химической активности.	118
3.6 Структура потока и очаговое воспламенение за отраженной ударной волной.	121
3.7 Особенности регистрации режимов формирования детонации.	126
3.8 Заключение к главе.	136
Глава 4. Горение и детонация дисперсных сред.	137
4.1 Воспламенение и горение газообразной среды, содержащей твердые микрочастицы.	138
4.2 Модель горения дисперсной газообразной среды.	140
4.3 Взаимодействие пламени с облаком взвешенных в газе микрочастиц.	143
4.4 Инициирование горения и детонации путем лучистого нагрева облака взвешенных частиц.	158
4.5 Заключение к главе.	173
Глава 5. Переход горения в детонацию	174
5.1 Обзор режимов сверхзвукового горения в каналах.	175
5.2 Ускорение потока в процессе распространения пламени и запертое пламя в гладком канале.	180
5.3 Переход горения в детонацию в высокоактивной и низкоактивной смесях.	190
5.4 Расчет базовых критериев перехода горения в детонацию в газообразных смесях.	196
5.5 Переход горения в детонацию в загроможденном канале.	206
5.5.1 Механизм перехода к детонации в загроможденном канале.	206

	Стр.
5.5.2 Расчет пределов перехода к детонации в загроможденных каналах.	213
5.6 Переход горения в детонацию в результате внешнего ударно-волнового воздействия.	220
5.6.1 Постановка задачи.	220
5.6.2 Классификация режимов перехода к детонации.	224
5.6.3 Механизмы формирования детонации.	233
5.7 Переход горения в детонацию в закрытом объеме.	241
5.8 Переход горения в детонацию в открытом пространстве.	248
5.9 Заключение к главе.	255
Заключение	256
Список литературы	259

Введение

Настоящая работа посвящена исследованию нестационарных режимов горения и механизмов формирования детонации в газообразных и дисперсных средах методами математического моделирования.

Актуальность темы. Процессы горения и взрыва являются основой широкого класса технических систем, включая энергоустановки и двигатели. При этом, в последнее время актуальность приобретают альтернативные топлива, включая газообразные. Помимо этого, взрыв газообразных и дисперсных реагирующих сред представляет интерес с точки зрения пожаро- и взрывобезопасности технических систем, работа которых связана с использованием газообразных химически активных компонентов или с рисками их спонтанного накопления и выброса в атмосферу окислителя. Так, например, принципиальными являются задачи обеспечения взрывобезопасности химических производств, хранилищ газообразных топлив и транспортных сетей, угольных шахт и реакторных залов атомных электростанций. Как для решения задач энергоэффективного сжигания газообразных топлив, так и для задач прогноза и обеспечения взрывобезопасности промышленных объектов необходимо иметь информацию о реализуемых в заданных условиях режимах горения. Важно отметить, что горение в ограниченных объемах, будь то объем камеры сгорания или объем промышленного помещения, развивается нестационарным образом, что способствует генерации газодинамических течений с формированием ударных и детонационных волн. Причем, именно детонационное горение рассматривается как наиболее опасное с точки зрения взрывоопасности и как наиболее эффективное с точки зрения энергетики. Несмотря на более чем вековую историю теории горения и взрыва, нестационарное развитие процессов воспламенения, горения и детонации газообразных и дисперсных смесей остаются предметом многочисленных научных исследований. Многомасштабность протекающих процессов, многомерность, а также чувствительность горения к внешним воздействиям, в значительной мере усложняют всестороннее экспериментальное и расчетно-теоретическое исследование реальных технических систем. Следует отметить значительные успехи в этой области, достигнутые за последние десятилетия благодаря развитию компьютерных ресурсов и вычислительных методов. Актуальной задачей при этом является определение областей применения различных вычислительных методов

для достоверного расчетно-теоретического исследования нестационарного горения и детонации.

Настоящая диссертационная работа посвящена исследованию методами математического моделирования широкого класса задач физики горения и детонации газообразных сред, включая дисперсные среды, представляющие собой взвешенные в газообразной атмосфере микрочастицы. В рамках диссертационного исследования решен ряд принципиальных задач. В частности, на основе систематизации и разностороннего описания нестационарных режимов горения в ограниченных объемах сформулированы рекомендации к выбору вычислительных методик для достоверного расчетно-теоретического исследования режимов горения в реальных условиях. В работе исследованы механизмы воспламенения и инициирования детонации при объемном энерговыделении и при ударноволновом воздействии на реагирующую среду. Информация о физических механизмах воспламенения и возникновения детонации является определяющей для разработки устройств инициирования заданных режимов горения, для фундаментального обоснования пределов горения и детонации, а так же для интерпретации специально поставленных экспериментов, направленных на исследование кинетики горения смесей заданного состава в заданных условиях. В рамках диссертационного исследования выполнено разностороннее изучение сценариев развития горения с переходом в детонацию. Прогнозирование развития переходных режимов актуально как с точки зрения оценки рисков взрывобезопасности, так и с точки зрения повышения КПД перспективных энергоустановок.

Степень разработанности темы. Процесс становления физики горения и взрыва можно формально разделить на три этапа. На первом этапе (19 век - начало 20 века) были определены базовые сценарии развития горения, такие как дефлаграция и детонация, а также базовые параметры и характеристики горения. Далее, на протяжении 20 века, были построены стационарные и нестационарные теории горения и взрыва [1], а развитие экспериментальных методик позволило всесторонне исследовать различные аспекты процессов горения, включая нестационарное развитие пламени [2], развитие неустойчивости фронта пламени [3—5], переход горения в детонацию [6—9], многомерную структуру детонационного фронта [10], воспламенение при ударном сжатии [11—13] и многие другие. Достижения в области химической кинетики процессов горения, разработка новых эффективных методов математического моделирования и развитие технических возможностей их программной и машинной реализации создали ос-

нову для перехода в конце 20 века на третий этап становления физики горения и взрыва, где появилась возможность сопровождать экспериментальные и теоретические исследования подробным численным моделированием изучаемого явления. Начиная с 1970-ых годов активно исследовались одномерные задачи, такие как развитие детонации на фоне неравномерного распределения температуры [14; 15], инициирование детонации мощным источником энергии [16; 17], распространение детонации в газах [18; 19] и дисперсных средах [20; 21], переход горения в детонацию в системах с потерями [22]. С ростом производительности вычислительных средств появилась возможность решения двухмерных задач, таких как развитие многомерного фронта детонации в канале [23—25] и в слое конечной ширины [26], разлет продуктов детонации в открытое пространство [27], развитие неустойчивости пламени [28—31], переход горения в детонацию [32—35]. Ранние работы, посвященные численному анализу нестационарного горения выполнялись в приближении одноступенчатой кинетики, подразумевающей полный переход исходной горючей смеси как единого целого в продукты горения согласно брутто реакции, описываемой одним уравнением Аррениуса. При этом накопленный опыт в области химической кинетики горения указывает на то, что процесс идет по куда более сложному пути, задействующему цепные механизмы (разветвленные и неразветвленные), что, в частности, позволяет разрабатывать методики химического воздействия на процессы горения для катализации или напротив ингибирования процесса горения [36—38]. Новый виток развития компьютерной техники в 1990-е годы обеспечил возможность учитывать кинетические особенности горения, и новое поколение работ, выполненных методами численного моделирования, использует, как минимум, двух- или трехступенчатые механизмы кинетики горения [39; 40], но в большей степени детальные кинетические механизмы [41—45]. Определенную роль в развитии горения может играть турбулизация потока. В таком случае, в особенности, при решении инженерных задач, требующих разрешения процесса на относительно крупных масштабах, прибегают к использованию подсеточных моделей турбулентного горения. В ряде задач, это обеспечивает хороший уровень результатов расчета, но, тем не менее, локальные эффекты развития фронта пламени, в том числе в условиях действия турбулентности, в настоящее время недостаточно изучены и требуют более детального исследования на фундаментальном уровне. Здесь уместно отметить, что сегодняшний уровень развития вычислительных методов и компьютерных систем позволяет проводить достаточно корректные

оценки интегральных параметров исследуемых систем, что существенно при разработке новых перспективных энергетических систем [46—50]. При этом, однако, более детальные исследования структуры реагирующих течений указывают на то, что для повышения точности расчетов для реальных технических объектов следует создавать новые или, по крайней мере, совершенствовать уже имеющиеся на вооружении подсеточные модели. И в первую очередь это касается нестационарных и переходных режимов горения, когда локальные эффекты могут играть определяющую роль в развитии процесса, определять конкретные пути развития нестационарного горения на всех стадиях от воспламенения до формирования детонации. Это отчасти продемонстрировано в упомянутых выше работах и этому посвящены исследования, представленные в настоящей диссертации.

Целью работы является определение и систематизация механизмов воспламенения, нестационарного развития горения и формирования детонации в газообразных и дисперсных средах. Для достижения цели исследования поставлены частные задачи численного моделирования, направленные на:

1. Изучение особенностей развития волн горения в закрытых объемах и свободном пространстве.
2. Анализ режимов воспламенения и инициирования детонации при локальном импульсном подводе энергии.
3. Исследование эволюции потока, формирования неоднородных температурных полей и воспламенения в условиях экспериментов в ударных трубах.
4. Анализ сценариев воспламенения и инициирования детонации при лучистом нагреве инертных микрочастиц, взвешенных в газообразной среде.
5. Изучение особенностей формирования детонации в результате нестационарного развития горения в различных условиях, включая разные составы газообразных смесей, варьируемые термодинамические условия и различные геометрии реакторов (открытый канал, закрытый канал, свободное пространство).

Научная новизна:

1. Предложены новые рекомендации к выбору вычислительных алгоритмов для математического моделирования нестационарных режимов горения в замкнутых объемах.

2. Получена более полная, по сравнению с представленной ранее в литературе, детализация процесса эволюции очагов воспламенения и детонации при локальном подводе энергии реагирующей среде.
3. Впервые проведено детальное описание эволюции потока в ударной трубе и формирования очагов воспламенения на неоднородностях течения.
4. Предложена новая концепция инициирования детонационной волны в газовой среде путем лучистого нагрева инертных микрочастиц, взвешенных в объеме.
5. Впервые описана структура так называемого “запертого пламени”, развивающегося на стадии ускорения пламени, предшествующей переходу в детонацию.
6. Впервые проведена систематизация и классификация возможных режимов развития высокоскоростного пламени в ограниченном объеме и предложена методика расчета пределов перехода к детонации в газообразных смесях.
7. Впервые методами математического моделирования воспроизведен процесс перехода к детонации в свободном пространстве и предложен механизм перехода к детонации при свободном распространении пламени в газообразной среде.

Практическая значимость Разработанные рекомендации к выбору вычислительных алгоритмов для математического моделирования нестационарных режимов горения в замкнутых объемах могут быть использованы для повышения предсказательной способности и точности методик, используемых для расчетно-теоретического сопровождения поисковых экспериментальных работ и процесса разработки реальных технических систем в области обеспечения взрывобезопасности и перспективной энергетики. Полученные в ходе исследования конкретные данные об особенностях развития волн горения и детонации могут быть использованы при проектировании ряда перспективных технических систем таких как системы зажигания, двигатели внутреннего сгорания нового поколения, системы пожаро- и взрывобезопасности химических производств, угольных шахт, водородных энергетических установок и атомных электростанций. В частности, принципиальными являются данные о пределах инициирования детонации, которые могут быть получены на основе относительно простых процедур количественной оценки таких пределов, сформулированных в ходе исследования. Практическую значимость для изучения кинетики горения и интерпретации

специализированных экспериментов представляют полученные в рамках диссертационного исследования данные о развитии потока в реакторе на основе ударной трубы и о механизмах очагового воспламенения.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Рекомендации к выбору вычислительных алгоритмов для математического моделирования нестационарных режимов горения в замкнутых объемах, выработанные на основе описания и систематизации ведущих механизмов развития пламени, включая механизм ускорения пламени за счет взаимодействия с генерируемыми им волнами сжатия.
2. Механизм формирования волн реакции, включая детонацию, при локализованном подводе энергии, заключающийся в формировании неравномерного распределения температуры и развитии нестационарного теплового взрыва на его фоне.
3. Механизм формирования очагов воспламенения в ударных трубах через нестационарное развитие пограничного слоя за падающей ударной волной.
4. Механизм формирования детонации посредством нестационарного развития волны реакции при очаговом воспламенении в ударных трубах.
5. Концепция локального инициирования теплового взрыва в реагирующей газообразной среде путем нагрева облака микрочастиц от источника лучистой энергии.
6. Классификация механизмов формирования волн горения и детонации в нагретых двухфазных облаках, в том числе многоочаговое воспламенение.
7. Результаты анализа и описание механизма распространения быстрого пламени в режиме “запертого пламени”, включая структуру “запертого пламени” и условия его устойчивости.
8. Методика расчета критериев перехода к детонации в газообразных смесях, включая переход к детонации в загроможденных объемах и результаты расчетов критерия перехода к детонации в смесях на основе водорода.
9. Механизмы генерации сверхвысоких давлений при переходе в детонацию в замкнутых объемах с учетом фактора взаимодействия пламени с ударными волнами.
10. Механизм перехода в детонацию в открытых объемах как прямое следствие развития гидродинамической неустойчивости фронта пламени.

Достоверность. Сделанные в работе выводы основаны на детальном анализе имеющейся в литературе экспериментальной и теоретической информации, а так же на специально поставленных и решенных численно задачах. При этом, в основу математических моделей и вычислительных алгоритмов, использованных при проведении численных исследований, положены общепринятые на сегодняшний день концепции описания фундаментальных законов горения газообразных и дисперсных сред. Проверка корректности полученных результатов основана на традиционных процедурах валидации использованных математических моделей и реализующих их компьютерных кодов и верификации получаемых расчетных данных с привлечением экспериментальных данных. Полученные расчетные результаты согласуются с экспериментальными данными и теоретическими представлениями о параметрах горения и детонации, а так же о динамике переходных режимов.

Личный вклад. Исследования, результаты которых изложены в первой главе, выполнены в соавторстве с М.Ф. Ивановым и И.С. Яковенко. Большая часть использованных в первой главе постановок задач предложена лично автором настоящей диссертации. В частности, автор предложил исследовать эволюцию волновых полей за фронтом пламени при его распространении в канале от закрытого торца, что позволило выявить их роль в развитии горения и конкретные механизмы их воздействия на динамику фронта пламени на различных стадиях его ускорения. Так же автор предложил изучить особенности развития горения при использовании различных граничных условий на стенках замкнутого объема, что позволило сделать вывод о необходимости воспроизведения с высокой точностью эволюции акустических полей при математическом моделировании нестационарного горения в замкнутых объемах. На защиту выносятся положения, предложенные лично автором на основе проведенного с соавторами исследования.

Исследования, результаты которых изложены во второй главе, выполнены в соавторстве с М.Ф. Ивановым, М.А. Либерманом и D. Kassou. Все вычисления, их анализ и интерпретация результатов выполнены лично автором настоящей работы. Постановка задачи о развитии воспламенения в результате локализованного подвода энергии сформулирована лично автором на основе его обсуждений с соавторами. Все основные результаты использованных в разделе работ сформулированы коллективом авторов с непосредственным участием автора настоящей

работы. На защиту выносятся положения, предложенные лично автором на основе проведенного с соавторами исследования.

Исследования, результаты которых изложены в третьей главе, выполнены в соавторстве с И.С. Яковенко. Постановки задач сформулированы лично автором настоящего исследования. На защиту выносятся положения, предложенные лично автором.

Исследования, результаты которых изложены в четвертой главе, выполнены в соавторстве с М.Ф. Ивановым, М.А. Либерманом, В.П. Ефремовым и И.С. Яковенко. Автор настоящей работы принимал участие во всех постановках задач, провел все представленные в работах вычисления и их анализ. Выводы опубликованных работ сформулированы коллективом авторов. Автору настоящей работы принадлежит постановка задач об анализе многоочаговых режимов воспламенения и об устойчивости формирующихся детонационных волн. На защиту выносятся положения, предложенные автором на основе проведенных исследований.

Исследования, результаты которых изложены в пятой главе, выполнены в соавторстве с М.Ф. Ивановым и И.С. Яковенко. Автор настоящей работы является автором постановок рассмотренных задач, принимал активное участие в проведении вычислений и их анализе. При формулировании выводов опубликованных работ основная роль принадлежит автору настоящей работы.

Апробация работы. Результаты работы докладывались и обсуждались на следующих Всероссийских и Международных конференциях: International conference on the Equation of State for Matter (Эльбрус, 2008, 2010, 2012, 2014, 2016, 2018), Академические чтения по космонавтике (Москва, 2008, 2009, 2010), Всероссийский Симпозиум по горению и взрыву (Черноголовка, 2008), International conference on the Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter (Эльбрус, 2009, 2011, 2013, 2015, 2017), International Symposium on Shock Waves (Санкт-Петербург, 2009), International Conference on Fluid Control, Measurements and Visualization (Москва, 2009), International colloquium on the dynamics of explosions and reactive systems (Минск, 2009, Irvine, 2011, Taipei, 2013, Leeds, 2015, Beijing, 2019), International Shock Interaction Symposium (Москва, 2010), Юбилейная научная конференция, посвященная 50-летию создания ОИВТ РАН (Москва, 2010), Всероссийская научно-техническая конференция «Авиадвигатели XXI века» (Москва, 2010, 2015), International Colloquium on Pulsed and Continuous Detonations (Санкт-Петербург, 2010, 2016), Научный семинар по горению и взры-

ву, посвященного памяти профессора Б.Е. Гельфанда (Санкт-Петербург, 2012, 2014, 2016, 2018), Всероссийская научная школа молодых ученых “Волны и вихри в сложных средах” (Москва, 2012), Всероссийская конференция “Необратимые процессы в природе и технике” (Москва, 2013, 2019), European combustion meeting (Lund, 2013), Конференция “Современная химическая физика” (Туапсе, 2013), Минский международный коллоквиум по физике ударных волн, горения и детонации (Минск, 2013, 2015, 2017, 2019), International Seminar on Flame Structure (Berlin, 2014), International Symposium on Non-equilibrium Processes, Plasma, Combustion, and Atmospheric Phenomena (Сочи, 2014, 2018), 3-rd International Conference “Zel’dovich Memorial: Accomplishments in the combustion science in the last decade” (Москва, 2014), Всероссийская конференция “Теплофизика и физическая гидродинамика” (Ялта, 2016), Ежегодная научная конференция отдела горения и взрыва ИХФ РАН (Москва, 2017, 2020), Забабахинские научные чтения (Снежинск, 2017), Ginzburg Centennial Conference on Physics (Москва, 2017), International Conference on Flow Dynamics (Sendai, 2017), Конференция молодых специалистов “Инновации в атомной энергетике” (Москва, 2019).

Результаты работы так же обсуждались на Семинаре “Фундаментальные проблемы горения и эмиссии вредных веществ” (17.03.2016, ЦИАМ), на Семинаре “Химическая кинетика в газовой динамике” (06.06.2019, НИИ Механики МГУ), на Семинаре “Фундаментальные исследования процессов горения и детонации применительно к развитию основ энерготехнологий” (19.02.2021, ИТ СО РАН) и на Ученом Совете ОИВТ РАН (10.12.2018).

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 39 печатных изданиях, 37 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК, 35 — в периодических научных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus.

Публикации автора по теме диссертации

В изданиях из списка ВАК РФ

- I. Analysis of transient combustion with the use of contemporary CFD techniques [Text] / V. Vykov [et al.] // *Comp. Fluids*. — 2019. — Vol. 194. — P. 104310.

- II. *Иванов, М. Ф.* Об одном способе ускорения перехода от дефлаграции к детонации в газообразных горючих смесях [Текст] / М. Ф. Иванов, А. Д. Киверин, В. А. Гальбурт // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. — 2008. — Т. 4. — С. 38—45.
- III. *Иванов, М. Ф.* Особенности распространения пламени в замкнутых объемах [Текст] / М. Ф. Иванов, А. Д. Киверин, Ю. В. Рыков // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. — 2010. — Т. 1. — С. 21—39.
- IV. *Иванов, М. Ф.* Численное моделирование ускорения пламени путем дополнительного энерговложения перед фронтом горения [Текст] / М. Ф. Иванов, А. Д. Киверин, В. А. Гальбурт // Хим. Физика. — 2009. — Т. 28, № 5. — С. 35—39.
- V. *Иванов, М. Ф.* Влияние состава горючей смеси на развитие неустойчивости фронта пламени [Текст] / М. Ф. Иванов, А. Д. Киверин // Хим. Физика. — 2010. — Т. 29, № 2. — С. 48—54.
- VI. Воздействие акустического поля на развитие пламени и переход в детонацию [Текст] / В. В. Голуб [и др.] // ТВТ. — 2010. — Т. 48, № 6. — С. 901—907.
- VII. *Kiverin, A. D.* On the structure and stability of supersonic hydrogen flames in channels [Text] / A. D. Kiverin, I. S. Yakovenko, M. F. Ivanov // Int. J. Hydrogen Energy. — 2016. — Vol. 41. — P. 22465—22478.
- VIII. *Ivanov, M. F.* The role of compression waves in flame acceleration and transition to detonation inside confined volumes [Text] / M. F. Ivanov, A. D. Kiverin, I. S. Yakovenko // J. Phys.: Conf. Ser. — 2015. — Vol. 653. — P. 012062.
- IX. *Kiverin, A. D.* Modes of choked flame instability defined by the peculiarities of combustion kinetics at rising pressure [Text] / A. D. Kiverin, I. S. Yakovenko // J. Phys.: Conf. Ser. — 2015. — Vol. 653. — P. 012061.
- X. Direct initiation of gaseous detonation via radiative heating of microparticles volumetrically suspended in the gas [Text] / V. P. Efremov [et al.] // J. Phys.: Conf. Ser. — 2015. — Vol. 653. — P. 012063.
- XI. Mechanisms of direct detonation initiation via thermal explosion of radiatively heated gas-particles layer [Text] / V. P. Efremov [et al.] // Results in Physics. — 2015. — Vol. 5. — P. 290—296.

- XII.** Объемное инициирование газовой детонации путем лучистого нагрева взвешенных в газе микрочастиц [Текст] / В. П. Ефремов [и др.] // Письма ЖТФ. — 2016. — Т. 42, № 4. — С. 52—59.
- XIII.** *Иванов, М. Ф.* Аномальное распространение пламени в горючих газовзвесьях [Текст] / М. Ф. Иванов, А. Д. Киверин, С. Г. Пиневиц // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. — 2015. — Т. 5. — С. 51—68.
- XIV.** *Kiverin, A. D.* Evolution of wave patterns and temperature field in shock-tube flow [Текст] / A. D. Kiverin, I. S. Yakovenko // Physical Review Fluids. — 2018. — Т. 3, № 5. — С. 053201.
- XV.** *Kiverin, A.* On the mechanism of flow evolution in shock-tube experiments [Текст] / A. Kiverin, I. Yakovenko // Physics Letters, Section A: General, Atomic and Solid State Physics. — 2018. — Т. 382, № 5. — С. 309—314.
- XVI.** *Kiverin, A.* Ignition and detonation onset behind incident shock wave in the shock tube [Текст] / A. Kiverin, I. Yakovenko // Combust. Flame. — 2019. — Т. 204. — С. 227—236. — URL: <http://doi.org/10.1016/j.combustflame.2019.03.012>.
- XVII.** *Kiverin, A.* Modes of mild ignition in shock tubes: origins and classification [Текст] / A. Kiverin, K. Minaev, I. Yakovenko // Combustion and Flame. — 2020. — Т. 221. — С. 420—428.
- XVIII.** *Киверин, А.* Два механизма очагового воспламенения в ударных трубах [Текст] / А. Киверин, К. Минаев, И. Яковенко // Химическая Физика. — 2020. — Т. 39, № 8. — С. 16—20.
- XIX.** *Liberman, M. A.* Regimes of chemical reaction waves initiated by nonuniform initial conditions for detailed chemical reaction models [Текст] / M. A. Liberman, A. D. Kiverin, M. F. Ivanov // Physical Review E. — 2012. — Т. 85, вып. 5. — С. 056312. — URL: <http://doi.org/10.1103/physreve.85.056312>.
- XX.** Mechanisms of ignition by transient energy deposition: Regimes of combustion wave propagation [Текст] / A. D. Kiverin [и др.] // Physical Review E. — 2013. — Т. 87, вып. 3. — С. 033015. — URL: <http://doi.org/10.1103/physreve.87.033015>.

- XXI.** *Lieberman, M.* On detonation initiation by a temperature gradient for a detailed chemical reaction models [Текст] / M. Liberman, A. Kiverin, M. Ivanov // *Physics Letters A.* — 2011. — Т. 375, вып. 17. — С. 1803—1808. — URL: <http://doi.org/10.1016/j.physleta.2011.03.026>.
- XXII.** От горения и детонации к окислам азота [Текст] / М. Ф. Иванов [и др.] // *Усп. физ. наук.* — 2014. — Т. 184, № 3. — С. 247—264. — URL: <https://ufn.ru/ru/articles/2014/3/d/>.
- XXIII.** *Drakon, A.* Temperature perturbations evolution as a possible mechanism of exothermal reaction kernels formation in shock tubes [Текст] / A. Drakon, A. Kiverin, I. Yakovenko // Т. 774. — IOP Publishing. 2016. — С. 012092.
- XXIV.** *Ivanov, M.* On the formation of new ignition kernels in the chemically active dispersed mixtures [Текст] / M. Ivanov, A. Kiverin // Т. 653. — IOP Publishing. 2015. — С. 012060.
- XXV.** *Ivanov, M. F.* Ignition of deflagration and detonation ahead of the flame due to radiative preheating of suspended micro particles [Текст] / M. F. Ivanov, A. D. Kiverin, M. A. Liberman // *Combustion and Flame.* — 2015. — Т. 162, № 10. — С. 3612—3621.
- XXVI.** *Иванов, М. Ф.* Влияние поглощения излучения микрочастицами на скорость пламени и режимы горения [Текст] / М. Ф. Иванов, А. Д. Киверин, М. А. Либерман // *ЖЭТФ.* — 2015. — Т. 148, № 1. — С. 190—204.
- XXVII.** *Kiverin, A. D.* Estimation of critical conditions for deflagration-to-detonation transition in obstructed channels filled with gaseous mixtures [Текст] / A. D. Kiverin, I. S. Yakovenko // *Mathematical Modelling of Natural Phenomena.* — 2018. — Т. 13, № 6. — С. 54.
- XXVIII.** *Киверин, А.* Механизм формирования детонации при свободном распространении пламени в неограниченном пространстве [Текст] / А. Киверин, И. Яковенко, В. Фортов // *Доклады Академии наук.* — 2019. — Т. 489, № 5. — С. 461—464.

- XXIX.** *Kiverin, A. D.* Regimes of High-Speed Hydrogen Flame Propagation in Channels: Classification and Criteria of Realization [Текст] / A. D. Kiverin, I. S. Yakovenko // *Combustion Science and Technology*. — 2020. — Т. 192, № 1. — С. 112—129.
- XXX.** *Ivanov, M.* A computational study of the external shock-wave impact on the combustion regime [Текст] / M. Ivanov, A. Kiverin, V. Galburt // *Combustion science and technology*. — 2010. — Т. 182, № 11/12. — С. 1683—1692.
- XXXI.** *Киверин, А.* Высокоскоростные режимы распространения пламени в канале и переход к детонации [Текст] / А. Киверин, И. Яковенко // *Теплофизика высоких температур*. — 2020. — Т. 58, № 4. — С. 707—716.
- XXXII.** *Киверин, А.* Классификация сценариев развития быстрых волн горения и перехода горения в детонацию в каналах [Текст] / А. Киверин, А. Смыгалина, И. Яковенко // *Химическая Физика*. — 2020. — Т. 39, № 8. — С. 9—15.
- XXXIII.** *Kiverin, A.* On the mechanisms and criteria of deflagration-to-detonation transition in gases [Текст] / A. Kiverin, I. Yakovenko, M. Ivanov // Т. 754. — IOP Publishing. 2016. — С. 052002.
- XXXIV.** *Иванов, М. Ф.* О генерации высоких давлений при взаимодействии пламени с ударными волнами [Текст] / М. Ф. Иванов, А. Д. Киверин // *Теплофизика высоких температур*. — 2015. — Т. 53, № 5. — С. 703—712.
- XXXV.** *Kiverin, A.* Mechanism of Transition to Detonation in Unconfined Volumes [Текст] / A. Kiverin, I. Yakovenko // *Acta Astronautica*. — 2020. — Т. 176. — С. 647—652.
- XXXVI.** *Киверин, А. Д.* Режимы сверхзвукового распространения пламени в канале и критерии их реализации [Текст] / А. Д. Киверин, И. С. Яковенко, М. Ф. Иванов // *Горение и взрыв*. — 2017. — Т. 10, № 4. — С. 17—22.
- XXXVII.** *Киверин, А. Д.* Переход к детонации в свободно распространяющихся пламенах [Текст] / А. Д. Киверин, И. С. Яковенко // *Горение и взрыв*. — 2020. — Т. 13, № 1. — С. 47—54.

В прочих изданиях

- XXXVIII.** *Киверин, А. Д.* Нестационарные режимы горения в закрытых объемах, переход к детонации, импульсные нагрузки [Текст] / А. Д. Киверин, А. В. Семиколенов, И. С. Яковенко // Вестник Объединенного института высоких температур. — 2018. — Т. 1, № 1. — С. 82—87.
- XXXIX.** *Киверин, А. Д.* Механизмы воспламенения и режимы распространения волн горения [Текст] / А. Д. Киверин, М. Ф. Иванов, М. А. Либберман // Горение и плазмохимия. — 2012. — Т. 10, № 4. — С. 252—261. — URL: <http://cpc.icp.kz/index.php/cpc/article/view/96>.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 284 страницы, включая 121 рисунок. Список литературы содержит 249 наименований.

Глава 1. Горение газообразных смесей в закрытых объемах

Настоящий раздел диссертации посвящен анализу базовых физических механизмов, определяющих нестационарное развитие горения газообразных смесей в замкнутых объемах. Показано, что одну из ведущих ролей в развитии пламени в замкнутом объеме играют формируемые в ходе горения акустические поля. Взаимодействие пламени с акустическим полем, в частности, приводит к интенсификации развития гидродинамической неустойчивости фронта пламени. Более того, формируемые в ходе развития горения волны сжатия определяют характер передачи энергии и импульса среде, что в свою очередь влияет на динамику фронта пламени, включая его ускорение. На основе полученных результатов сформулированы требования к выбору вычислительных методик для математического моделирования нестационарного горения, а также требования к их корректному использованию.

Представленные в настоящем разделе материалы являются результатами исследований, проведенных автором и опубликованных в работах [I—IX]. Исследования выполнены в соавторстве с М.Ф. Ивановым и И.С. Яковенко. Большая часть использованных в настоящем разделе постановок задач была предложена автором настоящей работы. В частности, автор предложил исследовать эволюцию волновых полей за фронтом пламени при его распространении в канале от закрытого торца. Это позволило выявить их роль в развитии горения и конкретные механизмы их воздействия на динамику фронта пламени на различных стадиях его ускорения. Также автор предложил изучить особенности развития горения при использовании различных граничных условий на стенках замкнутого объема, что позволило сделать вывод о необходимости воспроизведения с высокой точностью эволюции акустических полей при математическом моделировании нестационарного горения в замкнутых объемах. По итогам проведенных исследований систематизированы и описаны базовые механизмы развития пламени в замкнутых объемах, включая механизм ускорения пламени за счет взаимодействия с генерируемыми им волнами сжатия. На защиту выносятся сформулированные на основе предложенных автором постановок задач и результатов их решения рекомендации к выбору вычислительных алгоритмов для математического моделирования нестационарных режимов горения в замкнутых объемах, выработанные на основе описания и систематизации ведущих механизмов развития

пламени, включая механизм ускорения пламени за счет взаимодействия с генерируемыми им волнами сжатия.

1.1 Дефлаграционное горение

Одним из ключевых объектов теории горения является распространение химической реакции в пространстве в форме волны горения. Такой режим распространения горения в пространстве реализуется, в частности, в условиях существенно неоднородного распределения тепловой энергии, подводимой к реагирующей смеси с целью инициирования химической реакции [1]. Наиболее ярким примером такого режима является инициирование горения от точечного источника энергии. При этом формирование процесса устойчивого горения в среде, окружающей область подвода энергии, с последующим его распространением по смеси в форме фронта пламени обусловлено в большей степени скоростью протекания реакции горения во фронте и скоростью передачи энергии из фронта холодным слоям горючей смеси посредством процессов молекулярного переноса (теплопроводности и диффузии). Такой режим распространения горения в пространстве в литературе носит название Дефлаграция (от лат. *deflagrare* - сгорать). В виду того, что распространение пламени в режиме дефлаграционного горения происходит в результате переноса тепла и диффузии активных радикалов при практически постоянном давлении, скорость распространения фронта пламени (зоны реакции) по горючей смеси много меньше скорости звука. Для сравнения, детонационное горение распространяется в объеме со сверхзвуковой скоростью, а тепловой взрыв предварительно нагретой смеси в асимптотике способен мгновенно объять весь объем, занимаемый реагирующей смесью. Тем не менее, дефлаграция занимает одно из наиболее значимых мест как наиболее практически значимый режим горения. Более того, несмотря на то, что дефлаграция, как правило, рассматривается как один из стационарных режимов горения, она неустойчива по отношению к широкому классу физических воздействий, что определяет нестационарный характер ее развития [51—53]. Развитие дефлаграционного горения сопровождается ускорением фронта пламени, генерацией волн сжатия и ударных волн, и в конечном счете нестационарное развитие горения способно стать причиной формирования детонации [9; 54—56]. При этом сугубо

нестационарный характер развития процесса может определять, куда большие риски, связанные с выходом из строя или разрушением технических систем, в которых горение развивается в штатном [57; 58] или в аварийном режиме [56; 59]. Таким образом, нестационарные режимы дефлаграционного горения являются важным объектом исследования современной теории горения. Причем важность исследования нестационарных режимов горения диктуется как перспективами практического применения [60—62] и создания мер безопасности при работе с горючими смесями [63—69], так и необходимостью решения широкого класса фундаментальных проблем, в том числе освещенных в настоящей работе.

1.2 Математическая модель нестационарного горения

Нестационарное горение газообразной среды математически описывается с использованием системы уравнений Навье-Стокса, определяющих динамику сжимаемой газообразной среды с учетом вязкости, теплопроводности, многокомпонентной диффузии и химических превращений [70]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial (\rho Y_k)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i Y_k)}{\partial x_i} = \frac{\partial (\rho Y_k V_{k,i})}{\partial x_i} + \rho \dot{\omega}_k \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial (\rho u_j)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_j)}{\partial x_i} = \left[\frac{\partial}{\partial x_i} (\sigma_{ji} - \delta_{ij} p) \right] \quad (1.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i E)}{\partial x_i} = & \left[\frac{\partial}{\partial x_i} (u_j \sigma_{ji} - u_i p) \right] + \\ & + \left[\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \rho \sum_k \frac{h_k}{m_k} \left(\frac{\partial Y_k}{\partial t} \right) \right] \end{aligned} \quad (1.4)$$

где x_i – пространственные координаты, t – время, ρ – плотность, $Y_k = \rho_k/\rho$ – массовая доля k -ого компонента смеси, p – давление, u_i – вектор массовой скорости, $V_{k,i}$ – вектор диффузионной скорости k -ого компонента смеси, $E = \varepsilon + \frac{1}{2} \left(\sum_i u_i^2 \right)$ – удельная полная энергия, ε – удельная внутренняя энергия, $\dot{\omega}_k$ – химический источникный член, $\kappa(T)$ – коэффициент теплопроводности, $D_k(T)$ – коэффициент

диффузии k -ого компонента смеси, $\mu(T)$ – коэффициент вязкости, h_k – удельная энтальпия образования k -ого компонента, m_k – молярная масса k -ого компонента.

Тензор вязких напряжений рассчитывается как:

$$\sigma_{ij} = \mu(T) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_m}{\partial x_m} \right) \quad (1.5)$$

Для замыкания системы уравнений Навье-Стокса (1.1)-(1.4) используются уравнения состояния в следующей форме:

$$p = \rho RT / \bar{M} \quad (1.6)$$

$$d\varepsilon = c_V(T) dT \quad (1.7)$$

где R – универсальная газовая постоянная, $\bar{M} = \left(\sum_k Y_k / m_k \right)^{-1}$ – средняя молярная масса смеси, $c_V = \sum_k c_{V_k} Y_k$ – удельная теплоемкость смеси при постоянном объеме, c_{V_k} – удельная теплоемкость k -ого компонента при постоянном объеме.

Температурная зависимость удельных энтальпий образования k -ых компонентов h_k и удельных теплоемкостей при постоянном объеме c_{V_k} рассчитывались на основе полиномиальной формы, принятой NASA с использованием коэффициентов, взятых из термодинамических таблиц, прилагаемых к используемому кинетическому механизму.

Осредненный коэффициент вязкости для смеси рассчитывается как:

$$\mu(T) = \frac{1}{2} \left[\sum_k X_k \mu_k + \left(\sum_k \frac{X_k}{\mu_k} \right)^{-1} \right] \quad (1.8)$$

где X_k – молярная доля k -ого компонента, тогда как μ_k – коэффициент вязкости k -ого компонента, рассчитываемый как [71]:

$$\mu_k(T) = \frac{5}{16} \frac{\sqrt{\pi M_k k_B T}}{\pi \sigma_k^2 \Omega^{(2,2)}} \quad (1.9)$$

где $\Omega^{(2,2)}$ – интеграл столкновений, зависящий от температуры $T^* = k_B T / \varepsilon_k$ [72], σ_k – диаметр столкновения, M_k – атомарная (молярная) масса k -ого компонента, ε_k – глубина потенциала Леннарда-Джонса, k_B – постоянная Больцмана. Параметры σ_k , ε_k взяты из таблиц коэффициентов для расчета коэффициентов молекулярного переноса, прилагаемых к используемому кинетическому механизму.

Осредненный коэффициент теплопроводности смеси рассчитывается как:

$$\kappa(T) = \frac{1}{2} \left[\sum_k \alpha_k \kappa_k + \left(\sum_k \frac{\alpha_k}{\kappa_k} \right)^{-1} \right] \quad (1.10)$$

тогда как коэффициенты теплопроводности для каждого компонента рассчитываются согласно выражению [71]:

$$\kappa_k(T) = \frac{25 \sqrt{\pi M_k k_B T}}{32 \pi \sigma_k^2 \Omega^{(2,2)}} \frac{c_{V_k}}{M_k}. \quad (1.11)$$

Диффузионные скорости выражались в приближении нулевого порядка [73]:

$$V_{k,i}^* = \left(\frac{D_{km}(T)}{Y_k} \frac{\partial Y_k}{\partial x_i} \right) \quad (1.12)$$

где D_{km} – осредненный по массе коэффициент диффузии k -ого компонента, рассчитываемый как [74]:

$$\frac{1}{D_{km}} = \sum_{j \neq k}^N \frac{X_j}{D_{kj}} + \frac{X_k}{1 - Y_k} \sum_{j \neq k}^N \frac{Y_j}{D_{kj}} \quad (1.13)$$

D_{kj} – коэффициент бинарной диффузии, рассчитываемый как [73; 74]:

$$D_{kj} = \frac{3}{16} \frac{\sqrt{2\pi k_B^3 T^3 / m_{kj}}}{p \pi \sigma_{kj}^2 \Omega^{(1,1)}} \quad (1.14)$$

Для выполнения закона сохранения массы диффузионные скорости корректировались с целью удовлетворить выражение $\sum_N Y_k V_{k,i} = 0$ [70]. Это достигалось путем введения корректировочного члена в форме $\vec{V}_c = \sum_N Y_k \vec{V}_k$, предложенной в [75]. С учетом этого диффузионные скорости рассчитывались как:

$$Y_k V_{k,i} = Y_k (V_{k,i}^* - V_{c,i}) = \left(D_{km}(T) \frac{\partial Y_k}{\partial x_i} \right) - Y_k \sum_N \left(D_{km}(T) \frac{\partial Y_k}{\partial x_i} \right) \quad (1.15)$$

Химический источниковый член $\dot{\omega}_k$ записан в традиционной форме:

$$\dot{\omega}_k = \sum_{r=1}^R \left(k_{rf}(T) \cdot \left(\mathbf{v}_{rk}^{(p)} - \mathbf{v}_{rk}^{(r)} \right) \prod_{s=1}^K X_s^{\mathbf{v}_{rs}^{(r)}} + \right. \\ \left. + k_{rb}(T) \cdot \left(\mathbf{v}_{rk}^{(r)} - \mathbf{v}_{rk}^{(p)} \right) \prod_{s=1}^K X_s^{\mathbf{v}_{rs}^{(p)}} \right) \quad (1.16)$$

где $k_{rf}(T)$ и $k_{rb}(T)$ – константы прямой и обратной скоростей r -ой элементарной реакции, $\nu_{rk}^{(p)}$, $\nu_{rk}^{(r)}$ – стехиометрические коэффициенты продуктов и реагентов соответственно. Расчеты проводились с использованием современных детальных кинетических механизмов, в рамках которых окисление водорода описывается системой необратимых элементарных реакций с участием 8 компонентов: H_2 , O_2 , H , O , OH , HO_2 , H_2O_2 , H_2O .

1.3 Стационарное горение и нормальная скорость ламинарного пламени

Одной из базовых характеристик горения в целом и процесса распространения пламени в частности [70; 71] является так называемая нормальная скорость горения, определяемая как скорость распространения фронта пламени относительно горючей смеси, находящейся в заданном термодинамическом состоянии. Как правило, для наиболее корректной оценки величины нормальной скорости горения рассматриваются стационарные пламена, распространяющиеся в условии постоянства давления, что выполняется, например, в случае свободно распространяющегося пламени или при создании специфических условий, определяемых конструкцией горелочного устройства.

Одной из множества экспериментальных методик определения нормальной скорости горения является анализ расходящегося пламени [76]. В рамках такого эксперимента исследуемая смесь заданного состава при заданных термодинамических условиях воспламеняется в центре объема реактора. При этом используется реактор такой геометрии, чтобы на ранней стадии развития пламени влияние формируемых в объеме реактора потоков на развитие горения было минимальным. В таких условиях наблюдается формирование стационарного расходящегося пламени. На сегодняшний день построено множество алгоритмов оценки нормальной скорости горения, основанных на использовании измеренных экспериментально величин, включая скорость распространения пламени в лабораторной системе отсчета, кривизну фронта пламени, “стретч-фактор” и др. (современный обзор существующих алгоритмов представлен в работе [77]). Простейший алгоритм основан на использовании формулы Михельсона для определения скорости пламени в лабораторной системе отсчета $U_{fL} = \Theta u_f$, где u_f – нормальная скорость горения, а Θ – коэффициент расширения, определяемый как

отношение плотности свежей смеси к плотности продуктов горения ($\Theta = \rho_f/\rho_b$). При этом скорость газа, вытесняемого расширяющимися продуктами горения, может быть оценена как $u = (\Theta - 1)u_f$. Предложенное Михельсоном решение адекватно работает при описании идеально сферического пламени, равно как и плоского пламени, распространяющегося в канале от закрытого торца. Таким образом, численно нормальная скорость горения может быть определена из решения одной из этих двух задач, подразумевающих решение в одномерной постановке. Характерная постановка задачи в сферически симметричных координатах показана на рисунке 1.1. Закрашенная область иллюстрирует начальное локальное повышение температуры вблизи центра симметрии до 1500 К (радиус области инициирования составляет 2 мм). В начальный момент времени смесь покоится, а ее состав и давление полагаются постоянными во всей расчетной области. Фоновые значения давления и температуры полагаются равными $p_0 = 1.0$ атм и $T_0 = 300$ К. На правой границе расчетной области длиной 0.5 м используются неотражающие граничные условия. Расчеты проводились с использованием традиционной математической модели, описанной в предыдущем разделе.

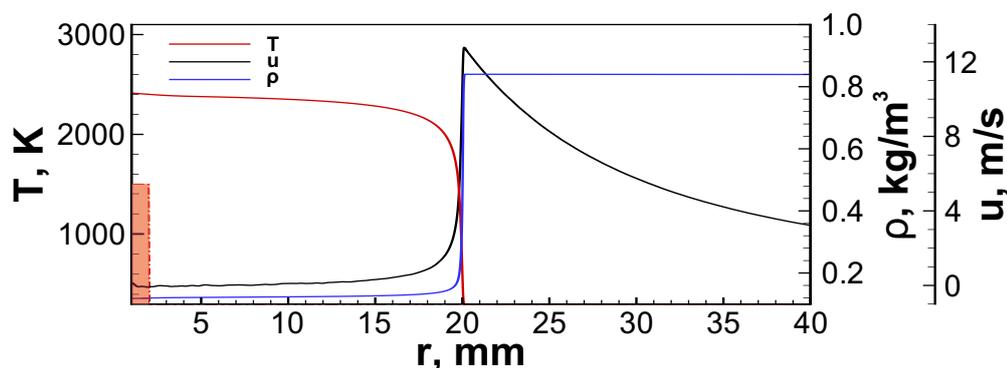


Рисунок 1.1 — Постановка задачи и характерные профили температуры, массовой скорости и плотности, получаемые в ходе решения тестовой задачи определения нормальной скорости горения. Область инициирования горения отмечена красным цветом.

На рисунке 1.2 представлены расчетные значения нормальной скорости горения в широком диапазоне составов водородно-воздушных смесей. Расчеты проведены с использованием кинетической схемы окисления водорода [80] и представлены на фоне экспериментальных данных, полученных в работах [78] и [79]. Из анализа данных, представленных на рисунке 1.2, можно видеть достаточно хорошее количественное согласие между расчетами, проведенными с использованием трех различных вычислительных методик, включая используе-

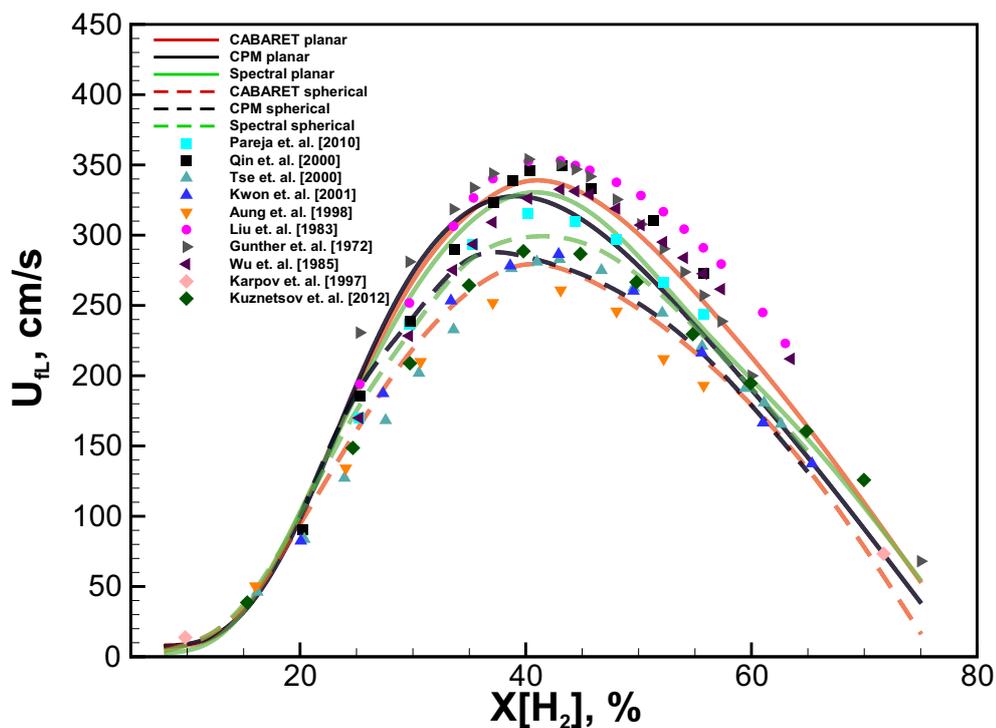


Рисунок 1.2 — Кривыми показаны расчетные значения нормальных скоростей горения в зависимости от содержания водорода в водородно-воздушной смеси. Значками показаны экспериментальные данные из работ [78] и [79].

мые автором диссертации традиционный метод “крупных частиц” [81] (“CPM”) и современный бездиссипативный алгоритм “КАБАРЕ” [82] (“CABARET”). Помимо этого, наблюдается удовлетворительное согласие расчетных данных с экспериментальными. Важно отметить, что расчетные данные, полученные в сферической постановке задачи оценивались на фиксированном расстоянии от центра воспламенения, когда фронт пламени проходит расстояние 20 мм. Это соответствует моменту времени задолго до выхода на стационарный режим, который асимптотически совпадает с решением плоской задачи. Наблюдаемые при этом количественные отличия, однако, могут оказаться полезными при интерпретации экспериментальных данных, получаемых в закрытых объемах на конечный момент времени, который также может оказаться заметно меньшим по сравнению со временем выхода на стационарный режим. Отметим также, что оба решения (сферически симметричное и плоское) лежат в интервале ошибки экспериментальных измерений. Более того, в случае бедных составов оба решения дают весьма близкие значения, идеально согласуясь с экспериментальными данными. Интересно отметить, что в области еще более обедненных составов (менее 10 % водорода в воздухе) пламя может существовать исключительно в форме так называемого “шарика пламени” (“flame-ball”), устойчивость которого

определяется в большей мере диффузией находящегося в дефиците водорода внутрь горячего очага [1; 83]. В связи с этим, при переходе в область обедненных составов только сферически симметричное одномерное решение существует.

1.4 Неустойчивость дефлаграционного пламени

Как можно видеть из рисунка 1.2 в стационарном режиме скорость распространения фронта пламени (зоны реакции) по горючей смеси оказывается много меньше скорости звука в топливе и продуктах горения. Однако в действительности процесс распространения пламени подвержен развитию разного рода неустойчивостей, которые могут существенно изменять форму пламени и скорость его распространения [84]. В области около-стехиометрических составов основную роль в развитии поверхности фронта пламени играет гидродинамическая неустойчивость [85; 86]. В случае пламени, свободно распространяющегося от локализованного источника, возмущения на поверхности фронта пламени гидродинамически неустойчивы, что определяет развитие гидродинамической неустойчивости фронта пламени [5], а это, в свою очередь, определяет соответствующее его ускорение [29; 87]. В отдельных работах [3] наблюдался даже переход горения в детонацию в результате ускорения свободно расходящегося пламени за счет развития неустойчивости фронта. Стоит, однако, отметить, что в большинстве случаев перехода в детонацию не наблюдается, а на более поздних стадиях распространения пламени, при достижении достаточно больших радиусов пламени или при достижении границ замкнутого объема, сценарий развития гидродинамической неустойчивости фронта пламени в большей степени соответствует случаю распространения волны горения в канале. Большинство публикаций посвящено исследованию именно этих режимов распространения пламени в открытых или полуоткрытых (открытых с одного конца) каналах [28; 88–91].

Основные представления о механизмах ускорения пламени в канале были сформированы еще в 1930-40е годы [92], и одним из основных механизмов ускорения пламени является его взаимодействие с течениями вблизи его фронта. В частности, важную роль в развитии горения играют течения газа, возникающие в результате расширения продуктов горения. При этом в виду гидродинамической

неустойчивости фронт пламени искривлен, а распределение скоростей газа перед ним не является равномерным по сечению канала. Во многом именно фактор неравномерности профиля скорости газа перед фронтом пламени и определяет ускорение пламени. Под действием этого фактора фронт пламени растягивается, что обеспечивает сгорание большего объема горючего в единицу времени.

Для получения детальной информации о динамике распространения пламени в канале, рассмотрим далее все стадии процесса: расширение пламени из зоны воспламенения, эволюцию фронта пламени в результате развития гидродинамической неустойчивости, установление профиля скорости перед фронтом, развитие горения в потоке движущегося газа. В настоящей работе эта задача решалась в постановке, когда изначально пламя инициировалось вблизи закрытого торца канала плоским нагретым слоем, аналогично тому, как это было показано на рисунке 1.1. Ширина двухмерного плоского канала варьировалась, а в качестве граничных условий на боковых непроницаемых стенках было выбрано условие проскальзывания, исключающее возникновение вязких пограничных слоев вблизи боковых стенок, и условие адиабатичности, исключающее теплообмен системы с окружающей средой. Путем этих ограничений исключались все гидродинамические факторы кроме собственной неустойчивости фронта пламени, распространяющегося по каналу. Для воспроизведения развития неустойчивости фронта пламени задавалось слабое возмущение изначально плоского фронта. Возмущение фронта задавалось локальным изменением продольной массовой скорости потока вблизи фронта пламени по следующему закону [28; 89; 90]:

$$u = u + u' \quad (1.17)$$

$$u' = U_0 \exp\left(-\frac{(x - x_f)^2}{S_x^2}\right) \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right) \quad (1.18)$$

где x_f – координата фронта, U_0 – амплитуда возмущения, составляющая величину порядка 1% от нормальной скорости ламинарного горения, S_x – параметр, локализирующий возмущение вблизи фронта пламени, H – ширина канала, в котором наблюдается процесс, $\cos(\pi z/H)$ – функция, задающая возмущение потока вдоль поверхности изначально плоского фронта пламени (в данном случае возмущение несимметрично, волновое число $k = \pi/H$).

Итак, рассмотрим эволюцию фронта пламени, распространяющегося от закрытого торца канала. При инициировании пламени вблизи закрытого торца канала первоначальное расширение продуктов горения, которые можно считать

покоящимися в малой области между фронтом пламени и стенкой, приводят в движение газ перед фронтом. Средняя скорость движения газа при этом согласно формуле Михельсона составляет величину:

$$u = (\Theta - 1)u_f \quad (1.19)$$

при этом скорость пламени относительно стенок канала становится равной:

$$U_{f,L} = u_f + u = \Theta u_f \quad (1.20)$$

Распространяющееся пламя, как это уже указывалось выше, гидродинамически неустойчиво. За счет развития неустойчивости Дарье-Ландау фронт пламени искривляется и ускоряется. При этом в условиях конечной ширины канала неустойчивость развивается с ограничением на максимальную длину волны возмущения, которая не может превосходить ширину канала H . Теория неустойчивости фронта пламени в канале хорошо развита [28; 88; 90; 91; 93; 94]. В частности, получен геометрический критерий развития неустойчивости, гласящий, что неустойчивость возникает только в каналах с шириной, превосходящей некоторое критическое значение Λ_C , определяемое соотношением [93; 94]:

$$\Lambda_C = \frac{2\pi\chi Pr}{u_f} \left(1 + \frac{\Theta(\Theta + 1)}{(\Theta - 1)^2} \ln \Theta \right) \quad (1.21)$$

где χ - температуропроводность, а Pr - число Прандтля.

Оценим характерные значения Λ_C для стехиометрических смесей водорода с кислородом и воздухом при нормальных условиях. Согласно экспериментальным данным [95] и результатам компьютерного моделирования из соотношения 1.21 получим для водородно-воздушной смеси $\Lambda_C = 0.75$ мм, для водородо-кислородной смеси – $\Lambda_C = 0.25$ мм. В обоих случаях Λ_C по порядку величины соответствует ширине фронта пламени $L_f \sim 0.1 - 1.0$ мм.

С увеличением ширины канала развитие неустойчивости ведет к установлению все больших скоростей распространения пламени. Используя разложение по полюсам, в [96] была получена зависимость скорости распространения пламени от ширины канала, указывающая на возрастание скорости распространения пламени с увеличением ширины канала. Максимально достижимая скорость при этом определялась соотношением [93; 96]:

$$\max(U_{f,L}) = U_{f,L}(1 + W_m) \quad (1.22)$$

$$W_m = \frac{(\Theta - 1)^2}{4\Theta(\Theta + 1)} \quad (1.23)$$

Оценки показывают, что величина W_m слабо зависит от состава смеси, $W_m = 0.15$ для водородно-воздушной смеси и $W_m = 0.16$ для водородо-кислородной смеси.

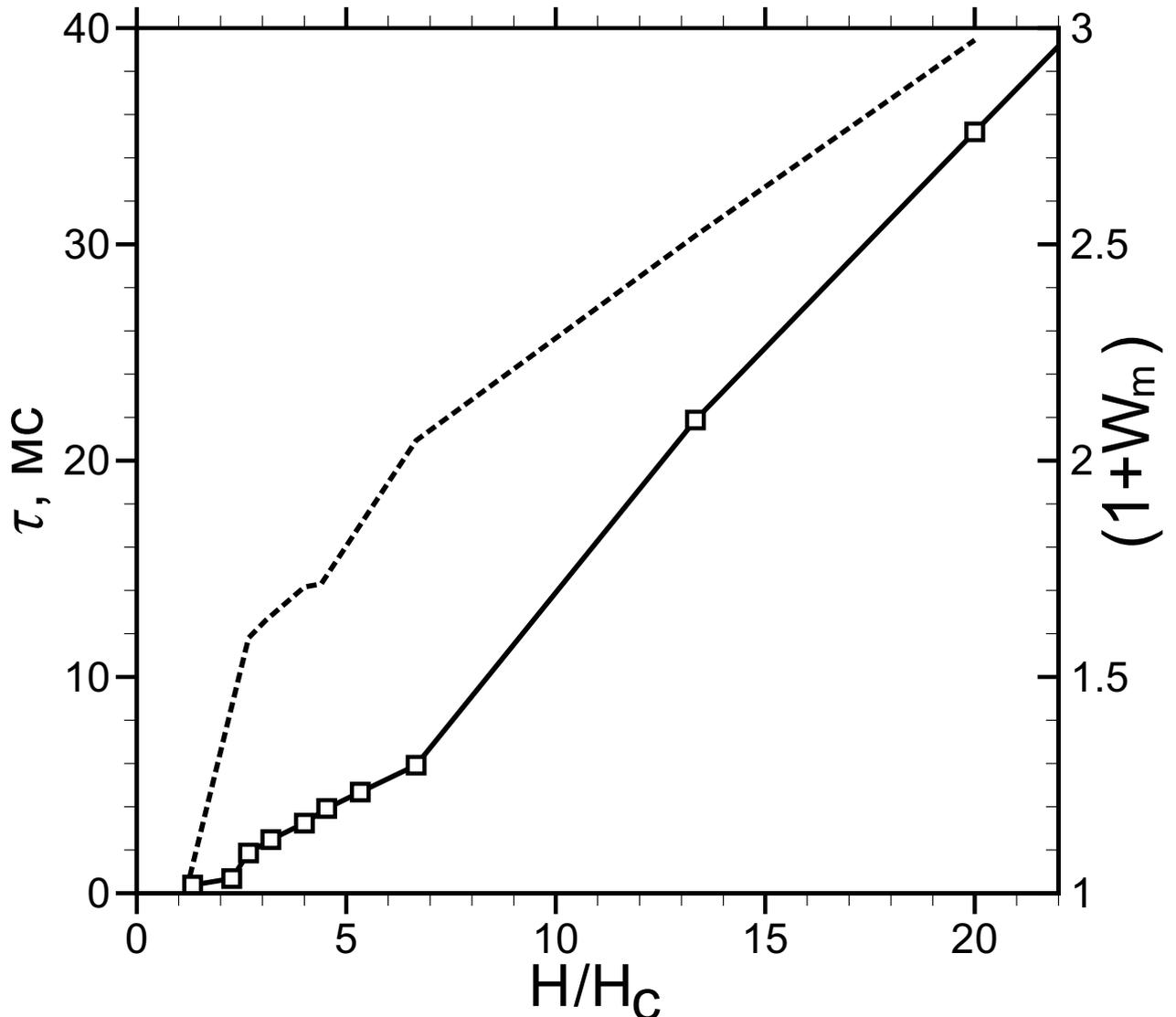


Рисунок 1.3 — Зависимость максимальной скорости, развиваемой стационарным водородно-воздушным пламенем, (сплошная) и времени установления стационарного режима (штриховая) от ширины канала.

Важно отметить, что проведенное в [89] компьютерное моделирование горения гипотетической горючей смеси с заданным Θ и u_f в канале с проскальзыванием на стенках подтвердило теоретические оценки 1.22, 1.23 только для каналов с ширинами $\Lambda_C \leq H \leq 3.9\Lambda_C$. Компьютерное моделирование воспроизвело рост начальных возмущений плоского пламени с дальнейшим выходом

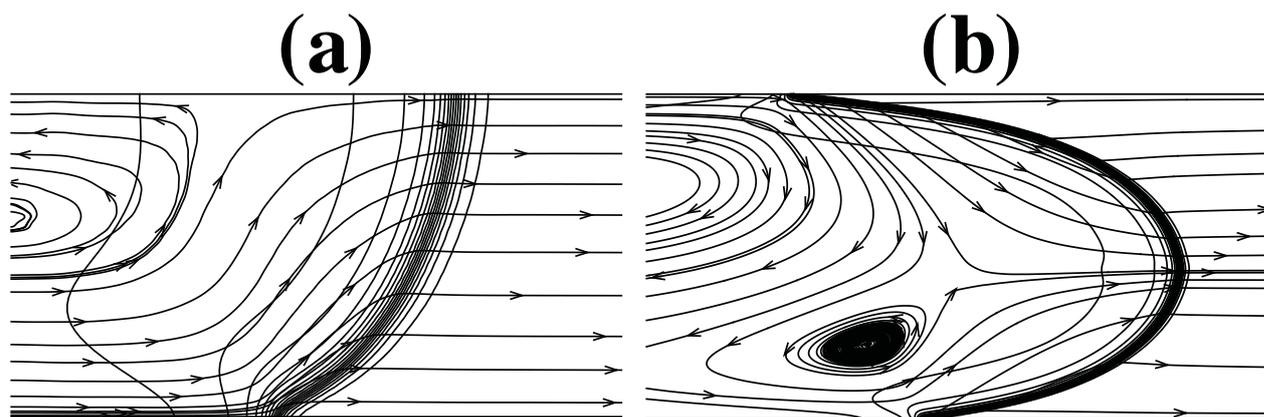


Рисунок 1.4 — Изолинии температуры и линии тока иллюстрируют структуру стационарного фронта пламени и потоков вблизи его поверхности. (а) - Водородно-воздушное пламя в канале шириной $H = 5 \text{ мм} = 6.7 \Lambda_C$, $\Lambda_C < \Lambda_C$, (б) - шириной $H = 25 \text{ мм} = 33.3 \Lambda_C$, $\Lambda_C > 30 \Lambda_C$.

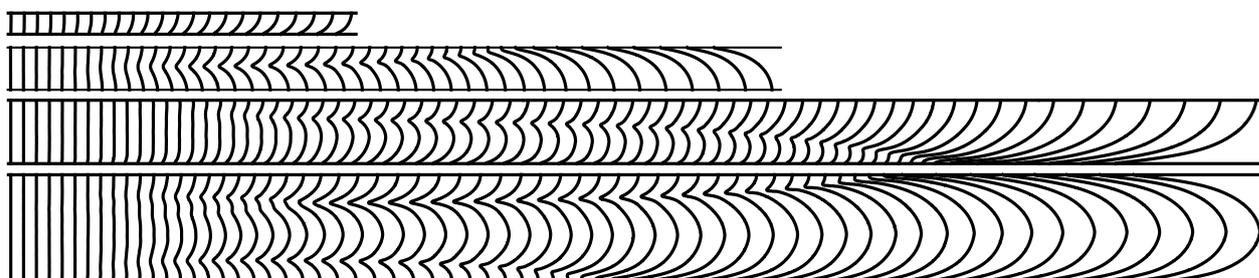


Рисунок 1.5 — Развитие стабильной структуры фронта водородно-воздушного пламени в каналах различной ширины: 5 мм ($6.7 \Lambda_C$), 10 мм ($13.3 \Lambda_C$), 15 мм ($20 \Lambda_C$), 25 мм ($33.3 \Lambda_C$). Изолинии концентрации водорода изображают положение фронта пламени на разные моменты времени через равные промежутки.

процесса на стационарный режим. При этом линейная стадия, на которой инкремент роста неустойчивости обратно пропорционален длине волны возмущения ($\gamma \propto u_f / \Lambda_C$) [85], довольно быстро сменяется нелинейной, на которой, как было показано в [28] в упрощенной постановке с одноступенчатой химической кинетикой, в согласии с гипотезой Зельдовича максимально нарастают первые (длинноволновые) гармоники. Именно эти гармоники на стационарной стадии определяют структуру фронта пламени, который приобретает выпуклую близкую к одномодовой форму. Описанная общая картина развития неустойчивости и форма фронта пламени воспроизводятся и при $H > 3.9 \Lambda_C$, однако, в этой области параметров скорость пламени при достижении стационарной стадии превосходит значение, предсказываемое уравнениями 1.22, 1.23, и продолжает расти монотонно с увеличением ширины канала [28]. Проведенное нами в постановке, повторяющей работу [28] однако для реальной водородно-воздушной смеси,

численное моделирование распространения горения в каналах разной ширины с проскальзыванием потока у стенок подтвердило, как будет показано ниже, основные выводы цитируемой работы. При этом максимальная скорость фронта пламени, соответствующая стационарному режиму, начинает превосходить получаемую согласно уравнениям 1.22, 1.23 при $H \geq 4\Lambda_C$, что практически совпадает с результатом, полученном в [28]. В дальнейшем нарастание стационарной скорости пламени с ростом ширины канала продолжается и при $H \geq 7\Lambda_C$ протекает по закону, близкому к линейному, как это показано на рисунке 1.3. Ярко выраженная квазиодномодовая выпуклая форма пламени, образующаяся на нелинейной стадии процесса, сохраняется в дальнейшем и на стационарной стадии. Форма стационарного фронта пламени и сформировавшиеся при этом течения для каналов разной ширины представлены на рисунке 1.4. Численное моделирование показало, что для труб средней ширины $\Lambda_C \leq H \leq 30\Lambda_C$ на форме стационарного фронта пламени частично отражается характер начального возмущения. Так из рис. 1.4а видно, что задание изначально асимметричного возмущения пламени ($u' \sim \varepsilon \cos(\pi z/H)$) формирует асимметричную стационарную структуру. Для более широких труб $H \geq 30\Lambda_C$ детали начального возмущения забываются, и пламя приобретает форму с преобладающей первой гармоникой (рис. 1.4б). Формирование стационарной структуры фронта пламени в каналах разной ширины представлено на рисунке 1.5. Видно, что форма стационарного пламени при $H = 20\Lambda_C$ еще сохраняет асимметричную структуру, соответствующую начальному возмущению.

В общем случае формирование стационарной структуры фронта пламени проходит через чередующиеся стадии стабилизации и экспоненциального роста (рисунок 1.6а), которые связаны с перестройкой спектра возмущений, происходящей до тех пор, пока ведущей остается только наиболее длинноволновая первая гармоника. Заметим, что для наиболее узких каналов немонотонный характер выхода на стационарный режим практически не проявляется, так как соответствующая ему перестройка спектра теперь подавляется вязкостью в виду малого масштаба определяющих спектр возмущений. Достижимые на момент выхода на стационарный режим скорости водородно-воздушного пламени даже для достаточно широких каналов с проскальзыванием потока у стенок остаются много меньше скорости звука, так что переход к детонации только за счет развития неустойчивости Дарье-Ландау в большинстве составов смесей, включая одну из

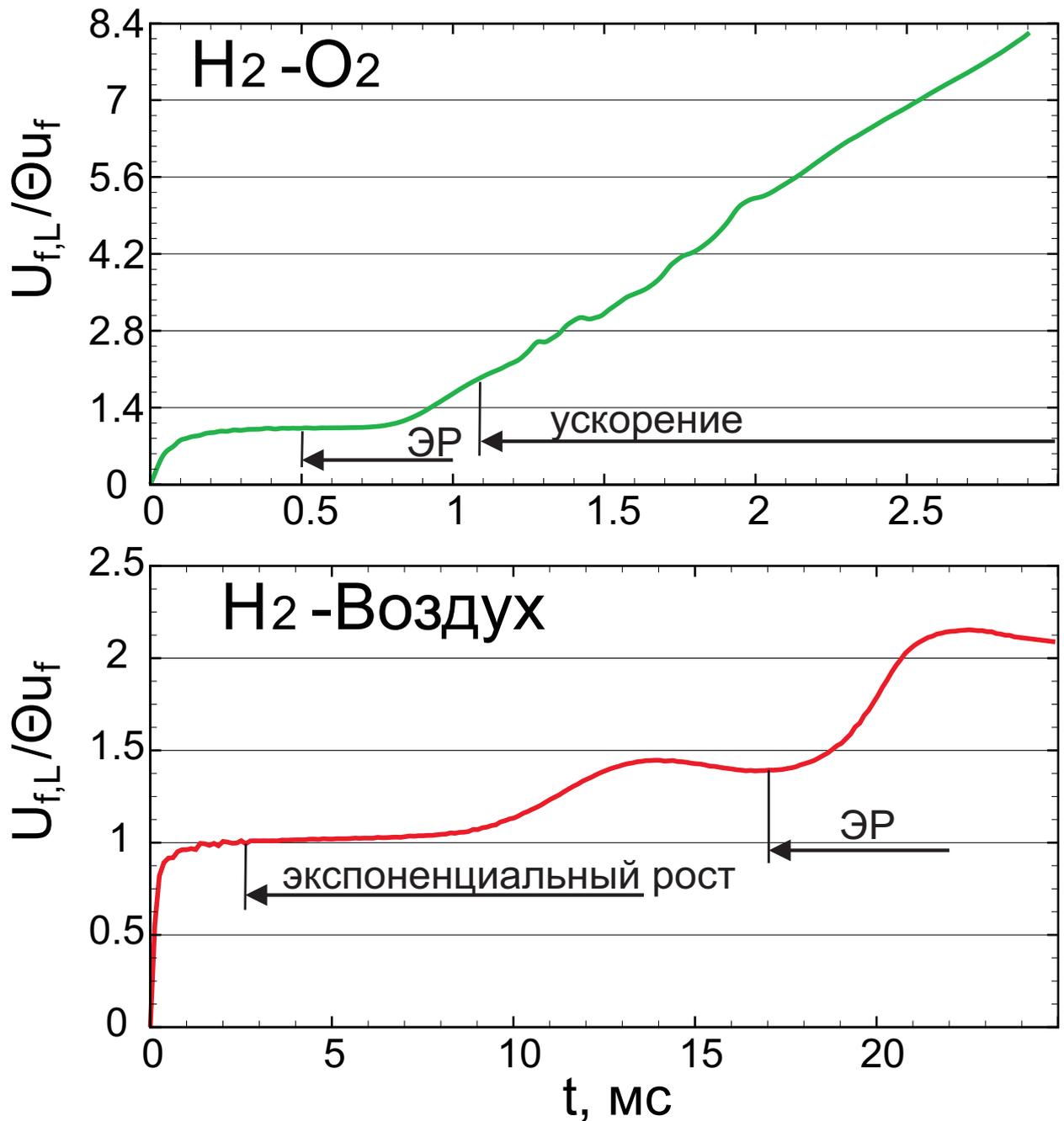


Рисунок 1.6 — Эволюция интегральной скорости пламени, отнесенной к значению скорости плоского фронта пламени, движущегося по каналу от закрытого торца. Ширина канала $H = 10$ мм ($40\Lambda_C$ для водородо-кислородного пламени и $13.3\Lambda_C$ для водородно-воздушного). На рисунке выделены линейные стадии экспоненциального роста (ЭР) скорости, а также стадия ускоренного распространения водородо-кислородного пламени.

наиболее химически активных водородно-воздушную, оценивается как маловероятное событие.

Заметим, однако, что при моделировании в тех же условиях горения водородо-кислородной смеси выход пламени на стационарный режим



Рисунок 1.7 — Развитие стабильной структуры фронта водородно-кислородного пламени в канале шириной 10 мм ($40\Lambda_C$). Изолинии концентрации водорода изображают положение фронта пламени на разные моменты времени через равные промежутки.

распространения не наблюдался (рис. 1.6b). При этом форма пламени в процессе продвижения по каналу приобретала вид, схожий с изображенными на рис. 1.4, но постепенно по мере продвижения по каналу фронт непрерывно вытягивался (рисунок 1.7). Отметим здесь, что предел по ширине канала существования несимметричной структуры, изображенной на рис. 1.4a, для водородно-кислородной смеси тот же что и для водородно-воздушной и составляет $\sim 30\Lambda_C$, в более широких каналах преобладает формирование симметричной структуры (рис. 1.4b). Как можно наблюдать на рис. 1.7 для канала, заполненного водородно-кислородной смесью, в виду меньшего значения критической ширины даже в относительно узком канале рождается достаточно широкий спектр возмущений. Возмущения спектра сначала растут по законам линейной теории. Затем наступает нелинейная стадия развития процесса, заключающаяся в стабилизации формы поверхности пламени и ускорении роста наиболее длинноволновых мод. Отсутствие наблюдаемого для водородно-воздушного пламени выхода на стационарный режим здесь можно объяснить следующим образом: нормальная скорость ламинарного пламени и коэффициент расширения для водородно-кислородного пламени (10.0 м/с и 8.0 соответственно) превышают эти же величины для водородно-воздушного пламени (2.2 м/с и 7.0 соответственно). Таким образом, начальная скорость водородно-кислородного пламени $U_{f,L}$ почти на порядок превышает скорость водородно-воздушного пламени. Из-за достаточно большого инкремента нарастания этой скорости ($\gamma \propto u_f/\Lambda_C$) ко времени развития нелинейной стадии перед фронтом пламени успевает сформироваться направленное течение газа, увлекающее фронт пламени. В этом случае целесообразно переписать выражение 1.20 для скорости пламени в лабораторной системе отсчета как:

$$U_{f,L} = u_f + \langle U \rangle \quad (1.24)$$

здесь скорость потока $\langle U \rangle$ возникает из-за ускорения потока перед фронтом ускоренно распространяющегося пламени, а выражение 1.24 определяет положительную обратную связь в изменении скорости пламени и скорости потока. Согласно 1.24 скорость пламени $U_{f,L}$ к концу нелинейной стадии продолжает расти в ускоренном потоке, еще больше ускоряя поток впереди, действуя на него подобно поршню. Такое взаимодействие пламени с потоком выражается в формировании режима непрерывного ускорения пламени [97]. Полученный результат зависимости хода развития неустойчивости от особенностей протекания кинетики способен объяснить неочевидный экспериментальный факт, полученный в [3], где в наиболее быстро горящей водородо-кислородной смеси наблюдался переход в детонацию исключительно за счет развития гидродинамической неустойчивости свободно распространяющегося расходящегося пламени.

1.5 Ускорение пламени в полукрытом канале

Еще в первых работах по экспериментальному исследованию распространения пламени и перехода к детонации в гладких каналах [2] авторы выделяли важную роль волн сжатия и ударных волн, генерируемых и бегущих перед ускоряющимся фронтом пламени на всех стадиях процесса. В связи с этим возникла аналогия ускоряющегося пламени с поршнем, вдвигаемым в канал с ускорением. В частности, такой подход позволяет объяснить особенности развития потока в каналах различной ширины и соответствующие изменения в динамике пламени. Тем не менее, ряд вопросов, связанных с развитием ускоряющегося пламени, остается за рамками проведенных ранее исследований, и главное, остаётся без ответа вопрос о корректности введения в рассмотрение непроницаемого поршня как основного фактора, определяющего формирование течений перед фронтом пламени. Рассмотрим альтернативный подход к описанию динамики процесса на различных стадиях его развития. Будем рассматривать фронт пламени как движущийся источник энергии, что вполне соответствует физике взаимодействия фронта горения с формируемыми течениями. Такой движущийся источник [98; 99] излучает волны сжатия, распространение которых в ограниченном объеме канала и взаимодействие с фронтом пламени определяет динамику потока и особенности эволюции пламени. Характер генерации волн сжатия и механизмы их

воздействия на фронт горения различны на разных стадиях ускорения пламени. Это позволяет объяснить особенности эволюции пламени в терминах взаимодействия фронта пламени с волнами сжатия. Так в [99] было показано, что степень ускорения пламени и его растяжения определяется ролью волн сжатия, излучаемых из зоны реакции в направлении заднего торца канала и воздействующих на фронт после отражения от торца и настигания фронта со скоростью звука в продуктах горения. Это в свою очередь может определять осциллирующий характер изменения скорости пламени.

Для понимания особенностей формирования потоков и генерации волн сжатия движущимся фронтом пламени рассмотрим свободно распространяющееся нестационарное пламя, которое можно наблюдать в открытых пространствах [5] или на начальной стадии развития горения вблизи области воспламенения. Свободное пламя можно рассматривать как источник энергии заданного размера (L_f), распространяющегося в пространстве с заданной скоростью ($U_{f,L}$). Такой движущийся источник излучает волны сжатия, распространяющиеся во всех направлениях. Так расходящееся свободное пламя излучает расходящиеся волны сжатия в область свежей горючей смеси и сходящиеся волны сжатия в область продуктов горения. Последние сходятся к центру с усилением, и после отражения от центра расходятся с ослаблением. При этом скорость их распространения соответствует скорости звука в продуктах горения (a_b). На ранней стадии, когда радиус пламени мал, а скорость его распространения по порядку величины равна нормальной скорости горения $u_f \ll a_b$, такие волны сжатия опережают расходящийся фронт пламени, передавая энергию и импульс свежей смеси перед фронтом. Это определяет эффект расширения горячих продуктов из области воспламенения, что в свою очередь определяет ускорение пламени в лабораторной системе координат до видимой скорости горения $U_{f,L} = \Theta u_f$. Расходящиеся волны сжатия относительно быстро затухают, практически не передавая импульса и энергии свежей смеси. В связи с этим дальнейшего ускорения пламени за счет взаимодействия расходящегося пламени с потоком не наблюдается. Если исключить развитие неустойчивости фронта пламени, то свободное расходящееся пламя представляет классическое «нормальное» пламя, динамика которого определяется исключительно структурой зоны реакции и эффектом расширения горячих продуктов горения. В действительности расходящееся пламя практически всегда подвержено развитию неустойчивостей, что определяет его нестационарное развитие [5].

Пламя, распространяющееся в канале от закрытого его торца, на начальной стадии развивается подобно свободно расходящемуся. Отличие заключается в том, что волны сжатия, излучаемые фронтом горения и распространяющиеся в область свежей горючей смеси, являясь плоскими, более не затухают столь быстро как расходящиеся. Волны передают импульс и энергию среде перед фронтом пламени, и каждая последующая волна распространяется по все более сжатой и прогретой смеси с соответственно большей скоростью. В результате этого поток перед фронтом пламени ускоряется, вовлекая фронт пламени в ускоренное движение.

По мере продвижения пламени по каналу и его ускорения, также меняется и роль излучаемых волн сжатия, распространяющихся по горячим продуктам горения. Эти волны сжатия распространяются в направлении заднего закрытого торца, отражаются от него и настигают далее фронт пламени, модулируя динамику его распространения. На ранних стадиях распространения пламени, когда расстояние между задним торцом и фронтом горения мало ($X_f \sim 0$) волна сжатия проходит расстояние ΔX со скоростью $u_b + a_b \approx a_b$ (скорость потока вблизи торца $u_b \approx 0$) за то же время, за которое пламя проходит расстояние ΔX_f со скоростью $U_{f,L} \ll a_b$. Таким образом, на ранних стадиях $\Delta X > \Delta X_f$, и более того $\Delta X > X_f$, и волны сжатия, отраженные от заднего торца опережают фронт пламени, выравнивая давление в продуктах горения, и далее воздействуют на поток свежей смеси перед фронтом пламени. Такое воздействие определяет ускорение потока, а следовательно и ускорение пламени, распространяющегося по движущемуся газу со скоростью $U_{f,L} = u_f + u$, где u – скорость потока. Формально приращение скорости потока Δu можно связать с увеличением объема смеси ΔV , протекающей через сечение канала в единицу времени, что вызвано передачей волнами сжатия дополнительного количества движения свежей смеси. С другой стороны скорость распространения пламени в канале $U_{f,L}$ можно определить как относительную скорость преобразования свежей горючей смеси в продукты горения $U_{f,L} = \Delta V / S \Delta t$, где S – площадь сечения канала. Таким образом, получаем самоподдерживаемый режим ускорения пламени, распространяющегося в канале от закрытого торца, характеризуемый экспоненциальным нарастанием скорости пламени за счет взаимодействия с потоком свежей смеси, ускоренном волнами сжатия, в свою очередь излучаемыми ускоряющимся пламенем:

$$\Delta U_{f,L} \propto \Delta u \propto U_{f,L} \Rightarrow U_{f,L} \propto \exp(\alpha t) \quad (1.25)$$

По мере удаления фронта пламени от закрытого торца ($X_f \gg 0$) и его ускорения влияние отраженных от заднего торца волн сжатия на динамику пламени существенно меняется. В асимптотике при достижении максимально возможной скорости распространения пламени, соответствующей скорости звука в продуктах горения $U_{f,L} \sim a_b$ волны сжатия, излученные в сторону заднего закрытого торца, могут не достигать фронта пламени ($\Delta X_f \gg \Delta X$) после отражения от торца или даже не достигнуть самого торца ($\Delta X < X_f$). Существование двух асимптотик $U_{f,L} \ll a_b$ и $U_{f,L} \sim a_b$ говорит о существовании промежуточной стадии распространения пламени, когда влияние волн сжатия, отраженных от заднего торца, на среду перед фронтом пламени резко снижается. На этой промежуточной стадии выравнивание давления в области между фронтом пламени и задним торцом происходит на существенно больших временных масштабах, чем на ранних стадиях распространения пламени. Взаимодействие волн сжатия друг с другом происходит в продуктах горения в области между задним торцом и фронтом пламени, и может приводить к формированию слабых ударных волн, нагоняющих фронт пламени и оказывающих на него дискретное импульсное воздействие. При этом по мере снижения воздействия на фронт отраженных от заднего торца волн, в зоне реакции можно наблюдать формирование пика давления, нарастающего в процессе движения источника энергии (фронта пламени), излучающего волны сжатия. Характерная эволюция профиля давления в ходе развития процесса ускорения пламени в полуоткрытом канале показана на рисунке 1.8. Нарастание пика давления в зоне реакции можно наблюдать уже на начальных стадиях, начиная с момента времени, отмеченного “1”. Окончание экспоненциальной стадии и начало описанной выше промежуточной стадии, когда непрерывный характер воздействия на фронт со стороны отраженных от заднего торца волн сжатия сменяется дискретным, отмечено “2”.

Особенности развития описанных выше стадий взаимодействия фронта пламени и излучаемых им волн сжатия полностью соответствуют стадиям эволюции пламени, наблюдаемым в натуральных экспериментах [2; 100] и расчетах [101—104]. Для наглядности дальнейшего изложения на рисунке 1.9 приведены характерные хронограммы основных характеристик ускоряющегося в полуоткрытом канале пламени. Начальная стадия развития процесса, как правило, характеризуется экспоненциальным нарастанием скорости пламени в лабораторной системе отсчета, что соответствует описанному выше механизму положительной обратной связи между ускорением фронта пламени и ускорением потока свежей

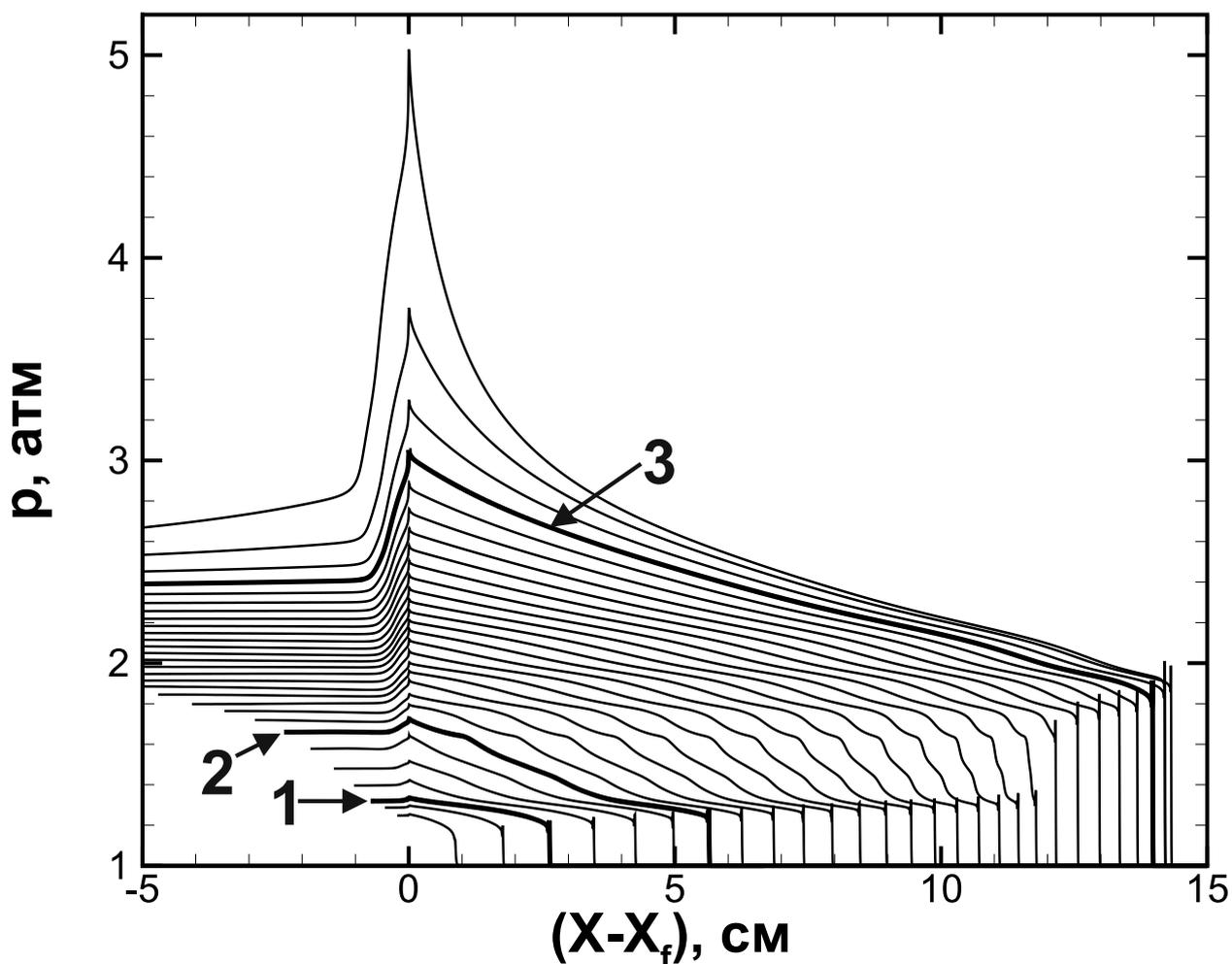


Рисунок 1.8 — Эволюция профиля давления вблизи ведущей точки фронта пламени в системе координат, движущейся совместно с фронтом пламени. $t_0 = 10$ мкс, $\Delta t = 20$ мкс. 1 — начало формирования пика давления, 2 — момент окончания начальной стадии экспоненциального роста скорости, 3 — момент достижения пламенем скорости звука в свежей смеси.

смеси. По мере достижения следующей стадии, на которой прекращается непрерывное воздействие на фронт волн сжатия, отраженных от заднего торца, степень ускорения снижается, и процесс переходит на следующую стадию своего развития.

Описанная первая экспоненциальная стадия развития процесса может быть искажена особенностями эволюции потока вблизи фронта пламени. Существенно неоднородная поверхность фронта пламени адаптируется под установившееся в свежей смеси течение, характеризующееся гладким профилем продольной скорости в ядре потока и узкими пограничными слоями вблизи стенок [103]. Характерные картины течения вблизи фронта пламени на такой стадии “адаптации” на различные моменты времени для канала с закрытым задним торцом изображены

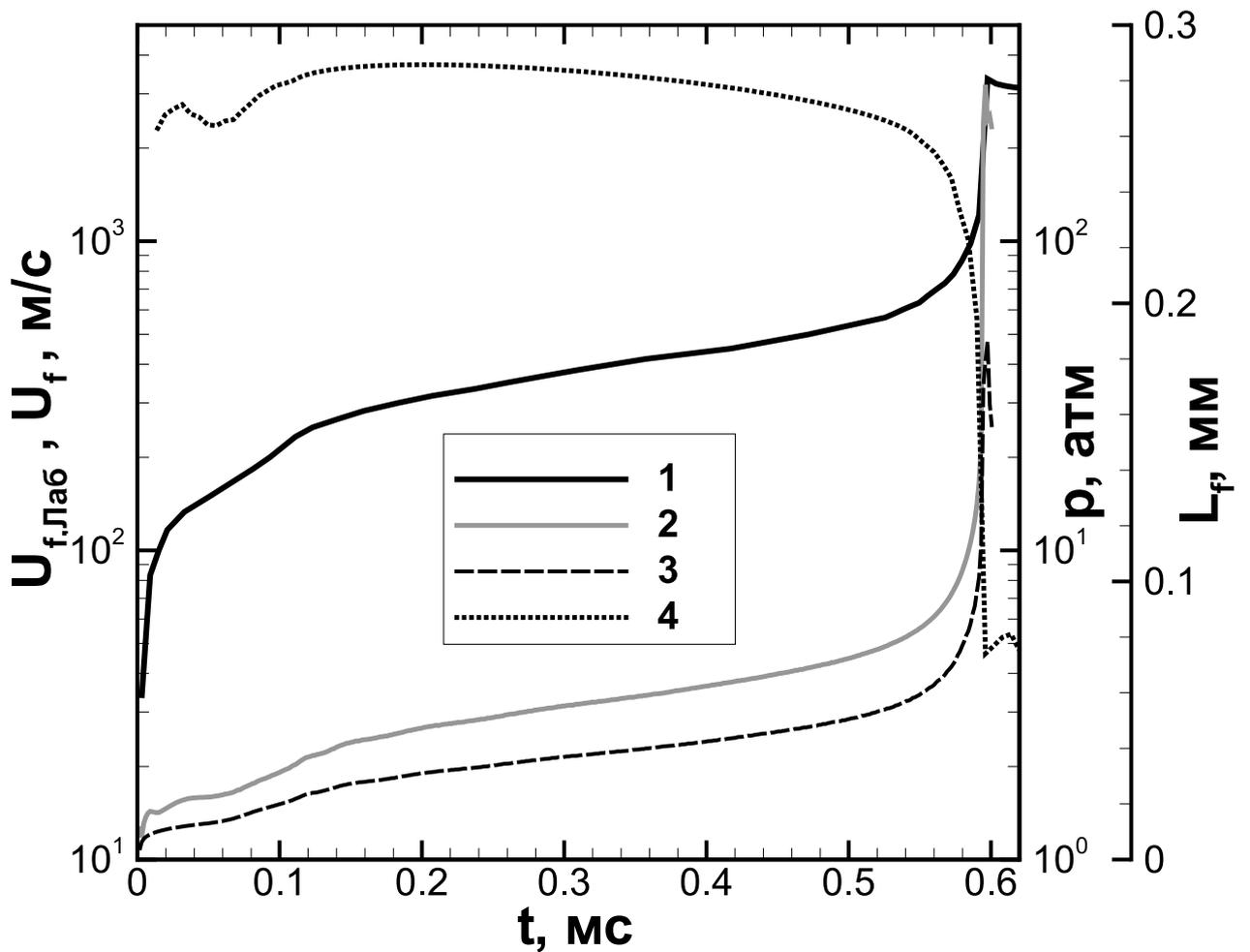


Рисунок 1.9 — Хронограммы скорости фронта пламени $U_{f,L}$ (1), скорости горения u_f (2), давления на фронте p (3) и ширины фронта пламени L_f (4) для ведущей точки фронта пламени, распространяющегося в полуоткрытом канале.

на рисунке 1.10. Здесь определяющая роль принадлежит волнам сжатия, излучаемым фронтом пламени в направлении боковых стенок канала. Именно их взаимодействие со стенками и обратное воздействие на фронт пламени определяет стабилизацию формы фронта пламени, распространяющегося в канале. Следует отметить, что на экспоненциальной стадии ускорения пламени ($t \in 0.02 - 0.12$ мс на рис. 1.9) наблюдается немонотонный рост ширины фронта пламени (L_f). При этом ширина фронта пламени увеличивается на $\sim 10\%$ по отношению к начальному значению $L_f \approx 0.26$ мм, тогда как скорость горения u_f повышается в два раза, что связано с предварительным сжатием и разогревом поступающей во фронт горючей смеси. Заметим, что факт совместного нарастания ширины фронта пламени и скорости горения указывает на доминирующую газодинамическую природу развития этой стадии. Действительно, соотношение между шириной фронта пламени и скоростью горения при теплопроводностном

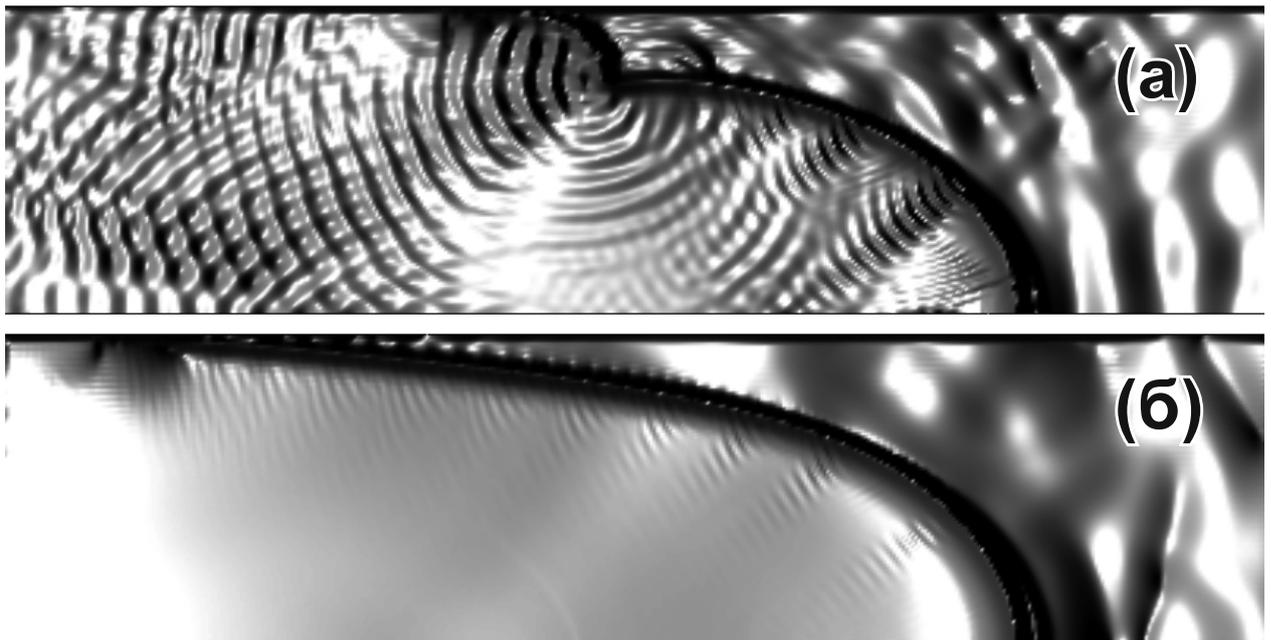


Рисунок 1.10 — Волновая структура течения вблизи фронта пламени, распространяющегося в полуоткрытом канале, на стадии “адаптации” к установившемуся впереди фронта течению (а) и на стадии стабилизации формы поверхности фронта (б).

режиме распространения пламени можно записать в виде $L_f \propto \chi/u_f$, где χ — эффективный коэффициент температуропроводности, и при теплопроводном режиме распространения ширина фронта должна уменьшаться с ростом скорости горения.

1.6 Горение в полностью закрытом канале, ячеистое пламя

В предыдущем разделе достаточно подробно рассмотрен процесс распространения пламени в полуоткрытом канале в отсутствии дополнительных геометрических ограничений (препятствий). Однако, при распространении волны горения внутри замкнутого объема реальной технической установки или в загроможденном пространстве, заполненном горючей газообразной смесью, динамика пламени может быть достаточно сильно усложнена за счет большего разнообразия физических факторов, возникающих в условиях загроможденных пространств. Наряду с гидродинамической неустойчивостью фронт пламени подвержен воздействию волн сжатия, которые генерируются самим распростра-

няющимся пламенем и далее неоднократно переотражаются от препятствий [105; 106]. При этом пламя распространяется в условиях возвратных течений и непрерывно повышающегося давления за счет выделения энергии в замкнутом объеме. Совместное влияние неустойчивости и акустических возмущений создает достаточно сложную картину эволюции фронта пламени в процессе его продвижения по ограниченному объему. Естественным препятствием являются сами стенки камеры сгорания, а простейшей модификацией задачи о распространении пламени в канале с учетом указанных эффектов является закрытие как заднего, так и переднего торцов канала. Таким образом, получается полностью закрытый объем, в котором естественным препятствием является торцевая стенка. В рамках настоящего исследования проведена серия вычислений для выявления особенностей динамики распространения пламени в полностью закрытых каналах. Пламя инициировалось вблизи закрытого торца канала и далее распространялось в направлении противоположного закрытого торца.

В закрытом канале расширение сгорающего вещества приводит к адиабатическому сжатию и нагреву свежей смеси. В [1] дана приближенная оценка давления p_k и температуры T_k горючей смеси перед фронтом пламени на поздней стадии процесса горения в замкнутом объеме в приближении постоянства теплоемкостей вещества:

$$p_k = p_0 [\gamma(\Theta_0 - 1) + 1] \quad (1.26)$$

$$T_k = T_0 [\gamma(\Theta_0 - 1) + 1]^{1-1/\gamma} \quad (1.27)$$

здесь γ – постоянная адиабаты, индексом “0” обозначены начальные значения параметров горючей смеси.

Известно [1], что основные характеристики распространения пламени, такие как скорость горения и ширина фронта пламени, зависят от давления и температуры горючего, причем характерное время изменения этих параметров больше, чем характерное время химических реакций. Таким образом, структура фронта пламени успевает подстраиваться к изменению внешних условий, и пламя в замкнутом объеме на каждый момент времени можно рассматривать как свободно распространяющееся при давлении и температуре горючего, достигнутых к этому времени. Нормальную скорость плоского фронта пламени u_f удобно представить в виде:

$$u_f = u_{f,0} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{n-2}{2}} \frac{T}{T_0} \left(\frac{T}{\Theta_0 T_0} + \frac{\Theta_0 - 1}{\Theta_0} \right)^{\frac{n+2}{2}} \exp \left(\frac{E_A}{2RT_0 \Theta_0} \frac{T/T_0 - 1}{T/T_0 + \Theta_0 - 1} \right) \quad (1.28)$$

Это выражение соответствует кинетическому уравнению в простейшей форме Аррениуса:

$$\frac{dY}{dt} = -AY^n \exp \left(\frac{-E_A}{2RT} \right) \quad (1.29)$$

где Y – концентрация реагирующего компонента, A – предэкспоненциальный множитель, n – порядок реакции, E_A – энергия активации.

Скорость пламени относительно стенок канала так же как и в 1.24 задается соотношением $U_{f,L} = u_f + \langle U \rangle$. Здесь скорость потока $\langle U \rangle$ перед фронтом пламени может сильно меняться в процессе распространения пламени от задней стенки канала к передней. Вблизи задней стенки пламя движется в точности со скоростью, задаваемой выражением $U_{f,L} = \Theta u_f$. Далее уменьшается роль задней стенки, и продукты горения отводятся от зоны горения в режиме, близком к свободному распространению пламени. Фронт горения в этом случае распространяется со скоростью близкой к нормальной скорости u_f , так как при приближении фронта к передней стенке канала $\langle U \rangle \rightarrow 0$. Таким образом, при движении по каналу скорость пламени меняется от $\Theta u_f(T_0, p_0)$ до $u_f(T_k, p_k)$. Следовательно пламя может распространяться по каналу как замедлено, если $u_f(T_k, p_k) < \Theta u_f(T_0, p_0)$, так и ускорено, если $u_f(T_k, p_k) > \Theta u_f(T_0, p_0)$, с учетом того, что $T_k > T_0$.

В работе [107] было проведено численное моделирование горения гипотетической горючей смеси в замкнутых объемах в двухмерной постановке при упрощенной кинетике горения 1.29 и описании свежего горючего и продуктов горения уравнениями состояния идеального газа с постоянными теплоемкостями. Рассматривалась относительно небольшая протяженность канала, $L = 500L_{f0}$ ($L_{f0} = \chi/u_f$). Расчеты подтвердили приведенные в этой же работе оценки, согласно которым скорость фронта горения для реакции первого порядка ($n = 1$) за время движения по каналу остается практически постоянной, а для реакции третьего порядка ($n = 3$) возрастает. (для реакций второго порядка в [107] результаты не приведены). При этом временной ход кривых скоростей и ширин фронта был получен монотонным. Непосредственное применение результатов работы [107] к оценке горения реальных газовых смесей, однако, представляется не вполне корректным, так как при расчетах реальных химических превращений необходимо учитывать наличие промежуточных радикалов. В этом случае простейшее

уравнение химической кинетики для одной горючей компоненты 1.29 заменяется системой дифференциальных уравнений вида:

$$\frac{dY_i}{dt} = -\sum_j \sum_l K_{ijl} Y_i^{\alpha_{ii}} Y_j^{\alpha_{ij}} Y_l^{\alpha_{il}}; \quad i = 1..N \quad (1.30)$$

здесь $K_{ijl} = K_{ijl}(T,p)$ - константы скоростей химических реакций, N – количество химических компонент, участвующих в реакциях, $\alpha_{ij} = 0,1,2$ в зависимости от того, в каких сочетаниях компоненты входят в кинетические уравнения. Очевидно, что система уравнений 1.30 не может быть приведена к одному уравнению вида 1.29.

Для определения степени применимости теоретических оценок проведем сопоставление характеристик горения в замкнутом объеме, полученных по формулам 1.26-1.28, с результатами численного моделирования горения стехиометрической водородно-воздушной смеси в закрытом канале, проведенного в одномерной постановке. Используя результаты проведенных расчетов выберем $\Theta_0 = 6.0$. Считая $\gamma = 1.4$, из соотношений 1.26 и 1.27 получим $p_k = 8.0p_0 = 8.0$ атм, $T_k = 1.8T_0 = 540$ К. Положив $E_A/2RT_0\Theta_0 = 0.9$, что следует из приближенной аппроксимации кинетики окисления водорода одним уравнением Аррениуса, вычислим на основании уравнения 1.28 для $n = 1$ $u_f = 0.85u_{f0}$, для $n = 1$ $u_f = 2.57u_{f0}$, для $n = 1$ $u_f = 7.70u_{f0}$. Принимая, что нормальная скорость фронта плоского пламени в открытом канале, заполненном стехиометрической водородно-воздушной смесью, $u_{f0} = 2.3$ м/с [95], получим, что на последней стадии процесса для реакций первого порядка $u_f = 2.0$ м/с, для реакций второго порядка $u_f = 5.9$ м/с, а для реакций третьего порядка $u_f = 17.7$ м/с. Проведенное численное моделирование распространения пламени в одномерной постановке показало, что для каналов длиной более $100L_{f0}$ скорость фронта пламени на начальном сегменте канала близка к получаемой из оценки $U_{f,L} = \Theta u_f$ и равна 5.9 м/с.

Сопоставляя скорость пламени $U_{f,L}$ в начале процесса, рассчитанную на основе полной системы уравнений, с полученной выше из уравнения 1.28 оценкой скорости в конце процесса, можно предварительно заключить, что если химические превращения протекали согласно кинетике реакции первого порядка, то пламя бы в канале замедлялось, если согласно кинетике реакции второго порядка – пламя бы не меняло скорости распространения, если согласно кинетике реакций третьего порядка – скорость пламени возросла бы в три раза. Это качественно совпадает с результатами работы [107] (случай с $n = 1$ и 3). Для каналов короче

$100L_{f0}$ торможение пламени отраженными от переднего торца волнами наступает раньше, чем пламя выходит на квазистационарный режим распространения.

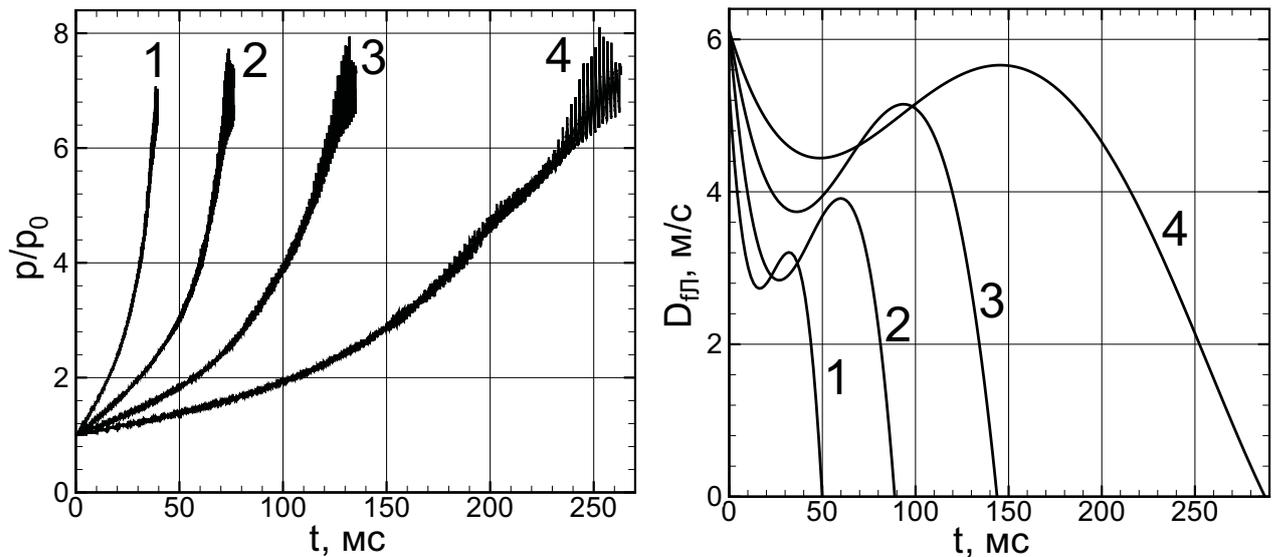


Рисунок 1.11 — Повышение давления (слева) и изменение скорости плоского фронта пламени при горении водородно-воздушной смеси в закрытых каналах различной длины L : 1 - 125 мм, 2 - 250 мм, 3 - 500 мм, 4 - 1000 мм. Расчеты проводились с использованием детальной кинетической схемы окисления водорода, использованной в [102], алгоритм расчета - [81].

На рисунке 1.11 приведены результаты полноценных расчетов процессов горения в закрытых каналах с адиабатическими стенками в одномерной постановке. Наблюдаемые на графиках давления высокочастотные осцилляции вызваны воздействием слабых волн сжатия, генерируемых распространяющимся пламенем. Аналогичные колебания той же физической природы наблюдаются на временном ходе мгновенных скоростей фронта пламени. Однако их амплитуда значительно больше, и поэтому, чтобы чрезмерно не усложнять график, они не приведены на рисунке 1.11. Волны возникают в области энерговыделения и далее отражаются от торцов канала и воздействуют на фронт пламени. Воздействие волн как на торец, так и на фронт пламени резко усиливается, а их амплитуды возрастают при приближении пламени к противоположному торцу канала, что совпадает с результатами численных расчетов, представленных в [105]. Нетрудно видеть, что усредненные значения давления и скорости фронта в конце процесса для каналов с наибольшей длиной лучше совпадают с рассчитанными по формулам 1.26 и 1.28 соответственно. При этом оценка для скорости 1.28 дает наилучшее совпадение с результатами численного моделирования если принять за

аппроксимационную формулу для описания химической кинетики реакцию второго порядка. С уменьшением длины канала максимально достигаемое давление незначительно снижается. Это объясняется тем, что в случае коротких каналов за время прохождения пламенем всей длины канала полное догорание смеси не успевает произойти, поэтому не достигаются максимальные температура и давление.

Для практически мало значимого случая слишком коротких каналов ($L \leq 500L_{f0} \approx 15$ мм) расчеты показали монотонную убыль скорости распространения пламени, наблюдаемую сразу после начальной стадии возгорания, на которой скорость пламени достигает величины, предсказываемой соотношением $U_{f,L} = \Theta u_f$. Монотонный характер изменения скорости в данном случае совпадает с полученным в работе [107], где рассмотрение ограничивалось длиной трубы $L = 500L_{f0}$. В то же время для более протяженных каналов характерен немонотонный временной ход скорости фронта горения, что хорошо видно на рис. 1.11. Такой характер распространения пламени по каналу, заполненному горючей газовой смесью, можно объяснить конкурентным влиянием трех факторов: ослаблением влияния на потоки задней стенки канала, торможением фронта пламени распространяющимися навстречу слабыми волнами сжатия, отраженными от переднего торца, и ускорением пламени за счет увеличения температуры еще несгоревшей смеси. В процессе продвижения пламени по каналу степень воздействия каждого из указанных факторов меняется. На начальной стадии основную роль играет ускорение пламени, вызванное выталкивающим действием потока продуктов горения, тормозящимся у задней стенки канала. Далее ведущую роль играет торможение пламени волнами сжатия. В конце процесса, когда температура в канале значительно возрастает, этот фактор становится доминирующим, и скорость фронта возрастает согласно формуле 1.28.

В многомерном случае указанные факторы сильно влияют на установление профиля скорости перед фронтом и соответственно на режим распространения пламени. Волны сжатия в системе рождаются уже на первой стадии расширения пламени от области воспламенения и модулируют динамику пламени на протяжении всего его продвижения по каналу. Стадия установления квазистабильной структуры протекает достаточно быстро в каналах “средней” ширины ($\Lambda_C \leq H \leq 15.0\Lambda_C$), например в канале шириной 5 мм ($H \approx 6.5\Lambda_C$) характерное время составляет порядка 5 мс. В более широких каналах эта стадия растягивается во времени (10 мм - ~ 12 мс, 25 мм - ~ 17 мс). В дальнейшем отраженные

от переднего торца возмущения воздействуют на развивающийся фронт пламени, деформируя его.

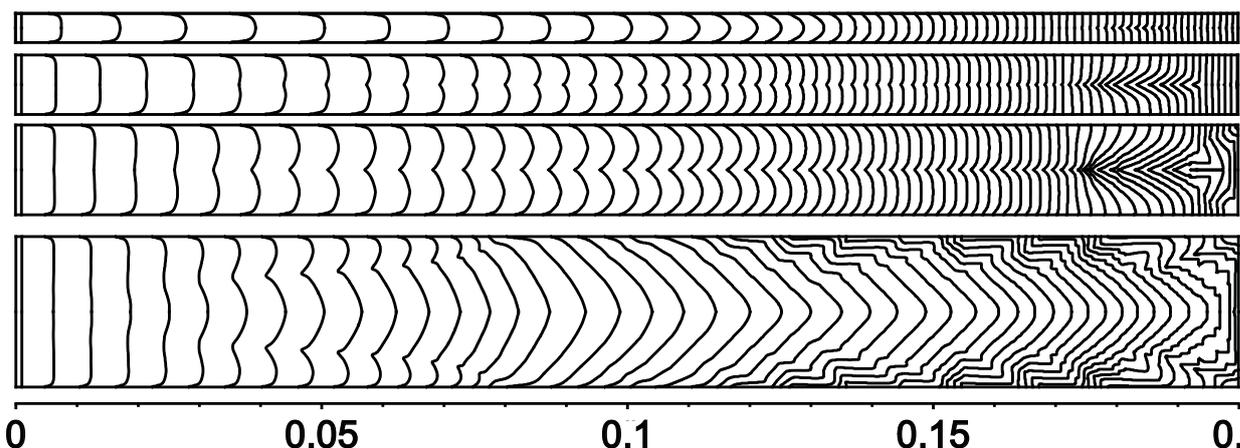


Рисунок 1.12 — Эволюция структуры фронта водородно-воздушного пламени в каналах длиной 200 мм и различной ширины (5, 10, 15 и 25 мм). Изолинии концентрации водорода, соответствующие положению фронта пламени, приведены на различные моменты времени (через каждую 1 мс). Шкала проградуирована в метрах. Расчеты проводились с использованием детального кинетического механизма окисления водорода, использованного в [102], алгоритм расчета - [81].

На лицо следующий сценарий: встречные потоки тормозят передние точки фронта пламени. Отстающие участки фронта догоняют передний фронт, заторможенный возвратным течением. В виду этого фронт стремится принять плоскую форму, что позволяет на его поверхности сформироваться новому “вторичному” спектру возмущений, что особенно хорошо видно в канале шириной 25 мм на рис. 1.12.

Из анализа рисунка 1.12 также можно заключить, что с увеличением ширины канала влияние пограничного слоя снижается, сменяясь возрастающим воздействием на пламя поперечных акустических волн, отражающихся от боковых стенок и фронта пламени и создающих устойчивые коротковолновые возмущения на фронте. Это приводит к усилению флуктуаций скорости распространения пламени, особенно на конечной стадии процесса как это видно на рисунке 1.13 для широкого канала (25 мм). Из анализа рисунка 1.13 следует, что амплитуды колебаний скорости на оси канала в несколько раз превосходят среднюю скорость пламени. Амплитуды флуктуаций скорости на стенках канала в этом случае еще больше и могут достигать в ряде случаев 100 м/с и более. Из сопоставления представленных на рисунке 1.14 изменений скорости фронтов пламени в водородно-воздушной смеси при продвижении их вдоль “среднего”

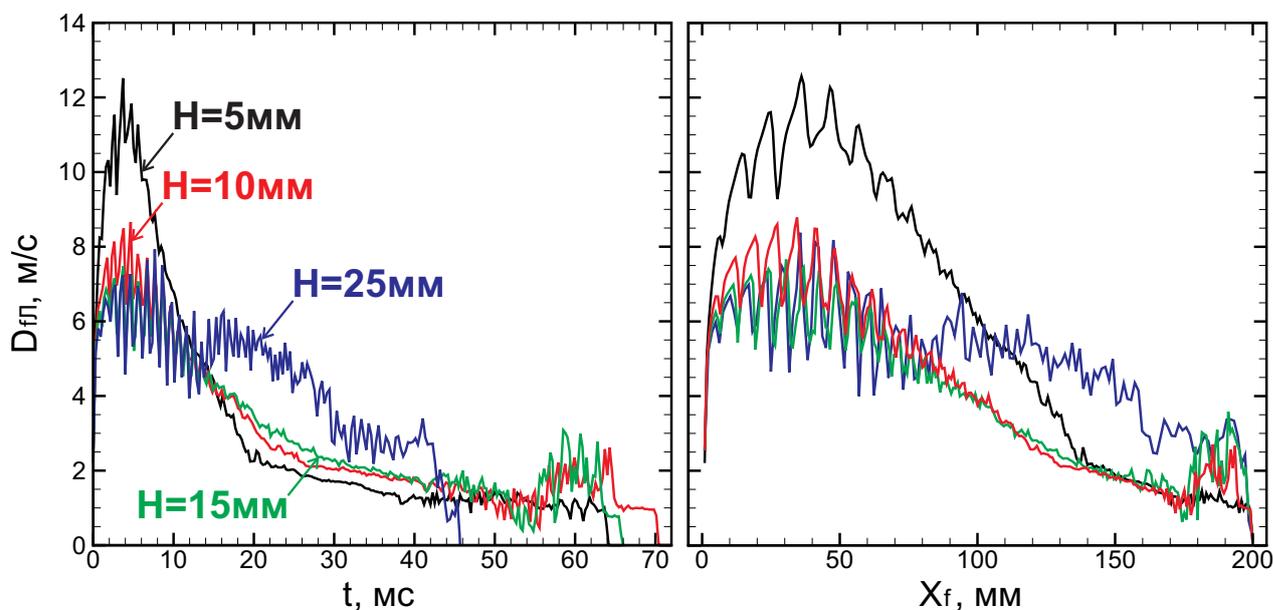


Рисунок 1.13 — Динамика фронта водородно-воздушного пламени в закрытых каналах различной ширины (протяженность $L = 200$ мм): $H = 5$ мм (черная), 10 мм (красная), 15 мм (зеленая), 25 мм (синяя). Правый рисунок иллюстрирует динамику пламени в зависимости от его положения внутри канала.

и “широкого” каналов видно, что в “среднем” канале на начальной стадии процесса неустойчивость Дарье-Ландау имеет большой инкремент нарастания, что соответствует оценке [85]. Заметим, что при нарастании нелинейных эффектов и переходе к нелинейной стадии процесса скорость фронта водородно-воздушного пламени становится тем больше, чем больше ширина канала, что согласуется с выводами [28] о максимальном росте длинноволновых возмущений на нелинейной стадии развития неустойчивости пламени. Серия расчетов показала, что эта закономерность начинает четко проявляться при ширине канала $H > 10$ мм. Таким образом, для рассмотренных горючих газовых смесей условно можно считать, что переход от “средних” каналов к “широким” наступает при $H = 10$ мм. Полученная методами вычислительного эксперимента зависимость скорости пламени от ширины канала для широких труб подтверждается многочисленными экспериментами, обобщенными в [108].

На рисунке 1.14 представлено также сравнение скоростей фронта пламени в каналах одинаковой ширины (5 мм), но различной длины (100 мм и 500 мм). Из анализа рисунка 1.14 следует, что рост неустойчивостей в закрытых каналах продолжается до достижения фронтом пламени примерно четверти длины канала (при воспламенении смеси у торца), причем эта оценка слабо зависит как от длины, так и от ширины канала. Далее распространение пламени ста-

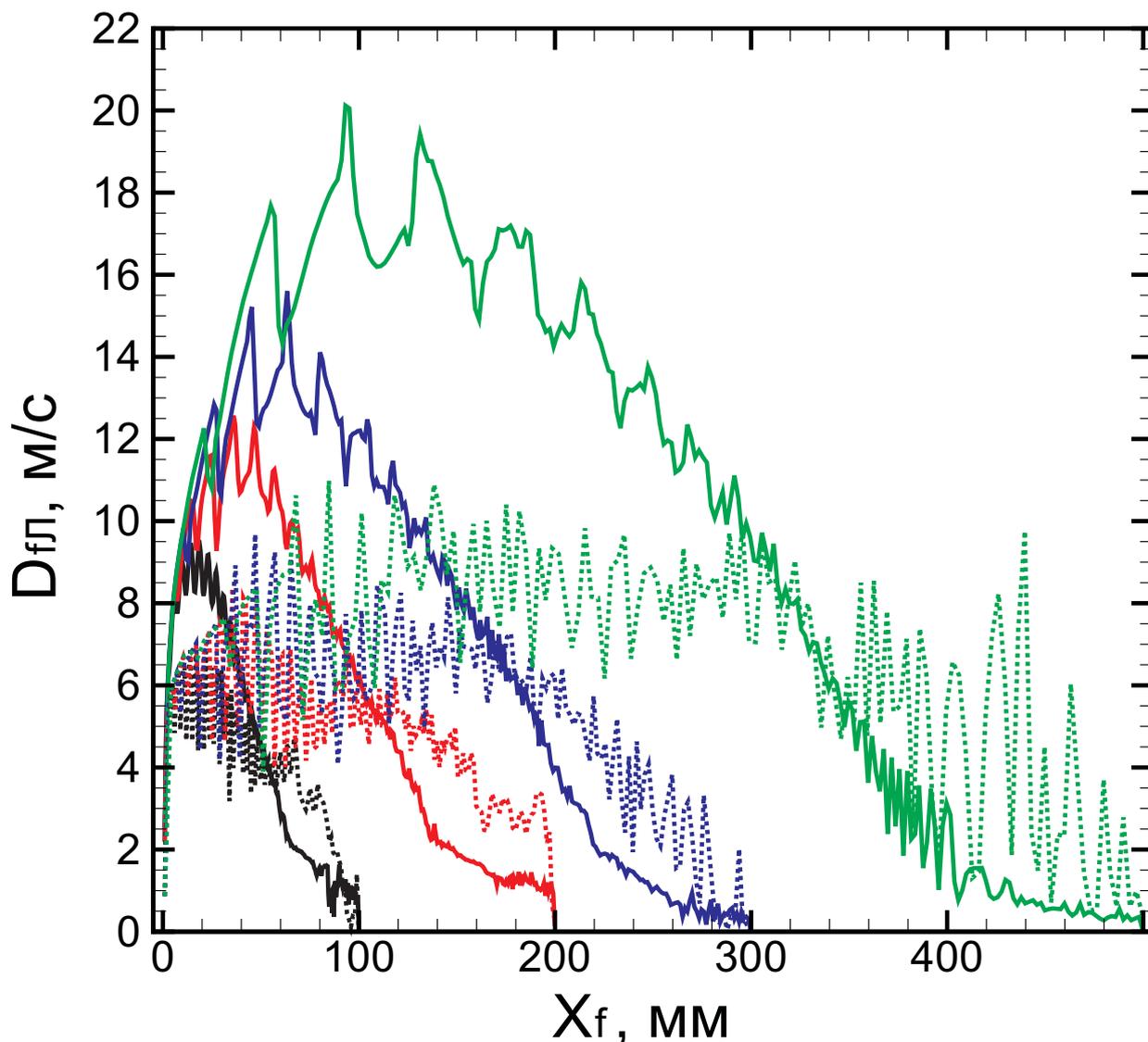


Рисунок 1.14 — Динамика фронта водородно-воздушного пламени в закрытых каналах различной длины (ширина $H = 5$ мм - сплошные, $H = 25$ мм - штриховые): $L = 100$ мм (черная), 200 мм (красная), 300 мм (синяя), 500 мм (зеленая).

близируется и затем начинает тормозиться. Из сопоставления рисунка 1.14 и рисунка 1.11б видно, что переход в расчетах к двумерной геометрии существенно изменяет временной ход скорости распространения пламени по каналу. При этом отличие проявляется больше для “среднего” канала ($H = 5$ мм). С ростом ширины канала специфический немонотонный характер изменения усредненной по быстрым колебаниям скорости проявляется сходным образом как в одномерной (моделирующей плоское пламя), так и в двумерной геометрии. Отсюда следует, что отклонение от закона распространения плоского пламени прежде всего связано с наличием пограничного слоя и торможения потока на боковых стенках.

На основе сформулированных выше механизмов развития пламени в замкнутом объеме рассмотрим теперь развитие так называемых ячеистых пламен

[109]. Ячеистые структуры на фронте пламени, в частности, формируются в ходе развития горения в замкнутом объеме при инициировании горения от точечного источника. Как об этом уже говорилось выше, одну из основных и во многом определяющую роль в развитии пламени в замкнутом объеме играют акустические возмущения, распространяющиеся в объеме испытательной камеры. Эти возмущения взаимодействуют со стенками камеры и фронтом пламени, способствуя развитию структуры и определяя динамику последнего. Отраженные от стенок возмущения создают встречный поток, тормозящий распространение пламени в направлении стенки. При этом можно выделить характерный пространственный масштаб L_0 , определяющий положение фронта пламени относительно эпицентра горения в момент времени, когда воздействие отраженных от стенок и от эпицентра горения волн уравнивает друг друга и фронт пламени останавливается:

$$L_0/a_b = (L - L_0)/a_f \quad (1.31)$$

где L – расстояние от эпицентра горения до стенки, a_f и a_b – характерные скорости звука в холодной горючей смеси перед фронтом пламени и в горячих продуктах горения за ним соответственно. Выражение 1.31 указывает на то, что особенности развития ячеистого пламени в замкнутом объеме определяются внутренней геометрией и характерными скоростными масштабами задачи. В виду этого следует ожидать, что при изменении геометрии испытательной камеры в среднем особенности динамики волны горения, развивающейся в режиме устойчивого ячеистого пламени, будут сохраняться, но формирующиеся ячеистые структуры будут характеризоваться различными масштабами. Сравнение структур фронтов пламени, распространяющихся в каналах различной ширины, показаны на рисунке 1.15. Полученные данные говорят об удовлетворительной масштабируемости устойчивого ячеистого пламени. При этом можно заметить, что минимальный масштаб, характеризующий структуру ячеек на поверхности фронта пламени, фактически не зависит от выбора геометрических размеров камеры. Это указывает на то, что природа возмущений в первую очередь связана с естественной неустойчивостью фронта пламени. По большому счету, возбуждение поверхности пламени в неоднородном акустическом поле определяет в первую очередь рост наиболее неустойчивых мод, с длиной волны порядка критической. Таким образом, механизм формирования ячеистой структуры фронта пламени в замкнутом объеме можно определить как самосогласованное развитие гидродинамической

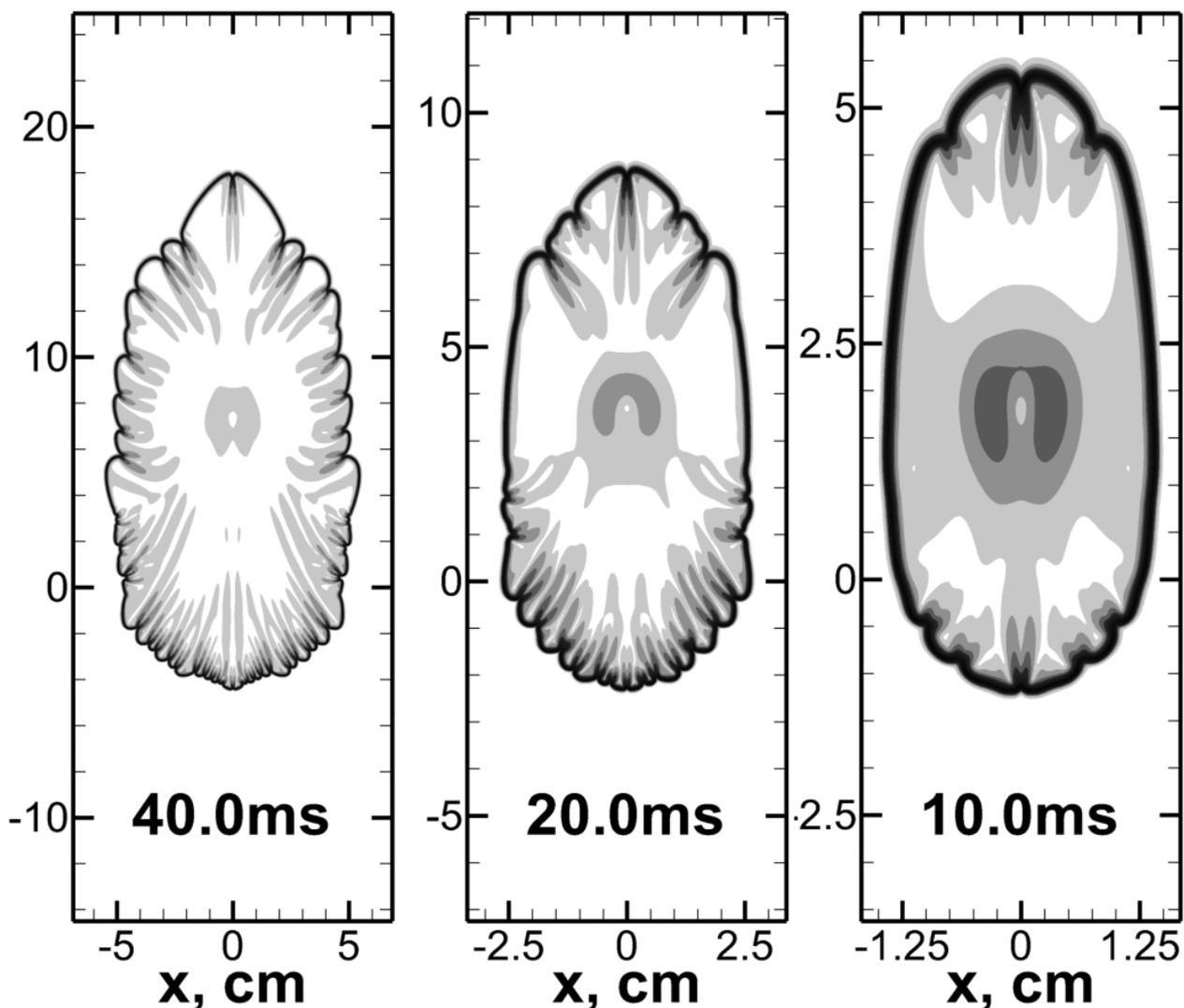


Рисунок 1.15 — Расчетная структура фронта устойчивого ячеистого пламени в 16 % смеси водорода с воздухом в трех двухмерных каналах различной ширины, отличающихся друг от друга в два раза.

неустойчивости фронта энерговыделения и развитие акустического поля внутри рассматриваемого объема.

В рамках представленного исследования был проведен анализ чувствительности исследуемых режимов горения к перераспределению энергии акустических возмущений в среде. Как об этом уже сказано выше, источником акустических возмущений является само нестационарное пламя. С другой стороны, возмущения, распространяющиеся внутри ограниченного объема, отражаются от стенок и оказывают влияние на структуру потока и эволюцию фронта пламени. Именно такого рода воздействие со стороны акустических возмущений и приводит к формированию ячеистой структуры фронта пламени за счет возбуждения неустойчивых мод на поверхности пламени. Здесь важно отметить, что в об-

ласти между фронтом пламени и стенками канала имеет место взаимодействие падающих и отраженных акустических волн. Перераспределение энергии при таком взаимодействии приводит к искажению спектра возмущений, что ведет к формированию поля пульсаций давления и, как следствие, поля пульсаций скорости. В результате взаимодействия распространяющегося фронта пламени с формирующимся полем пульсаций пламя способно развить большую скорость распространения на меньших временных масштабах. Ведущим механизмом этого эффекта является нарастание инкремента газодинамической неустойчивости фронта пламени за счет того, что формирующиеся пульсации насыщают спектр его возмущений быстрорастущими коротковолновыми гармониками. В результате этого в натуральных экспериментах можно наблюдать большую скорость распространения пламени в направлении стенок и формирование более развитой ячеистой структуры. В экспериментах [110; 111] пламя в отличие от результатов расчетов, представленных на рисунке 1.15, распространяется практически изотропно до самого момента достижения боковых стенок канала. В расчетах же наблюдается заметное торможение боковой поверхности фронта пламени за счет взаимодействия с отраженными волнами. Здесь стоит отметить, что такое поведение свойственно лишь для высокоактивных смесей, характеризующихся малым значением Λ_C , и для относительно широких каналов, в которых на поверхности фронта пламени успевает зародиться и начать развитие гидродинамическая неустойчивость. В медленно реагирующих смесях [112] и в условиях относительно небольшого расстояния от эпицентра воспламенения до стенки [113; 114] описанный эффект оказывается несущественным.

Важно отметить, что описанный физический эффект развивается на фоне весьма малого повышения давления, что определяет малую амплитуду пульсаций давления. С другой стороны, используемая в данном конкретном случае методика расчета [81], равно как и большинство традиционных разностных методов решения газодинамических задач, характеризуется относительно высокой величиной схемной вязкости, что не позволяет на прямую наблюдать указанный эффект, а следовательно в расчетах фронт пламени развивается медленнее и медленнее распространяется сам фронт пламени. В рамках настоящей работы для качественной иллюстрации описанного эффекта были проведены дополнительные расчеты с искусственным заданием поглощения 12.5 % доли импульса и энергии акустических волн в пограничном слое, что имитирует рассеивание и поглощение этих волн на начальной стадии турбулизации среды. Это обеспечило сдвиг в спектре

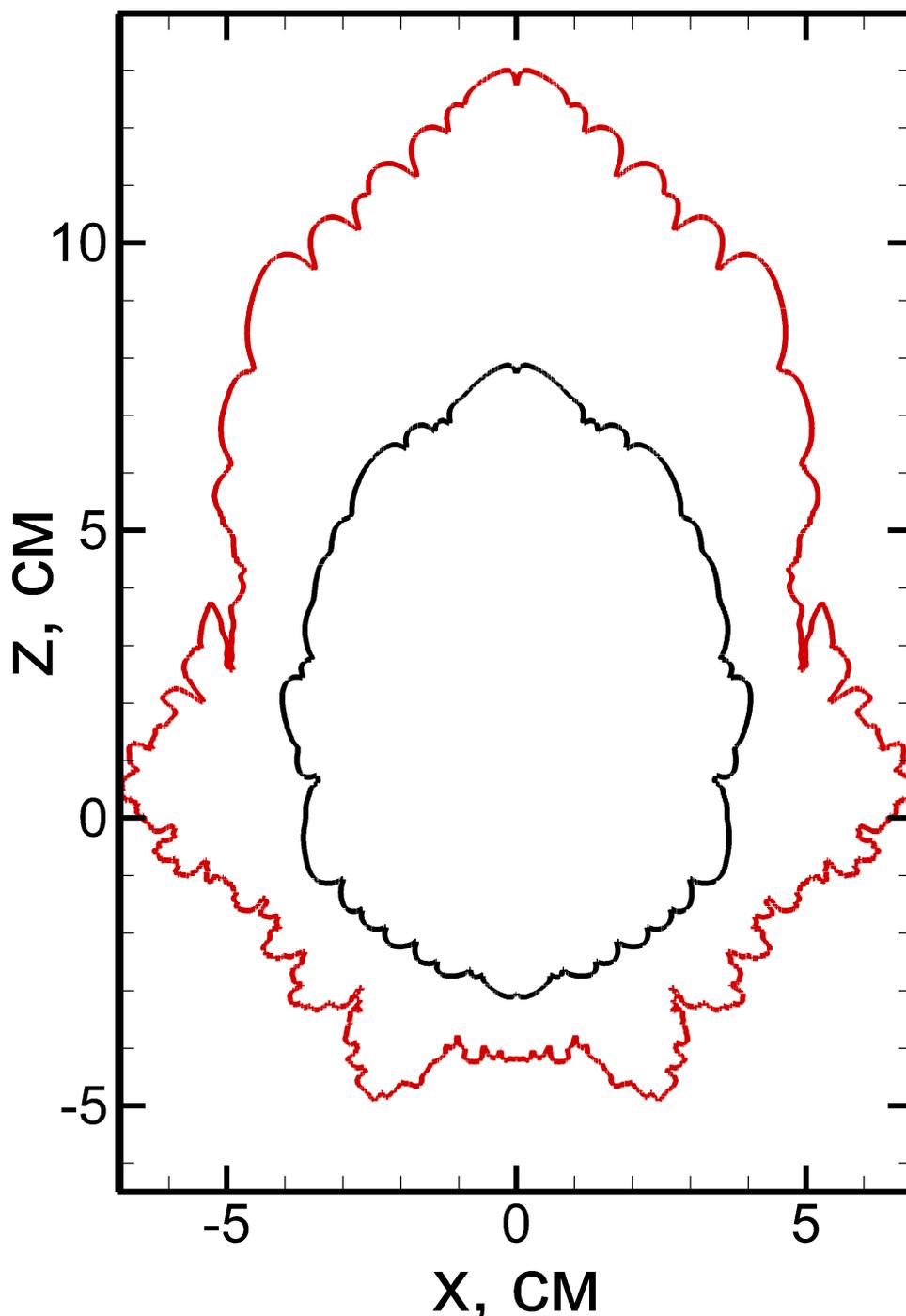


Рисунок 1.16 — Структура фронта пламени в 16 % смеси водорода с воздухом на момент времени 25.0 мс. Сплошная черная линия – поверхность фронта при расчете с учетом формирования поля пульсаций давления, серая линия – без его учета.

возмущений и формирование относительно интенсивных пульсаций давления. Как следствие была получена более развитая структура фронта пламени, изображенная на рисунке 1.16. Это в свою очередь определило большую поперечную скорость распространения пламени в направлении боковых стенок, и как след-

ствие большую интенсивность сгорания смеси и соответствующий рост скорости распространения пламени вверх по каналу.

1.7 Требования к выбору вычислительной методики при математическом моделировании нестационарного горения

Проведенный в настоящей главе всесторонний анализ развития дефлаграционных пламен в замкнутых объемах указывает на существенную роль в развитии горения газодинамических факторов, таких как газодинамическая неустойчивость и эволюция потока, включая генерацию и перераспределение в пространстве акустических возмущений. Это накладывает определенные условия на выбор расчетных методик для аккуратного и детального воспроизведения особенностей развития горения в замкнутых объемах. Для формулировки конкретных рекомендаций по выбору подходящей расчетной методики приведем краткий обзор наиболее распространенных вычислительных методик. На сегодняшний день разработано большое количество алгоритмов решения уравнений динамики реагирующих газовых смесей. Несмотря на разнообразие вычислительных методик, при выборе конкретного подхода к решению системы уравнений, составляющей физико-математическую модель, как правило, можно выделить два основных направления. В рамках первого направления предлагается использовать классические методы первого или второго порядка точности [33; 44; 104]. Данный класс методов обладает относительно высокой схемной вязкостью, которая может быть уменьшена путем уменьшения размеров расчетной ячейки. Учитывая то, что малый размер расчетных ячеек диктуется также и особенностями решения задач горения и взрыва, в частности необходимостью разрешать характерные пространственные масштабы зоны реакции ($\sim 0.1 - 1.0$ мм), которые могут быть на несколько порядков меньше характерных газодинамических масштабов, выбор алгоритмов невысокой степени аппроксимации для решения задач горения вполне оправдан и долгое время оставался основным для решения фундаментальных и инженерных задач. Альтернативой выбору классических алгоритмов низкого порядка аппроксимации являются алгоритмы высокой степени аппроксимации [115—118], разработка которых непрерывно продолжается и до сегодняшнего дня. Решение с использованием алгоритмов высокого порядка

точности в значительно меньшей степени подвержено влиянию эффектов схемной вязкости. Однако, точность данных алгоритмов может испытывать локальное уменьшение вплоть до первого порядка, если в решении имеются разрывы, что может особенно заметно проявляться при решении нестационарных задач горения, характеризующихся сложными газодинамическими потоками, насыщенными разрывами разнообразной природы [9; 119]. Другим недостатком схемы высокого порядка является необходимость использования так называемых ограничителей потока, обеспечивающих уменьшение схемной дисперсии [120]. При этом оптимальный выбор той или иной процедуры ограничителя зависит от конкретной задачи и не может быть обоснован с точки зрения физики. Таким образом, использование схем высокого порядка точности для решения нестационарных задач физики горения, в условиях интенсивного изменения параметров течений, достаточно затруднено по сравнению с классическими схемами низкого порядка. В то же время, перспективным для решения задач газодинамики реагирующих потоков представляется использование современных “бездиссипативных” методик второго порядка точности, работоспособность которых, в частности, подтверждается в работах [I; XIV; XV], [121].

На основе выявленных в настоящей работе механизмов развития горения в замкнутых объемах минимизация схемной диссипации и хорошие дисперсионные свойства вычислительной методики являются первостепенными. Это в первую очередь обусловлено тем, что для воспроизведения особенностей развития горения требуется с хорошей степенью точности воспроизводить эволюцию волновых процессов, включая генерацию и интерференцию акустических волн, развитие газодинамической неустойчивости и генерацию вихревых структур. В связи с этим в качестве приоритетного для детального анализа дефлаграционных режимов горения в замкнутых объемах предлагается использовать вычислительный алгоритм на основе современного бездиссипативного метода КАБАРЕ [82]. На рисунке 1.17 продемонстрировано преимущество указанного расчетного алгоритма на примере задачи о развитии пламени от точечного источника в относительно широком канале. В этом случае рекомендуемая методика с большей степенью достоверности воспроизводит как развитие неустойчивости на фронте пламени на ранней стадии, так и незатухающий характер акустического поля. Оба эффекта обеспечивают большую степень развития гидродинамической неустойчивости фронта пламени и как следствие ячеистой структуры пламени аналогично тому, как это было выявлено выше в модельном расчете, проиллюстрированном

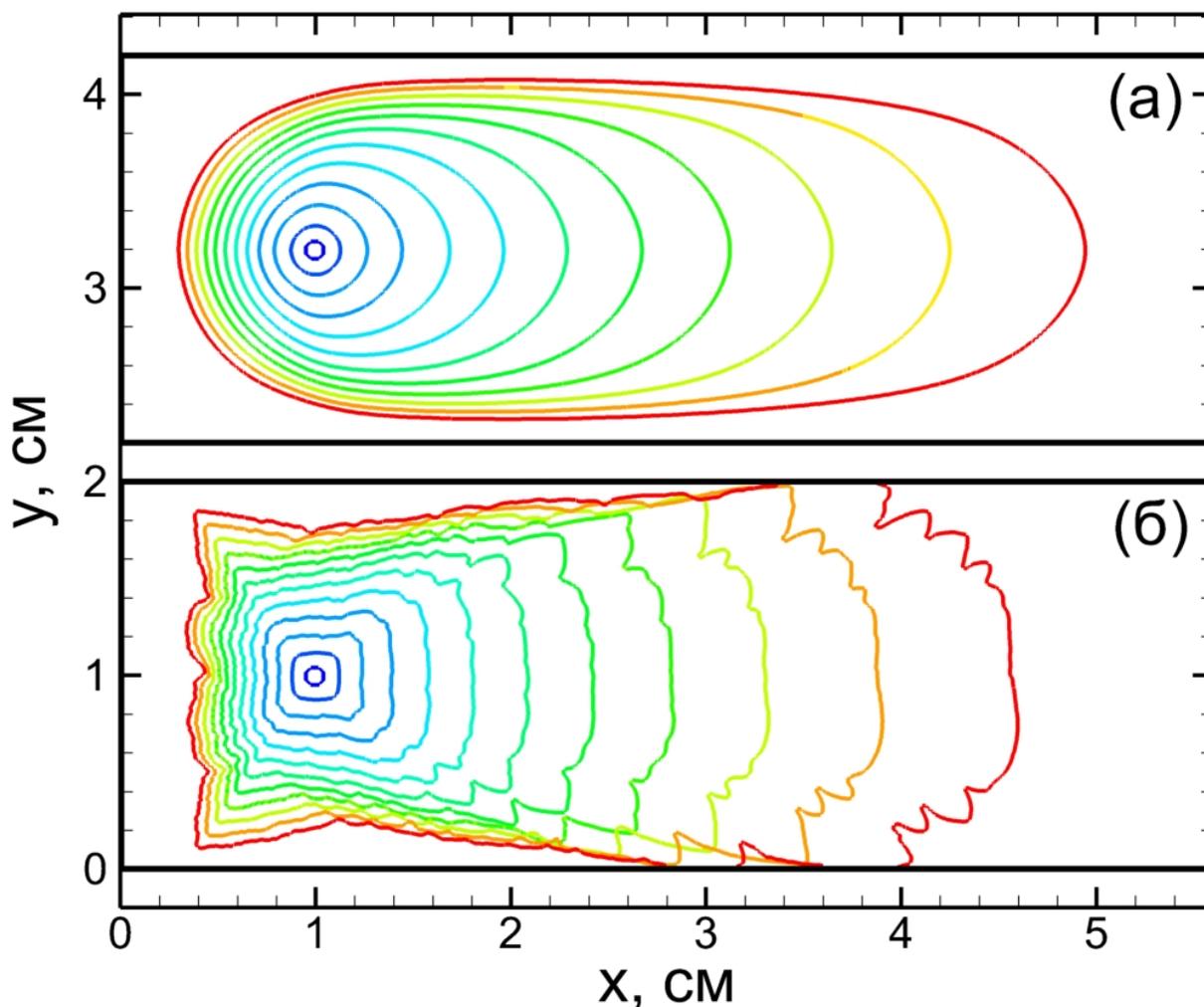


Рисунок 1.17 — Эволюция фронта пламени в канале, заполненном стехиометрической водородно-воздушной смесью. Расчеты с использованием вычислительной методики [81] (а) и бездиссипативной методики [82] (б). Расчеты проводились с использованием детальной кинетической схемы окисления водорода [80].

на рисунке 1.16. Как об этом было сказано выше, ячеистые пламена не успевают развиваться, когда речь идет об их иницировании в узких каналах, что на основе аналогичного исследования методами численного моделирования было продемонстрировано в [122].

1.8 Заключение к главе

В настоящей главе изложена систематизация ведущих физических механизмов, определяющих развитие дефлаграционного горения внутри ограниченных объемов, заполненных предварительно перемешанной газообразной смесью. Продемонстрирована роль развивающейся на фронте пламени гидродинамической неустойчивости, роль волн сжатия, генерируемых в зоне горения, и роль акустических полей, формируемых в результате взаимодействия волн сжатия со стенками объема, фронтом пламени и друг другом, в ускорении горения. Как следствие ускорение горения неминуемо ведет к сжатию смеси внутри ограниченного объема, к формированию ударных волн и детонации. Полученные результаты указывают пути к выбору оптимальных расчетных методик для расчетно-теоретического сопровождения исследований в области нестационарного горения и интерпретации переходных режимов, а также пути корректной интерпретации результатов расчетов, полученных с использованием той или иной расчетной методики. Следующие главы диссертации посвящены изучению отдельных аспектов развития нестационарных режимов дефлаграционного горения, начиная со стадии инициирования горения и заканчивая переходом горения в детонацию.

Глава 2. Воспламенение и механизмы инициирования детонации газообразных смесей

Настоящий раздел диссертации посвящен задаче инициирования волн горения в предварительно перемешанной газообразной смеси путем локального подвода энергии. На основе результатов численного моделирования представлена уточненная классификация режимов инициирования волн горения и детонации по Я.Б. Зельдовичу на примере водород-кислородной смеси. Представлен детальный анализ возможных режимов инициирования горения при локализованном подводе энергии. Сформулированы критерии перехода к детонации при варьировании величины подводимой энергии и мощности источника энергии.

Представленные в настоящем разделе материалы являются результатами исследований, проведенных автором и опубликованных в работах [XIX—XXII]. Исследования выполнены в соавторстве с М.Ф. Ивановым, М.А. Либерманом и D. Kassoу. Все вычисления, их анализ и интерпретация результатов выполнены автором настоящей работы. Постановка задачи о развитии воспламенения в результате локализованного подвода энергии сформулирована автором на основе его обсуждений с соавторами. Все основные результаты использованных в разделе работ сформулированы коллективом авторов с непосредственным участием автора настоящей работы. На защиту выносятся предложенный автором на основе проведенных исследований механизм формирования волн реакции, включая детонацию, при локализованном подводе энергии, заключающийся в формировании неравномерного распределения температуры и развитии нестационарного теплового взрыва на его фоне.

2.1 Механизм нестационарного теплового взрыва в очаге

Нестационарный характер развития реагирующего потока может проявиться не только на стадии распространения уже сформированной волны горения, но также и на более ранней стадии ее инициирования. При этом одну из ведущих ролей в реализации того или иного режима горения играет то, каким образом был создан очаг воспламенения и какова его структура. В частности, для

понимания физики нестационарных процессов воспламенения и формирования волн горения или детонации важной является предложенная Я.Б. Зельдовичем задача о тепловом взрыве в неравномерно нагретом газе [14]. Отталкиваясь от решения задачи А.Н. Колмогорова, И.Г. Петровского, Н.С. Пискунова [123] о предельных решениях уравнения диффузии с источниковым членом, Я.Б. Зельдович ввел понятие о скорости распространения волны горения как промежуточной асимптотики, верной в течение ограниченного промежутка времени, в ограниченной области пространства с ограниченной точностью. Выбранный подход позволил ему сформулировать концепцию спонтанной волны горения [14], заключающуюся в том, что в средах с неоднородным распределением скорости реакции порождающая волну горения реакция начинается неодновременно и независимо в каждой точке пространства. Начало экзотермической реакции соответствует точке с минимальным периодом индукции (минимальной задержкой, предшествующей стадии интенсивной экзотермической реакции) τ_{ind} . Таким образом, воспламенение в каждой точке пространства происходит с некоторой задержкой по сравнению с соседней, в которой скорость реакции оказывается выше. В случае, когда характеристики среды таковы, что имеет место отрицательный градиент скорости реакции (например, за счет падения температуры или отклонения концентрации горючей компоненты от стехиометрического значения), скорость распространения спонтанной волны реакции определяется выражением:

$$U_{sp} = |d\tau_{ind}/dx|^{-1} \quad (2.1)$$

Для заданной химически активной смеси скорость спонтанной волны реакции не зависит от теплопроводности, диффузии или скорости звука, и определяется только величиной начальной неоднородности. Рассматривая движение спонтанной волны по заданному градиенту температуры можно получить энергетические критерии воспламенения, задавая градиент концентрации, аналогичным образом выводятся концентрационные критерии.

В случае градиента температуры [14] скорость спонтанной волны определяется исключительно величиной градиента и особенностями протекания экзотермической реакции в зависимости от температуры ($d\tau_{ind}/\partial x = d\tau/\partial T \cdot \partial T/\partial x$). Естественно выделить два крайних случая с $\partial T/\partial x = 0$ и $\partial T/\partial x \rightarrow \infty$. Нулевой градиент температуры соответствует случаю объемного взрыва, когда реакция во всех точках пространства инициируется синхронно, малое отклонение градиента от нуля дает существенно сверхзвуковую волну экзотермической реакции,

создающую за своим фронтом волну давления. Образующаяся в результате волновая структура асимптотически формируется в детонационную волну [124]. Бесконечный градиент соответствует инициированию волны горения точечным источником в смеси, не реагирующей при начальной температуре. В этом случае спонтанная волна не возникает, а формируется волна нормального горения, распространяющаяся за счет теплопроводности и диффузии, и задача сводится к задаче о тепловом распространении пламени [125—129]. Таким образом, скорости волн горения, иницируемых пространственной неоднородностью температуры, ограничены снизу величиной скорости нормального горения, а сверху соответственно скоростью детонации Чепмена-Жуге. Вопрос об инициировании других возможных режимов горения от медленного до детонационного в зависимости от начальных неоднородных условий в горючей смеси был впервые поставлен в работе [14].

2.2 Классификация режимов инициирования волн горения и детонации

2.2.1 Классификация по Я.Б. Зельдовичу

Для модели одноступенчатой экзотермической реакции Я.Б. Зельдович предложил следующую классификацию режимов горения в зависимости от начальных условий, определяющих соотношения между скоростью спонтанной волны горения U_{sp} и характерными скоростями задачи: нормальной скоростью ламинарного пламени - u_f , скоростью звука в невозмущенной среде a_f , и скоростью детонации Чепмена-Жуге U_{CJ} .

- 1) При $U_{sp} > U_{CJ}$, то есть при отступлении от предела нулевого градиента температуры, образуется, так называемая, недосжатая волна детонации с давлением за фронтом волны меньше p_{CJ} , но больше чем давление при адиабатическом взрыве.
- 2) При $a_f \leq U_{sp} \leq U_{CJ}$ волна экзотермической реакции распространяется со сверхзвуковой скоростью, что определяет близость характерных химического и газодинамического временных масштабов ($t_{chem} = L/U_{sp}$ и $t_{gas} \sim L/a_f$). Волна давления, формирующаяся в результате энерговыделения в зоне реакции, может усиливаться синхронно с выделением энергии, и после переходного периода

сформировать волну детонации Чепмена-Жуге. Этот режим был впервые продемонстрирован численно в [124], и позже неоднократно привлекал внимание исследователей в области прямого инициирования детонации.

3) При $u_f < U_{sp} \ll a_f$ волна реакции распространяется с дозвуковой скоростью, звуковые волны на характерных химических масштабах успевают выравнивать давление, и влияние газодинамических эффектов не существенно. Давление в зоне реакции остается почти постоянным, но поскольку скорость реакции имеет отличное от нуля конечное значение перед фронтом волны, то реализуется режим "быстрого горения" со скоростью $U_{sp} > u_f$, являющийся согласно [14] промежуточной асимптотикой.

4) При $U_{sp} < u_f \ll a_f$, как это уже отмечалось выше, спонтанной волны не возникает, распространение волны реакции определяется исключительно процессами теплопроводности и диффузии, и инициируется волна горения с нормальной скоростью u_f .

После работ Я.Б. Зельдовича [14; 124] задача об инициировании волн горения и детонации с применением концепции спонтанной волны горения неоднократно решалась аналитически и численно [130—132] и др. В большинстве работ ставилась задача об определении условий формирования детонации с целью их применения для интерпретации механизмов прямого инициирования детонации, перехода от медленного горения к детонации или возникновения "стука" в камерах ДВС. В расчетах, как правило, использовались одноступенчатые модели экзотермической реакции, при этом различие в энергиях воспламенения достигало до двух порядков от измеренных в эксперименте. Возникновение больших ошибок при использовании одноступенчатых моделей экзотермических реакций вполне ожидаемо, так как столь упрощенные модели не отражают многие принципиальные особенности механизмов протекания реальных реакций. В работе [133] проводились исследования инициирования детонации в смесях, горение которых описывается двухступенчатой реакцией, что позволило обосновать на качественном уровне необходимость учета механизма воспламенения для воспроизведения особенностей формирования детонации в горючих смесях.

Остановимся далее более подробно на описании механизмов формирования различных режимов горения в горючих смесях на базе водорода или углеводородных топлив, детальная химическая кинетика воспламенения которых не может быть корректно описана одноступенчатой реакцией Аррениуса. Решению задачи спонтанного горения на градиенте температуры с учетом детального механизма

протекания реакции на примере водородно-воздушной и водородно-кислородной смесей посвящен настоящий раздел диссертации, и изложение далее будет основываться на полученных новых результатах, опубликованных в работе [XIX].

2.2.2 Постановка задачи численного моделирования

Рассмотрим воспламенение водород-кислородной смеси. Химическая кинетика окисления водорода является относительно простой, наиболее надежной и хорошо изученной. В отличие от детальных кинетических механизмов окисления углеводородных топлив, содержащих до нескольких тысяч реакций для сотен промежуточных компонентов, кинетика водорода обычно описывается парой десятков реакций для 8 базовых реагентов (H_2 , O_2 , H_2O , H , O , OH , HO_2 , H_2O_2 , см. [71; 80; 134] и др.). При нормальных условиях реакция водорода с кислородом проходит в две основные стадии: 1) распад реагентов смеси с образованием и накоплением радикалов, идущая практически без выделения энергии и 2) сменяющая ее стадия экзотермических реакций рекомбинации радикалов и обрыва цепей. Экзотермическая реакция при заданных температуре и давлении стартует по истечении определенного периода - времени индукции, τ_{ind} , которое меняется вдоль градиента температуры, что и определяет формирование спонтанной волны горения. Зависимость времени индукции от температуры при фиксированном составе смеси и давлении имеет особенность, определяемую температурой T_1 , при которой время индукции становится порядка времени экзотермической реакции и в области низких температур $T < T_1$ механизм воспламенения переходит от невырожденного теплового взрыва к вырожденному. Иногда эту характеристику называют “продленный второй предел воспламенения” или “кроссовер” (“crossover”). Для стехиометрической смеси водорода с кислородом или воздухом величина T_1 порядка 1000-1100 К. При температурах $T > T_1$ времена индукции малы и зависимость их от температуры довольно пологая, в виду этого на участке градиента температуры с $T > T_1$ следует ожидать довольно высоких скоростей спонтанной волны горения ($\partial\tau/\partial T$ мал), уменьшающихся по мере продвижения вдоль градиента температуры в область меньших температур и как следствие больших времен индукции. При переходе в низкотемпературную область ($T < T_1$) скорость спонтанной волны будет падать скачком. Таким образом,

следует ожидать качественных различий в динамике процесса при задании в вершине градиента температуры $T^* < T_1$ и $T^* > T_1$.

С учетом реальных механизмов химической кинетики для более детального теоретического анализа возникновения тех или иных режимов распространения волн горения необходимо привлекать методы математического моделирования. Будем рассматривать классическую одномерную постановку задачи об иницировании волны горения в горючей газовой смеси на фоне заданного изначально линейного градиента температуры [14; 124]. Начальные условия при $t = 0$ определяют градиент температуры в покоящейся горючей смеси при постоянном давлении:

$$T(x,0) = T^* - (T^* - T_0)x/L, 0 < x < L \quad (2.2)$$

$$p(x,0) = p_0 \quad (2.3)$$

$$u(x,0) = 0 \quad (2.4)$$

На левой границе, при $x = 0$ задаются граничные условия на твердой адиабатической стенке, на которой начальная температура максимальна $T(0,0) = T^*$. Неоднородность (градиент) температуры характеризуется максимальной температурой T^* , фоновой температурой вне градиента T_0 и протяженностью градиента L .

2.2.3 Анализ динамики развития режимов нестационарного теплового взрыва, параметрическое исследование и уточненная классификация

Рассмотрим вначале случай $T^* > T_1$, наиболее приближенный к условиям воспламенения в природе и эксперименте ($T^* > 1200K$). При достаточно пологих градиентах температуры (высоких, сверхзвуковых скоростях U_{sp}) спонтанная волна горения генерирует волну давления за своим фронтом, которая по мере торможения спонтанной волны горения нагоняет ее и при пересечении ее фронта в области $T = T_1$ формирует ударную волну (рисунки 2.1, 2.2). При этом механизм распространения волны горения сменяется со спонтанного на газодинамический в потоке за фронтом отходящей ударной волны. В зависимости от определяемой градиентом температуры величины скорости спонтанной волны

реакции в точке ее максимального торможения могут сформироваться различные режимы распространения образующихся волн горения. При этом выделяются следующие характерные масштабы скорости (см. диаграмму, представленную на рисунке 2.3), определяющие критерии формирования того или иного режима горения: скорость звука в точке Чепмена-Жуге стационарной детонации (a_{CJ}), скорость звука в точке Неймана (a_N), скорость звука в продуктах горения (a_b), скорости звука в невозмущенной среде в нижней и верхней точках градиента температуры ($a_f = a(T_0)$ и $a^* = a(T^*)$) и нормальная скорость горения u_f (скорость ламинарного пламени). Число выделенных характерных масштабов здесь больше, чем при классификации режимов по Зельдовичу Я.Б., основанной на одноступенчатой модели реакции, что позволяет теперь получить, уточненную на случай детального механизма реакции классификацию формируемых режимов горения:

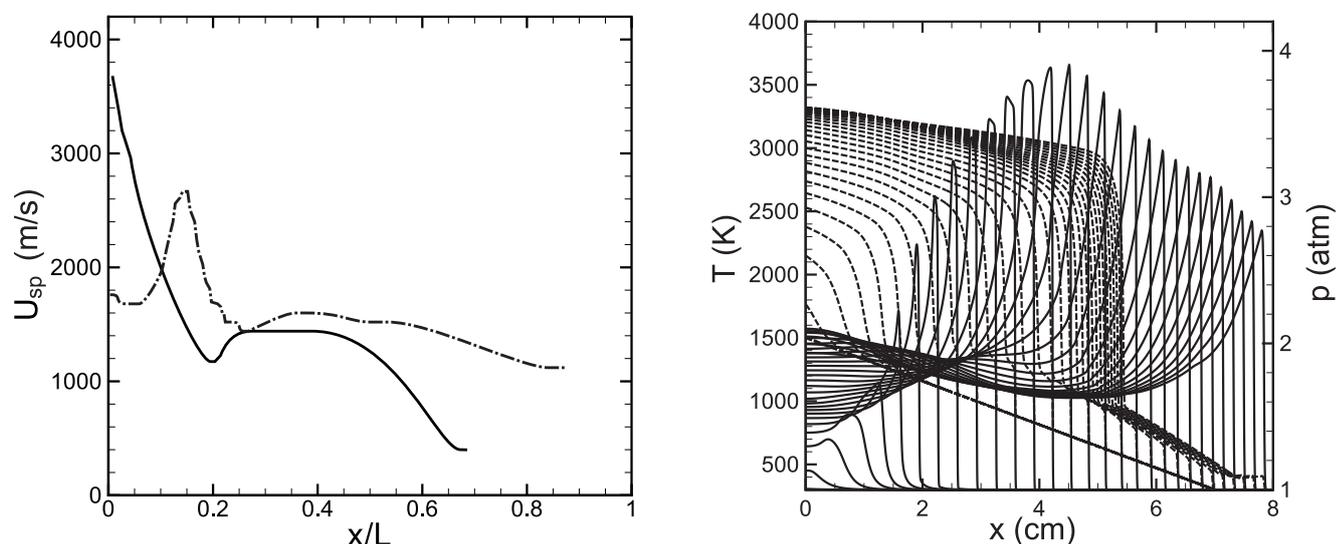


Рисунок 2.1 — (а) Эволюция скоростей волны реакции (сплошная линия) и волны давления (штрих-пунктирная линия) для температурного градиента с параметрами $L = 7$ см, $T^* = 1500$ К при начальном давлении стехиометрической водород-кислородной смеси $p_0 = 1$ атм. (б) Профили давления (сплошные) и температуры (штриховые) показаны с интервалом 2 мкс.

1) При $\min(U_{sp}) > a_{CJ}$, формируемая волна горения при пересечении ее ударной волной распространяется со скоростью выше скорости звука в точке Чепмена-Жуге, что определяет условия для синхронизации этих двух волн и формированию детонационного комплекса согласно условиям стационарной детонации Чепмена-Жуге [135]. Таким образом, мы имеем режим прямого инициирования детонации.

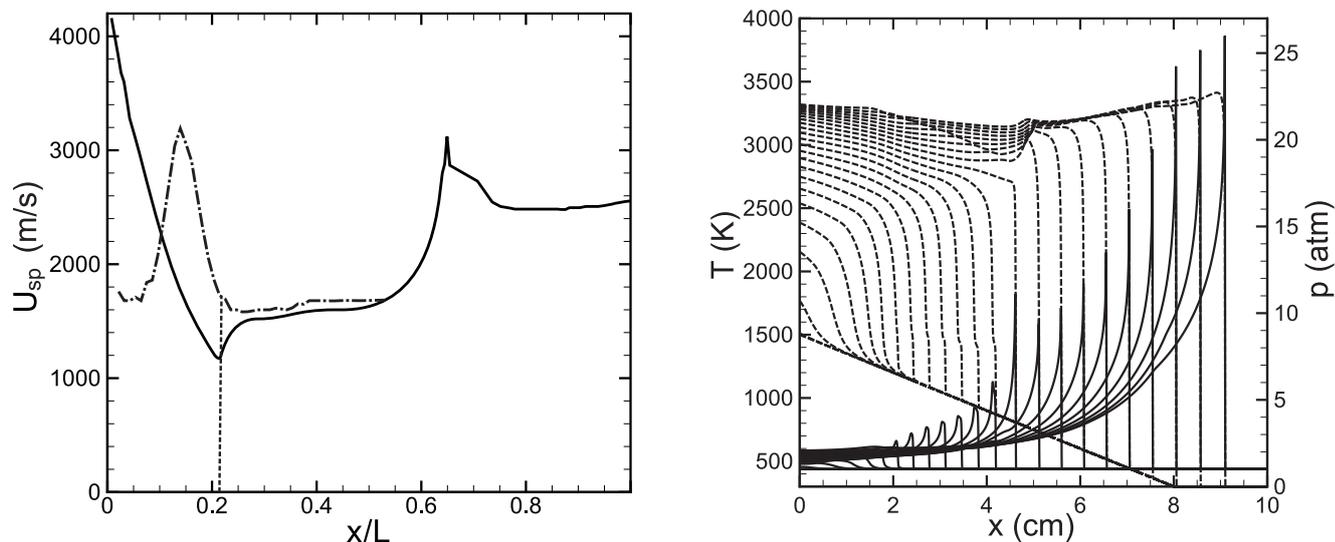


Рисунок 2.2 — (а) Эволюция скоростей волны реакции (сплошная линия) и волны давления (штрих-пунктирная линия) для температурного градиента с параметрами $L = 8$ см, $T^* = 1500$ К при начальном давлении стехиометрической водород-кислородной смеси $p_0 = 1$ атм. Вертикальная штриховая линия показывает место, где замедление спонтанной волны максимально и после прохождения которого волна давления формирует ударную волну. (б) Профили давления (сплошные) и температуры (штриховые) показаны с интервалом 2 мкс.

2) При $a^* < \min(U_{sp}) < a_{CJ}$, формируемая волна горения ускоряется в потоке за отходящей ударной волной, что определяет переход горения в детонацию. При этом возможны два сценария:

2а) При $a^* < \min(U_{sp}) < a_N$ (рисунок 2.2), волна реакции ускорится в потоке за отходящей ударной волной, начиная со скорости, близкой к локальной скорости звука a_b (при характерных температурах воспламенения $1200 < T < 1500$ К $a^* \leq a_b$). При достижении скоростью фронта реакции локальной скорости звука возмущения, генерируемые ускоряющимся в потоке пламенем, запираются в зоне реакции сверхзвуковым потоком в передней части фронта, что ведет к сверхэкспоненциальному росту давления в зоне реакции и формированию ударной волны, запускающей детонацию в свежей смеси (этот механизм был впервые сформулирован при решении задачи об ускорении пламени в каналах [136]). Отметим, что при температурах $T^* > 1500$ К скорость звука в верхней точке градиента становится больше скорости звука в продуктах горения $a^* > a_b$, что ведет к замене в критерии (2а) нижней границы a^* соответственно на скорость звука в продуктах горения a_b .

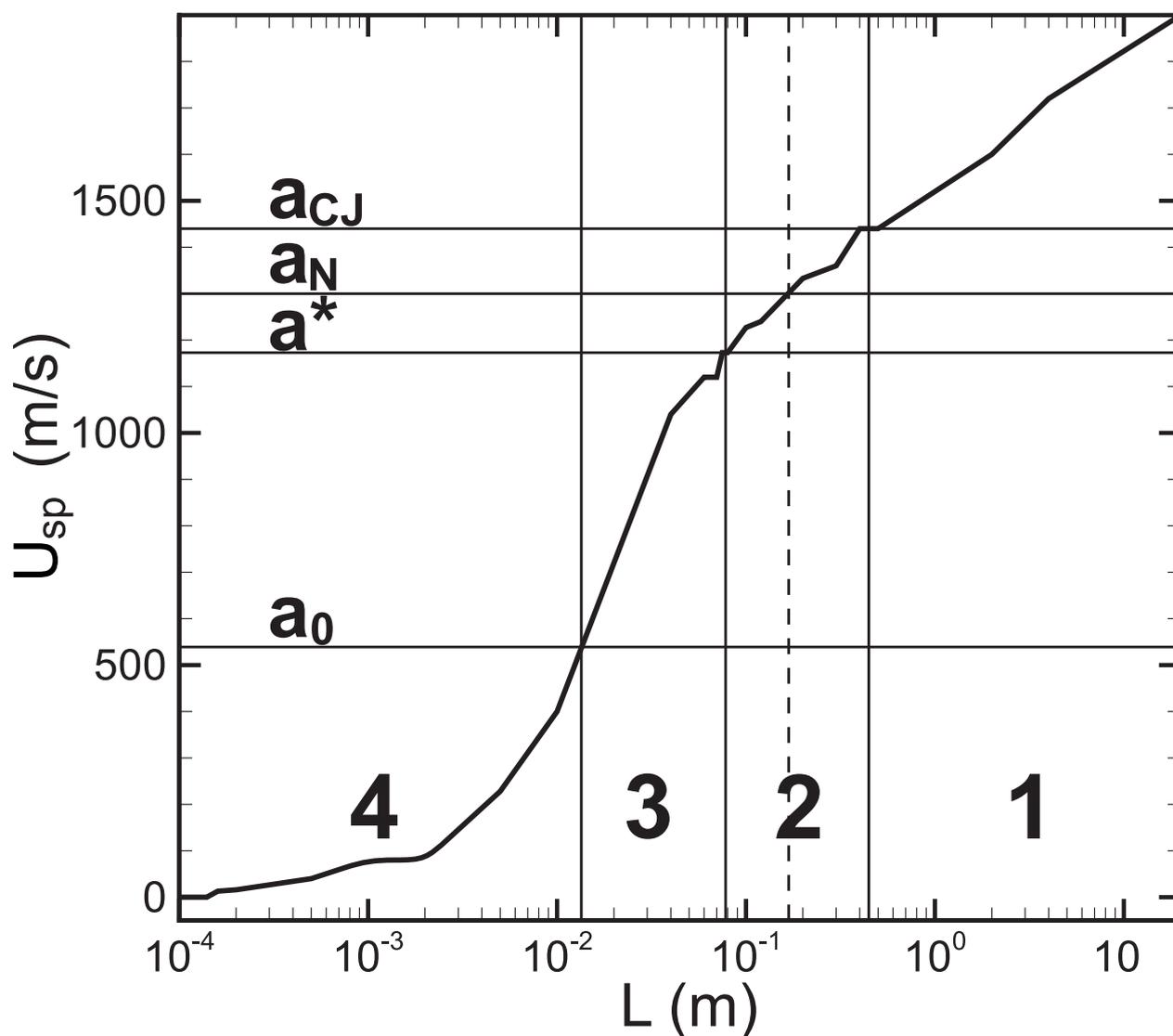


Рисунок 2.3 — Режимы распространения химической реакции, инициируемой начальным градиентом температуры, в зависимости от величины градиента и минимальной скорости спонтанной волны вдоль градиента; $T^* = 1500$ К, $T_0 = 300$ К, $P_0 = 1$ атм.

2б) При $a_N < \min(U_{sp}) < a_{CJ}$ образуется квазистационарная структура, состоящая из ударной волны и зоны реакции, которая при распространении вниз по градиенту температуры перестраивается в детонационную волну. Такой режим является естественным проявлением соотношения для скорости волны горения $U_w > a_N$, где a_N определяет положение фронта детонации, за которым начинается экзотермическая реакция.

3) При $a_f < \min(U_{sp}) < a^*$ (рисунок 2.1) ускорения фронта пламени до локальной скорости звука и формирования пика давления в зоне реакции не происходит. Сформировавшаяся ударная волна уходит вперед, сжимая и прогревая газ, по

которому движется “быстрая” волна горения, являющаяся промежуточной асимптотикой.

4) При $u_f < \min(U_{sp}) < a_f$ волна давления обгоняет дозвуковую волну реакции и уходит вперед в виде волны сжатия без перехода в ударную волну на масштабе градиента температуры. В этом случае реакция распространяется при практически постоянном давлении в режиме “быстрой” волны горения, являющейся промежуточной асимптотикой со скоростью $U_w > u_f$.

В отличие от выводов проведенного анализа в более ранних работах при использовании одноступенчатой модели экзотермической реакции [14; 124; 130—132] тепловыделение происходит с самого начала в каждой точке температурного градиента, и соответственно газодинамика “запускается” сразу вдоль всего градиента. Волна давления в случае одноступенчатой модели зарождается не позади спонтанной волны, как в случае детальной химической модели, а сразу вдоль всего градиента, в том числе и перед фронтом спонтанной волны, следовательно, уже с самого начала газодинамика становится определяющим фактором. Указанную особенность развития процесса в зависимости от выбора кинетической модели иллюстрирует сравнение траекторий волн реакции и давления, представленное на рисунке 2.4. Эта особенность порождает различие в динамике режимов с генерацией ударных или детонационных волн (режимы 1-3 приведенной выше классификации), и как следствие в протяженности температурного градиента, способного инициировать детонацию. Одноступенчатая модель дает значение этой величины, меньшее по сравнению с протяженностью температурного градиента, вычисленной по модели с детальной химической кинетикой [XIX].

Перейдем теперь к рассмотрению случая с температурой в вершине градиента $T^* \sim T_1$ и меньше. Как показывают результаты численного решения при низких температурах в области воспламенения для инициирования режимов с формированием ударных и детонационных волн требуется значительно более пологий и протяженный температурный градиент. При этом само формирование режимов происходит путем, отличным от случая градиента с высокой температурой T^* . При более низкой температуре в верхней точке градиента длительность стадии индукции может быть на порядки больше чем при высокой температуре. Однако более важным качественным отличием является то, что при понижении температуры и переходе через “продленный второй предел воспламенения” стадия индукции становится значительно более протяженной, чем стадия

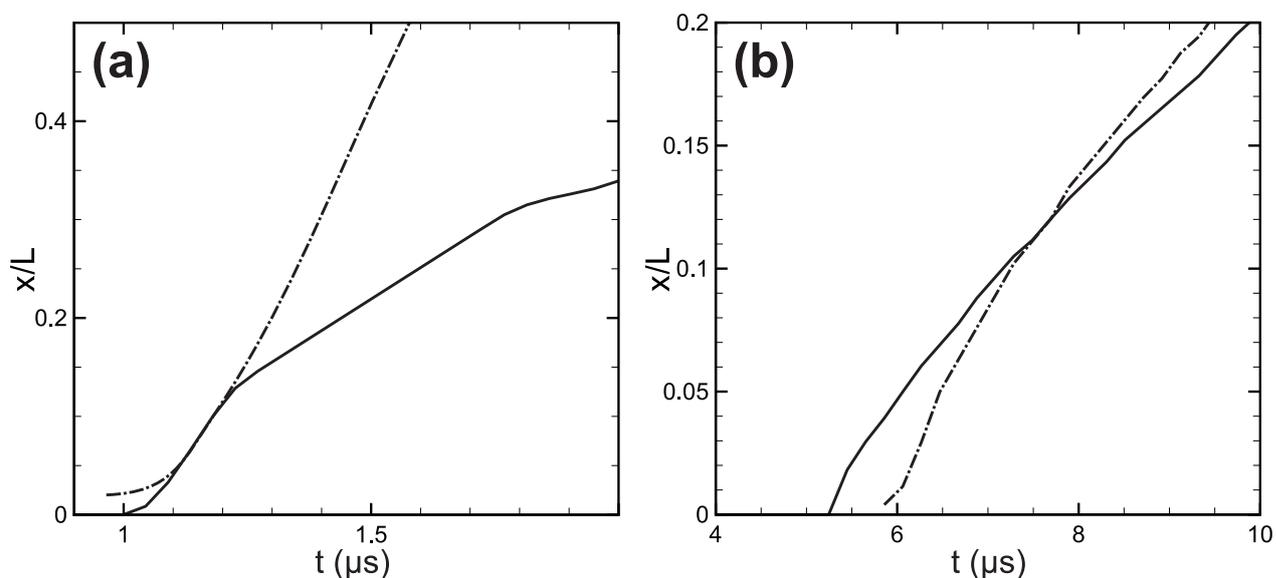


Рисунок 2.4 — Траектории волны реакции (сплошные линии) и волны давления (штрих-пунктирные линии) для температурного градиента с небольшой скоростью спонтанной волны U_{sp} , отвечающие режиму “4”: (а) одноступенчатая модель, $T^* = 1500 \text{ K}$, $L = 0.1 \text{ см}$; (б) – модель с детальной химией, $T^* = 1500 \text{ K}$, $L = 0.5 \text{ см}$.

рекомбинации радикалов с выделением тепла. До формирования устойчивого фронта экзотермической реакции уже на стадии индукции имеет место небольшое выделение энергии вдоль всего градиента, что формирует волну давления с максимумом в начальной точке градиента $x = 0$. Таким образом, непосредственно после начала распространения волны экзотермической реакции вдоль градиента температуры волна давления обгоняет ее (при низких температурах $U_{sp} < a^*$), формируя ударную волну перед фронтом реакции. При этом интенсивность ударной волны определяется скоростью реакции в точке $x = 0$. В этом случае режим формирования детонации аналогичен реализуемому для одноступенчатой экзотермической реакции, в котором определяющую роль играет газодинамика, а не механизм Я.Б. Зельдовича. Хронограмма скорости фронта реакции и ударной волны в описанном режиме показана на рисунке 2.5 в сравнении с аналогичными хронограммами для случая, показанного на рисунке 2.2.

На рисунке 2.6 показаны протяженности градиентов, соответствующих границам между режимами 1, 2, 3, 4 в зависимости от температуры в верхней точке градиента T^* , рассчитанные по детальной химической модели (рисунок 2.6) и в приближении одноступенчатой модели (рисунок 2.6). Для всех режимов горения, инициируемых температурным градиентом, в случае детальной модели температурные градиенты значительно (на порядки) более протяженные, т.е. более

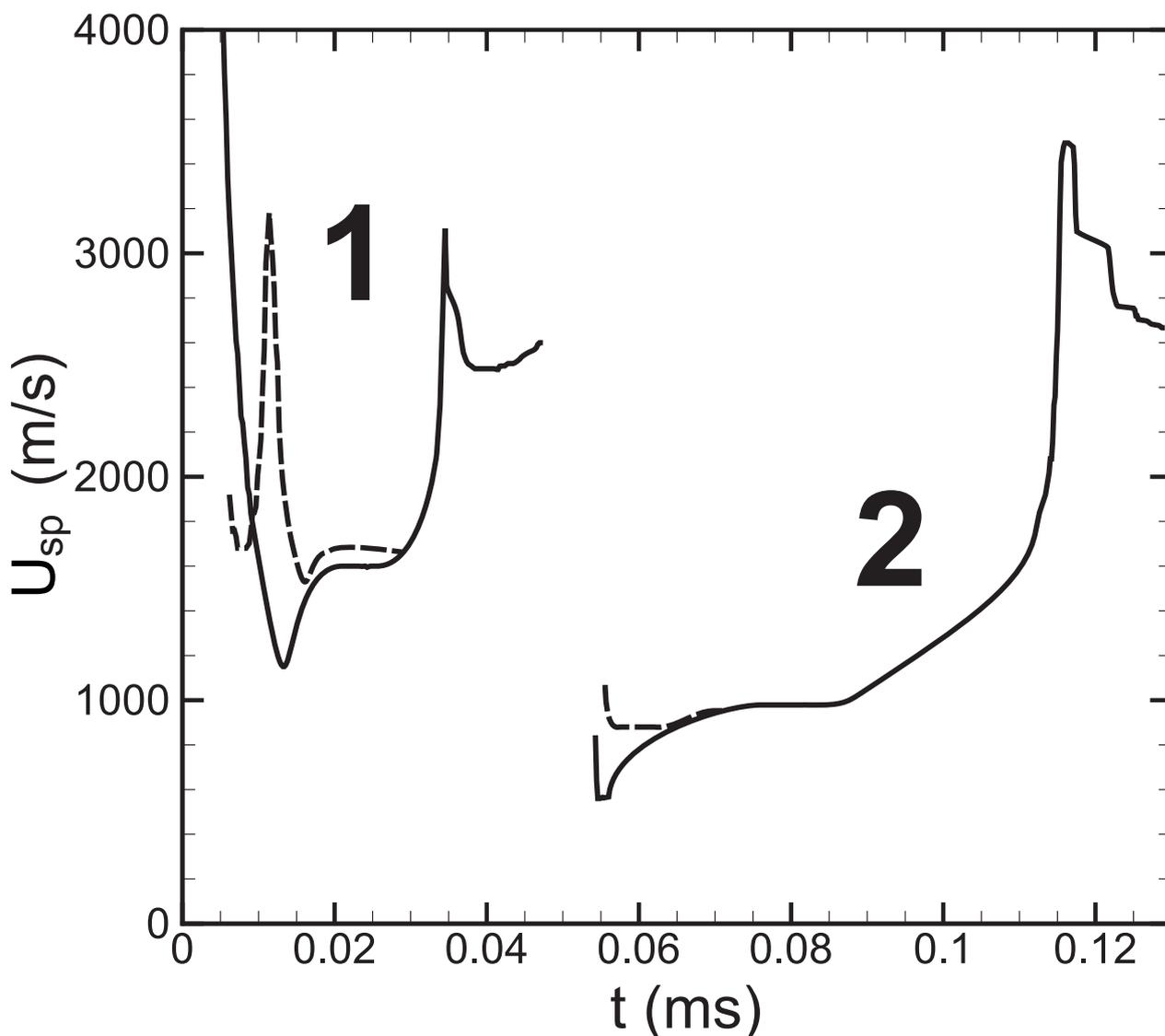


Рисунок 2.5 — Хронограммы скоростей волн реакции (сплошные) и волн давления (штриховые), иллюстрирующие развитие режима с формированием детонации в результате развития нестационарного процесса (режим 2б) на фоне градиентов температуры: $T^* = 1500$ К, $T_0 = 300$ К, $L = 8$ см (кривые 1) и $T^* = 1050$ К, $T_0 = 300$ К, $L = 18$ см (кривые 2).

пологие при тех же условиях, чем получаемые при использовании одноступенчатой модели. Кроме того, в области высоких температур ($T^* > 1500$ К) в случае одноступенчатой модели невозможны режимы, соответствующие инициированию детонации пламенем, ускоренным за ударной волной (режим 2). Область существования режимов инициирования детонации 1 и 2 резко сужается до минимума при $T^* = 1200$ К и растет с ростом T^* . Напротив, область реализации “дозвуковых” режимов (4 и 5) слабо зависит от значения температуры T^* в верхней точке градиента, поскольку фактически реализация этих режимов аналогична зажиганию горения горячей стенкой. Поскольку $d\tau_{ind}/dT$ в области низких тем-

ператур (< 1000 К при $p = 1$ атм) намного больше величины $d\tau_{ind}/dT$ в области высоких температур, то при меньших T^* скорость спонтанной волны меньше, и для инициирования режимов с генерацией ударных и детонационных волн (1, 2, 3) требуются очень протяженные градиенты температуры. С другой стороны при больших значениях T^* в верхней точке значение $d\tau_{ind}/dT$ чрезвычайно мало, что соответствует высокой начальной скорости волны реакции. Для торможения столь быстрой волны реакции и формирования ударной или детонационной волны требуется более протяженный градиент. Этим объясняется рост протяженности градиентов температуры для более высоких температур в верхней точке градиента.

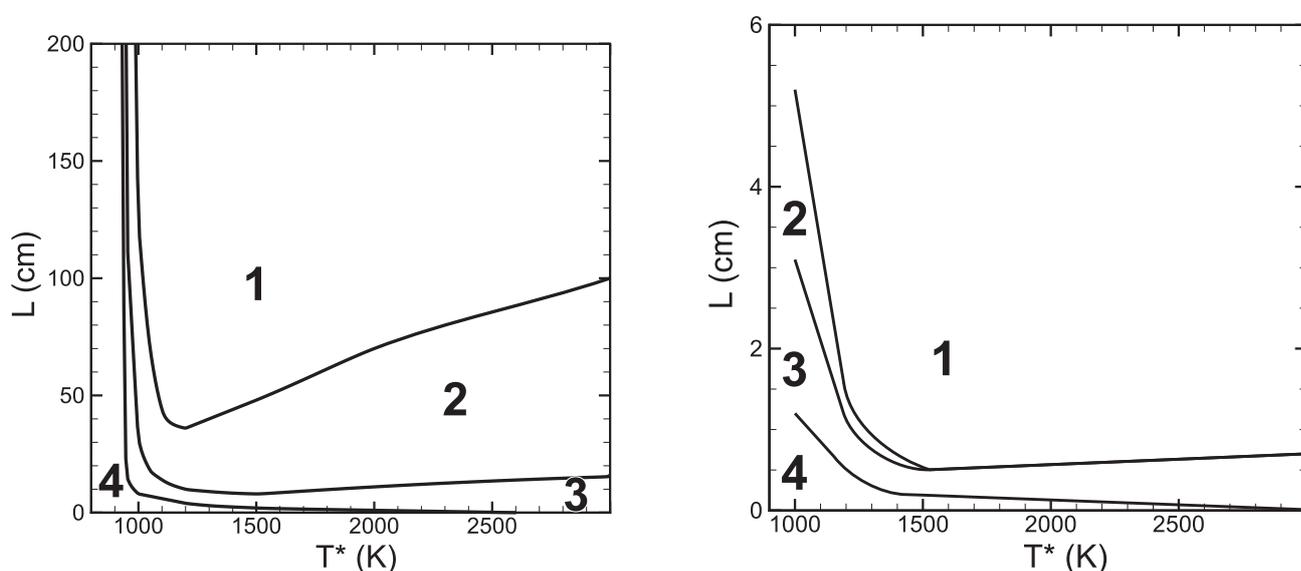


Рисунок 2.6 — Протяженности температурных градиентов в зависимости от температуры в верхней точке градиента T^* , соответствующие границам между режимами 1, 2, 3 и 4 для детальной кинетической модели (а) и для одноступенчатой модели (б) ($T_0 = 300$ К, $P_0 = 1$ атм).

В случае высокой фоновой температуры в смеси ($T_0 \sim 1000$ К) инициирование детонации температурным градиентом требует меньшей длины градиента, и волна детонации может сформироваться вне области градиента. Также, в случае высокой фоновой температуры нагрев в бегущей впереди ударной волне может быть достаточным для создания неоднородности времени индукции, на которой спонтанный механизм зажигания реакции может приводить к прямому инициированию детонации. Фактически, при достаточно высокой фоновой температуре “пропускается” стадия индукции, характерная для цепных реакций, и сценарий образования волны детонации вне градиента становится аналогичным

тому, что имеет место для одноступенчатой модели. Нужно отметить, что для одноступенчатой модели такой сценарий формирования детонации вне градиента присутствует практически всегда, когда формируется ударная волна. Выше эти режимы не рассматривались, так как основной интерес представляют режимы инициирования детонации в области градиента. Одновременно перед ударной волной может возникать объемный взрыв всей нагретой смеси, поскольку при высокой фоновой температуре время прихода фронта реакции может быть больше периода индукции, и в виду существенно меньшей скорости спонтанной волны тепловой взрыв впереди может произойти раньше, чем может сформироваться детонационная волна. Так, на рисунке 2.7 продемонстрирован такой режим формирования детонации за отошедшей ударной волной, при этом на фоне развития процесса можно наблюдать зарождение и развитие экзотермической реакции в области перед фронтом ударной волны в смеси, изначально нагретой до температуры 1100 К.

При воспламенении газовой смеси локализованными источниками энергии немаловажным фактором является изменение характера теплового взрыва с повышением давления в области подвода энергии. При низких давлениях высокотемпературный диапазон определяет условия инициирования так называемого невырожденного теплового взрыва, когда время индукции значительно меньше времени воспламенения, включающего время индукции и время экзотермической реакции. При переходе к температурам ниже “продленного второго предела”, где время индукции становится меньше времени протекания экзотермических реакций, условия воспламенения соответствуют вырожденному тепловому взрыву, как это было показано выше, более близкому по механизму реализации к одноступенчатому, не выделяющему время индукции на фоне всего процесса воспламенения. При повышении давления преобладают тройные столкновения, определяющие в первую очередь экзотермические реакции рекомбинации радикалов. С ростом давления “продленный второй предел” смещается в область более высоких температур (рисунок 2.8). Тепловой взрыв переходит в вырожденный. В результате качественная картина развития процесса воспламенения в случае низких давлений аналогична наблюдаемой при нормальном давлении и высокой температуре T^* . При этом протяженность температурного градиента, требуемого для реализации режимов с ударными и детонационными волнами сильно возрастает, а “скоростные” пределы, разделяющие области разных режимов, определяются скоростями звука a_0 , a^* и a_{CJ} . Напротив, в случае высоких

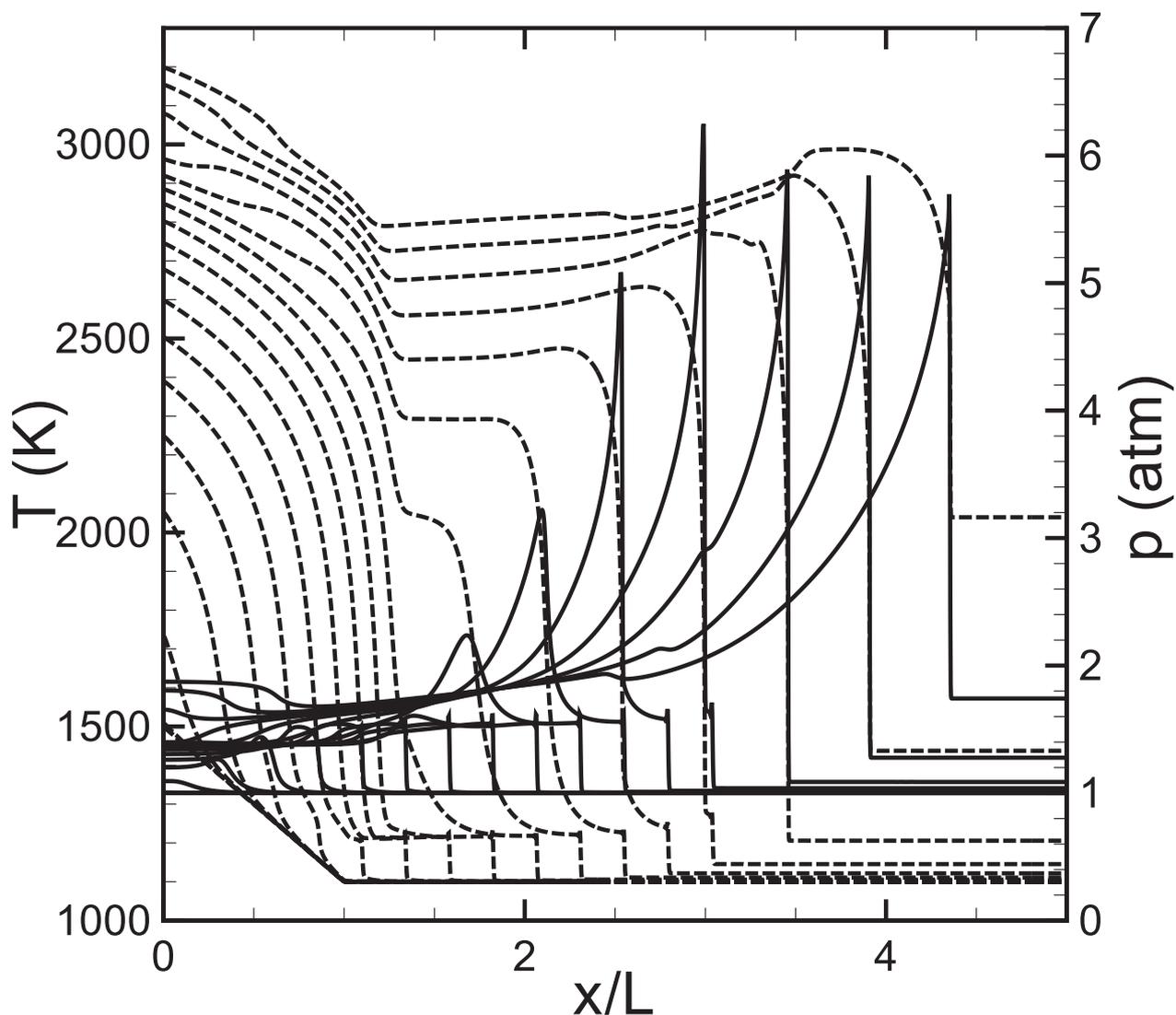


Рисунок 2.7 — Эволюция профилей давления (сплошные) и температуры (штриховые) на фоне температурного градиента с $T^* = 1500$ К, $T_0 = 1100$ К, $L = 1.0$ см. Профили показаны с интервалом 2 мкс.

давлений картина развития процесса воспламенения становится похожей на сценарий, реализующийся при использовании одноступенчатой модели или при низких значениях T^* , что ведет к уменьшению пределов существования промежуточных режимов 2 и 3. При этом поскольку для высоких давлений времена индукции значительно меньше, то существенно уменьшаются и протяженности градиентов, необходимые для реализации того или иного режима, и в частности для прямого инициирования детонации. Так при достаточно больших давлениях, порядка 50 атм и выше, становится возможным прямое инициирование детонации температурным градиентом в горячих точках размером 3–5 мм, что часто рассматривается как возможный механизм явления стука в двигателях (например, в [137]).

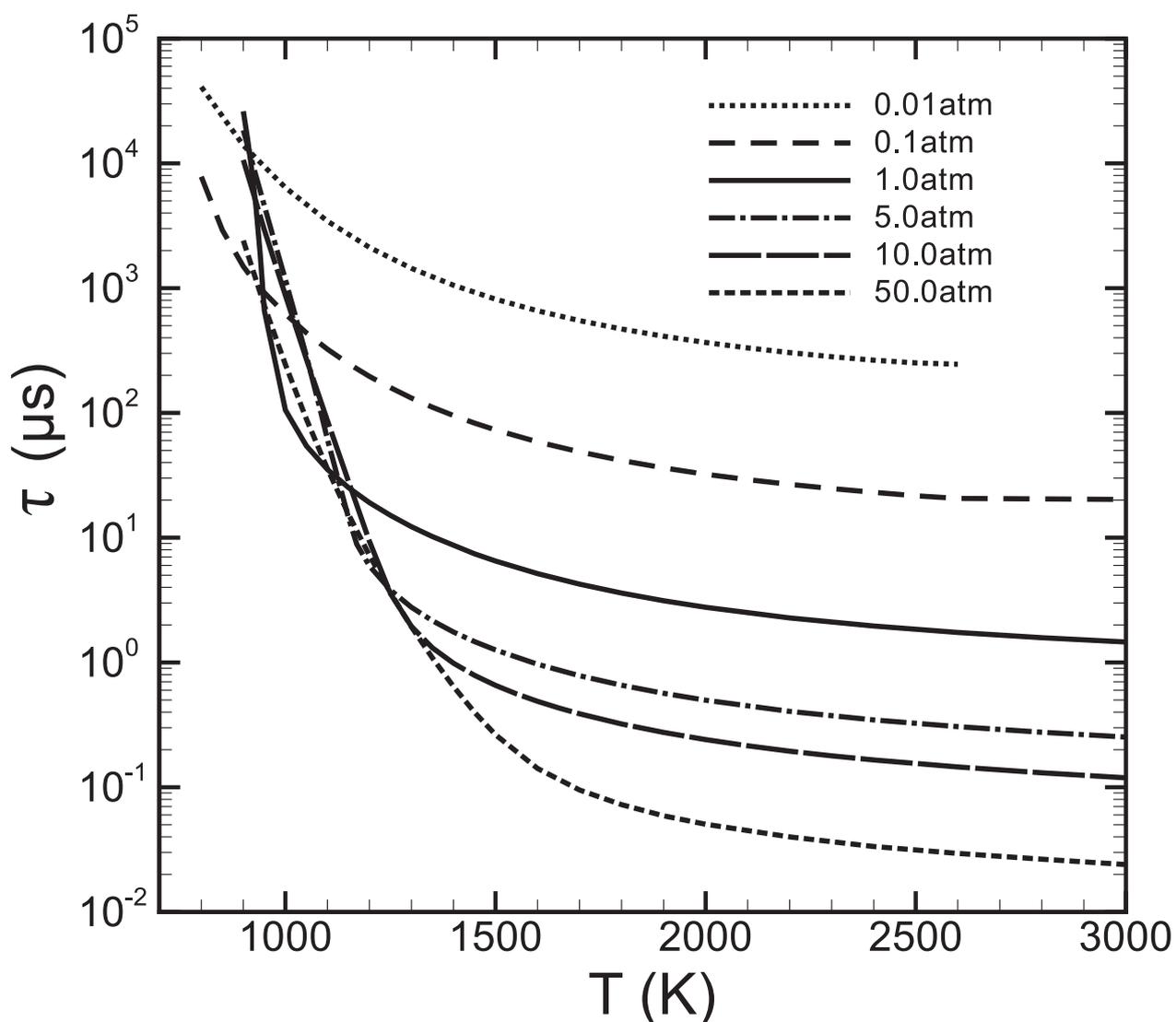


Рисунок 2.8 — Зависимость времени индукции от температуры для стехиометрической водород-кислородной смеси при различных давлениях в диапазоне от 0.01 до 50 атм.

На рисунке 2.9 показаны зависимости длины температурного градиента от давления для режимов 1, 2, 3, 4, вычисленные для температурных градиентов при $T^* = 1500$ К и $T_0 = 300$ К. При понижении давления смеси, области реализации режимов медленного горения (3 и 4) становятся шире, а формирование детонационных режимов требует значительно более протяженных градиентов для формирования достаточно быстрой спонтанной волны и необходимых условий ее торможения. При увеличении давления выше 5 атм область реализации режима 3 несколько увеличивается. При давлении 5 атм протяженности стадии индукции и стадии обрыва цепей становятся сравнимыми при температуре ~ 1200 К. Поэтому для градиента с $T^* = 1500$ К активная протяженность, на которой работает механизм формирования детонации за отошедшей ударной волной (режим

2), уменьшается, и для реализации режима 2 требуется большая протяженность градиента. При давлениях выше 10 атм температура $T^* = 1500$ К соответствует области с временами индукции, намного превышающими время экзотермической реакции. Поэтому в области высоких давлений все режимы горения формируются по механизму, как и в случае низких T^* обусловленному скоростью спонтанной волны непосредственно в точке $x = 0$.

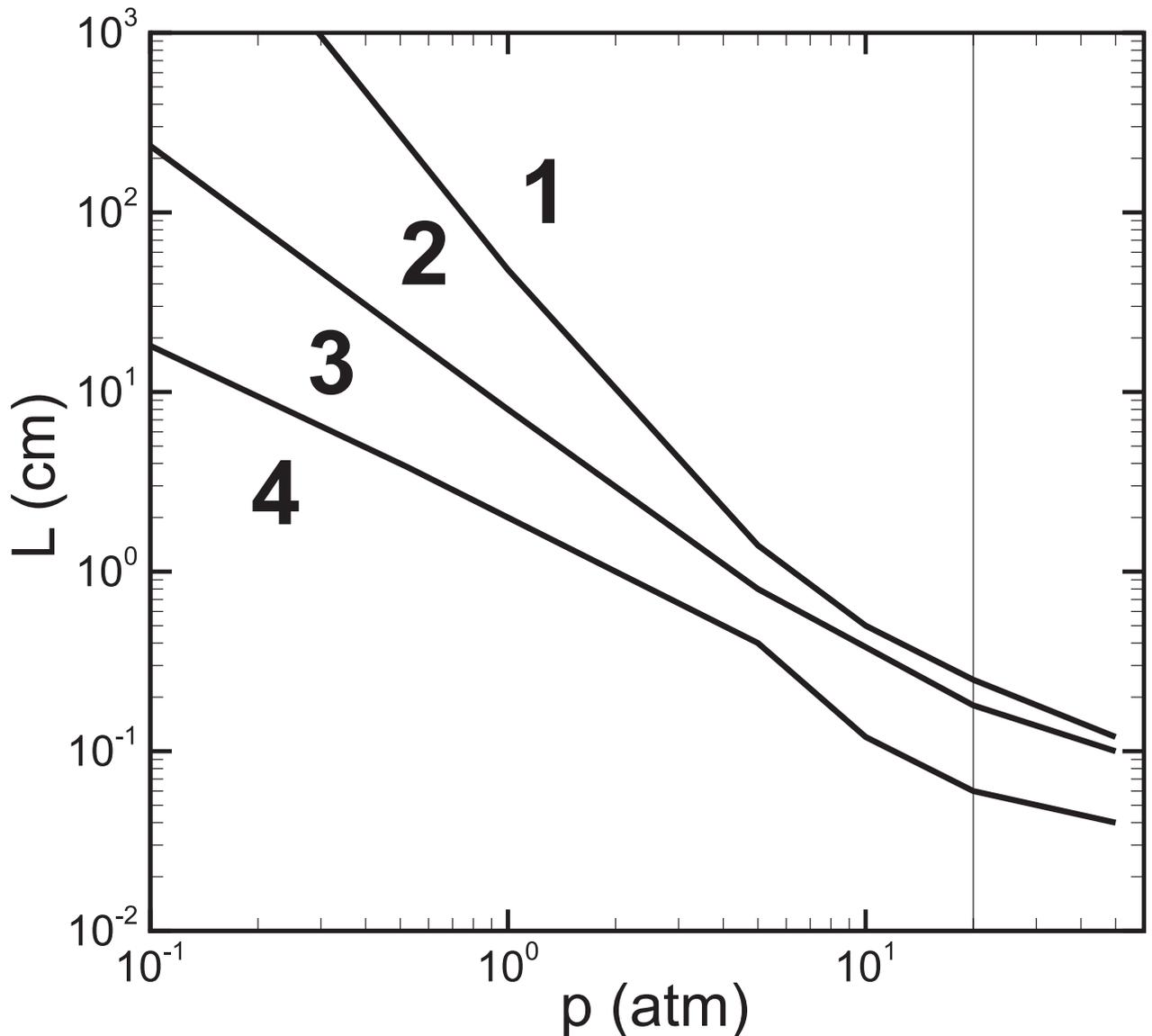


Рисунок 2.9 — Протяженности температурных градиентов, соответствующих реализации режимов 1, 2, 3, 4 ($T^* = 1500$ К, $T_0 = 300$ К), в зависимости от начального давления H_2/O_2 смеси.

При разбавлении смеси нейтральным газом время индукции увеличивается. Например, в стехиометрической водородно-воздушной смеси, где нейтральным газом, не участвующим в реакции горения, является азот, время индукции

увеличивается в 2–3 раза в широком диапазоне температур по сравнению со стехиометрической водород-кислородной смесью. При этом основные особенности в зависимости времени индукции от температуры и давления, в частности предел, на котором уравниваются протяженности стадий индукции и экзотермической реакции, остаются неизменными. Основное отличие водородно-воздушной смеси по сравнению с водород-кислородной смесью состоит в уменьшении скорости спонтанной волны для одного и того же температурного градиента. В результате протяженность температурного градиента в водородно-воздушной смеси, требуемая для реализации различных режимов горения, значительно больше, чем в водород-кислородной смеси. Для других смесей с более низкой реактивностью, например для углеводородно-кислородных смесей, возможны еще большие количественные отличия, обусловленные особенностями кинетики химических реакций.

2.3 Иницирование горения и детонации локализованным источником энергии

В предыдущем разделе, исходя из представления о спонтанной волне горения, было показано, как формируются различные режимы горения на неравномерном температурном фоне. В то же время само иницирование того или иного режима горения зависит от пространственно-временных характеристик источника энерговложения. Анализ этой зависимости позволяет провести корректную оценку величины подводимой энергии и масштабов ее локализации в пространстве и далее использовать концепцию Я.Б. Зельдовича применительно к описанию воспламенения от нестационарных источников энергии.

Временной ход подводимой энергии и ее локализация в пространстве определяются физической природой источника (электрическая искра, лазерная искра, нагретая поверхность, ударная волна и т.д.). При этом по характеру воздействия на среду все многообразие источников можно разделить на три класса: 1) короткие энергоемкие импульсы; 2) короткие импульсы малой энергии; 3) длительные импульсы. Если из всего разнообразия физико-химических процессов, имеющих место при интенсивных энерговложениях, выбрать наиболее значимые для расширения зоны горения на начальной стадии, то процесс иницирования горения

можно свести только к приращению внутренней энергии (температуры) горючей смеси по заданному временному закону, в заданной малой области пространства. В результате можно ограничиться рассмотрением только источников тепловой энергии, как это принято в работах [XX; 138]. В этом случае можно выделить 4 основных временных масштаба задачи, соотношением которых будет определяться формирование того или иного режима при заданных параметрах энергоподвода: 1) время подвода энергии $\Delta\tau_Q$; 2) задержка воспламенения t_{ign} – время, характеризующее протяженность стадии индукции (τ_{ind}) с учетом темпа энерговложения; 3) характерное акустическое время $\tau_a = L/a_f$, определяемое отношением размера области подвода энергии и локальной скорости звука; 4) характерное время распространения тепловой волны $\tau_T \sim L^2/\chi$, определяемое величиной теплопроводности χ . Стоит отметить, что в зависимости от темпа энерговложения воспламенение может возникнуть как после вложения всей энергии ($t_{ign} \geq \Delta t_Q$), так и в процессе энерговыделения ($t_{ign} \leq \Delta t_Q$). В последнем случае вложение энергии после воспламенения производится в горячих продуктах, что практически не сказывается на развитии сформированного в результате воспламенения режима горения. Таким образом, наиболее интересным является рассмотрение режимов энерговложения с $\Delta t_Q \leq t_{ign}$. При высоком темпе энерговложения ($\Delta t_Q \ll t_a$) и большой величине вкладываемой энергии воспламенение будет определяться условиями теплового взрыва при полученных в результате энерговложения температуре и давлении. В случае малых темпов энерговложения ($\Delta t_Q \gg t_a$) давление будет успевать выравниваться и процесс воспламенения будет протекать в условиях постоянного давления. При умеренных темпах энерговложения и вкладываемых энергиях режим воспламенения будет определяться соотношениями между всеми указанными временными масштабами.

2.3.1 Постановка задачи численного моделирования

Для выявления особенностей развития процесса воспламенения в результате локального нестационарного энерговложения и определения параметров самого энерговложения, необходимых для инициирования различных режимов горения, была решена задача в следующей постановке. В объеме, заполненном стехиометрической водород-кислородной смесью (выбранной как наиболее яркий

пример смеси, реагирующей по цепному механизму) при постоянном давлении и температуре, выделялась область линейного размера L ($0 < x < L$ в одномерной постановке), в которой за время Δt_Q смеси сообщалась энергия $Q_{ign} = W\Delta t_Q$ при постоянной мощности источника энергии W .

Газодинамика процесса, вызванного локальным энерговлжением в ограниченной области размера L , характеризуется акустическим временем $t_a = L/a$, где a – скорость звука, и характерным временем распространения тепловой волны $t_T \sim L^2/\chi$, определяемым величиной теплопроводности χ . В водород-кислородной смеси при атмосферном давлении эти временные масштабы составляют для $L = 1$ мм, соответственно, $t_a \sim 2$ мкс и $t_T \sim 0.1$ с. Время инициирования химической реакции и формирование волны горения определяется соотношением между параметрами Δt_Q , t_a , t_T и временем индукции τ_{ind} при полученных в результате энерговлжения температуре и давлении. Время индукции, являясь временным масштабом, на котором эндотермическая реакция рождения и ветвления цепей сменяется экзотермической реакцией обрыва цепей, характеризует свойства горючей смеси в заданном термодинамическом состоянии, не отражая процесс достижения этого состояния. В результате при анализе процессов воспламенения более естественно использовать время воспламенения t_{ign} , характеризующее протяженность стадии индукции с учетом темпа энерговлжения.

Далее будет приведен анализ результатов численного моделирования процесса инициирования волн горения в результате нестационарного энерговлжения в области размером $L = 1 - 10$ мм. Выбор характерных размеров области энерговлжения и длительности энерговлжения определяется масштабами, характерными для источников энергии в экспериментах и в условиях аварийных взрывов. Выбранный диапазон длительности энерговлжения охватывает субмикросекундные, микросекундные и миллисекундные импульсы энерговлжения. Отметим, что характерная величина масштаба t_T на стадии энерговлжения для водород-кислородной смеси в заданном диапазоне L существенно больше времени энерговлжения. В связи с этим эффект распространения возмущений за счет тепловой волны на начальной стадии будет незначительным по сравнению с газодинамическим переносом.

В основу математической модели, с использованием которой проводилось численное моделирование, были положены уравнения Навье-Стокса динамики сжимаемой среды с учетом вязкости, теплопроводности, многокомпонентной

диффузии и энерговыделения за счет химических реакций. Решаемая численно, система уравнений имеет стандартный вид, представленный в разделе 1.2 диссертации. Коэффициенты вязкости, теплопроводности и многокомпонентной диффузии газовой смеси определяются, исходя из известных соотношений кинетической теории газов для многокомпонентных сред [71]. Уравнения состояния свежей смеси и продуктов горения задаются на основе таблиц NASA путём интерполяции [139]. Кинетика горения водород-кислородной смеси описывается хорошо зарекомендовавшей себя редуцированной схемой, состоящей всего из девяти реакций [102], но с хорошей точностью воспроизводящей как качественные, так и количественные особенности воспламенения и горения водород-кислородной смеси. Для численного решения системы уравнений, представляющей математическую модель, был выбран эйлерово-лагранжев метод [81], модифицированный таким образом, чтобы как эйлеров, так и лагранжев этапы были устойчивы и имели второй порядок точности по пространству. Система уравнений химической кинетики решалась методом Гира.

2.3.2 Параметрическое исследование и классификация режимов воспламенения в зависимости от параметров источника энергии

Быстрое вложение энергии за времена, много меньшие характерного акустического времени ($\Delta t_Q \leq t_{ign} \ll t_a$), обеспечивает равномерный рост температуры и давления в области энерговложения, что ведет к реализации воспламенения по механизму объемного взрыва внутри “горячего пятна”. При этом величина температуры и давления полностью определяется величиной вложенной энергии. После вложения энергии и следующей за ним фазы индукции происходит инициирование волны горения или детонации. На рисунке 2.10 приведен характерный рост температуры в эпицентре горячего пятна диаметром 1 мм ($t_a \sim 2$ мкс) при субмикросекундном вложении энергии и последующем воспламенении.

В случае менее интенсивного энерговложения, по времени приближающегося к акустическому, ($\Delta t_Q \leq t_{ign} < t_a$) на границе горячего пятна и невозмущенной среды происходит распад разрыва, формирующий волну сжатия, распространяющуюся в невозмущенную среду, и волну разгрузки, уносящую

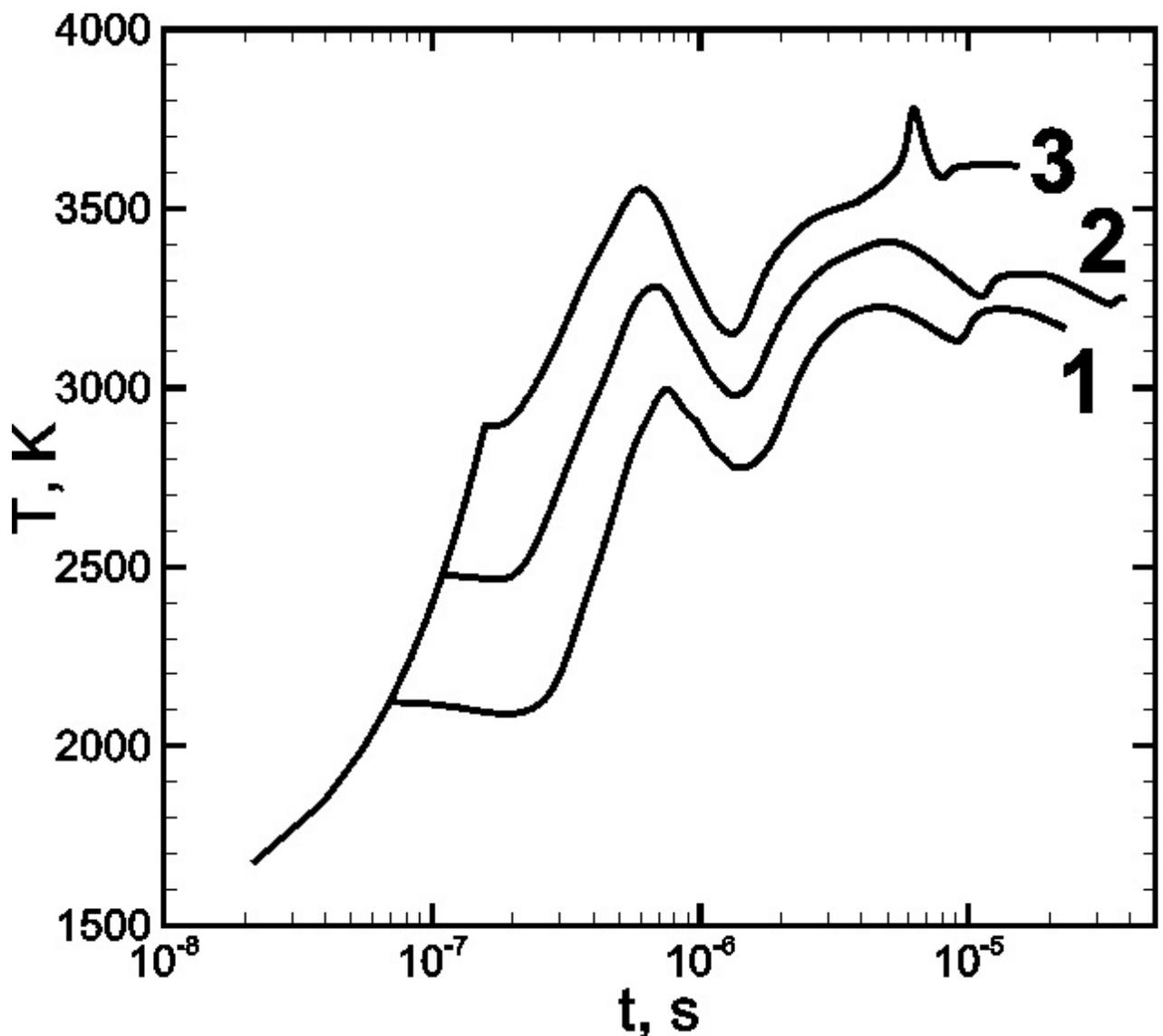


Рисунок 2.10 — Эволюция температуры в эпицентре горячего пятна при быстром субмикросекундном энерговложении $\Delta t_Q \sim 0.1$ мкс; 1 – формирование горения при $Q = 1.9$ кДж/м²; 2 – формирование горения при $Q = 2.4$ кДж/м²; 3 – формирование детонации при $Q = 3.0$ кДж/м².

энергию из объема горячего пятна. Такой сценарий, схожий со сценарием развития сильного взрыва, в случае формирования достаточно сильной ударной волны на границе горячего пятна может инициировать детонацию непосредственно за ее фронтом. При меньшей интенсивности ударной волны возникает более интересный сценарий, показанный на рисунках 2.11 и 2.12. На рисунке 2.11 приведена временная эволюция профилей температуры и давления в области горячего пятна ($L = 1$ см, $t_a \sim 20$ мкс) во время энерговложения. Волна разгрузки формирует пологий градиент температуры и давления на масштабе порядка размера горячего пятна. При атмосферном давлении $p_0 = 1$ атм температурный градиент с полученным перепадом температуры и характерным размером $L = 1$ см не может

дать формирование детонации, как показано в разделе 2.2.3. Однако, в виду того, что давление нагретой смеси повышается во время энерговложения до ~ 4 атм, то такой градиент дает формирование детонации согласно механизму Зельдовича. Эволюция профилей температуры и давления на стадии инициирования волны детонации показана на рисунке 2.12, где можно видеть возникновение спонтанной волны реакции и ее взаимодействие с волной давления, что ведет к формированию волны детонации.

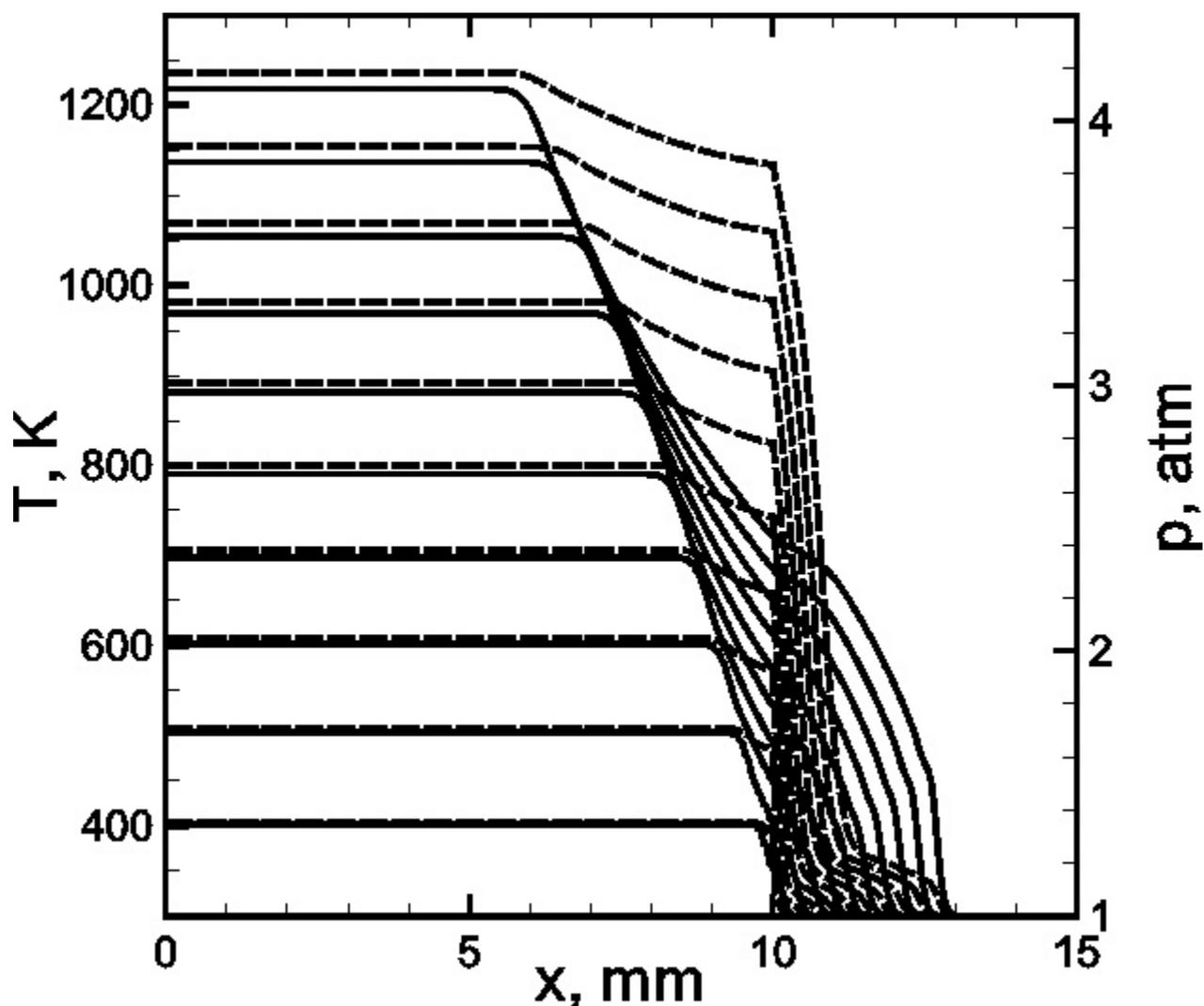


Рисунок 2.11 — Эволюция профилей температуры (штриховые линии) и давления (сплошные) внутри горячего пятна во время энерговложения. $L = 1$ см, $\Delta t_Q = 5$ мкс. Профили представлены на различные моменты времени с интервалом в 0.5 мкс.

В случае вложения меньшей энергии в тех же условиях время воспламенения может оказаться больше акустического времени ($\Delta t_Q < t_a < t_{ign}$) и волна разгрузки будет формировать градиент после энерговложения на стадии индукции. В течение более протяженной стадии индукции акустические возмущения

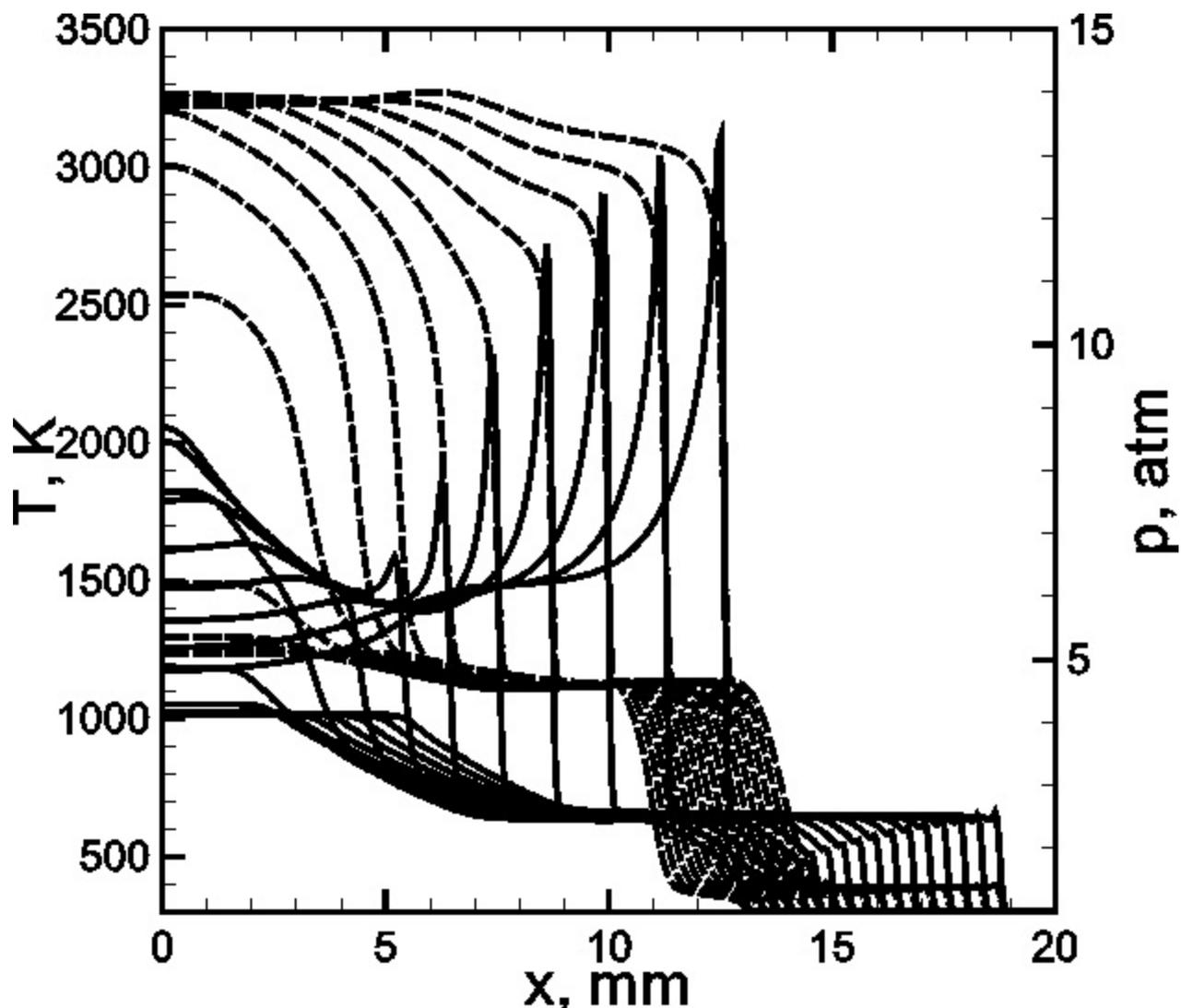


Рисунок 2.12 — Эволюция профилей температуры (штриховые линии) и давления (сплошные), иллюстрирующие формирование волны детонации в области энерго-вложения. $L = 1$ см, $\Delta t_Q = 5$ мкс. Профили представлены на различные моменты времени с интервалом в 0.5 мкс.

выравнивают давление в области энерго-вложения, и воспламенение происходит на стационарном температурном градиенте при постоянном давлении. Температура в вершине градиента остается практически постоянной до воспламенения (рисунок 2.13). Режим горения в этом случае определяется начальным состоянием среды (например, начальным давлением): при $p_0 = 1$ атм полученный температурный градиент ведет к формированию волны горения, $p_0 = 10$ атм — к формированию детонации.

Интересный сценарий развивается при длительностях энерго-вложения, несколько превышающих характерное акустическое время ($t_a < \Delta t_Q < t_{ign}$). В начале газодинамика процесса подобна наблюдаемой в предыдущих случаях.

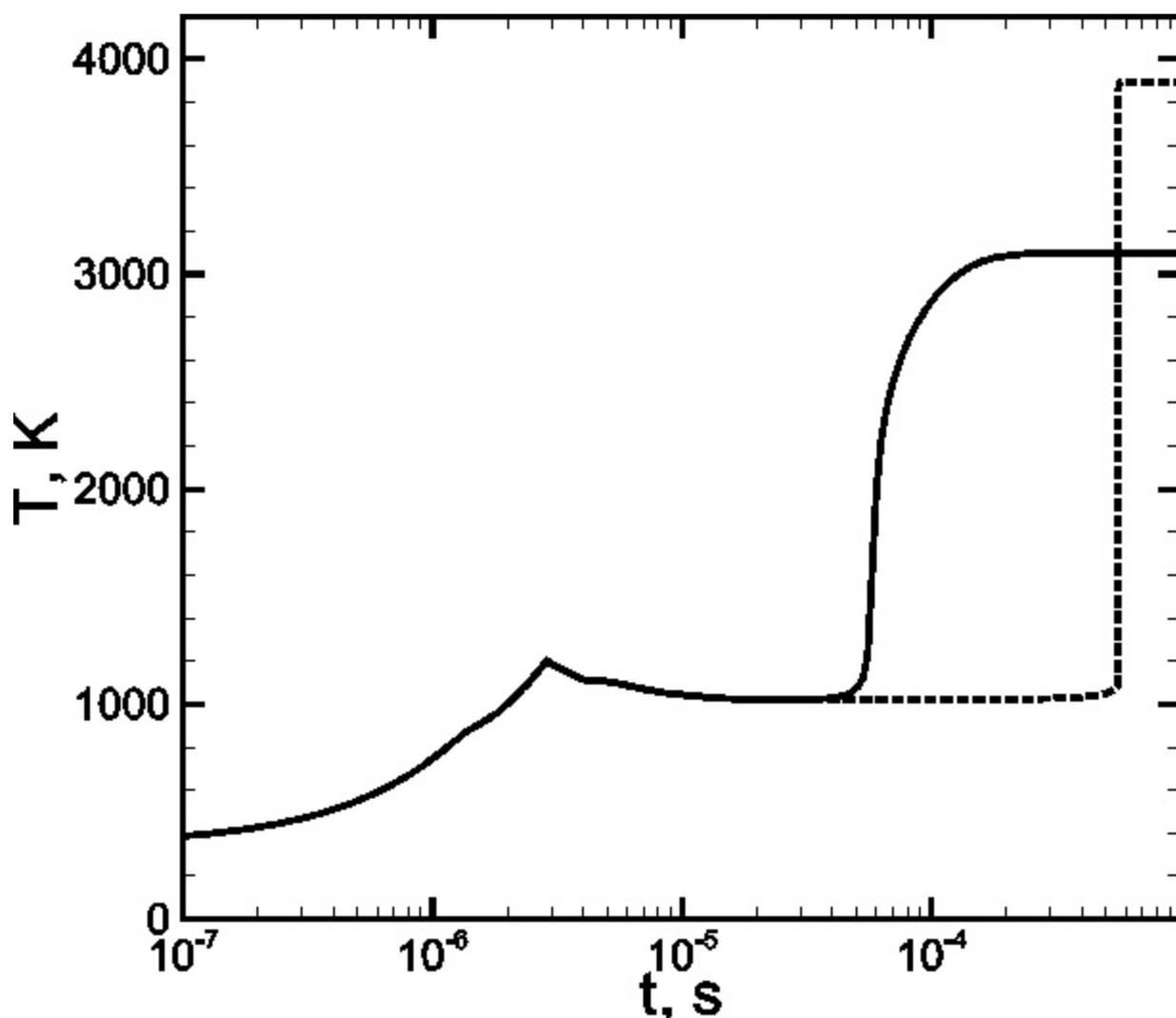


Рисунок 2.13 — Эволюция температуры в эпицентре горячего пятна в случае быстрого вложения малой энергии ($\Delta t_Q < t_a < t_{ign}$). $L = 1$ мм, $p_0 = 1$ атм (сплошная линия), $p_0 = 10$ атм (штриховая).

Но время энерговложения больше акустического времени, и за это время волна разгрузки успевает дойти до эпицентра горячего пятна и отразиться. В результате наблюдается формирование неравномерного распределения температуры с двумя противоположенными градиентами (пологим градиентом, направленным внутрь горячего пятна, и крутым градиентом, направленным в противоположном направлении). Начальная стадия эволюции температурного профиля до начала реакции показана на рисунке 2.14. К моменту начала реакции в точке максимальной температуры крутой градиент, направленный в невозмущенную область, способен инициировать только волну горения, тогда как пологий градиент, направленный в центр горячего пятна, способен инициировать детонацию. Соответствующая эволюция профилей температуры и давления, показывающая формирование спонтанной волны горения на пологом градиенте, ее взаимодей-

ствии с волной давления и формирование детонации, а так же формирование волны горения на крутом градиенте, показана на рисунке 2.15.

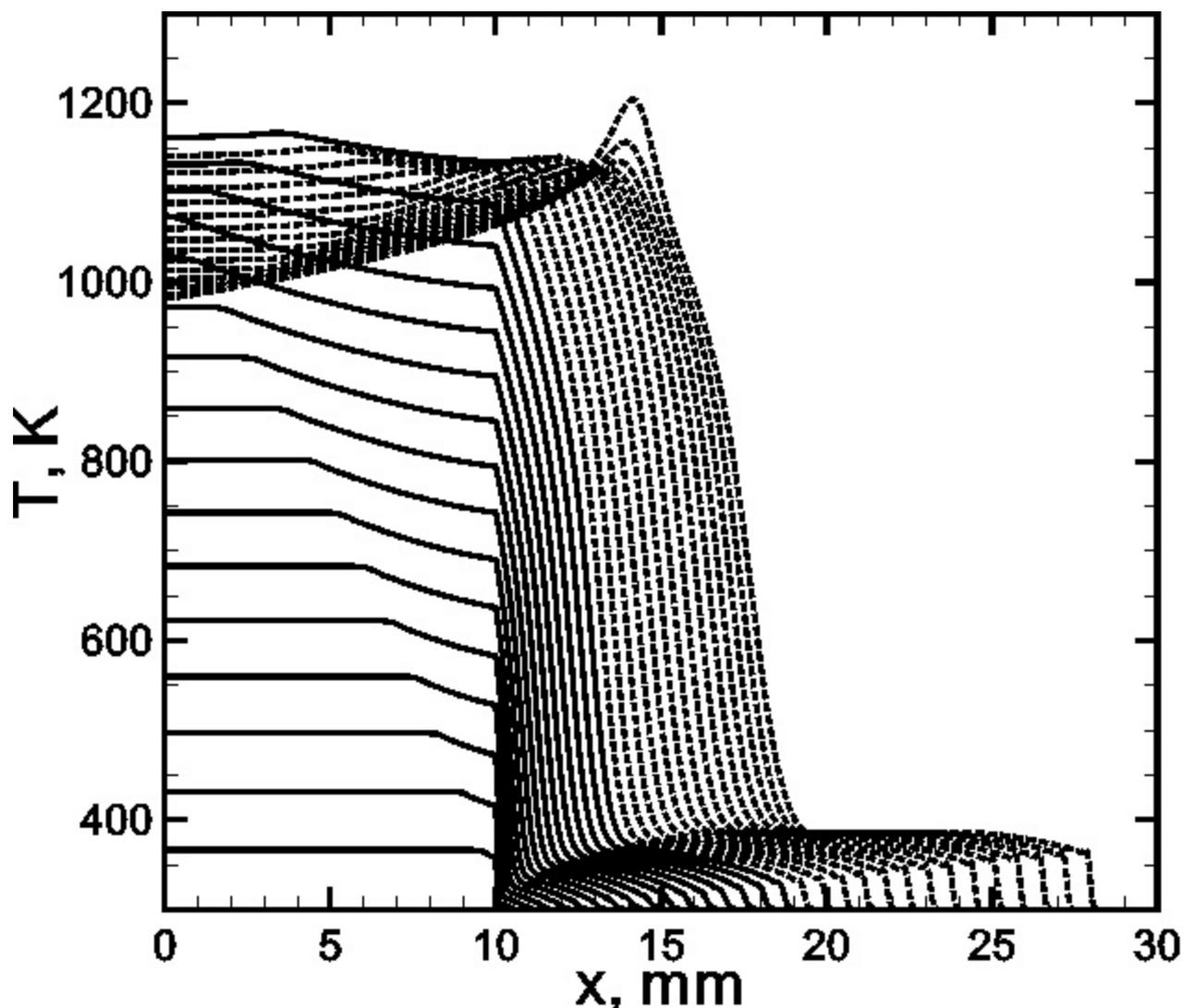


Рисунок 2.14 — Эволюция профилей температуры внутри горячего пятна на стадиях энерговложения (сплошные линии) и индукции (штриховые). $L = 1$ см, $\Delta t_Q = 16$ мкс. Профили представлены на различные моменты времени с интервалом в 1 мкс.

Существенно от рассмотренных выше режимов инициирования горения короткими высокомоощными импульсами энерговложения отличаются режимы инициирования горения длительными импульсами энерговложения низкой мощности ($t_a \ll \Delta t_Q < t_{ign}$). За время энерговыведения акустические возмущения успевают выравнивать давление в области энерговложения. В этом случае не возникает сильных ударных волн и инициируемый режим горения определяется только степенью пологости температурного градиента, формируемого за счет газодинамического расширения горячего пятна и распространения тепловой вол-

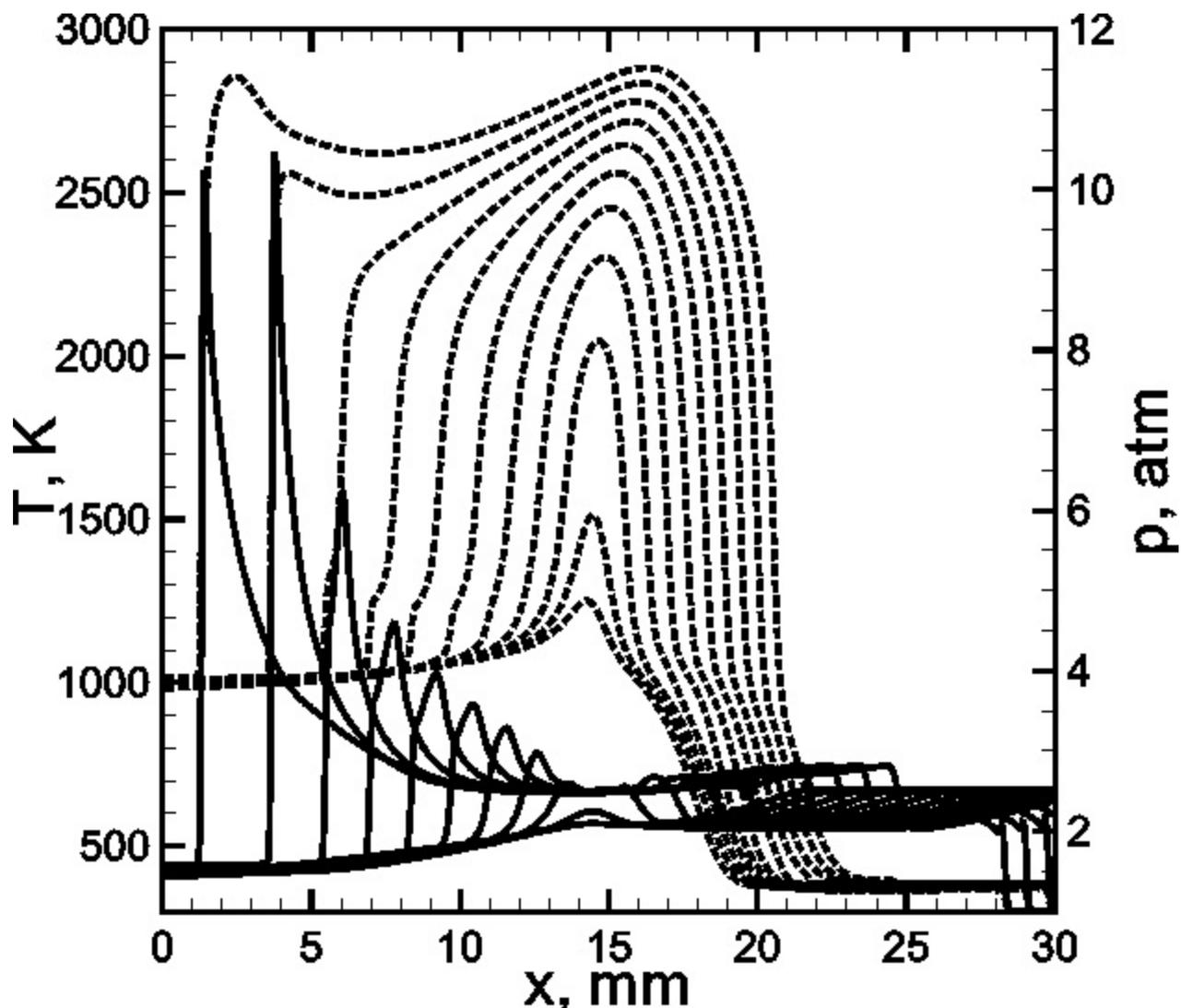


Рисунок 2.15 — Эволюция профилей температуры (штриховые линии) и давления (сплошные), иллюстрирующие процесс воспламенения внутри горячего пятна. $L = 1$ см, $\Delta t_Q = 16$ мкс. Профили представлены на различные моменты времени с интервалом в 1 мкс.

ны. За время энерговыделения тепловая волна распространяется на расстояние x_T мм = $(\chi \Delta t_Q)^{1/2} \approx 0.9(\Delta t_Q)^{1/2}$. Масса уносится из объема горячего пятна по мере увеличения температуры и падения плотности. Унос массы разогретого газа совместно с распространением тепловой волны формируют градиент температуры в приграничной области горячего пятна. В виду слабой температурной зависимости коэффициента теплопроводности ($\kappa \sim T^{0.75}$) формируется практически линейный температурный градиент. На рисунке 2.16 показана эволюция температурного градиента в результате вложения энергии за время $\Delta t_Q = 1000$ мкс в область размера $L = 1$ мм (сплошные линии). Стоит отметить, что наблюдаемая протяженность градиента оказывается больше масштаба распро-

странения тепловой волны, что объясняется расширением горячего пятна за счет разогрева и падения плотности во время энерговложения. Однако, согласно результатам, представленным в разделе 2.2.3, полученный градиент не достаточно полог для инициирования детонации по механизму Зельдовича. Процессы распространения тепла в среде и расширения нагретого газа оказываются слишком медленны для формирования градиента температуры, достаточного для инициирования детонации, на масштабах времени энерговложения. Задолго до того, когда тепловая волна распространится на достаточно большое расстояние, в эпицентре горячего пятна достигается температура, достаточная для воспламенения, что ведет к формированию волны горения на сформированном температурном градиенте (штриховые линии на рисунке 2.16).

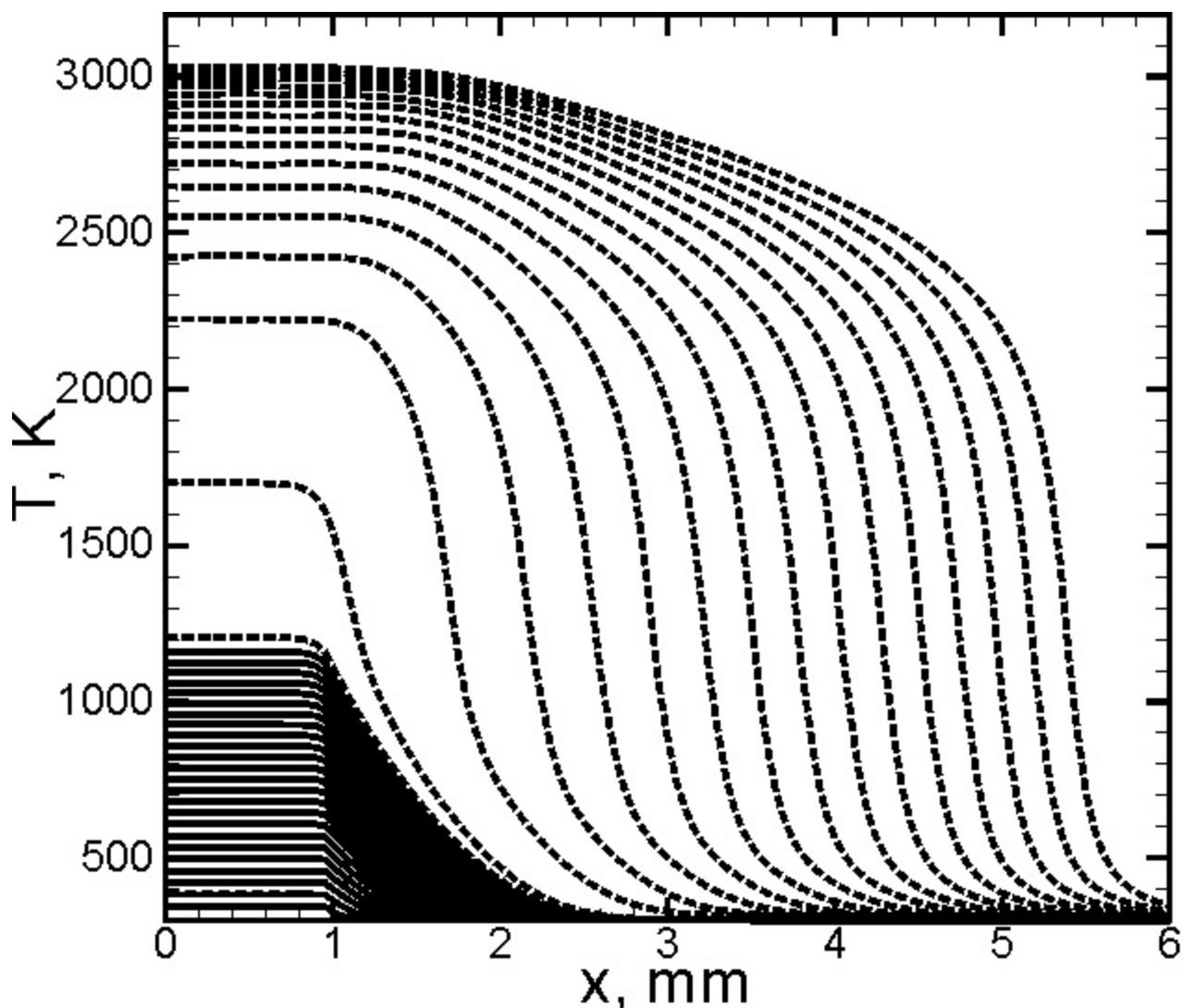


Рисунок 2.16 — Эволюция профилей температуры внутри и в окрестности горячего пятна на стадии энерговложения (сплошные линии) и стадии формирования волны горения (штриховые). $L = 1$ мм, $\Delta t_Q = 1000$ мкс. Профили представлены на различные моменты времени с интервалом в 5 мкс.

В области температур зажигания $\sim 1000 - 1200$ К время индукции при повышенных давлениях больше. В виду этого инициирование горения в условиях одного темпа энерговложения может происходить при более высоких температурах в случае повышенного давления (рисунок 2.17). С другой стороны в виду слабой зависимости коэффициента теплопроводности и скорости звука от давления протяженность формируемого градиента при тех же условиях энерговложения сохраняется. Но согласно критериям, представленным в разделе 2.2.3, для инициирования детонации при повышенном давлении требуется куда менее пологий (менее протяженный) температурный градиент, чем при атмосферном или пониженном давлении. Таким образом, при инициировании горения длительными маломощными импульсами энерговложения при повышенном давлении возможно формирование детонации.

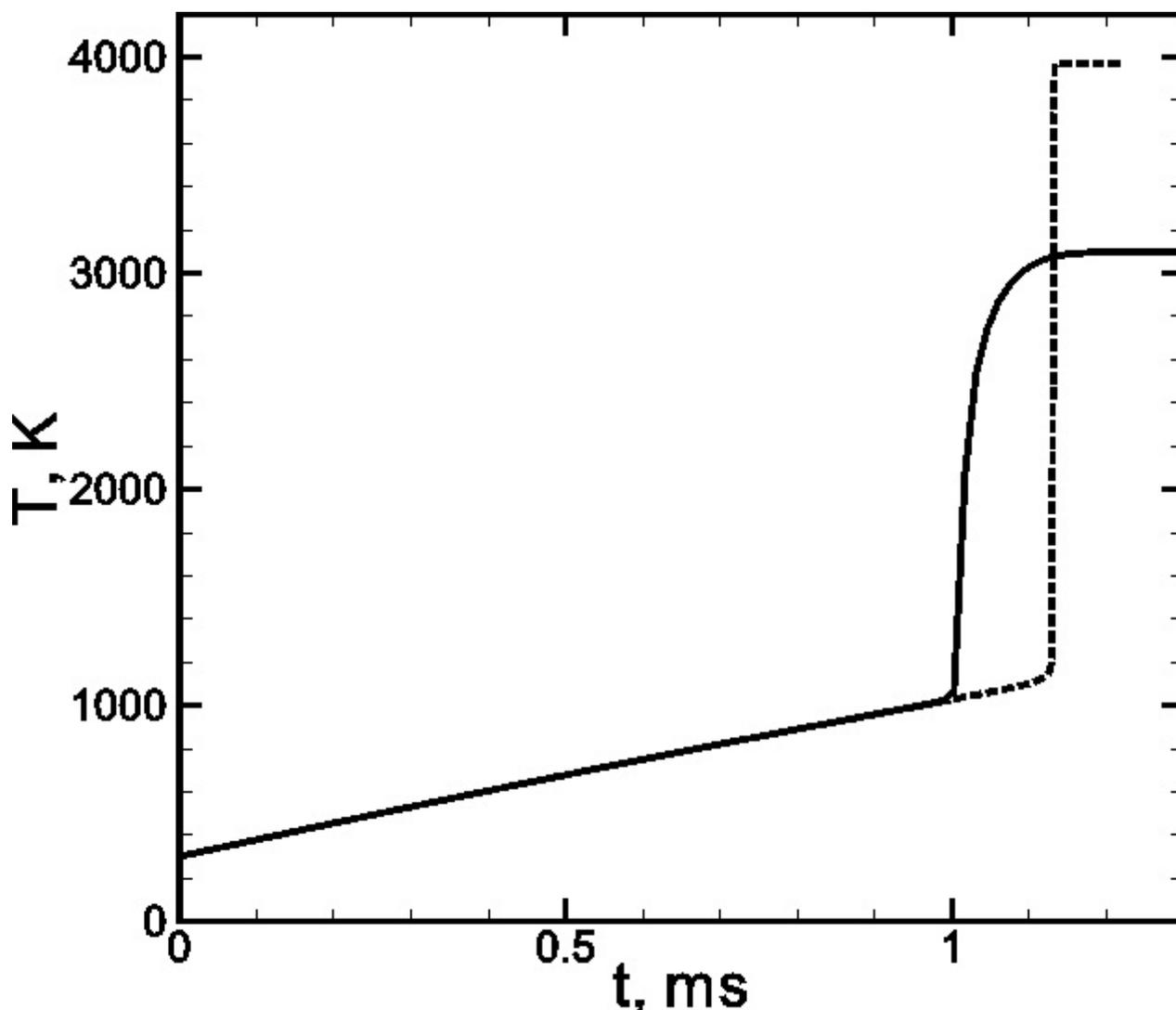


Рисунок 2.17 — Эволюция температуры в эпицентре горячего пятна в случае медленного вложения энергии ($t_a \ll \Delta t_Q$). $L = 1$ мм, $p_0 = 1$ атм (сплошная линия), $p_0 = 10$ атм (штриховая).

Полученные результаты позволяют оценить энергию, необходимую для инициирования того или иного режима горения. В то же время необходимо отметить, что экстраполяция полученных данных на трехмерный случай не даст хорошего согласия в виду наличия сугубо трехмерных эффектов, связанных с ослаблением ударной волны и усилением волны разгрузки при трехмерном разлете. Различие особенно принципиально для определения критической энергии формирования детонации, когда указанные эффекты являются определяющими. С другой стороны, с ростом различия между временем энерговложения и характерным акустическим временем ($\Delta t_Q < t_a$) (ростом интенсивности энерговложения) роль волны разгрузки в формировании режима горения ослабевает. Проведенные трехмерные расчеты в схожей с одномерной постановке (с заменой плоского нагретого слоя $x < L$ сферической областью радиуса $R = L$) при фиксированном времени энерговложения Δt_Q и различном объеме области энерговложения (различных L и t_a) показали, что для инициирования детонации при меньшем влиянии волны разгрузки требуется вложение меньшей энергии в тот же объем (рисунок 2.18). Оценкой нижнего предела инициирования детонации в водороде является энерговложение $\sim 10^{-2}$ мДж путем фокусировки субмикросекундного лазера в субмиллиметровой области [140], что согласуется с ходом полученной зависимости.

Согласно вышеизложенным результатам численного моделирования можно заключить, что в зависимости от параметров энерговложения (величины вкладываемой энергии, времени энерговложения и размера области энерговложения) возможны два основных механизма инициирования волн реакции: градиентный механизм Зельдовича [14] и объемный тепловой взрыв (представляющий одну из асимптотик механизма Зельдовича с градиентом нулевой крутизны). Для практически важных временных масштабов выделены следующие принципиальные сценарии воспламенения: 1) субмикросекундные импульсы энерговложения дают условия для теплового взрыва в объеме горячего пятна; 2) в результате микросекундных импульсов волной разгрузки создается градиент температуры и давления, инициирующий волну горения по механизму воспламенения Зельдовича на градиенте времени индукции; 3) в случае миллисекундных импульсов расширение нагретых газов ведет к формированию температурного градиента при практически постоянном давлении, и горение инициируется по механизму Зельдовича в классической постановке [14]. В трехмерном случае расходящаяся ударная волна ослабевает, а сходящаяся волна разгрузки усиливается. Это ведет

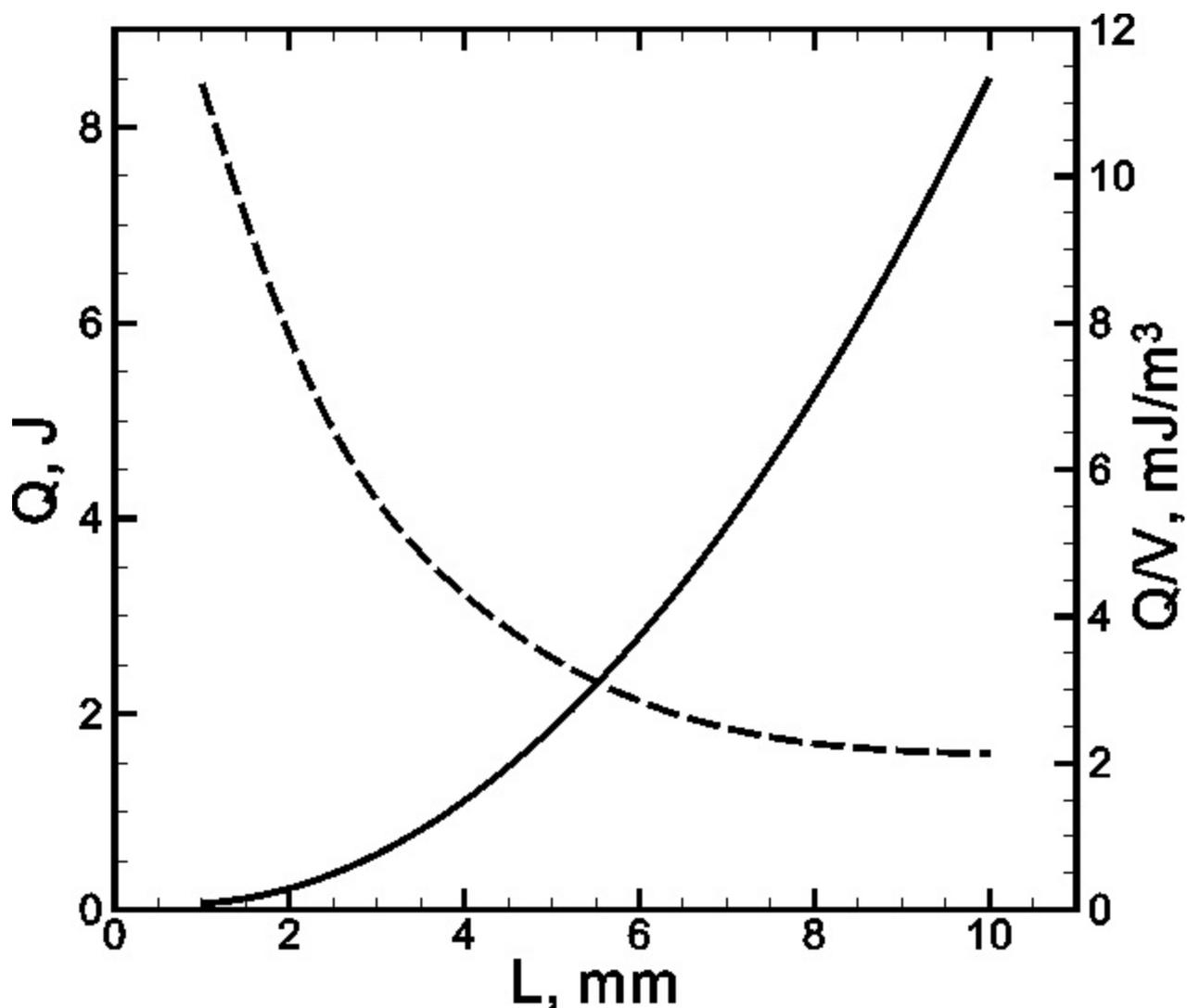


Рисунок 2.18 — Минимальная энергия, необходимая для инициирования детонации в водород-кислородной смеси, в зависимости от размера (радиуса) горячего пятна при фиксированном времени энерговложения $\Delta t_Q = 1$ мкс. Сплошная линия – полная вложенная энергия, штриховая – удельная энергия, приходящаяся на единицу объема.

к существенному падению температуры и давления в объеме горячего пятна на временах порядка акустического. Таким образом, по сравнению с одномерным случаем формируется менее интенсивный режим воспламенения. При этом, если режим горения проявляет меньшую чувствительность к объёмным потерям при энерговложении, то для получения детонации требуется существенное увеличение интенсивности энерговложения. Например, для $L = 1$ мм и $\Delta t_Q = 1$ мкс величина вкладываемой энергии должна быть на порядок (в 10–12 раз) выше той, что дает экстраполяция результатов одномерной модели (рисунок 2.19).

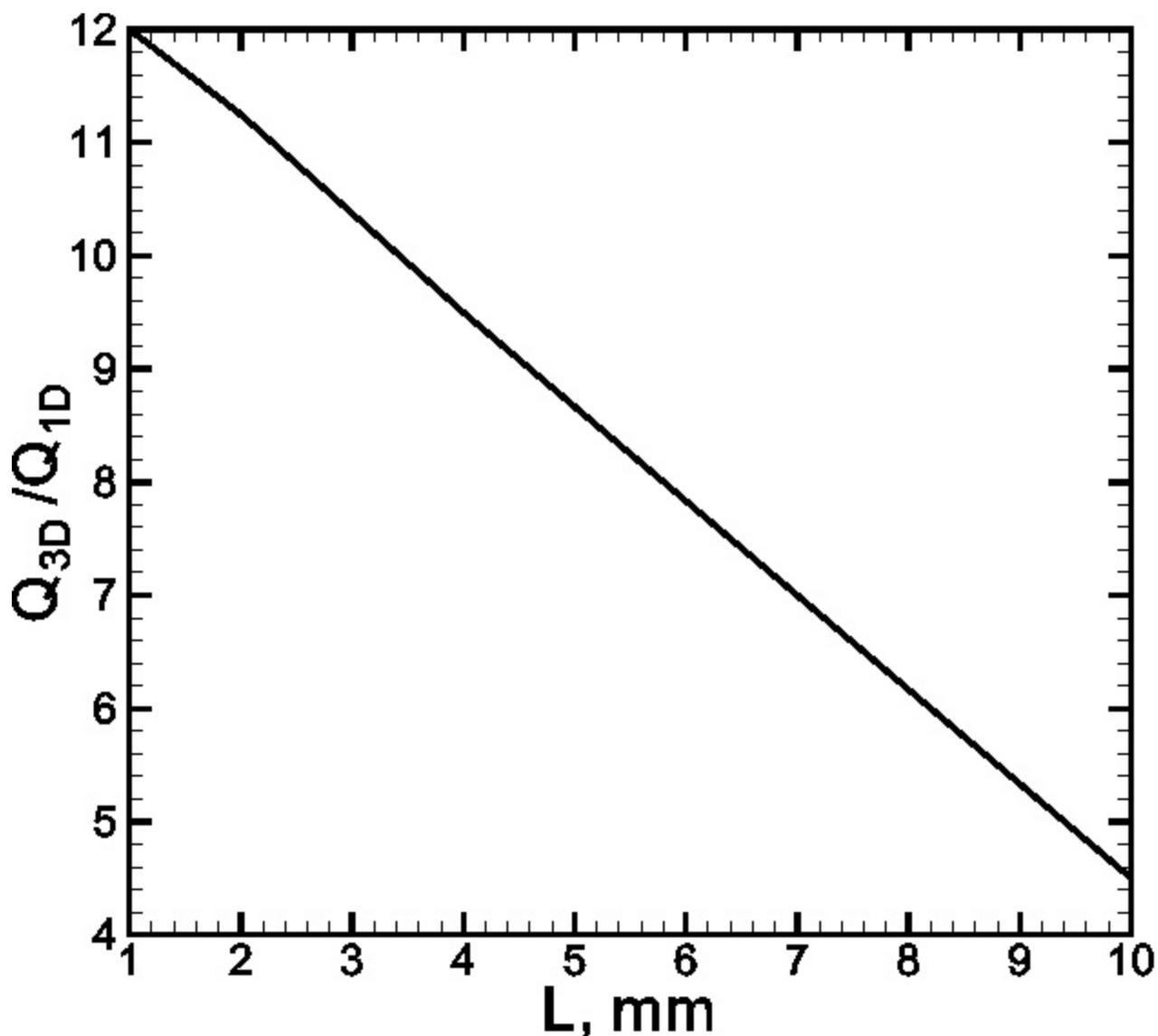


Рисунок 2.19 — Отношение энергий, необходимых для инициирования детонации в водород-кислородной смеси, полученных из трехмерной и одномерной моделей, в зависимости от размера горячего пятна. $\Delta t_Q = 1$ мкс.

2.3.3 Переходный режим инициирования детонации

Рассмотрим более подробно особенности формирования волн горения при использовании коротких высокомоощных импульсов энергии (случай $\Delta t_Q \leq t_{ign} \ll t_a$). Наибольшее внимание при этом будем уделять критерию формирования детонационной волны. Наиболее фундаментальным критерием инициирования детонационной волны является определение классической теории детонации — детонация возникает, если распространяющаяся по горючей смеси ударная волна способна передать смеси достаточное количество энергии в течение определенного промежутка времени [141]. Менее интенсивные ударные волны не

способны создать условия для формирования самоподдерживаемого детонационного комплекса, состоящего из ведущей ударной волны и фронта реакции. В связи с этим, основой построения критерия формирования детонационной волны является определение механизма формирования в системе ударной волны существенной интенсивности.

Как об этом уже сказано выше, в случае воспламенения источниками энергии высокой мощности температура внутри области подвода энергии растет совместно с давлением. Это, в свою очередь, определяет как условия воспламенения внутри “горячего пятна”, так и условия формирования ударной волны на его границе. После воспламенения смеси на границе “горячего пятна” формируется фронт реакции, распространяющийся в потоке за отходящей ударной волной. В зависимости от интенсивности ударной волны и соответствующего термодинамического состояния газа в потоке за ее фронтом, фронт реакции распространяется со скоростью, определяемой скоростью горения при заданных параметрах смеси и локальной скоростью потока. Чем меньше интенсивность ударной волны и соответствующая начальная скорость фронта реакции, тем меньше вероятность формирования детонации. В связи с этим можно определить нижний предел прямого инициирования детонации по энергии. При преодолении этого предела детонация формируется в результате развития переходного процесса, включающего возникновение фронта реакции и его распространение в потоке за отходящей ударной волной. Анализ расчетных данных указывает на то, что формирование детонации становится возможным, если начальная скорость фронта реакции становится порядка величины скорости звука в продуктах горения. В этом случае существенно снижается влияние волны разрежения, распространяющейся по продуктам горения, и становится возможным дальнейшее ускорение фронта реакции в потоке сжатой и нагретой горючей смеси. Рисунок 2.20 показывает характерные пути развития процесса воспламенения при использовании источников энергии высокой мощности в трех основных режимах, включающих прямое инициирование детонации за фронтом ударной волны (1), прямое инициирование детонации в результате нестационарного развития фронта реакции (2) и инициирование дефлаграции (3). В случае (1) детонация возникает непосредственно за фронтом сильной ударной волны, распространяющейся из области подвода энергии. В случае (2) фронт реакции формируется на контактной границе между свежей смесью и горячими продуктами горения и распространяется в потоке сжатой смеси за фронтом отошедшей ударной волны. Фронт реакции в этом

случае распространяется с локально сверхзвуковой скоростью по отношению к центру “горячего пятна”. Волна разрежения не успевает отразиться от центра и воздействовать на фронт реакции, что обеспечивает условия для дальнейшего его ускорения и формирования детонации непосредственно на фронте.

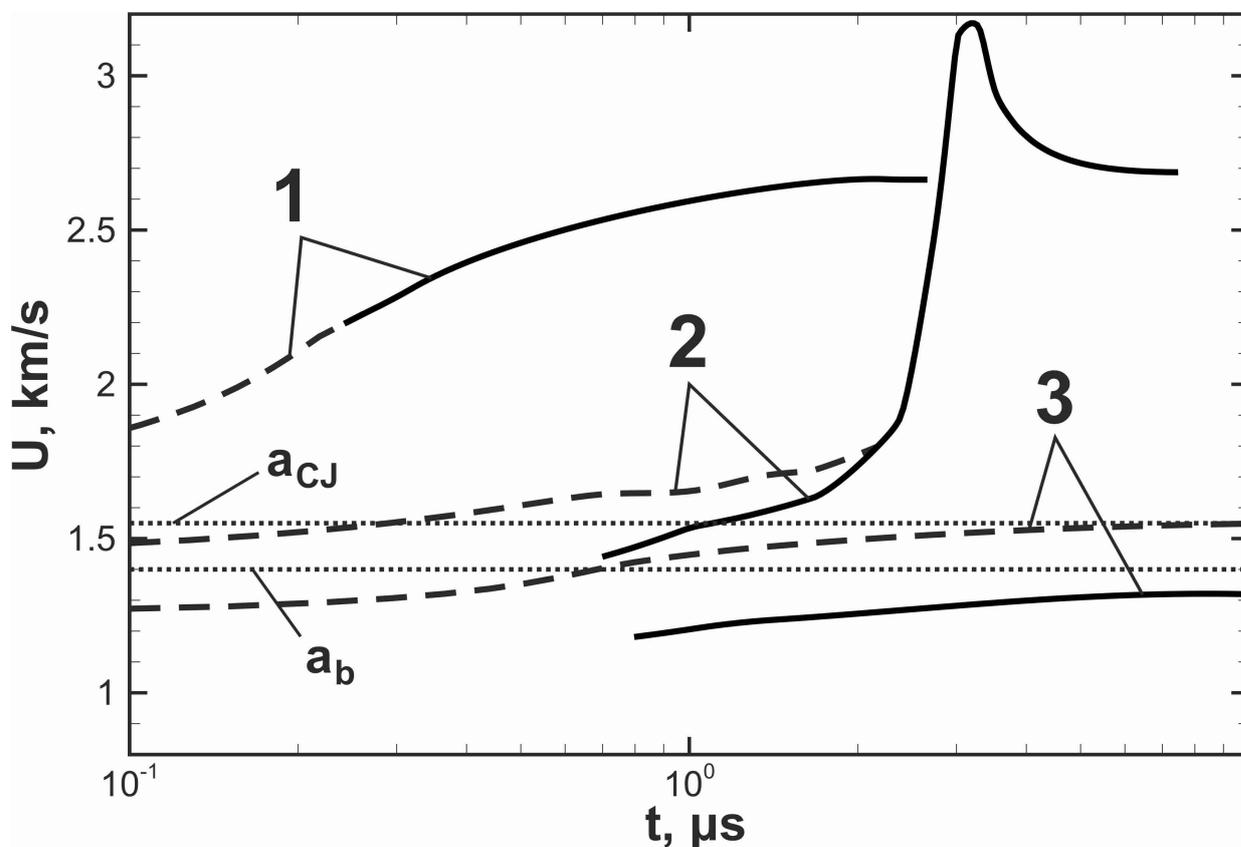


Рисунок 2.20 — Хронограммы скоростей ударной волны (штриховые линии) и фронта реакции (сплошные) в случае прямого инициирования детонации (1 и 2) и волны быстрого горения (3) в результате локального подвода энергии в плоской области протяженностью 4 мм в течение 0.1 мкс.

Важно отметить, что здесь природа формирования ударной волны, достаточной для инициирования детонации, напрямую связана с ускоренным характером развития фронта реакции. Ускорение волны реакции способствует ускорению потока перед ее фронтом и соответствующему дополнительному сжатию смеси [97], что, в частности, выражается в ускорении бегущей на расстоянии перед фронтом ударной волны (рисунок 2.20). Дополнительное сжатие смеси в области между ведущей ударной волной и фронтом реакции определяет ускорение реакции в этой области, а, следовательно, и ускорение фронта реакции, распространяющегося по предварительно сжатой смеси [142]. Таким образом, имеет место положительная обратная связь, определяющая совместное ускорение фронта реакции и непрерывное сжатие смеси на фронте. Результатом чего является

формирование ударной волны, достаточной интенсивности для формирования детонации. Аналогичный механизм (так называемый SWACER механизм) был предложен ранее в [143] на основе решения задачи о нестационарном около-предельном прямом инициировании детонации в приближении одноступенчатой кинетики. Стоит отметить, что качественно результаты [143] согласуются с полученными в рамках настоящего исследования в виду того, что в конкретной постановке задачи горение развивается на фоне уже предварительно сжатой смеси, что дает возможность пренебрежения учетом стадии индукции.

Отметим еще раз, что важным критерием возможности прямого инициирования детонации высоко мощным источником энергии является достижение начальной скоростью фронта реакции величины, превышающей скорость звука в продуктах горения. Выше этому дано исчерпывающее объяснение, заключающееся в исключении из рассмотрения волны разрежения, способной воздействовать на фронт реакции и затормозить его распространение. Экспериментально этот факт был явным образом продемонстрирован в работе [144], где интенсивность источника энергии варьировалась путем воздействия внешнего магнитного поля и было обнаружено, что факт успешного формирования детонации соответствует факту достижения начальной скоростью волны реакции величины скорости звука в продуктах горения.

2.4 Заключение к главе

В настоящей главе изложена систематизация ведущих физических механизмов, определяющих развитие процесса воспламенения при формировании неоднородностей температуры локальными источниками энергии. Представлена расширенная классификация режимов инициирования волн горения на заданном градиенте температуры для случая модельного описания кинетики горения на основе детального кинетического механизма. Продемонстрирована роль нестационарных газодинамических процессов, развивающихся на временах подвода энергии и дальнейшего нестационарного развития горения. На основе проведенного исследования сформулированы базовые механизмы формирования волн реакции, включая детонацию, при локализованном подводе энергии, а также критерий перехода к детонации при варьировании параметров источника энергии.

Глава 3. Воспламенение и детонация в ударных трубах.

Настоящий раздел диссертации посвящен исследованию особенностей воспламенения в ударных трубах. Рассмотрены режимы воспламенения за падающей и отраженной ударными волнами. При этом в случае воспламенения за отраженной ударной волной, в первую очередь внимание сосредоточено на режимах, так называемого, “мягкого” или очагового воспламенения, реализуемых при умеренных интенсивностях ударной волны и как следствие умеренных температурах воспламенения. Показано, что одну из основных ролей в формировании очагов воспламенения играет развитие гидродинамической неустойчивости в потоке за падающей ударной волной. В результате, в потоке формируются вихревые структуры, определяющие перераспределение энергии и формирование очагов повышенной температуры, в последствие определяющих развитие процесса воспламенения. На основе результатов численного моделирования показано, что в процессе воспламенения формируется волна экзотермической реакции, распространяющаяся в смеси, реагирующей при фоновой температуре. Аналогично тому, как это происходит в случае воспламенения локализованным источником энергии, рассмотренном в предыдущем разделе, волна реакции оказывается неустойчивой и в зависимости от интенсивности экзотермической реакции вырождается в волну дефлаграции или детонации. Пространственно неравномерная картина течения, характеризуемая последовательностью разнесенных в пространстве вихревых структур, определяет механизм многоочагового воспламенения, наблюдаемого экспериментально и ранее не получившего физической интерпретации.

Представленные в настоящем разделе материалы являются результатами исследований, проведенных автором и опубликованных в работах [XIV—XVIII; XXIII]. Исследования выполнены в соавторстве с И.С. Яковенко. Постановки задач сформулированы автором настоящего исследования. На защиту выносятся предложенные автором на основе проведенных исследований: (1) механизм формирования очагов воспламенения в ударных трубах через нестационарное развитие пограничного слоя за падающей ударной волной, (2) механизм формирования детонации посредством нестационарного развития волны реакции при очаговом воспламенении в ударных трубах.

3.1 Обзор режимов воспламенения газообразных смесей в ударных трубах.

Среди фундаментальных задач современной физики горения одним из наиболее актуальных является вопрос достоверного описания кинетики горения. Базовыми параметрами, характеризующими кинетику горения, являются время задержки воспламенения (или время индукции) и скорость энерговыделения в зоне реакции. Согласно современным представлениям достаточным является определить именно эти два параметра для описания возможных режимов горения, развивающихся в реагирующей системе.

Для всестороннего исследования возможных режимов воспламенения, горения и детонации принципиальным является детальное изучение взаимного влияния кинетики горения и развивающихся газодинамических явлений [119]. В виду того, что формирование потоков массы в процессе горения является прямым следствием экзотермической реакции в зоне горения, достоверное описание кинетики горения является первостепенным вопросом теории горения. Основой экспериментального определения кинетических характеристик горения реагирующей смеси является ее сжигание в специально разработанных реакторах. Как правило, реактор проектируется таким образом, чтобы по возможности исключить или, по крайней мере, минимизировать влияние газодинамических процессов на процесс воспламенения. На сегодняшний день, одной из наиболее распространенных экспериментальных постановок для измерения кинетических характеристик горючих газообразных смесей является воспламенение в ударной трубе. Согласно идеальной теории ударной трубы воспламенение инициируется в смеси, сжатой во фронте ударной волны. Соответственно, термодинамическое состояние смеси может быть точно определено по соотношениям Рэнкина-Гюгонио. При этом, подбирая параметры ударной волны можно обеспечить режимы с воспламенением за падающей ударной волной [145—147] или за ударной волной, отраженной от закрытого торца трубы [11]. В случае, когда задержка воспламенения смеси мала, и скорость реакции горения высока, газодинамический эффект мал, и возможным становится достоверное определение кинетических параметров воспламенения. В области параметров, соответствующих высокой скорости реакции горения (например, при высоких температурах воспламенения) экспериментальные данные достаточно хорошо согласуются с расчетами по современным кинетическим механизмам [148; 149]. Иная ситуация имеет место при исследовании

довании менее интенсивно реагирующих смесей (например, смесей при низких температурах воспламенения). В этом случае различия между экспериментальными измерениями и расчетами могут оказаться весьма значительными [148—151]. Целесообразно предположить, что это связано с развитием газодинамических процессов и их влиянием на процесс воспламенения, когда времена реакции становятся сравнимы с характерными временами эволюции потока. Альтернативным объяснением наблюдаемых расхождений являются ошибки кинетического описания реакций горения. В ряде работ для улучшения описания кинетических процессов предлагаются различные подходы коррекции констант скоростей реакций. В частности, широко распространена гипотеза о, так называемом, “отрицательном температурном коэффициенте” [152; 153]. Также, в рамках отдельных исследований рассматриваются вопросы коррекции констант скоростей реакции на основе квантовой поправки [154; 155]. Важно отметить, однако, что современное понимание физических процессов, развивающихся в реакторе на основе ударной трубы, позволяет обосновать различия между экспериментальными и расчетными данными без коррекции кинетической модели [156; 157]. В условиях, соответствующих низким скоростям реакции, воспламенение в ударной трубе происходит не в объеме, как то предсказывает идеальная теория ударной трубы, а в очагах конечного размера [11]. Такие очаги представляют собою области повышенной температуры на фоне среднего значения температуры газа, сжатого в ударной волне, и реакция горения в области повышенной температуры развивается быстрее, чем в окружающем объеме. При этом, конкретные механизмы формирования таких очагов до сих пор не получили должного детального изучения.

Рассмотрим случай воспламенения за падающей ударной волной, генерируемой в результате расширения толкающего газа в трубу, заполненную реагирующей смесью. Согласно идеальной теории ударной трубы сжатая смесь в области между ударным фронтом и контактным разрывом характеризуется равномерными распределениями температуры и давления. Смесь движется в трубе с той же скоростью, что и толкающий газ, и реакция начинается непосредственно на поверхности контактного разрыва. Воспламенение в соседних слоях реагирующей смеси возникает с задержкой, обеспечиваемой конечным значением скорости распространения ударной волны относительно свежей смеси. Процесс последовательного воспламенения, зарожденного на контактном разрыве и распространяющегося по смеси вслед за ударной волной, может быть описан в

рамках концепции Зельдовича о спонтанной волне горения, распространяющейся на фоне неравномерного пространственного распределения времени индукции [14]. Согласно этой концепции тепловой взрыв развивается в смеси с заданным градиентом реактивности в форме волнового процесса, представляющего собой последовательность независимых разнесенных в пространстве воспламенений. Скорость такой волны может быть рассчитана как $U_{sp} = (\text{grad}(\tau_{ind}))^{-1}$. В приближении одномерного течения за ударной волной скорость спонтанной волны равняется скорости ударной волны относительно сжатой смеси и оценивается как $U_{sp} = D - u_p$, где D – скорость ударной волны в лабораторной системе отсчета, а u_p – скорость потока сжатой смеси за фронтом ударной волны. В общем случае скорость спонтанной волны неограниченна. Согласно классификации Зельдовича, представленной в разделе 2.2.3 настоящей диссертации, в случае $U_{sp} < u_f$, где u_f – нормальная скорость горения, в результате воспламенения формируется классическая волна дефлаграции. Если $u_f < U_{sp} < a$, где a – скорость звука, волна дефлаграционного горения развивается в потоке за бегущей впереди волной сжатия. При более высоких значениях U_{sp} может сформироваться детонационная волна, как только U_{sp} превзойдет по величине скорость звука в продуктах горения (a_b). При $U_{sp} > D_{CJ}$ формируется, так называемая, волна недосжатой детонации, и, в конце концов, при $U_{sp} \rightarrow \infty$ развивается объемный тепловой взрыв. Важно отметить, что как режим дефлаграционного горения в потоке за волной сжатия, так и режим недосжатой детонации являются неустойчивыми. В первом случае, в зависимости от кинетических параметров реагирующей смеси дефлаграционная волна может ускориться или замедлиться в потоке за волной сжатия. В результате, соответственно либо имеет место переход к детонации, либо устанавливается медленный режим дефлаграционного горения. В случае недосжатой детонации, волна реакции стремится перейти в детонацию [158]. Отметим здесь, что здесь и ниже термин “неустойчивый” используется в данном контексте для обозначения нестационарного характера развития обсуждаемых режимов, являющихся всего лишь промежуточным решением. Существует лишь два устойчивых самоподдерживаемых режима распространения волны реакции: дефлаграция и детонация. В то же время, все промежуточные режимы стремятся перейти либо в дефлаграцию, либо в детонацию.

Дополнительный анализ потока за падающей ударной волной показывает, что за счет молекулярного переноса и конечной скорости реакции имеет место унос тепла от контактного разрыва. В результате формирование очага вос-

пламенения происходит на расстоянии перед контактными разрывом [159; 160]. Поскольку цепной механизм реакции играет важную роль в развитии процесса воспламенения, то и диффузия радикалов оказывает влияние на формирование очагов воспламенения [161]. В таких условиях реакция возникает локально и далее распространяется в форме волны на фоне равномерного температурного поля. Согласно теории, построенной Зельдовичем Я.Б. [142], если фоновая температура достаточно высока для независимого воспламенения смеси, то такого рода волны реакции могут распространяться практически с любой скоростью. При этом естественным ограничением существования высокоскоростных волн горения является формирование волн сжатия. Наиболее быстрая волна реакции представляет собою, так называемую, волну недосжатой или слабой (“weak”) детонации – сверхзвуковую волну горения, ведущую за собою волну сжатия. Такой двух-волновой комплекс по своей природе оказывается газодинамически неустойчивым и спонтанно переходит в детонацию [158; 162; 163].

Следует отметить, что, так как очаг воспламенения возникает в области между фронтом ударной волны и контактными разрывом, процесс воспламенения, равно как и последующий процесс развития волны реакции протекают в области, чувствительной к газодинамическим возмущениям, которые в свою очередь могут оказывать существенное влияние на развитие процесса [164; 165]. Ввиду этого, важная роль в формировании и развитии очагов воспламенения принадлежит нестационарным особенностям формирования потока в трубе за прошедшей ударной волной. Потери импульса за счет трения, равно как и потери тепла определяют торможение потока и формирование пограничного слоя. Пограничный слой развивается с учетом механизма газодинамической неустойчивости, определяющего утолщение пограничного слоя и перемешивание сжатого газа в ядре потока с газом, охлажденном вблизи боковой стенки трубы. В результате этого, определенная картина течения устанавливается в области между ударным фронтом и контактными разрывом. Структуры, возникшие в потоке, формируют газодинамическое сопло, что, в свою очередь, обеспечивает дополнительное ускорение газа в ядре потока [165]. Ускорение потока неразрывно связано с дополнительным сжатием газа, что оказывает влияние на формирование очага воспламенения и сам процесс воспламенения. Экспериментально эффект, связанный с дополнительным сжатием смеси, можно наблюдать на регистрируемых профилях давления за падающей ударной волной на стадии, предшествующей воспламенению [147]. Следует, однако, отметить, что такого рода рост давления

за ударной волной может быть также связан с горением, уже зародившимся и развивающимся в сжатой ударной волной реагирующей смеси. Так, например, в работе [145] с помощью теневой киносъемки было продемонстрировано ускорение потока после возникновения очага воспламенения.

Опишем следующий возможный сценарий, по которому развивается нестационарный режим воспламенения, регистрируемый экспериментально. Воспламенение возникает очаговым образом в результате интенсификации реакции горения в области пограничного слоя, где за счет трения имеет место диссипация кинетической энергии потока в тепло [166] и, более того, имеет место десорбция кислорода со стенки [167]. Также причиной формирования локальных очагов воспламенения могут явиться и другие погрешности в составе тестовой реагирующей смеси, включая инертные частицы пыли [168]. Далее, после воспламенения, волна реакции формируется и распространяется вдоль боковых стенок трубы. Расширение продуктов горения за фронтом реакции определяет сжатие и дополнительное ускорение свежей смеси перед фронтом горения, что отражается в приросте давления, регистрируемого датчиками давления. При этом, важно отметить, что при локализованном воспламенении, например, в области пограничного слоя, горение в объеме развивается в форме многомерного фронта, не охватывающего все сечение трубы. После того, как волна реакции развивается в детонационную волну на некотором расстоянии от эпицентра воспламенения, детонационная волна распространяется по еще непрореагировавшей смеси в направлении, противоположном распространению волны реакции. В результате, датчик давления регистрирует острый подъем давления в момент, когда сформированный детонационный фронт приходит в соответствующее сечение.

Интересно выделить случаи, в которых воспламенение за ударной волной возникает в нескольких разнесенных в пространстве очагах. Так, например, в работе [145] в смеси природного газа с кислородом наблюдался режим с последовательным воспламенением в нескольких очагах, разнесенных друг от друга на расстояние ~ 20 мм. В работе [146] наблюдался режим с формированием детонации в ацетилен-кислородной смеси, разбавленной азотом, в результате последовательности воспламенений, возникающих с временным интервалом ~ 25 мкс на расстоянии $\sim 5-8$ мм друг от друга. Согласно данным, полученным в конкретном случае, рассмотренном в работе [146], детонация формировалась только как результат трех последовательных локализованных воспламенений. В результате каждого локализованного воспламенения формировался новый фронт

реакции, развитие которого было подвержено в том числе воздействию акустических волн от возникшего ранее очага воспламенения. Рождение каждого следующего очага обеспечивает увеличение выхода энергии в единице объема в единицу времени, что в свою очередь определяет дополнительное ускорение потока. При этом развитие каждого из очагов подвержено воздействию со стороны внешнего эволюционирующего течения [169]. В дополнении к переносу очага в направленном потоке, также имеет место растяжение очага и его деформация за счет взаимодействия с развивающимся пограничным слоем. Это ведет к еще большему ускорению фронта реакции и в итоге к формированию детонации. Такого рода сценарий взаимного совместного ускорения потока и фронта реакции может также наблюдаться в сужающихся каналах [170] или в случае, когда поток изначально формируется в результате инициирования экзотермической реакции. Так, например, последний случай может быть реализован при перепуске детонационной волны из более химически активной смеси в менее активную [171] (аналогичная постановка задачи также может применяться при исследовании сильных ударных волн в химически активных или инертных средах [172]). В такой постановке задачи, воспламенение происходит в форме очагов за фронтом ударной волны, формируемой расширяющимися продуктами детонации. При этом с самого начала процесса на контактном разрыве формируется фронт реакции. Как отмечалось выше, такой фронт реакции, распространяющийся в потоке за ударной волной, является неустойчивым и подвержен ускорению. Ускорение фронта реакции обеспечивает дополнительное сжатие свежей смеси, что приводит к ее воспламенению, несмотря на то, что сжатие в ведущей ударной волне оказывается недостаточным для воспламенения на рассматриваемых временных масштабах. При ускорении волны реакции сжатие свежей смеси может приводить к формированию новых ударных волн перед фронтом реакции [2]. Так, например, в часто рассматриваемой задаче ускорения пламени в канале от закрытого торца имеет место немонотонное ускорение пламени, что ответственно за генерацию, по меньшей мере, двух ударных волн в потоке перед ускоряющимся фронтом пламени [2]. Согласно данным, представленным в работе [7] среди разнообразных сценариев развития процесса локальное воспламенение может возникнуть в результате пересечения двух ударных волн. Аналогичный сценарий наблюдался экспериментально в работе [8] и анализировался численно в работах [173] и [174]. Близкий сценарий так же может наблюдаться при инициировании детонации с использованием локализованных источников энергии [175; 176] (см. также

раздел 2.3 настоящей диссертации). Неравномерный разогрев среды в ограниченной области пространства определяет генерацию механических возмущений в окружающей среде [177]. Взаимодействие этих возмущений способствует локальному разогреву реагирующей смеси, что может привести к формированию нового очага воспламенения. Таким образом, реакция распространяется в пространстве посредством последовательности воспламенений, воздействие которых друг на друга путем излучения механических возмущений в конечном итоге приводит к формированию детонации [175; 176], [XI].

Важно отметить, что рассматриваемая задача о воспламенении за ударной волной является принципиальной для решения задачи устойчивости детонации. В предельном случае достаточно быстрой экзотермической реакции с коротким временем задержки воспламенения, газодинамические возмущения на масштабах зоны реакции определяют формирование волновых структур на фронте детонации (“детонационные ячейки”) [178]. Такое заключение было сформулировано в работе [178], где был проведен разносторонний анализ спонтанного горения в различных постановках, включая воспламенение за сильной ударной волной, способной вести детонацию. Современные вычислительные методы позволяют детально анализировать нестационарные процессы, развивающиеся на фронте детонационной волны, включая очаговое воспламенение и последующую генерацию поперечных ударных волн в потоке за ведущей ударной волной [179—181]. Именно эти нестационарные процессы поддерживают распространение детонационной волны, являющейся неустойчивой по своей природе. С другой стороны, все эти механизмы могут привести к распаду детонации, например, в случае неоднородного пространственного распределения реагента [182].

Несмотря на то, что в литературе освещен достаточно большой объем информации по различным аспектам процесса воспламенения за прошедшей ударной волной, на сегодняшний день нет полного и всестороннего понимания этого процесса. При этом, всесторонний анализ физических механизмов, определяющих воспламенение в ударных трубах, является крайне важным для интерпретации экспериментальных данных, получаемых в реакторах на основе ударной трубы. В виду этого, основной целью исследования, изложенного в настоящей главе диссертации, является проведение детального анализа и описания газодинамических и кинетических процессов, развивающихся в потоке за прошедшей ударной волной. Четкое понимание роли всех вовлеченных в процесс физических механизмов, равно как и взаимодействий между ними, является

новым шагом в разработке модели, всесторонне описывающей явление воспламенения в ударных трубах и реакторах других типов.

3.2 Особенности постановки задачи численного моделирования.

Основной целью исследования являлось дать систематическое описание элементарных газодинамических и кинетических процессов, вовлеченных в процесс воспламенения за ударной волной, распространяющейся в трубе. Для достижения этой цели была проведена серия одно-, двух- и трехмерных расчетов. Следует отметить, что, как правило, предшествующие настоящей работе численные исследования, посвященные задаче воспламенения за прошедшей ударной волной, выполнялись исключительно в одномерной постановке (см. например [183; 184]), что в значительной мере ограничивает понимание отдельных аспектов. Так, например, одномерное решение не позволяет выявить особенности эволюции течения внутри ударной трубы, тогда как согласно сказанному выше именно нестационарное развитие многомерного течения определяет механизмы формирования неоднородностей потока, включая очаги воспламенения.

Рассмотрим следующую постановку задачи (рисунок 3.1). Канал разделен на две секции. Первая заполнена толкающим газом при повышенном давлении (гелием при давлении $p = 4.0 - 4.5$ атм). Вторая – тестовой реагирующей смесью при пониженном давлении (стехиометрическая водород-кислородная смесь, разбавленная аргоном до 10% концентрации реагирующей смеси в инертном газе, $p = 0.1$ атм). Дополнительно рассматривалась также 10% смесь, разбавленная азотом. При этом для получения тех же самых параметров за падающей ударной волной требовалось использовать толкающий газ под еще более высоким давлением (гелий под давлением $p \sim 25.0$ атм). В начальный момент времени камеры ударной трубы разделены бесконечно тонкой диафрагмой, раскрываемой мгновенно в момент времени $t = 0$. Без сомнения, процесс раскрытия диафрагмы играет важную роль в начальной стадии формирования потока внутри камеры низкого давления [165; 185–187]. При этом важно отметить, что при изучении процесса воспламенения в ударной трубе возможны два принципиально различных режима воспламенения: жесткое воспламенение (“strong ignition”) и мягкое (“mild ignition”). Жесткое воспламенение как правило реализуется в высоко ак-

тивных смесях (например, в водород-кислородной смеси при температуре выше 1000–1100 K). В этом температурном диапазоне характерные химические времена (такие как, например, задержки воспламенения) оказываются много меньше характерных газодинамических временных масштабов. Более того, их зависимость от температуры в этом диапазоне достаточно слаба (менее 10 мкс на 100 K). В связи с этим температурные возмущения, формируемые в процессе разрыва диафрагмы привносят весьма малый эффект по сравнению с ошибками измерений.

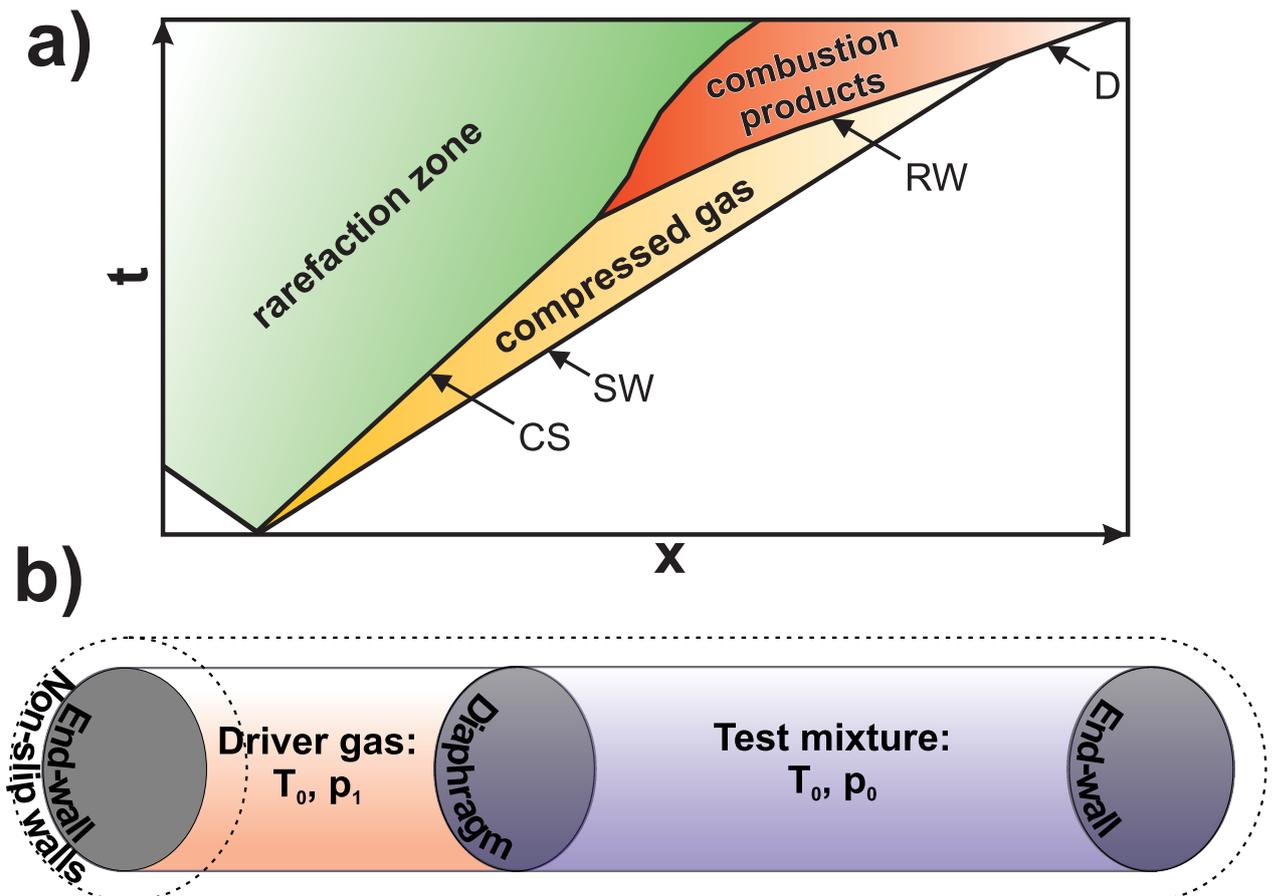


Рисунок 3.1 — Картина течения в ударной трубе (a) и постановка задачи (b). CS – контактный разрыв, SW – ударная волна, RW – волна разрежения, D – детонация.

Случай мягкого воспламенения имеет место в диапазоне относительно протяженных времен задержки воспламенения, и, как правило, воспламенение имеет локальный характер, зарождаясь в очагах, сформированных в результате эволюции течения на временных масштабах, значительно превышающих характерное время разрыва диафрагмы. Несомненно, температурные возмущения, формируемые в ядре потока в процессе разрыва диафрагмы, имеют весьма протяженные времена жизни и, более того, могут усиливаться со временем за счет диссипации кинетической энергии в тепло в области сдвигового течения. Однако, как это будет показано ниже, сдвиговые течения в первую очередь формируются вблизи

боковой стенки канала. Именно в этой области диссипация кинетической энергии потока является наиболее интенсивной, что приводит к локальному искажению профиля температуры. В виду этого, область наиболее вероятного формирования очагов воспламенения не зависит от характера разрыва диафрагмы. Разумеется, может наблюдаться определенный разброс в величине максимальной локальной температуры смеси, однако, рассмотрение случая без учета особенностей разрыва диафрагмы представляется вполне обоснованным в качестве первого приближения. Целью исследования является в первую очередь описание процесса на качественном уровне, и представляется, что такое упрощение не даст существенного искажения такого описания.

В рамках настоящего исследования были проведены следующие серии расчетов:

1) Расчеты без учета химических превращений проводились в двух- и трехмерных постановках с заданием адиабатических и изотермических граничных условий на стенках. При этом трехмерные расчеты проводились для трех различных геометрий (рисунок 3.2): распространение ударной волны вдоль плоскости, распространение ударной волны вдоль пересечения двух плоскостей (вдоль ребра), распространение ударной волны в трубе круглого сечения. Расчетная серия без учета химических превращений позволила выявить особенности эволюции потока и сформулировать механизмы формирования “горячих пятен” как возможных очагов воспламенения. Двухмерные расчеты проводились в плоской геометрии, что в купе с результатами трехмерных расчетов позволило выявить особенности развития потока на различных стадиях. При этом, как будет показано ниже, было выявлено, что в большей степени для задач воспламенения в очагах интерес представляет начальная стадия нелинейного развития возмущений в пограничном слое, что позволяет ограничиться двухмерным представлением при постановке задачи о воспламенении в реагирующем потоке.

2) Расчеты с учетом химических превращений проводились в двухмерной плоской постановке.

3) В дополнении к двухмерным расчетам процесса воспламенения за падающей ударной волной были проведены также одномерные расчеты, позволившие в явном виде продемонстрировать сходства и отличия в развитии процесса воспламенения и формирования детонации в одно- и двухмерном приближениях.

Химическая кинетика моделировалась с использованием детального кинетического механизма из работы [80]. Для решения системы уравнений

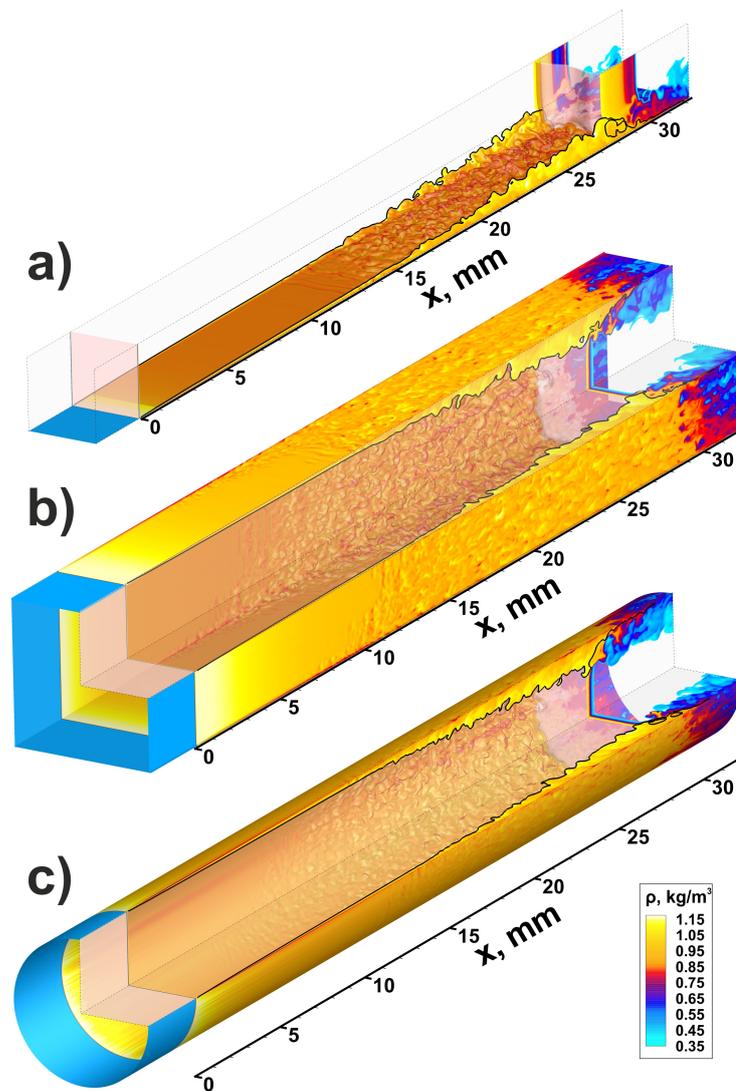


Рисунок 3.2 — Поля течений за ударной волной, распространяющейся вдоль плоской пластины (а), внутри канала квадратного сечения (b) и внутри трубки круглого сечения (с). Для визуализации пространственных структур потока вблизи стенок используется изоповерхность плотности 1.1 кг/м^3 , показанная красной полупрозрачной поверхностью. Для визуализации поверхности контактного разрыва — изоповерхность плотности 0.8 кг/м^3 , показанная белой полупрозрачной поверхностью. Цветом показано поле плотности. $x = 0$ соответствует положению фронта ударной волны. Показан случай со скоростью ударной волны $D = 675 \text{ м/с}$. В направлении всех трех осей использован один и тот же пространственный масштаб.

газодинамики реагирующего течения использовался бездиссипативный вычислительный алгоритм КАБАРЕ [82]. Согласно дополнительному исследованию, проведенному в рамках работ [XIV; XV], было продемонстрировано, что выбранный вычислительный алгоритм и его реализация обеспечивают высокую степень точности расчетов согласно сформулированной постановке задачи. В

рамках исследования особенностей экспериментальной регистрации режимов формирования детонации, результаты которого изложены в разделе 3.7, также использовался вычислительный алгоритм на основе эйлерово-лагранжева метода [81]. Этот метод не позволил воспроизвести особенности развития структуры пограничного слоя, однако, полученные на основе двумерного расчета с адиабатическими стенками качественные результаты позволили весьма правдоподобно продемонстрировать особенности инициирования детонации в результате воспламенения в локализованном очаге, формируемом в потоке за ударной волной.

3.3 Эволюция пограничного слоя в потоке за падающей ударной волной.

Рассмотрим поток, формируемый в трубе после прохождения ударной волны. Сжатая смесь вовлечена в движение со скоростью $u_p < D$, возникающее в результате расширения толкающего газа из камеры высокого давления в трубу. Причем, газ в ядре потока движется именно с этой скоростью, тогда как газ близи стенок тормозится за счет трения о стенки, и на стенках формируется пограничный слой, в котором часть кинетической энергии диссипирует в тепло. Целесообразно рассмотреть эволюцию потока в рамках классической теории неустойчивости пограничного слоя при обтекании поверхности [188]. При этом удобно рассмотреть поток в системе координат, связанной с фронтом ударной волны. В такой системе координат газ движется вдоль поверхности со скоростью $u = u_p - D$, и проведенные расчеты показывают, что эволюция пограничного слоя хорошо согласуется с положениями классической теории неустойчивости пограничного слоя. Как можно видеть из анализа данных, представленных на рисунке 3.3 развитие неустойчивости начинается на определенном расстоянии за ударным фронтом. На ранней стадии формируются коротковолновые возмущения, в трехмерном случае представляющие собою роликовые вихри, растущие со временем в виду диффузии завихренности. Такие вихри, в конечном счете, оказываются неустойчивыми и со временем деформируются [189—191]. На последующей стадии вихри отрываются и перестраиваются в, так называемые, “шпилькообразные” структуры (“hairpins”). Развитие таких структур с учетом их взаимодействия друг с другом ведет к формированию сложной многомерной

структуры потока, называемой “hairpin forest” и рассматриваемой как ранняя стадия перехода к турбулентности.

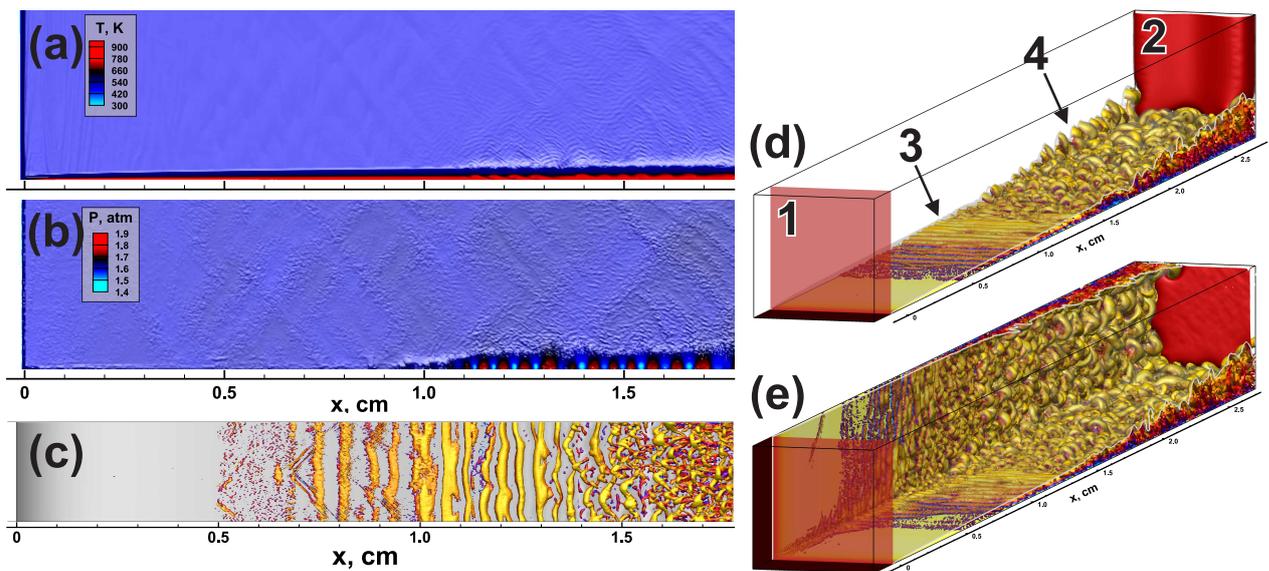


Рисунок 3.3 — Структура потока за прошедшей ударной волной в двухмерном канале (a), (b), за ударной волной, распространяющейся вдоль плоской поверхности (c), (d) и за ударной волной в трехмерном канале квадратного сечения (e). На сегменте (a) показано поле температуры, на (b) – поле давления. Поверхности на сегментах (c)–(e) – изоповерхности Q критерия $Q = 0$. Цветом на сегментах (c)–(e) показано поле температуры с использованием той же самой цветовой палитры, что и на сегменте (a). 1 – ударный фронт; 2 – контактный разрыв; 3 – роликовые вихри; 4 – “hairpin forest”. $x = 0$ соответствует положению ударного фронта. Случай ударной волны, распространяющейся со скоростью $D = 675$ м/с. Показаны результаты расчетов с адиабатическими стенками.

В дополнении к описанию структуры течения на качественном уровне была проведена количественная оценка параметров, характеризующих развитие неустойчивости. Согласно теоретическому описанию процесса зарождения и развития неустойчивости существует характерная ширина пограничного слоя (δ_{cr}), при которой поток внутри пограничного слоя становится неустойчив. Соответствующее минимальное число Рейнольдса вдоль поверхности оценивается как $Re_{cr} = 420$ [188]. На рисунке 3.4 представлено рассматриваемое здесь решение в плоскости параметров $Re^* - \alpha\delta^*$ на фоне решения для потока вдоль плоской поверхности, полученного в [188] (штриховая линия). Здесь α – волновое число, соответствующее минимальной длине волны возмущения, вовлеченного в развитие неустойчивости, δ^* – ширина вытеснения, а $Re^* = |D - u_p|\delta^*/\nu$, где ν –

кинематическая вязкость. Полученные расчетные данные по области неустойчивости пограничного слоя за прошедшей ударной волной в терминах критических значений Re^* и соответствующих длин волн находятся в хорошем соответствии с теоретическими данными (рисунок 3.4). При значениях α и Re^* за пределами области неустойчивости, показанной на рисунке 3.4, поток за прошедшей ударной волной оказывается устойчив. Устойчивые режимы течения наблюдались как в случае относительно слабых ($D < 570$ м/с), так и в случае сильных ударных волн ($D > 900$ м/с). В устойчивых случаях наблюдалось лишь зарождение и распространение волнового процесса вдоль пограничного слоя. Роста возмущений и их перестройки в вихревые структуры в этих случаях не наблюдалось, так как величина $\alpha\delta^*$ оказывалась меньше нижней границы неустойчивости (нижняя часть штриховой линии на рисунке 3.4). По истечении определенного периода времени эти возмущения затухали. Интересно отметить, что в случае круглой трубы и в области течения внутри угла (в канале квадратного сечения) значение δ_{cr} достигалось на более коротком расстоянии за ударной волной и по порядку величины было меньше из-за многомерных взаимодействий внутри пограничного слоя. Аналогичное верно и для величины Re^* , в связи с чем при переходе к таким геометриям решение смещалось в область меньших Re^* (рисунок 3.4). Следует, однако, отметить, что даже в условиях развития потока внутри угла на стыке двух плоскостей решение не достигает левой границы области неустойчивости. Данные для труб круглого сечения лежат между решениями для плоской поверхности и геометрии с углом. В связи с этим можно заключить, что поток внутри круглых труб развивается по тем же газодинамическим механизмам, что и в каналах прямоугольного сечения. Можно заметить, что область неустойчивости при умеренных значениях Re^* несколько шире при варьировании $\alpha\delta^*$, чем в случае малых значений Re^* . В связи с этим можно сделать вывод, что в широких трубах область неустойчивости оказывается шире, чем в узких (рисунок 3.4).

В виду приведенных здесь оценок разумно заключить, что эволюция течения в трубе за прошедшей ударной волной полностью определяется особенностями поведения классического решения об обтекании плоской пластины. При этом важно отметить, что структуры в течении (роликовые вихри), во многом определяющие последующую эволюцию течения и, в конце концов, формирование очагов воспламенения в первую очередь связаны не с развитой турбулентностью, а с переходной стадией развития пограничного слоя.

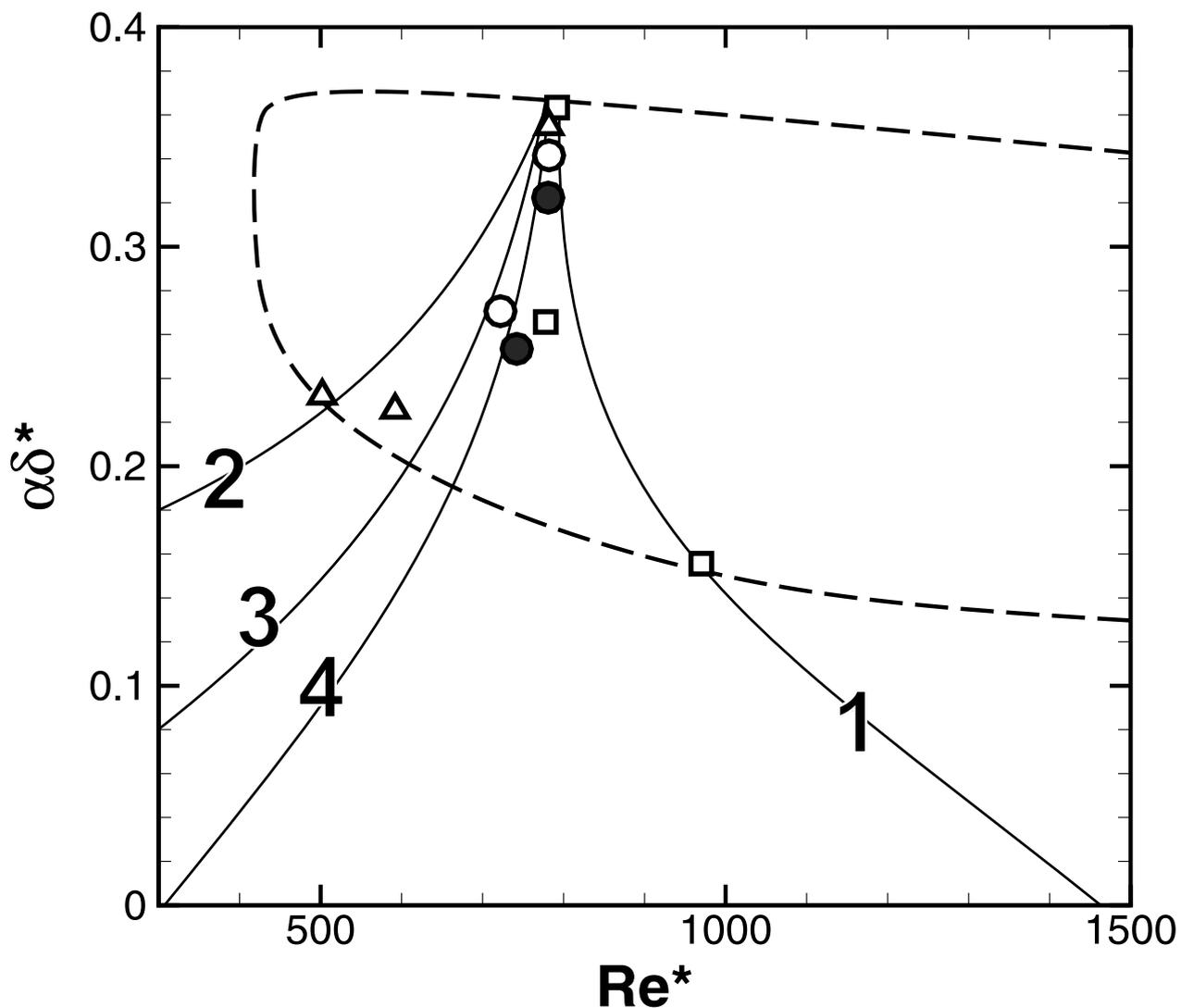


Рисунок 3.4 — Полученные численно решения задачи о развитии потока за прошедшей ударной волной на плоскости $Re^* - \alpha\delta^*$. Квадраты – ударная волна распространяется вдоль плоской пластины, треугольники – вдоль угла, пустые круги – в трубе радиусом 2.5 мм, заполненные круги – 3.75 мм. Штриховая линия – граница области неустойчивости, полученная согласно теоретическому анализу [188]. Линии 1–4 – аппроксимации представленных данных для плоской пластины (1), угла (2) и труб круглого сечения радиусами 2.5 мм (3) и 3.75 мм (4).

Рассмотрим теперь подробно структуру температурного поля, формируемого в результате развития пограничного слоя. В виду того, что пограничный слой по своей природе является сдвиговым слоем, разумно полагать, что температура газа, заторможенного внутри пограничного слоя, должна быть выше температуры в ядре потока. И это, в самом деле, так в случае адиабатических стенок. Однако, практически все тепло, приобретенное за счет диссипации, передается стенкам, если учесть потери тепла на них (например, используя изотермические граничные условия на стенках) (рисунок 3.5). Более того, нагрев в ударной волне также рас-

ходует на передачу тепла стенкам, что можно наблюдать по спаду температуры в области $x > 1$ см на рисунке 3.5. Однако, роликовые вихри все еще представляют собою области локально повышенной температуры, что также можно наблюдать, анализируя профили, изображенные на рисунке 3.5. В анализируемом случае пространственный масштаб, характеризующий размеры роликовых вихрей, оценивается как 2 мм, что соответствует длине волны в области развитой неустойчивости пограничного слоя. Анализ длин волн, вовлеченных в развитие неустойчивости, показывает, что до момента отрыва вихрей и формирования “hairpin forest” указанная длина волны является максимальной. В свою очередь, структура течения “hairpin forest” характеризуется более коротковолновыми масштабами, что является естественным для переходной области от неустойчивости к турбулентности. Полученный характерный масштаб температурных неоднородностей, ассоциированный с формированием роликовых вихрей (2 мм), вполне достаточен для формирования очага устойчивого воспламенения [XX]. Таким образом, представляется, что одним из ведущих механизмов формирования очагов воспламенения в потоке за прошедшей ударной волной является зарождение и развитие неустойчивости пограничного слоя.

3.4 Иницирование горения за падающей ударной волной и формирование детонационной волны.

Рассмотрим теперь процесс воспламенения и развития горения в потоке за прошедшей ударной волной. Начнем с анализа одномерного решения. Как об этом уже было сказано выше, в идеальном случае реакция должна начаться непосредственно на контактном разрыве. Однако, благодаря уносу тепла, равно как и диффузии радикалов из зоны реакции на контактном разрыве, очаг экзотермической реакции наблюдается, как правило, на определенном расстоянии перед контактными разрывом [159—161]. Рисунок 3.6 показывает структуру очага воспламенения, формируемого непосредственно перед контактными разрывом. На рисунке 3.6 можно наблюдать рост концентраций радикалов OH и HO_2 , что иллюстрирует развитие химических реакций на стадии индукции. Причем, локальный максимум радикала OH смещается со временем в направлении от контактного разрыва, что иллюстрирует эффект теплового и диффузионного пере-

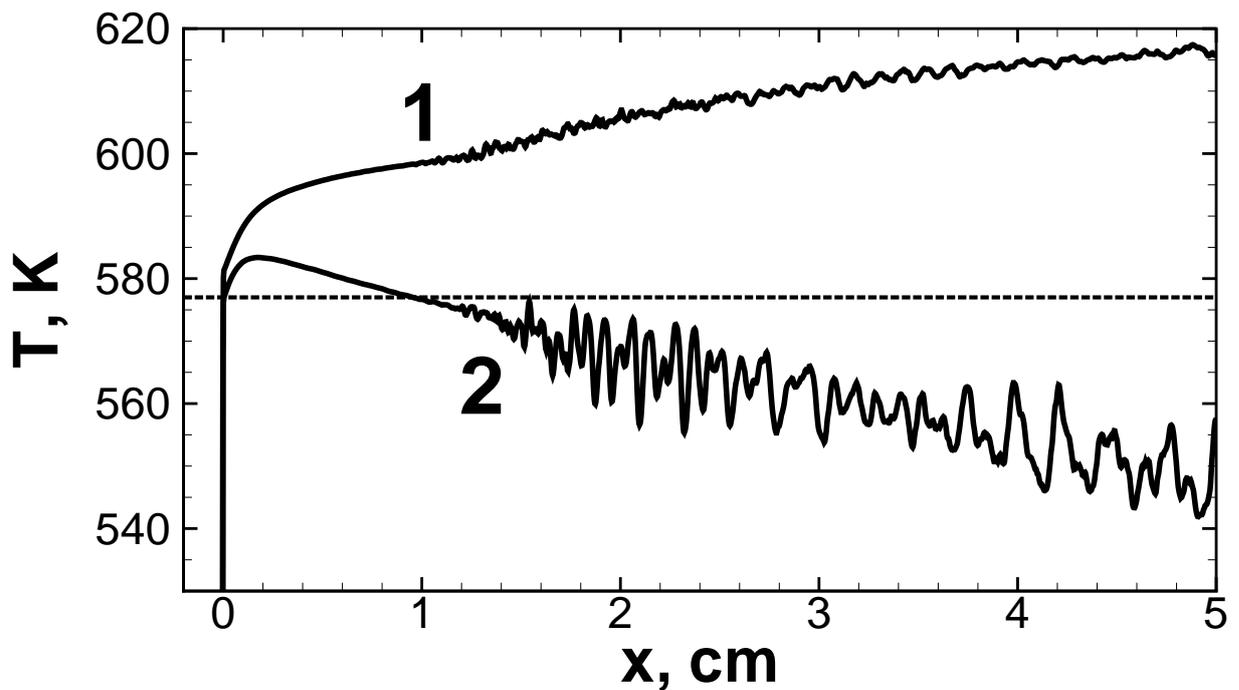


Рисунок 3.5 — Профили температуры за ударной волной в фиксированный момент времени в случае адиабатических (1) и изотермических стенок (2). Профили осреднены по временному интервалу в 50 мкс и по параллельному стенке слою толщиной 1 мм. Штриховая линия показывает значение температуры, соответствующее одномерному решению. $x = 0$ — положение фронта ударной волны. Случай ударной волны, распространяющейся со скоростью $D = 675$ м/с.

носа из области, где реакция уже началась. Помимо этого, можно наблюдать, что пространственный масштаб очага воспламенения растет со временем, и к концу стадии индукции характерный размер очага воспламенения составляет величину порядка 1 мм. Следует отметить, что стадия индукции протекает практически изотермически, в связи с чем, нет заметного перераспределения тепла в области очага воспламенения до момента времени 210 мкс. Из анализа рисунка 3.6b можно видеть, что на позднем этапе стадии индукции (начиная с момента времени 210 мкс) концентрация радикала HO_2 достигает некоего стационарного уровня. Известно, что в кинетике окисления водорода радикал HO_2 определяет обрыв цепей, поэтому видимое насыщение его концентрации, на самом деле, указывает на то, что началась экзотермическая стадия реакции. Эта стадия в большей степени определяется обрывом цепей, рекомбинацией радикалов, накопленных на стадии индукции, и соответствующим высвобождением энергии. За последние два из приведенных на рисунке 3.6 интервала времени (от 230 до 250 мкс) температура

внутри очага воспламенения возрастает от ~ 1030 К до ~ 1050 К. После этого происходит формирование фронта реакции, что продемонстрировано на рисунке 3.7.

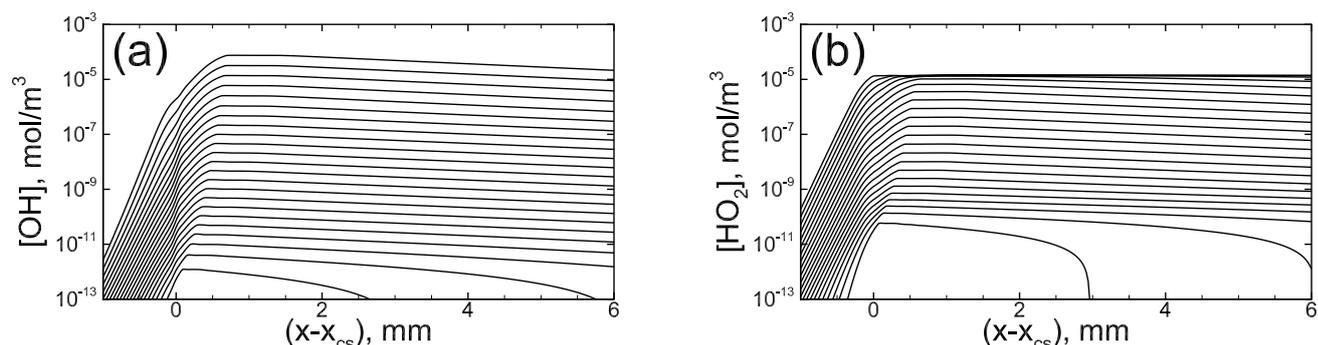


Рисунок 3.6 — Развитие очага воспламенения непосредственно перед контактным разрывом ($x = x_{cs}$) на стадии индукции. Профили концентраций радикалов OH (a) и NO_2 (b) показаны на последовательные моменты времени от 10 до 230 мкс с временным интервалом в 10 мкс. $p_0 = 0.1$ атм, $p_{\text{He}} = 4.5$ атм, $T_0 = 300$ К, $p_s = 1.17$ атм, $T_s = 1032$ К.

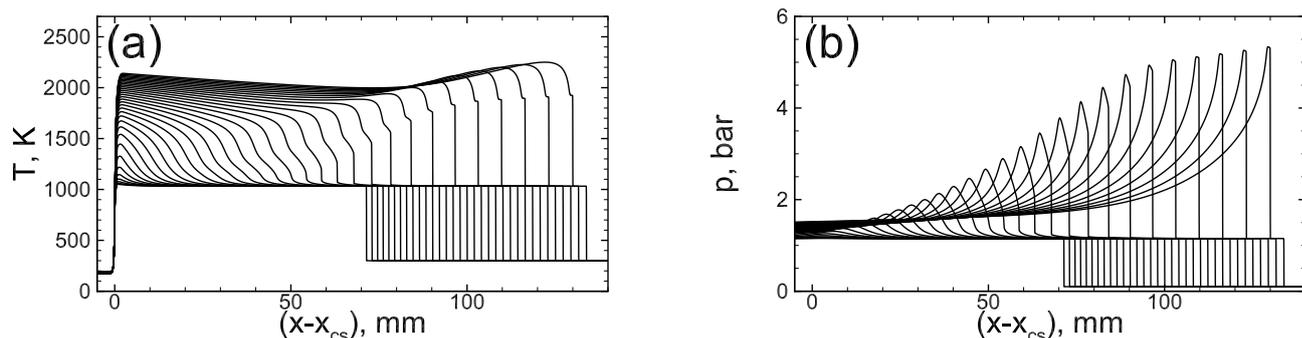


Рисунок 3.7 — Формирование и развитие волны реакции ($x = x_{cs}$) в потоке за прошедшей ударной волной. Профили температуры (a) и давления (b) показаны на последовательные моменты времени от 230 до 390 мкс с временным интервалом в 5 мкс. $p_0 = 0.1$ атм, $p_{\text{He}} = 4.5$ атм, $T_0 = 300$ К, $p_s = 1.17$ атм, $T_s = 1032$ К.

Минимальная скорость волны реакции может быть оценена как скорость ударной волны относительно сжатой смеси ($D - u_p$). Согласно механическому условию устойчивости это значение всегда меньше локальной скорости звука ($D - u_p < a$). Более того, в виду того, что воспламенение имеет очаговый характер, то локальный градиент температуры может определять еще меньшую скорость распространения волны реакции. Согласно классификации Я.Б. Зельдовича в таких условиях формируется волна дефлаграции, распространяющаяся за волной сжатия, что можно отчетливо наблюдать на рисунке 3.7. Анализируя профили температуры и давления на ранней стадии распространения волны

реакции, можно наблюдать фронт волны сжатия, формируемый на расстоянии перед фронтом экзотермической реакции (увеличенная структура потока вблизи фронта реакции показана на рисунке 3.8a). Важно отметить, что с самого начала волна дефлаграции распространяется по уже реагирующей смеси, подверженной дополнительному воздействию со стороны сформированной перед фронтом горения волны сжатия. Такое дополнительное сжатие обеспечивает интенсификацию горения, и волна реакции ускоряется. Ускорение волны горения способствует дополнительному сжатию, что запускает механизм положительной обратной связи, определяющий совместное ускорение волны горения и сжатие смеси. Такой режим распространения с самоподдерживаемым ускорением волны реакции в конечном итоге приводит к формированию детонации. Описанная последовательность в развитии процесса соответствует, так называемому, SWACER механизму, предложенному в работе [192] для интерпретации нестационарного процесса формирования детонации в околокритическом режиме прямого инициирования посредством мощных источников энергии [193]. Процесс перехода волны горения в детонацию показан на рисунке 3.7, тогда как на рисунке 3.8b показана структура сформированной детонационной волны. В рассмотренном случае детонационная волна по своей структуре представляет из себя классический комплекс “ЗНД” (Зельдовича-Неймана-Дьеринга, ZND), состоящий из ведущей ударной волны, зоны индукции и фронта экзотермической реакции.

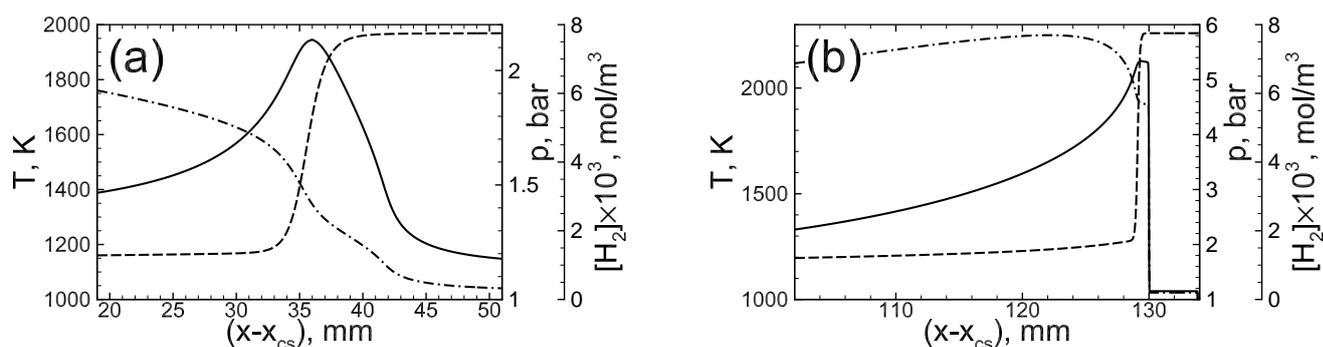


Рисунок 3.8 — Структура волны реакции, распространяющейся по смеси, реагирующей при фоновой температуре, (a) и детонационной волны (b). Сплошные линии – профили давления, штрих-пунктирные линии – профили температуры, штриховые линии – профили концентрации H_2 . Профили представлены на моменты времени: 310 мкс (a) и 390 мкс (b). Все параметры постановки задачи те же, что и на рисунках 3.1 и 3.6.

Изменение скоростей волны реакции, ударной волны и контактного разрыва со временем показано на рисунке 3.9. Полученные в рамках одномерного

приближения результаты показаны штриховыми линиями. До момента времени инициирования реакции внутри очага воспламенения скорость контактного разрыва остается постоянной (1) и соответствует оценке согласно соотношениям Рэнкина-Гюгонно. После инициирования экзотермической реакции продукты горения, сформированные в очаге воспламенения, расширяются и выталкивают контактный разрыв в обратном направлении. В результате этого, можно наблюдать торможение контактного разрыва (4). Ударная волна в одномерном случае распространяется с постоянной скоростью (2) до момента времени ~ 395 мкс, когда детонационная волна ее обгоняет. Волна реакции развивается достаточно быстро, и уже по истечении ~ 5 мкс скорость ее распространения достигает величины, превышающей скорость звука в продуктах горения. На последующей стадии реализуется самоподдерживаемое ускорение волны реакции. Как показывает анализ данных, представленных на рисунке 3.8а на этой стадии на масштабах зоны реакции локализуется область сжатия в форме пика давления. Сжатие в зоне реакции ведет к дополнительному росту скорости горения, что, в свою очередь, обеспечивает дополнительное сжатие и т.д. В результате запущенного на этой стадии механизма положительной обратной связи реализуется совместное ускорение фронта реакции (рис. 3.9) и интенсификация волны сжатия (рис. 3.7b). Как результат в момент времени ~ 360 мкс формируется детонационная волна. Детонационная волна распространяется с практически постоянной скоростью до пересечения ударной волны. После пересечения ударной волны, детонация входит в свежую смесь, находящуюся при начальном давлении и температуре (p_0 и T_0). Здесь следует отметить, что интенсивность детонационной волны, распространяющейся по предварительно сжатой смеси, ниже, чем у самоподдерживаемой детонационной волны в свежей холодной смеси. В виду этого, в общем случае формирование устойчивой детонации при перепуске детонации из сжатой смеси в свежую не очевидно. Однако, в данном конкретном случае наиболее химически активной газообразной смеси (стехиометрической водород-кислородной смеси) такой перепуск детонации оказывается успешным, и детонация продолжает свое распространение по свежей смеси.

В многомерном случае важную роль в развитии потока играют нелинейные динамические процессы. Так, в рассматриваемом случае одну из определяющих ролей играет процесс развития пограничного слоя, что уже отмечалось выше. Как только, тестовая смесь приобретает импульс, передаваемый среде ударной волной, она начинает двигаться вдоль стенок ударной трубы следом за прошедшей

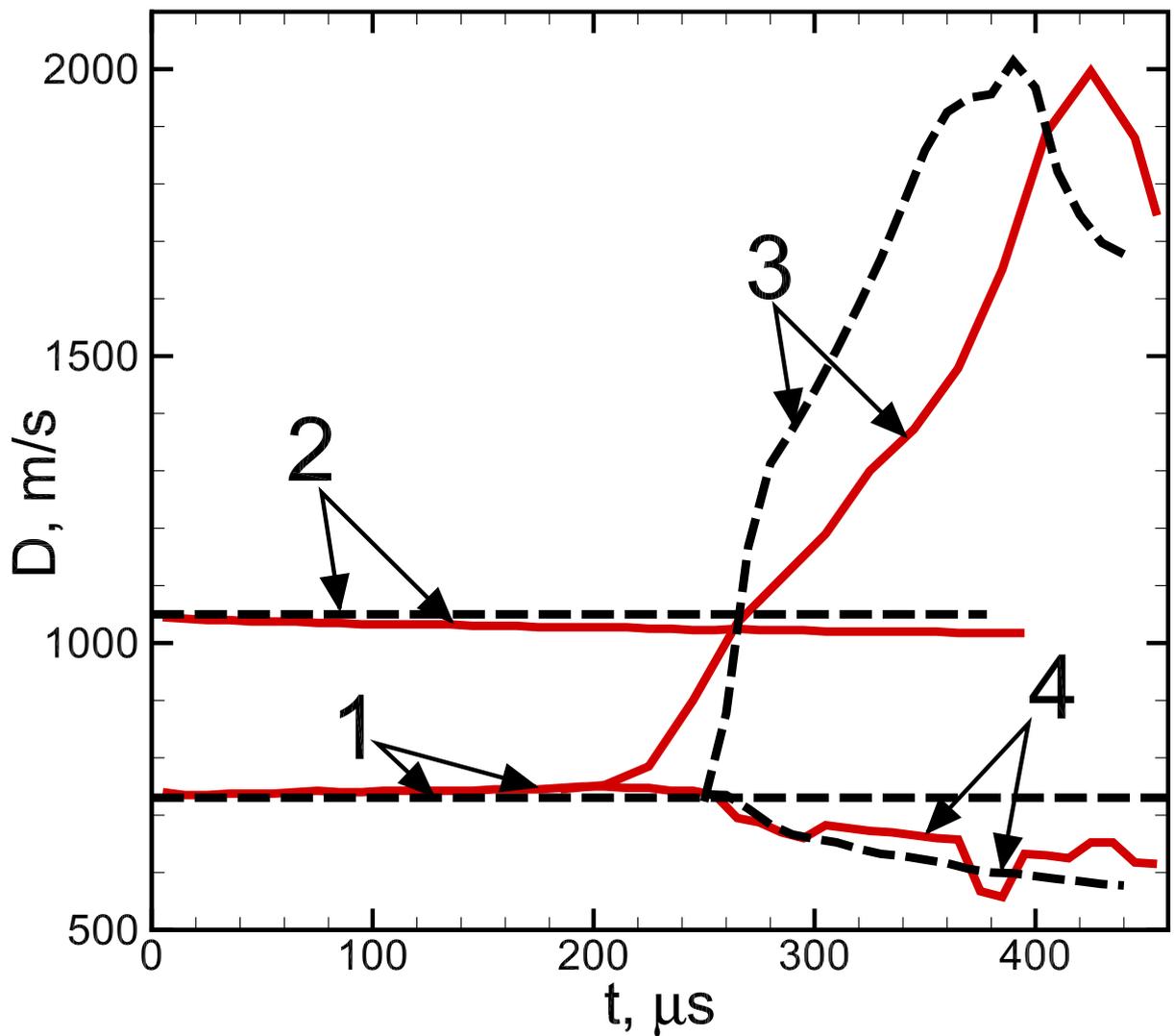


Рисунок 3.9 — Хронограммы скоростей контактного разрыва (1, 4), ударной волны (2) и волны реакции (3) в одномерном (штриховые линии) и двухмерном (сплошные красные линии) случаях. Все параметры постановки задачи те же, что и на рисунках 3.1 и 3.6.

ударной волной. За счет вязких напряжений вблизи поверхности стенок поток газа вблизи стенок тормозится и формируется пограничный слой. Ударный фронт также тормозится и искривляется вблизи стенок за счет потерь импульса и тепла на стенку [194]. Согласно классической газодинамической теории [188] пограничный слой вдоль стенок неустойчив, и на определенном расстоянии от зарождения пограничного слоя начинается линейный рост газодинамических возмущений. В условиях ударной трубы, природа возмущений, в том числе, связана с кривизной ударного фронта вблизи стенки. По мере роста возмущений, они формируют роликовые вихревые структуры (рисунок 3.10а). С одной стороны, в этих вихрях кинетическая энергия потока диссипирует в тепло. С другой стороны, вихри

определяют конвективное охлаждение сжатого газа, перемешивая его с газом вблизи холодной стенки. Таким образом, вихри способствуют формированию неоднородного поля температуры в области пограничного слоя (рис. 3.10а). Сравнивая локальные значения температуры с осредненным профилем (рис. 3.10с), можно заметить, что диссипация импульса обеспечивает интенсивный разогрев газа только в достаточно узком слое непосредственно за фронтом ударной волны. После этого, температура падает за счет потерь тепла на стенку. При этом на фоне спадающей температуры можно наблюдать флуктуации температуры, связанные с роликовыми вихрями. Анализ многомерного поля температуры указывает на следующую характерную структуру пограничного слоя: “холодная” область непосредственно вблизи боковой стенки и “горячая” область на границе между ядром потока и пограничным слоем. Причем, температура в “горячей” области оказывается несколько выше температуры в ядре потока. Таким образом, граница пограничного слоя с ядром потока выступает как область наиболее вероятного формирования очага воспламенения.

Еще одним механизмом разогрева смеси является ускорение толкающего газа. В рамках рассматриваемой постановки задачи это явление так же связано с развитием пограничного слоя. Пограничный слой формирует газодинамическое сопло с критическим сечением ($M=1$) непосредственно на контактном разрыве (рис. 3.10b). Таким образом, толкающий газ ускоряется в ядре потока, и, как следствие, имеет место дополнительное сжатие тестовой смеси. Как можно видеть из анализа рисунка 3.9 в двухмерном случае контактный разрыв движется с ускорением, что и отражает обсуждаемый механизм ускорения потока. В рассмотренном случае в момент времени 200 мкс, соответствующий началу воспламенения, скорость контактного разрыва возрастает от 730 м/с до 750 м/с. С учетом выше сказанного, следует заключить, что оба обсужденных механизма определяют точку пересечения контактного разрыва и развитого пограничного слоя как наиболее вероятную область формирования очага воспламенения.

Так же как и в одномерном приближении, в многомерном случае имеет место унос тепла и диффузия активных радикалов от контактного разрыва вниз по потоку. Более того, радикалы накапливаются в области диссипативного разогрева смеси непосредственно за фронтом ударной волны (в области А на рисунке 3.10с) и уносятся в ядро потока посредством диффузии и роликовых вихрей. В результате, смесь воспламеняется на некотором расстоянии перед контактном разрывом на границе между пограничным слоем и ядром потока. В том же самом сечении

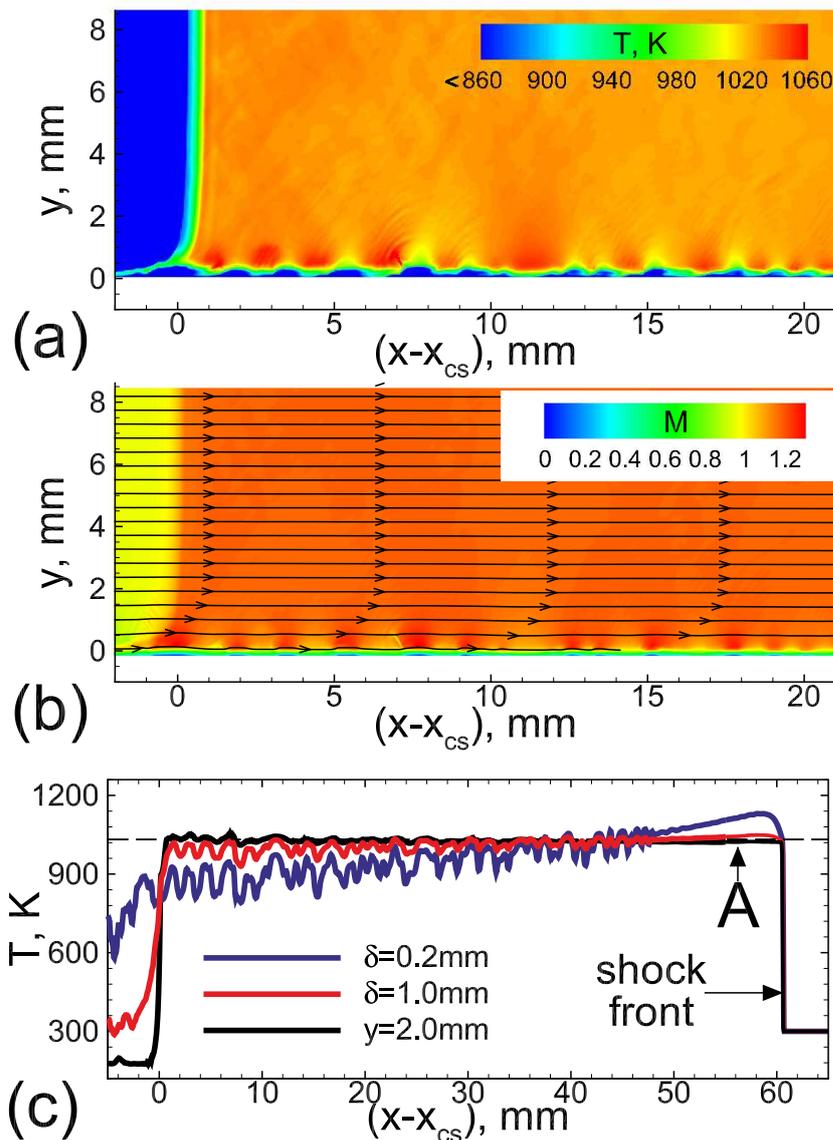


Рисунок 3.10 — Поля температуры (a) и локального числа Маха (b), а также профили температуры (c) на стадии, предшествующей воспламенению. Линии со стрелками на сегменте (b) – линии тока. На сегменте (c): профили температуры, осредненные по двум слоям различной ширины, расположенным параллельно стенке, отмечены как $\delta = 0.2$ мм и $\delta = 1.0$ мм, профиль температуры в сечении на расстоянии 2.0 мм от стенки отмечен как $y = 2.0$ мм, маркер A показывает область локального разогрева за счет диссипации кинетической энергии в тепло. Момент времени – 200 мкс. Боковая стенка располагается в сечении $y = 0$.

вдоль трубы, где происходит воспламенение, реакция в ядре потока инициируется с определенной задержкой, что в явном виде можно видеть из анализа сформированного фронта реакции (рисунки 3.11 и 3.12). Так, на рисунке 3.11 отчетливо видно более интенсивное распространение фронта реакции непосредственно вдоль границы пограничного слоя, где температура локально выше, чем

в окружающей среде. При этом, ширина слоя, в котором локализована ведущая точка фронта реакции, распространяющаяся с наибольшей скоростью, составляет величину порядка 1 мм. За пределами этого слоя в ядре потока волна реакции распространяется практически с постоянной скоростью. Часть фронта реакции, выдающаяся вперед в окрестности ведущей точки, подвержена потерям тепла в окружающие холодные слои и потерям за счет боковой разгрузки. В виду этого, волна реакции распространяется с меньшим ускорением по сравнению с одномерным решением (рис. 3.9). Более того, анализ расчетных данных (рисунок 3.12а указывает на то, что фронт реакции подвержен влиянию со стороны вихревых структур, сформированных на масштабах пограничного слоя, что может привести к ускорению или замедлению фронта реакции. В остальном, динамика фронта реакции качественно та же, что и в одномерном случае. Волна горения распространяется с ускорением и в итоге переходит в детонацию на определенном расстоянии. Анализ данных, представленных на рисунке 3.11b также указывает на определенное влияние особенностей течения вблизи ведущей точки фронта на прилегающие слои, что способствует дополнительному ускорению фронта реакции в этих областях по сравнению с ядром потока.

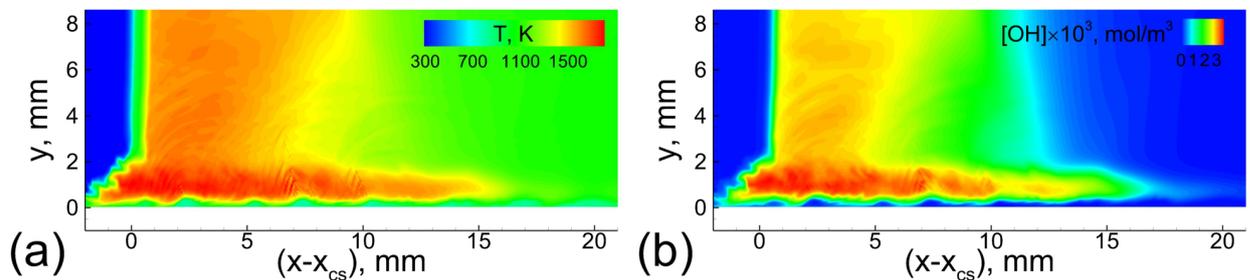


Рисунок 3.11 — Поля температуры (а) и концентрации ОН (b) на нестационарной стадии распространения волны реакции от очага воспламенения вдоль стенки трубы. Момент времени – 280 мкс.

Рассмотрим теперь более подробно поля температуры и давления, определяемые газодинамическими потоками, развитыми на стадии, предшествующей воспламенению, и последующей стадии распространения волны реакции. Согласно данным численного моделирования имеют место три стадии роста давления, определяющие сигналы, регистрируемые датчиками давления, расположенными на боковых стенках ударной трубы. На первой стадии рост давления связан с изменениями в ядре потока, обусловленными развитием пограничного слоя и ускорением движения контактного разрыва. На этой стадии давление вдоль профиля давления нарастает с инкрементом $dp/dx = 1.0$ атм/м. С учетом скорости

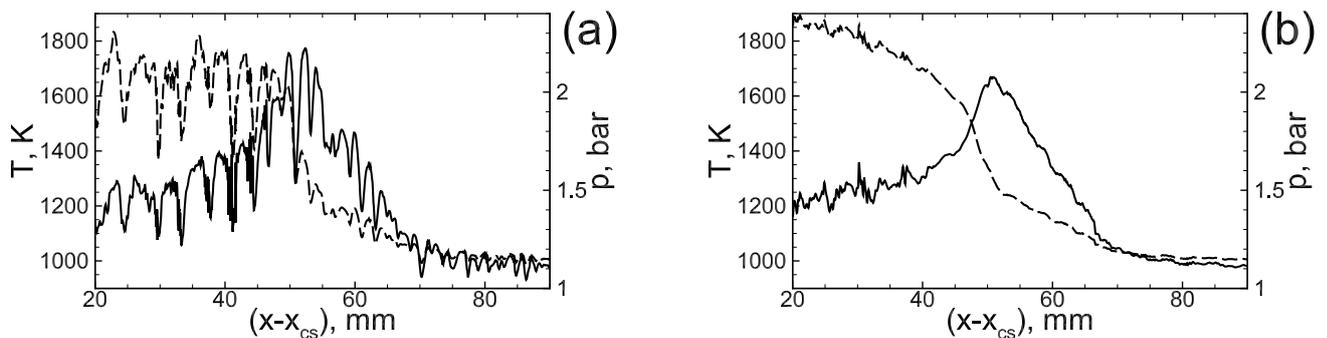


Рисунок 3.12 — Структура волны реакции в поперечном сечении, соответствующем ведущей точке ($y = 0.9$ мм) (а) и в ядре потока ($y = 5.0$ мм) (б). Сплошные линии – профили давления, штриховые – профили температуры. Профили представлены на фиксированный момент времени – 350 мкс.

ударной волны относительно сжатой смеси прирост давления со временем можно оценить как $dp/dt = 0.3$ атм/мс. Вторая стадия роста давления связана с дополнительным сжатием смеси волнами сжатия, генерируемыми распространяющимся фронтом реакции. Здесь, в виду того, что сжатие полностью определяется ускорением экзотермической реакции, скорость нарастания давления меняется от сечения к сечению. В связи с этим, прирост давления на этой стадии будет разным для датчиков, расположенных в различных сечениях. Третья стадия роста давления связана с формированием детонационной волны, в момент прихода которой в измерительное сечение датчик регистрирует резкое возрастание давления. Далее давление падает в волне разрежения. Таким образом, полученные результаты, по крайней мере, на качественном уровне описывают экспериментальные измерения, полученные на датчике давления, размещенном на боковой стенке ударной трубы [147]. Данные в работе [147] представлены в относительных единицах, поэтому только относительный прирост давления может быть оценен.

3.5 Многоочаговое воспламенение и детонация в смесях меньшей химической активности.

В дополнении к представленным выше результатам были проведены расчеты для смесей, разбавленных азотом ($10\%(2\text{H}_2 + \text{O}_2) + \text{N}_2$). В первую очередь следует отметить, что такие смеси являются менее химически активными, чем рассмотренные выше, что определяет меньшую скорость реакции при той же тем-

пературе. С другой стороны, пограничный слой в таких смесях растет быстрее, что выражается в формировании более крупных вихревых структур на развитой стадии. Характерная длина волны, определяющая размер роликовых вихрей (или расстояние между ними) может быть оценено как $\sim 3\text{--}5$ мм (в случае смеси $10\%(2\text{H}_2 + \text{O}_2) + \text{Ar}$ диаметр вихрей может быть оценен как 1 мм, см. рис. 3.10а). Таким образом, очаги воспламенения, формирование которых связано с этими роликовыми вихрями, оказываются заметно разнесенными в пространстве. В результате этого, последовательность воспламенений, которая в предыдущем рассмотренном случае происходит фактически непрерывно, здесь реализуется дискретным образом. При этом задержка между последующими воспламенениями оценивается в 15–25 мкс. Развитие процесса в таком режиме показано на рисунке 3.13. Здесь следует отметить экспериментальные работы [145; 146], где подобно рассмотренному случаю наблюдалась последовательность воспламенений в очагах, разнесенных в пространстве. На рисунке 3.13 также можно наглядно видеть, что развитие очагов, возникших, в пограничном слое, ведет к сжатию смеси в ядре потока. В результате этого на более поздней стадии в ядре потока также формируются очаги воспламенения, и далее процесс развивается по описанному выше сценарию. Анализ данных, представленных на рисунке 3.13 демонстрирует также влияние распространяющегося фронта реакции на поток перед фронтом и дополнительное ускорение ударной волны.

В заключении целесообразно рассмотреть финальную стадию процесса, на которой формируется детонационная волна, распространяющаяся по свежей смеси. На рисунке 3.14 показаны характерные структуры многомерных детонационных волн. В смесях, разбавленных аргоном, формируется практически плоский фронт, структура которого искажена лишь небольшими колебаниями химических реакций в зоне реакции. В случае же смеси, разбавленной азотом, развивается нестационарная детонационная волна, структура фронта которой характеризуется сложной картиной течения, включающей области затухания, горячие точки и поперечные детонационные волны. Такая зависимость структуры детонационной волны от состава смеси – общеизвестный факт, обсуждаемый, например, в таких работах, как [179; 180; 195; 196]. В работе [179], к примеру, сделан вывод, что быстрый энергетический выход (быстрая реакция) обеспечивает формирование регулярной структуры детонационной волны, стремящейся стать плоской при мгновенном выделении энергии во фронте. В тоже время, более медленный выход энергии определяет формирование нерегулярной структуры детонационного

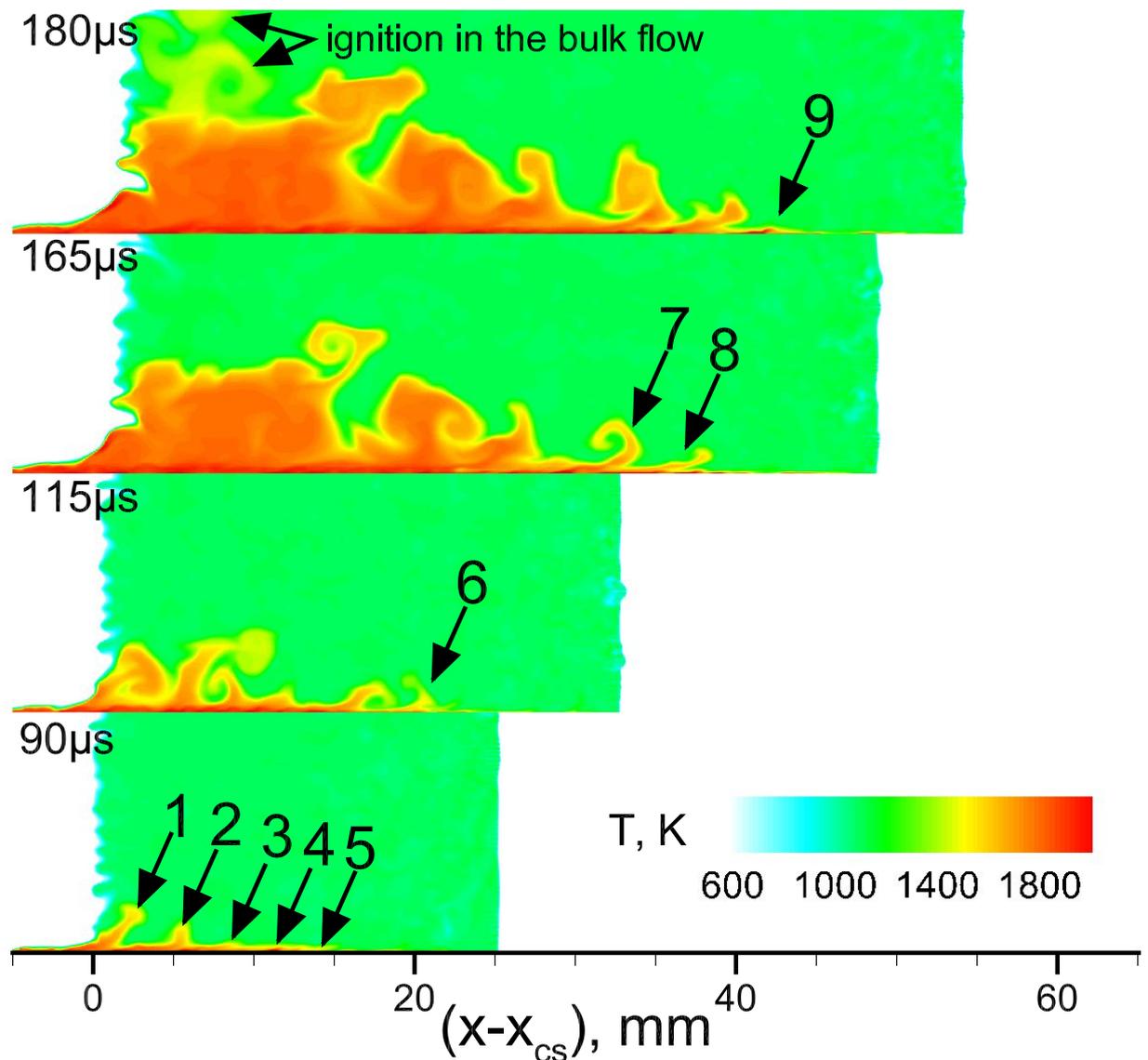


Рисунок 3.13 — Картина течения за прошедшей ударной волной в смеси 10%(2H₂ + O₂) + N₂. Температура в ядре потока за прошедшей ударной волной составляет величину ~1100 К. Стрелки показывают области формирования очагов воспламенения в пограничном слое (1-9) и в ядре потока. Эволюция картины течения показана на последующие моменты времени.

фронта, характеризуемого высокой степенью кривизны фронта с наличием достаточно крупных очагов непрореагировавшего газа за ведущей ударной волной. В работе [180] показано, что с уменьшением показателя адиабаты смеси, определяющим более “мягкое” уравнение состояния, имеет место понижение температуры и менее регулярное поведение детонации. В рассмотренном здесь случае, разбавление азотом обеспечивает как меньшую величину показателя адиабаты (7/5 против 5/3 при разбавлении аргоном), так и меньшую скорость реакции, что определяет формирование нерегулярных структур на фронте детонации (рис. 3.14b).

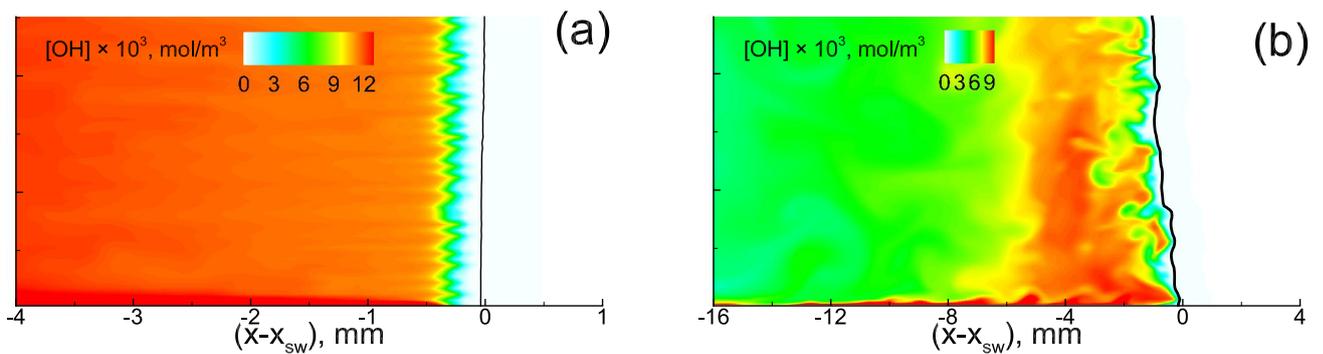


Рисунок 3.14 — Картины течения за ведущей ударной волной в процессе распространения детонационной волны по свежей смеси. (a) $10\%(2\text{H}_2 + \text{O}_2) + \text{Ar}$, (b) $10\%(2\text{H}_2 + \text{O}_2) + \text{N}_2$. Цветом показано поле концентрации радикала OH , черными сплошными линиями – изолинии давления 1.0 атм.

3.6 Структура потока и очаговое воспламенение за отраженной ударной волной.

Рассмотрим теперь особенности воспламенения за ударной волной, отраженной от закрытого торца. После отражения ударная волна взаимодействует с пограничным слоем, сформированным на предшествующей стадии (за падающей ударной волной). Это взаимодействие ударной волны с пограничным слоем полностью определяет дальнейшее развитие потока. Так, в частности, известны явления бифуркации ударной волны и отрыва потока в области за отраженной ударной волной, которые способствуют формированию пространственно неравномерного поля температуры. Помимо этого разумно полагать, что и температурные неоднородности, связанные с роликовыми вихрями также должны играть важную роль в формировании поля температуры за отраженной ударной волной. Во-первых, за счет диссипации кинетической энергии потока в тепло на вихрях, газ в окрестности вихревых структур оказывается более нагретым по сравнению с окружающей средой, и это различие только увеличивается после вторичного сжатия в отраженной ударной волне. Более того, взаимодействие ударной волны с отдельным вихрем способствует интенсификации последнего и его отрыву от боковой стенки трубы. Дальнейший дрейф вихря в направленном потоке определяет дополнительный локальный разогрев газа за счет вязкой диссипации в сдвиговых слоях. С учетом всех этих механизмов область формирования роликовых вихрей оказывается наиболее вероятной для формирования очагов воспламенения. Рисунок 3.15 показывает картину течения за отраженной

ударной волной. Эта визуализация демонстрирует в явном виде, какую структуру поток имеет до взаимодействия с отраженной ударной волной и после него. Отчетливо виден отрыв роликовых вихрей и формирование “горячих” очагов, связанных с ними. В виду того, что вихри начинают формироваться лишь на определенном расстоянии за падающей ударной волной, то область возможного возникновения очагов воспламенения, связанных с дополнительным разогревом газа в вихрях, находится на определенном расстоянии от торца ударной трубы ($x > 0.5$ см). Этот факт может быть использован для объяснения экспериментальных наблюдений, согласно которым очаги воспламенения возникают лишь на некоем конечном расстоянии от торца [11].

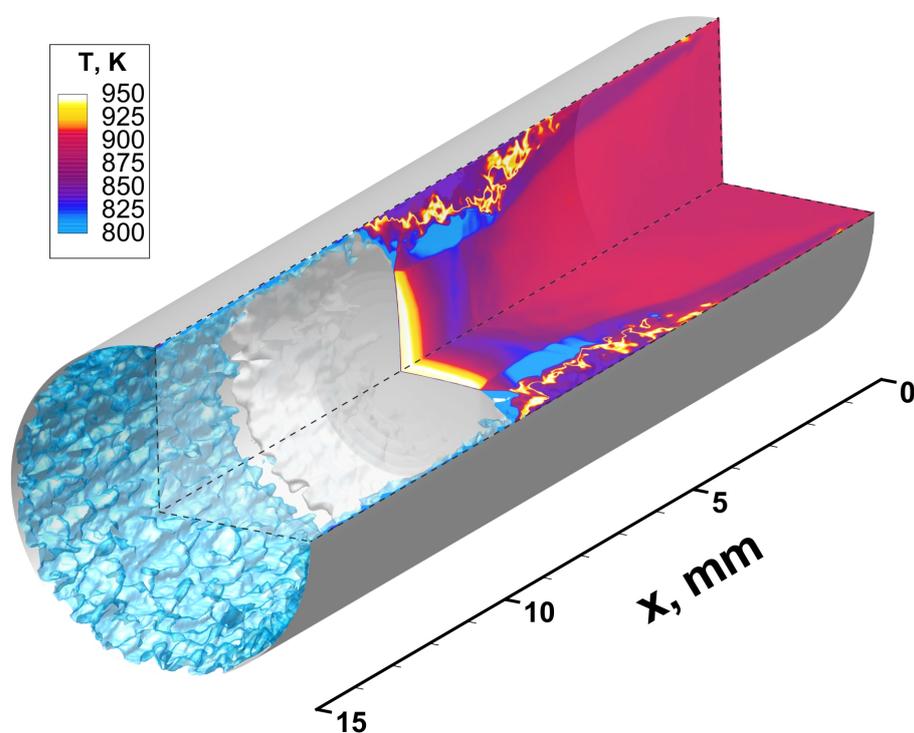


Рисунок 3.15 — Поле течения за отраженной ударной волной. Пространственные структуры показаны изоповерхностями. Цветом показано пространственное распределение температуры. $x = 0$ соответствует положению торца ударной трубы. Случай скорости падающей ударной волны $D = 675$ m/s. Масштаб в направлении всех трех осей сохранен.

Рассмотрим подробно эволюцию температурного поля в потоке за отраженной ударной волной на примере случая $D = 727$ м/с. На рисунке 3.16 изображены характерное поле температуры и структура потока в случае реагирующей смеси. Как можно видеть из анализа рисунка 3.16 на расстоянии

$x \sim 0.4$ см от торца происходит первое взаимодействие отраженной ударной волны с роликовыми вихрями, и, начиная с этого места, на масштабах пограничного слоя можно наблюдать череду горячих и холодных областей. Как только ударная волна входит в возмущенную область, роликовые вихри начинают отрываться от боковой стенки, перенося температурные возмущения в область между пограничным слоем и ядром потока. При этом, взаимодействие с отраженной ударной волной и соответствующее дополнительное торможение потока способствует существенному усилению температурных возмущений. В случае, представленном на рисунке 3.16а температура внутри горячих областей, связанных с роликовыми вихрями, отсоединенными от стенки, достигает величины в 1400 К, что значительно превышает значение температуры в ядре потока – 1045 К. Температура в холодных областях, тем временем, падает до ~ 900 К. Важно также отметить, что дополнительное сжатие в отраженной волне способствует уменьшению в размерах сформированных структур. Так, в рассмотренном на рисунке 3.16 случае “горячие точки” имеют линейный размер ~ 0.5 мм, тогда как характерный размер роликовых вихрей за падающей ударной волной составляет величину ~ 1.0 мм.

На основе анализа картины течения за отраженной ударной волной можно сформулировать следующие выводы. Нелинейная эволюция потока в области взаимодействия отраженной ударной волны и развитого пограничного слоя определяет формирование горячих очагов конечного размера (~ 0.5 мм) с температурой смеси, превышающей температуру в ядре потока на величину $\sim 100 - 200$ К. Как следствие, в реагирующем газе именно эти горячие очаги и становятся областями наиболее раннего зарождения экзотермической реакции. Эти горячие очаги возникают на расстоянии от торца ударной трубы, и их положение полностью определяется особенностями развития пограничного слоя на предшествующей стадии (за падающей ударной волной). Соответственно, и очаги воспламенения также формируются на том же расстоянии от торца.

Для подтверждения того, что предложенный газодинамический механизм играет важную роль в формировании очагов воспламенения, был дополнительно изучен случай с учетом химических реакций. В виду ограниченности расчетных ресурсов, рассмотрение случая с учетом химических реакций было ограничено двухмерным приближением, и была рассмотрена только ранняя стадия воспламенения. Однако, в рассмотренном случае (рис. 3.16, $D = 727$ м/с) задержка воспламенения относительно мала, и, таким образом, рассмотренного промежутка времени оказалось достаточным, чтобы наблюдаемый очаг воспламенения

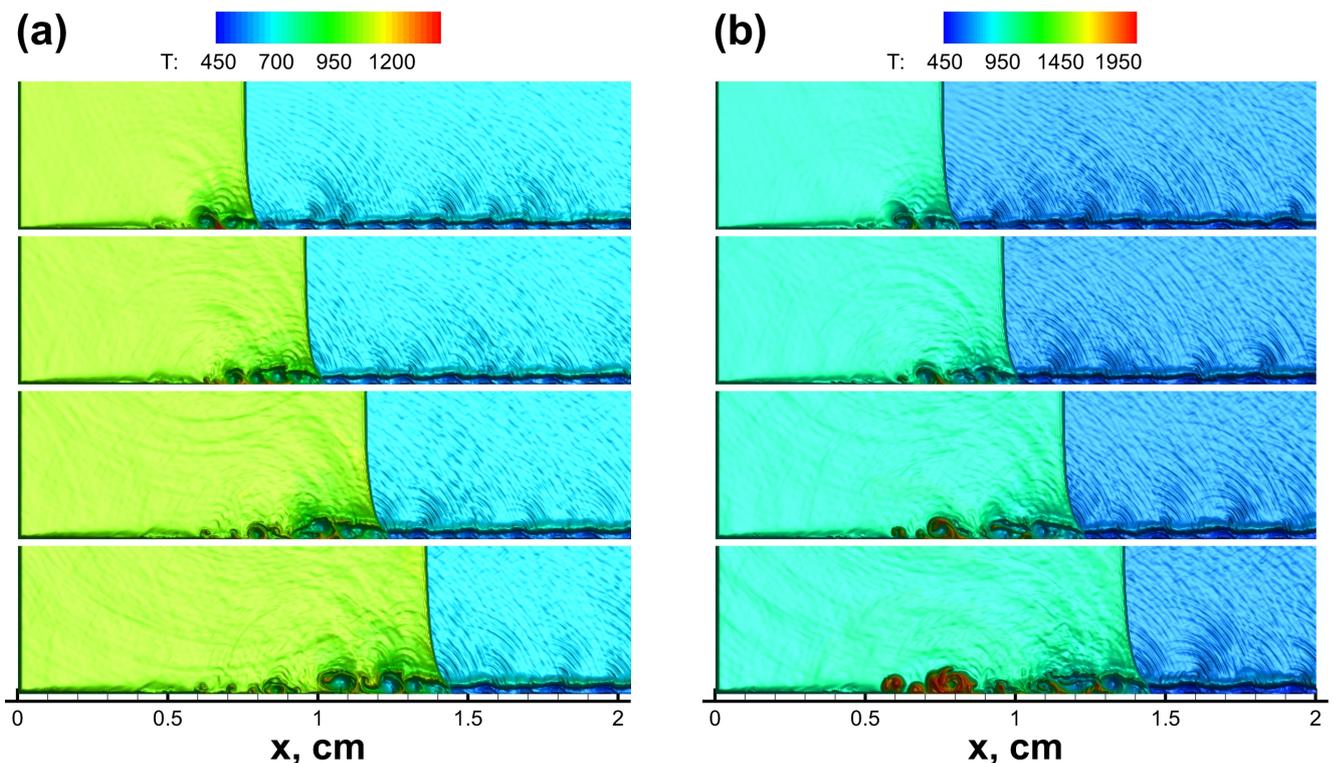


Рисунок 3.16 — Двухмерные поля температур в области взаимодействия отраженной ударной волны с пограничным слоем. (a) – расчет без учета химических реакций; (b) – расчет с учетом химических реакций. Газодинамические возмущения показаны с применением теневой визуализации. $x = 0$ соответствует положению торца ударной трубы. Случай скорости падающей ударной волны $D = 727$ м/с. Стенки трубы изотермические. Шаг по времени между сегментами – 5 мкс.

развился в устойчивый фронт реакции (рис. 3.16b). В виду того, что очаги воспламенения формируются непосредственно в области взаимодействия отраженной ударной волны с роликовыми вихрями, то двухмерного анализа вполне достаточно для описания механизма формирования очагов воспламенения. Как это было показано выше, ранняя стадия развития пограничного слоя, на которой происходит формирование роликовых вихрей, воспроизводится в двухмерном приближении с весьма высокой точностью.

Теперь рассмотрим картину течения, формируемую в реагирующем потоке за отраженной ударной волной после ее взаимодействия с пограничным слоем. Как показывает анализ рисунков 3.16a и 3.16b торможение вихревого течения ведет к формированию горячих очагов непосредственно после воздействия ударной волны, и следом за этим в очагах начинается химическое превращение. В виду того, что начальные очаги воспламенения связаны с вихревыми образованиями,

то они могут быть существенно растянуты в вихревом течении, что может способствовать затуханию реакции. Тем не менее, вновь сформированные области частично прореагировавшего газа могут стать причиной формирования новых более устойчивых центров воспламенения. В любом случае, со временем развитие системы очагов воспламенения формирует устойчивый фронт реакции, распространяющийся, в конкретном анализируемом случае, со скоростью ~ 60 м/с от эпицентра воспламенения.

В случае менее интенсивного сжатия и соответственно меньшей температуры первичные очаги воспламенения затухают и не приводят к формированию устойчивого горения. При этом, более устойчивое воспламенение может возникнуть в последующих очагах, сформированных на большем расстоянии от торца ударной трубы. При более интенсивном сжатии воспламенение может возникнуть непосредственно на торце ударной трубы, как то предсказывает идеальная теория ударной трубы. Также имеют место и промежуточные режимы, когда задержка воспламенения в ядре потока оказывается порядка или чуть дольше задержки воспламенения в очагах. В таком случае можно наблюдать оба сценария воспламенения (мягкое в очаге на расстоянии от торца и жесткое непосредственно на торце), что и было сделано при рассмотрении случая с $D = 775$ м/с.

Определенный интерес имеет оценка количественного соответствия между доступными экспериментальными данными и предсказаниями на основе проведенных расчетов. Как это можно видеть на рисунке 3.16 в рассматриваемом конкретном случае ($D = 727$ м/с) устойчивое воспламенение происходит на расстоянии ~ 0.7 см от торца ударной трубы. В случае более сильной ударной волны ($D = 775$ м/с) очаг воспламенения наблюдался на расстоянии 0.5 см от торца. При этом, в дополнении к этому очагу наблюдалось воспламенение непосредственно на торце (т.е. наблюдался промежуточный режим, отмеченный выше). В случае менее интенсивной ударной волны ($D = 675$ м/с) зарождение первичного очага воспламенения наблюдалось только на расстоянии ~ 1.0 см от торца (дальнейшее развитие очага воспламенения, равно как и его устойчивость не были рассмотрены в виду ограничений вычислительных ресурсов). Для этого конкретного случая были проанализированы экспериментальные данные, полученные в работе [XXIII] для близких условий. Экспериментальные данные с трех датчиков давления были обработаны с учетом понимания особенностей развития детонации при очаговом воспламенении, что позволило оценить расстояние от торца до первичного очага воспламенения в ~ 2.0 см. Следует отметить, что в различных

водородсодержащих смесях ($2H_2 + O_2$ [11] и $8\%H_2$ +воздух [197]) при температуре в ядре потока ~ 900 К были получены близкие расстояния от торца до очага воспламенения (1–2 см [11] и 2–3 см [197]). В виду этого можно сделать вывод, что полученные расчетные данные вполне хорошо соотносятся с доступными экспериментальными данными.

3.7 Особенности регистрации режимов формирования детонации.

Традиционным методом регистрации режимов воспламенения и формирования детонации в ударных трубах является регистрация давления, эмиссии возбужденных радикалов ОН и другой дополнительной информации в измерительных сечениях, расположенных на расстоянии от закрытого торца ударной трубы. Скачкообразное изменение давления показывает приход падающей и отраженной ударных волн в измерительное сечение. При формировании самоподдерживаемой детонации в измерительном сечении могут быть зафиксированы совместные скачки давления и сигнала эмиссии возбужденных радикалов ОН. Как правило, в качестве задержки воспламенения выбирают промежуток времени между приходом в измерительное сечение ударной волны и сигналом эмиссии возбужденных радикалов ОН [151; 198]. Также, часто прежде, чем зарегистрировать совместный прирост давления и сигнала ОН, наблюдается относительно медленный прирост обеих параметров на фоне практически неизменных значений за отраженной ударной волной. Часто, природу этого явления связывают с прогревом за счет частичного протекания реакций. Согласно современным представлениям о развитии процесса на стадии индукции известно, что она протекает при практически неизменной температуре, изменение которой не превышает 5–10% от фоновой температуры, при которой происходит воспламенение. С учетом этого, на первый взгляд, такое объяснение вполне разумно. Однако, в тех случаях, когда в результате воспламенения возникают условия для формирования детонации, необходимо учитывать вклад нестационарного развития горения в объеме реактора от локализованных очагов, и сформулированного объяснения может оказаться недостаточно. Согласно представленным выше в настоящей главе данным следует также учитывать и то, что, как только воспламенение возникло в очаге, от эпицентра воспламенения распространяется волна реакции, и расширение про-

дуктов горения способствует сжатию окружающей среды. В виду того, что, как правило, очаг воспламенения локализован в относительно малом объеме, и фронт реакции не распространяется на все сечение ударной трубы, сигналы, регистрируемые датчиком давления и по эмиссии радикалов, могут оказаться значительно меньшей интенсивности по сравнению со случаем, когда горение занимает все сечение трубы. По мере развития горения фронт реакции распространяется и занимает все большее сечение, что определяет прирост давления и светимости. Далее волна реакции ускоряется по механизму, описанному выше, и процесс переходит в режим самоподдерживаемой детонации. Приход детонации в измерительное сечение определяет совместный скачок всех измеряемых параметров. Для регистрации такого сценария развития процесса необходимо рассматривать совместно данные от нескольких разнесенных в пространстве датчиков, включая датчик, расположенный непосредственно на торце ударной трубы.

Рассмотрим постановку эксперимента, поставленного в рамках работы [XXIII]. Процесс рассматривался внутри стандартной ударной трубы общей протяженностью 4.5 м с камерой высокого давления протяженностью 1.5 м. Диаметр трубы составлял 50.0 мм. Камера низкого давления заполнялась тестовой смесью при комнатной температуре и давлении, варьируемом в диапазоне $\sim 0.1 - 0.4$ атм. Камера высокого давления была заполнена гелием под давлением 4.8 атм. Три датчика давления были размещены на торце ударной трубы и на боковой стенке на расстоянии 13.0 мм и 107.0 мм от торца. Эмиссия ОН регистрировалась в измерительном сечении на расстоянии 13.0 мм от торца. В смеси $20\%(2H_2 + O_2) + 80\%Ar$ характерное время наблюдения процесса составляло 1200–1300 мкс. Причем, формирование детонации на расстоянии от торца ударной трубы наблюдалось в режиме, соответствующем времени задержки воспламенения порядка 600–800 мкс. Соответствующие данные показаны на рисунке 3.17. Согласно экспериментальным данным детонационная волна в первую очередь приходит в наиболее удаленное сечение (на расстоянии 107 мм от торца) и далее примерно через 60 мкс приходит в сечение, расположенное ближе к торцу (на расстоянии 13 мм от торца). Таким образом, можно сделать вывод, что детонация возникает на некотором расстоянии от торца (между двумя датчиками) и далее распространяется в направлении торца. Разница между моментами времени регистрации детонационной волны удаленным (на 13 мм от торца) датчиком и датчиком, расположенным на торце, позволяет оценить характерную скорость детонационной волны (1530.0 м/с). Полученная величина хорошо согласуется с

расчетной скоростью детонации смеси, находящейся в заданном термодинамическом состоянии: $T \sim 1052.0$ К, $p \sim 6.67$ атм. Задержка между регистрацией прихода детонации в два удаленных сечения соответствует масштабу скорости ~ 1570.0 м/с. В виду этого, можно сделать вывод, что формирование детонации происходит вблизи наиболее удаленного от торца измерительного сечения на расстоянии ~ 105 мм от торца. Однако, определение расположения очага воспламенения не является точным, так как полученные экспериментальные данные не дают полной информации о развитии переходной преддетонационной стадии, которая в полной мере может быть определена только при использовании более продвинутой экспериментальной методики или с использованием результатов численного моделирования.

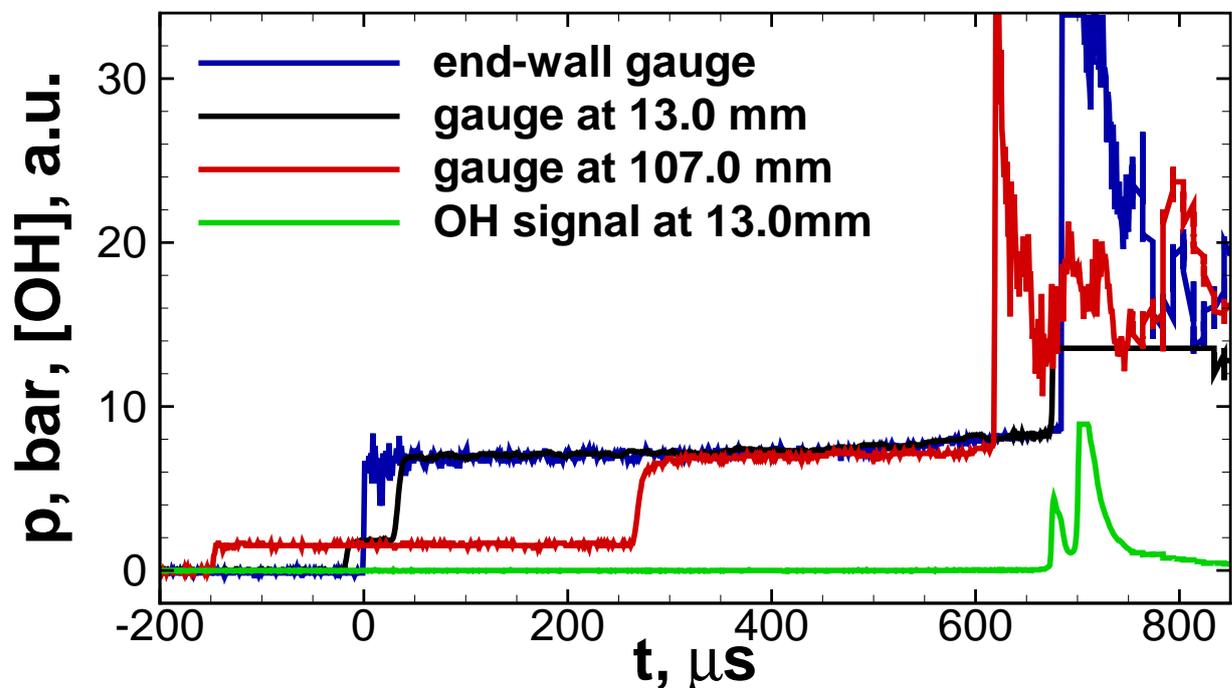


Рисунок 3.17 — Временные профили давления и эмиссии радикала ОН в различных сечениях.

Рассмотрим результаты численного моделирования развития очагового воспламенения для двух случаев, характеризующихся различными скоростями падающей ударной волны: $D = 683.0$ м/с и $D = 671.0$ м/с. Результаты представлены соответственно на рисунках 3.18 и 3.19. Соответствующие профили давления в трех измерительных сечениях показаны на рисунках 3.20 и 3.21.

В случае, представленном на рисунках 3.18 и 3.20 фоновая температура за отраженной ударной волной составляет величину порядка 920.0 К, и очаг воспламенения возникает на расстоянии ~ 14.0 мм от торца ударной трубы через

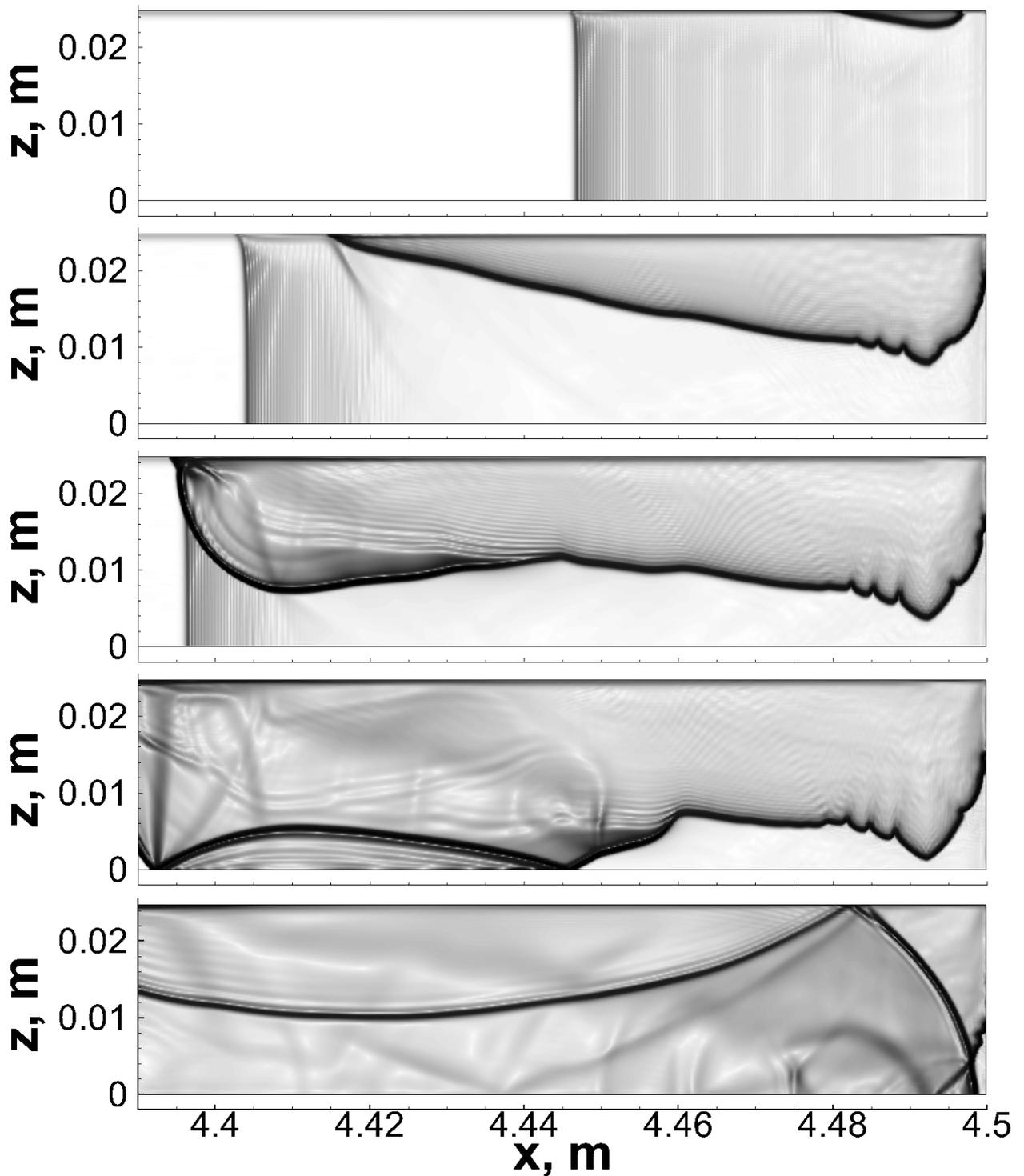


Рисунок 3.18 — Поле градиента плотности, иллюстрирующее эволюцию потока в окрестности очага воспламенения. $D = 683.0$ м/с. Последовательные моменты времени после воспламенения: 30 мкс, 140 мкс, 160 мкс, 170 мкс, 200 мкс.

~ 20 мкс после отражения ударной волны. Волна реакции распространяется за отраженной ударной волной с ускорением и формирует детонационную волну в сечении на расстоянии ~ 96.0 мм от торца непосредственно за фронтом ударной волны через ~ 140 мкс после воспламенения. В остальных направле-

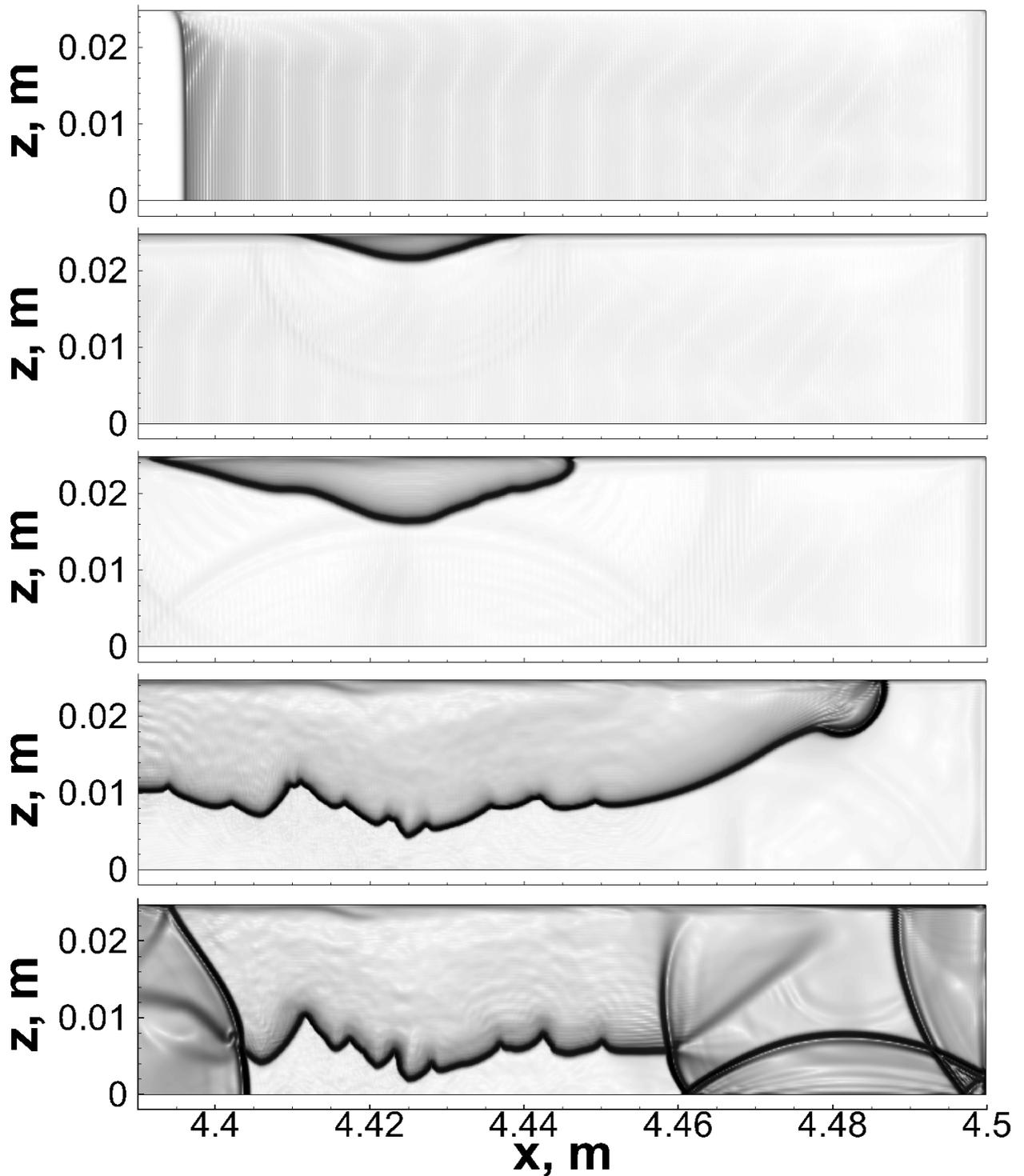


Рисунок 3.19 — Поле градиента плотности, иллюстрирующее эволюцию потока в окрестности очага воспламенения. $D = 671.0$ м/с. Последовательные моменты времени относительно момента воспламенения: -70 мкс, 30 мкс, 80 мкс, 200 мкс, 220 мкс.

ниях ускорения волны реакции не наблюдается, в связи с чем, в области между торцом и сечением, в котором формируется детонация, остаются области непрореагировавшей смеси. После формирования детонация в таких условиях может

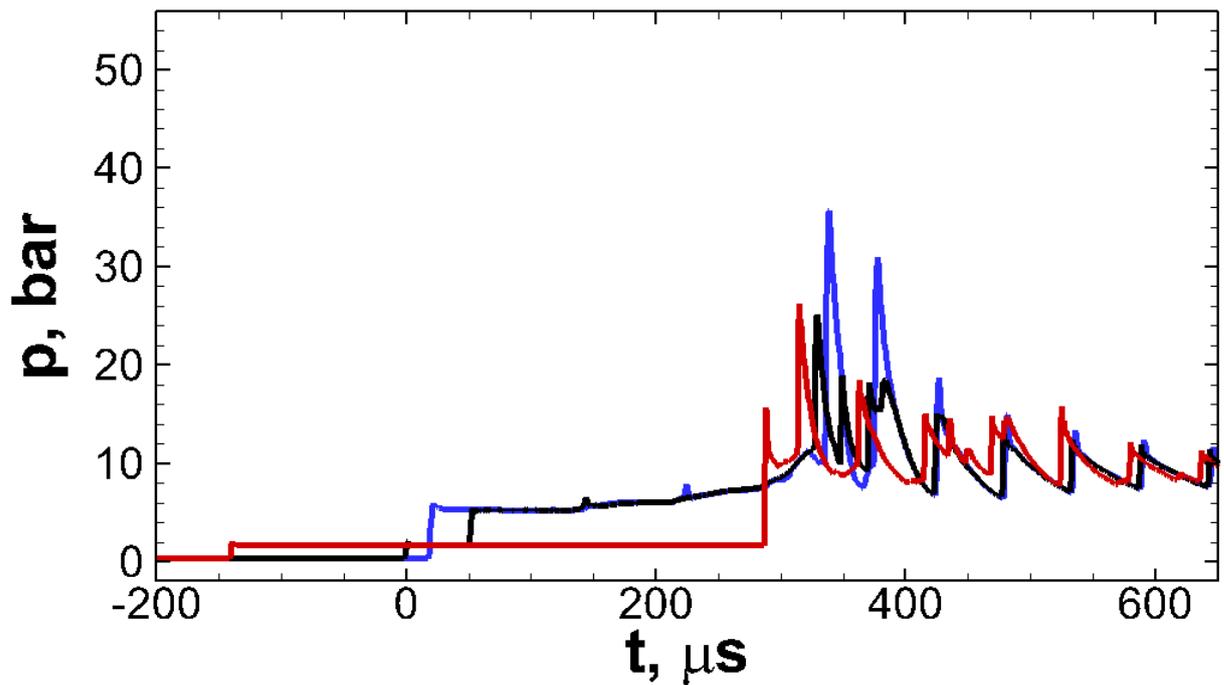


Рисунок 3.20 — Временные профили давления. $D = 683.0$ м/с.

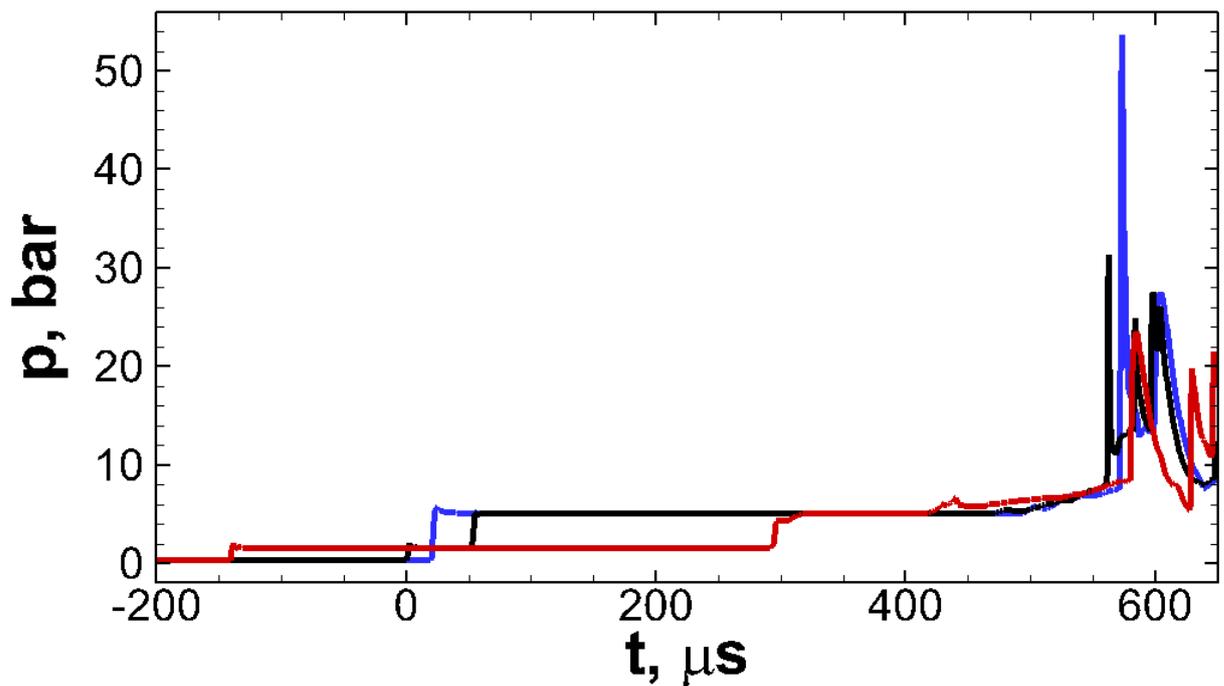


Рисунок 3.21 — Временные профили давления. $D = 671.0$ м/с.

распространяться, в том числе, и в направлении торца ударной трубы. Таким образом, в первую очередь детонационная волна регистрируется в наиболее удаленном от торца сечении (104.0 мм), и только после этого ее приход регистрируется в менее удаленном сечении и, в конце концов, на самом торце. Описанный режим воспламенения и формирования детонации качественно воспроизводит режим, наблюдаемый экспериментально (рис. 3.17). Количественные различия связаны с

тем, что в данном случае расчеты проводились в приближении адиабатических граничных условий, и более того использовалась расчетная методика, обладающая относительно большой схемной вязкостью и не воспроизводящая структуру пограничного слоя. В виду этого дополнительный разогрев среды в области пограничного слоя был переоценен, и для наблюдения описанного режима в расчетах потребовалась меньшая интенсивность падающей ударной волны.

Во втором случае, представленном на рисунках 3.19 и 3.21 фоновая температура за отраженной ударной волной составляла величину порядка 905.0 К, и очаг воспламенения формировался на расстоянии ~ 75.0 мм от торца ударной трубы. Формирование же детонации произошло на расстоянии ~ 168.0 мм от торца. Однако, при этом наблюдался еще вторичный очаг детонации, формируемый на фронте реакции, распространяющемся в направлении торца. В этой области волны сжатия, генерируемые расширяющимся фронтом горения и отражаемые от торца ударной трубы и боковых ее стенок, создают встречные потоки, чем оказывают существенное влияние на условия развития фронта реакции. Вторичный очаг детонации располагается на расстоянии ~ 15.0 мм от торца ударной трубы, в связи с чем имеют место разногласия в записях датчиков давления, расположенных на расстояниях 13.0 мм и 107.0 мм от торца, которые регистрируют приход двух независимых детонационных волн.

При еще более низких температурах за отраженной ударной волной (менее 890.0 К) воспламенения и, тем более, формирования детонации не происходит на характерных временах работы ударной трубы. При температурах выше ~ 1100.0 К наблюдается режим “жесткого” воспламенения непосредственно на торце ударной трубы.

Рассмотрим отдельно механизм формирования детонации. Несмотря на упрощенное рассмотрение задачи в настоящем разделе, воспламенение, как и в предыдущих разделах диссертации, формируется в области локально повышенной по сравнению со средней температуры. Сформированный фронт реакции распространяется в направлении от эпицентра воспламенения по сжатой и соответственно нагретой среде. Скорость горения в таких условиях согласно [142] может быть оценена как промежуточная асимптотика решения задачи о стационарном распространении пламени. В присутствии неоднородного профиля химической активности среды динамика такой волны реакции будет нестационарной и полностью определяется характером неоднородности [14]. В рассматриваемых случаях (рис. 3.18 и 3.19) неоднородность химической активности среды связана

с неравномерным в пространстве прогрессом реакции, обусловленным последовательным сжатием среды в падающей и отраженной ударных волнах. В случае полностью замороженной кинетики за фронтом падающей ударной волны, минимальная скорость волны реакции, формируемой за отраженной волной может быть оценена равной по величине скорости отраженной ударной волны (см. также раздел 3.1 диссертации). В более реалистичной ситуации прогресс реакции возрастает в направлении контактного разрыва, и поэтому скорость волны реакции должна быть выше и, более того, должна возрастать по мере распространения волны реакции следом за отраженной ударной волной. Помимо этого, в случае дозвукового значения начальной скорости волны реакции, воздействие на поток и дополнительное ускорение волны горения оказывают излучаемые фронтом горения волны сжатия, распространяющиеся в объеме и отражающиеся от заднего торца и боковых стенок трубы. По мере ускорения пламени до локальной скорости звука фронт реакции совместно с генерируемыми им волнами сжатия может сформировать устойчивый комплекс, дальнейшее развитие которого приводит к формированию детонации по механизму, близкому к предложенному в работе [101] для интерпретации перехода горения в детонацию в процессе ускорения пламени в канале, заполненном высокоактивной горючей смесью. Иллюстрация развития такого процесса показана на рисунке 3.22, где представлена последовательность профилей температуры и давления вдоль боковых стенок ударной трубы. На рисунке 3.23 показаны хронограммы скоростей волн реакции для двух случаев “жесткого” и “мягкого” воспламенения. Условия реализации режима “мягкого” воспламенения те же, что и на рисунке 3.18 и 3.20. Можно видеть, что в случае “мягкого” воспламенения все указанные выше факторы определяют сугубо нестационарное поведение волны реакции. Здесь, однако, стоит отметить, что средний тренд нарастания скорости волны горения с хорошей степенью точности описывается экспоненциальной функцией, что иллюстрирует наличие механизма положительной обратной связи между распространением фронта реакции и всеми факторами, присущими режиму распространения. В виду этого, запишем здесь экспоненциальный закон:

$$D_R = D_0 \exp\left(\frac{D_0 t}{\alpha H}\right) \quad (3.1)$$

где D_R – скорость волны реакции, D_0 – начальная скорость волны реакции и αH – характерный пространственный масштаб порядка диаметра трубы H . Согласно этому закону можно получить выражение для оценки преддетонационной длины,

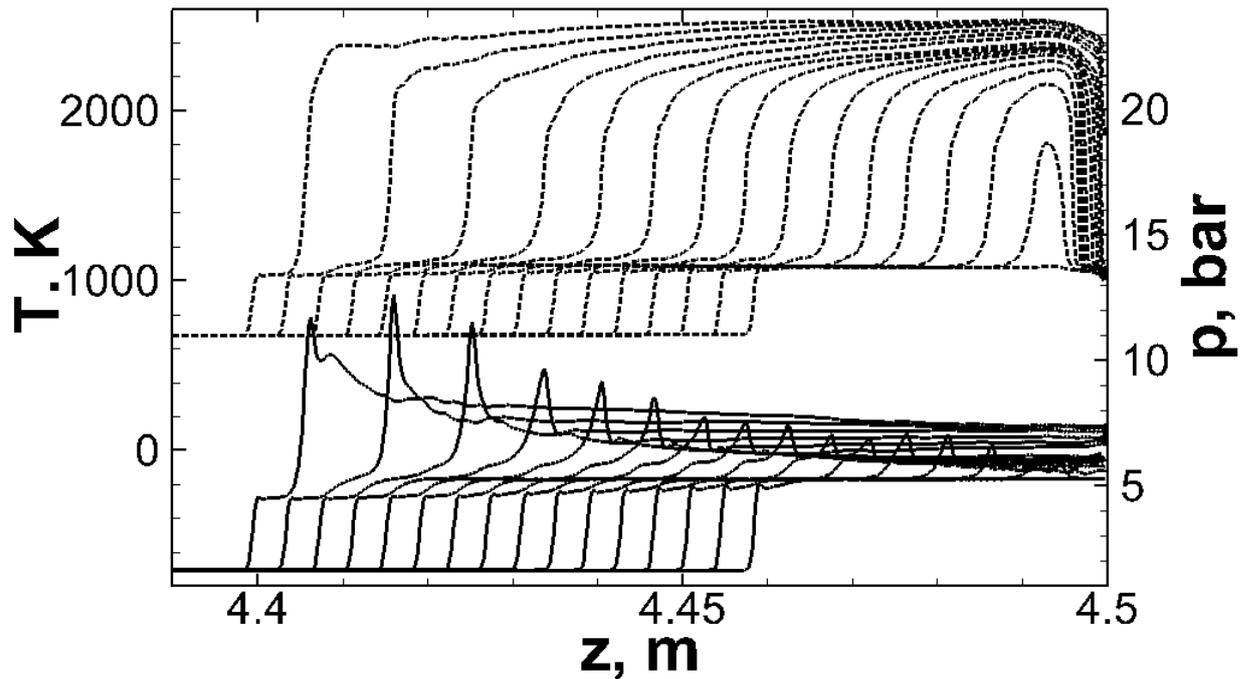


Рисунок 3.22 — Развитие волны реакции и формирование детонации. Показаны профили температуры (штриховые) и давления (сплошные) на последовательные моменты времени с шагом $\Delta t = 10$ мкс после воспламенения в очаге. $D = 683.0$ м/с

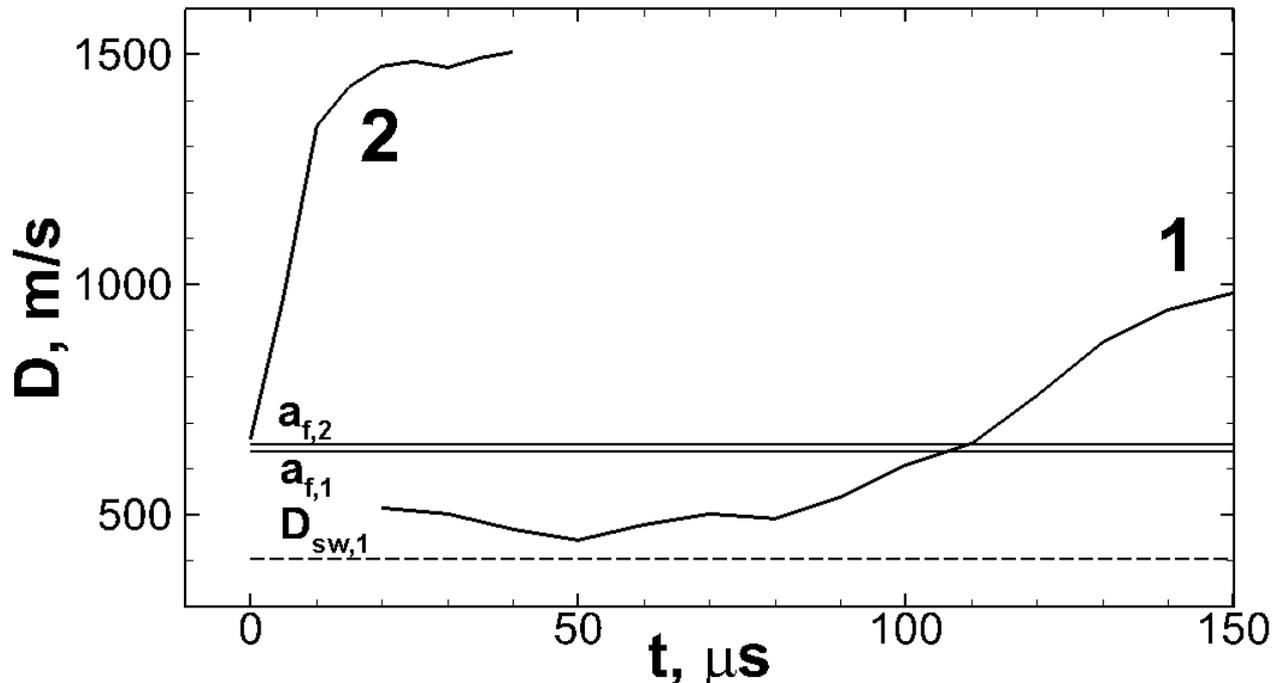


Рисунок 3.23 — Хронограммы скоростей волн реакции в двух режимах воспламенения: “мягкого” (1, $D = 683.0$ м/с) и “жесткого” (2, $D = 760.0$ м/с). $a_{f,1}$ и $a_{f,2}$ — скорости звука в сжатой смеси за отраженной ударной волной для двух рассмотренных случаев. $D_{RSW,1}$ — скорость отраженной ударной волны в случае 1.

определяемой здесь как расстояние от эпицентра воспламенения до точки, где волна реакции достигает скорости звука в продуктах горения a_b .

$$L_{DDT} \approx \alpha H \frac{a_b}{D_0} \quad (3.2)$$

Рассчитанные значения параметра α для рассмотренных в настоящей работе случаев показаны на рисунке 3.24. Анализ показывает, что в области “мягкого” воспламенения параметр α составляет величину порядка единицы, и последующее формирование детонации происходит согласно описанному выше сценарию (область 1 на рис. 3.24). С ростом интенсивности падающей ударной волны величина параметра α снижается, а формирование детонации происходит в результате взаимодействия ускоряющейся волны реакции и отраженной ударной волны (область 2 на рис. 3.24). В области 3 (рис. 3.24) реализуется режим “жесткого” воспламенения с формированием детонации непосредственно в результате воспламенения вблизи торца ударной трубы (кривая 2 на рис. 3.23). В этом случае стадии ускорения волны реакции не наблюдалось. Сплошные и штриховые линии на рисунке 3.24 представляют расчеты согласно оценке 3.2, в которых в качестве D_0 использовались соответственно $D(t = 0)$ и D_{RSW} (скорость отраженной ударной волны). Разница между двумя оценками уменьшается в области 2, что связано с переключением механизма формирования детонации в этой области. В виду значительного уменьшения временных масштабов развития детонации этот режим также следует интерпретировать как “жесткое” воспламенение.

По итогам представленных выше результатов можно сформулировать следующие выводы. Минимальное значение начальной скорости волны реакции оценивается равным скорости отраженной ударной волны. В большинстве случаев это значение оказывается выше, однако не превосходит величины локальной скорости звука. В виду этого, формирование детонации становится возможным исключительно в результате ускорения фронта реакции, что вполне естественно для условий, создаваемых в области между торцом ударной трубы и отраженной ударной волной. Положение очага воспламенения может быть определено по данным записи нескольких датчиков давления и предположении практически экспоненциального закона ускорения волны реакции. Зная положение очага воспламенения, истинное время задержки воспламенения может быть измерено. Стоит, однако, отметить, что его величина будет всегда короче рассчитанного для температуры за отраженной ударной волной, так как оно соответствует более высокому значению температуры внутри сформированного очага.

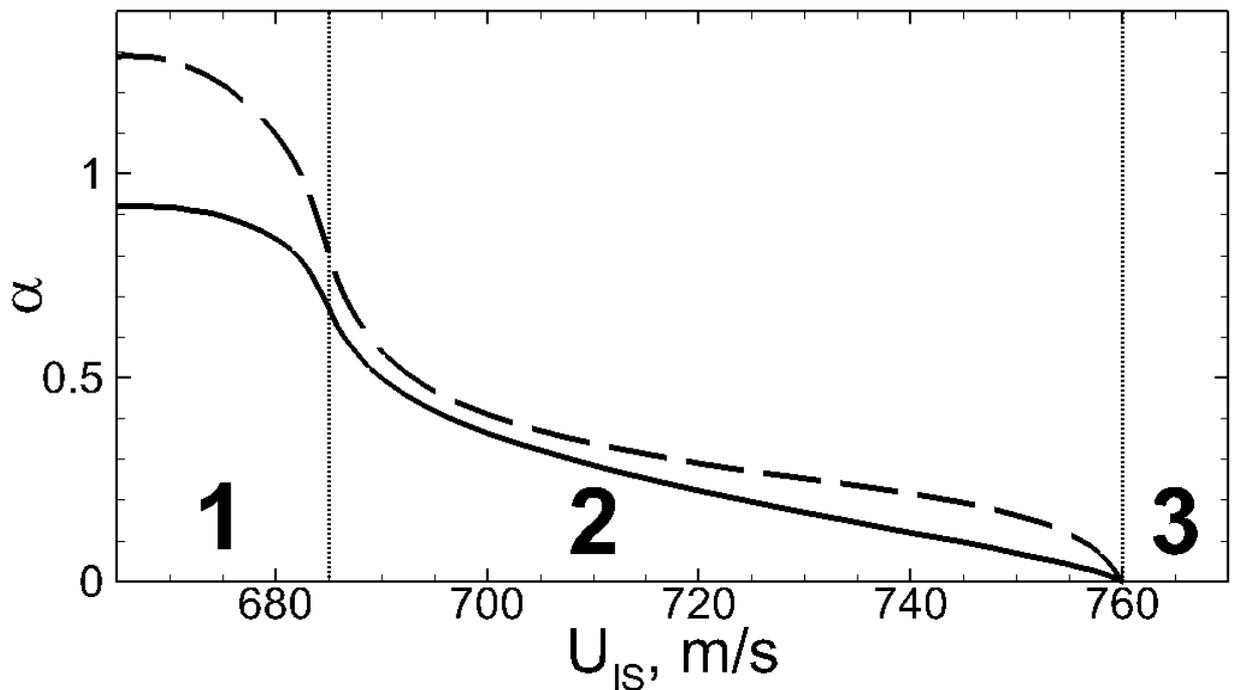


Рисунок 3.24 — Зависимость инкремента ускорения волны реакции α от скорости падающей ударной волны. Цифры 1, 2 и 3 показывают области реализации трех различных режимов формирования детонации: в результате ускорения волны реакции (1), в результате взаимодействия волны реакции с ударной волной (2) и в результате “жесткого” воспламенения.

3.8 Заключение к главе.

В настоящей главе определены основные газодинамические механизмы, определяющие формирование очагов воспламенения и возникновение детонации в реагирующей смеси в условиях одно- и двухкратного сжатия в ударной трубе. Продемонстрирована роль нестационарных газодинамических процессов, развивающихся в потоке за падающей ударной волной. Показано, что одну из ведущих ролей в формировании неоднородностей температурного поля играют роликотые вихри, формирующиеся в ходе нелинейной динамики пограничного слоя. На основе проведенного исследования сформулированы базовые механизмы формирования волн реакции, включая режим с многоочаговым воспламенением. Выявлены особенности формирования детонационной волны и сформулированы рекомендации к интерпретации экспериментальных измерений в реакторах на основе ударной трубы.

Глава 4. Горение и детонация дисперсных сред.

Настоящий раздел диссертации посвящен особенностям развития горения в двухфазной среде, представляющей из себя взвесь твердых микрочастиц в реагирующей газообразной среде. В разделе представлена модель газодинамики реагирующей двухфазной среды, результаты численного анализа режимов распространения волн горения в газозвеси, а также режимов инициирования волн горения и детонации в результате лучистого разогрева твердых микрочастиц от стороннего источника теплового излучения. В ходе исследования было продемонстрировано, что инициирование горения в газозвеси реализуется согласно механизму нестационарного теплового взрыва Я.Б. Зельдовича. При этом при достаточно больших длинах пробега излучения во взвеси и достаточных временах нагрева на масштабах облака частиц может сформироваться волна детонации, устойчивость которой зависит от степени неоднородности облака частиц, а также от химической активности горючей смеси. На основе проведенных исследований сформулирована концепция инициирования детонации путем генерации в реагирующей газообразной смеси облаков твердых микрочастиц заданной структуры.

Представленные в настоящем разделе материалы являются результатами исследований, проведенных автором и опубликованных в работах [X—XIII; XXIV—XXVI]. Исследования выполнены в соавторстве с М.Ф. Ивановым, М.А. Либерманом, В.П. Ефремовым и И.С. Яковенко. Автор настоящей работы принимал участие во всех постановках задач, провел все представленные в работах вычисления и их анализ. Выводы опубликованных работ сформулированы коллективом авторов. Автору настоящей работы принадлежит постановка задач об анализе многоочаговых режимов воспламенения и об устойчивости формирующихся детонационных волн. На защиту выносятся сформулированная автором на основе проведенных исследований (1) концепция локального инициирования теплового взрыва в реагирующей газообразной среде путем дистанционного нагрева облака микрочастиц от источника лучистой энергии, (2) классификация механизмов формирования волн горения и детонации в нагретых двухфазных облаках, в том числе многоочаговое воспламенение.

4.1 Воспламенение и горение газообразной среды, содержащей твердые микрочастицы.

По меньшей мере на протяжении 150 лет объемные взрывы пыли широко исследуются и рассматриваются как один из наиболее опасных факторов в промышленности, включая химические заводы, угольные шахты, атомные электростанции, хранилища газа, канализации электрических и оптических кабелей и др. При этом роль дисперсной фазы твердых частиц в процессе объемного взрыва не ограничена процессами теплообмена и обмена импульсом с несущей газовой фазой. В процессе разогрева твердые частицы могут сами претерпевать фазовые превращения, гореть, а также поглощать и переизлучать тепловую энергию [199]. Свойство частиц поглощать и переизлучать тепловую энергию может явиться одним из каналов передачи энергии, что с одной стороны будет определять развитие горения в дисперсной среде, а с другой может рассматриваться как один из перспективных методов дистанционного подвода энергии к реагирующей среде с целью ее последующего воспламенения. В виду того, что газ является практически прозрачным для широкого спектра излучений, частицы могут быть дистанционно нагреты посредством теплового или лазерного излучения. Впервые такой механизм применительно к проблемам взрывобезопасности исследовался в [200].

Среди рассматриваемых сценариев взрыва газовзвеси одним из наиболее интересных представляется тяжелый аварийный взрыв внутри оптического кабельного канала. В частности, получено, что частицы, взвешенные в горючей газообразной атмосфере, могут вызвать воспламенение атмосферы при их разогреве лазерным излучением, доставляемым посредством оптоволоконных систем. В работах [201; 202] исследовано воспламенение от одиночной субмиллимитровой или микронной частицы, нагретой таким образом. В работах [203; 204] рассмотрен сценарий воспламенения от нагретого слоя частиц. В виду того, что слой состоит из большого числа нагретых частиц, то его можно рассматривать как объемный источник тепловой энергии. Каждая частица передает избыточную тепловую энергию от своей поверхности окружающему газу и, в результате, имеет место объемный нагрев газа. В случае реагирующих частиц выход дополнительной энергии и пара с поверхности частицы способствует разогреву газа до еще более высоких температур. Большой объем избыточной энергии запасен

в плотных углеродных составах, таких как наноалмазы, графит и нанотрубки. Относительно низкая энергия активации таких составов (~ 650 К) обеспечивает возможность использовать достаточно низкоэнергетические источники света для эффективного объемного разогрева газообразной смеси [205] и даже для инициирования детонации [206].

При исследовании явлений, связанных с воспламенением газообразных сред путем лучистого нагрева частиц, в работах [200; 204] рассматривался сценарий, согласно которому с учетом высокой интенсивности излучения горячих продуктов горения возможно независимое самовоспламенение смеси перед фронтом пламени. В недавних работах [XXV; XXVI] такой сценарий был рассмотрен и подтвержден численно. Было показано, что удаленное от первичного очага горения относительно протяженное облако химически нейтральных микрочастиц, взвешенных в горючем газе, может в результате лучистого нагрева стать источником зажигания дефлаграционного или даже детонационного режимов горения. На основе доступных экспериментальных данных и специально поставленных расчетов может быть сформулирован концептуальный подход к пространственно локализованному инициированию горения или детонации. Такой подход актуален для разработки силовых установок, для которых принципиальным являются контролируемые пространственно-временные характеристики источника зажигания и направленный импульс. Целью настоящего исследования являлось обоснование предложенного подхода к генерации локализованного теплового взрыва путем лучистого нагрева взвешенных микрочастиц. Для этого были рассмотрены возможные сценарии формирования очагов воспламенения и последующего развития реализуемых режимов горения в конечном объеме газообразной горючей смеси, содержащей взвешенные микрочастицы и подверженной воздействию от внешнего источника лучистой энергии. В рамках исследования изучена чувствительность формируемых режимов горения к выбору параметров пространственного распределения частиц и интенсивности источника энергии. Это позволило сформулировать критерии применимости предложенной концепции.

4.2 Модель горения дисперсной газообразной среды.

В рамках традиционной математической модели динамика гетерогенного потока описывается в приближении двухскоростной двухтемпературной модели динамики сплошной среды. В принятом приближении поток частиц, так же как и поток несущего газа, описывается в континуальном приближении, согласно которому динамика частиц определяется уравнениями переноса, подобными уравнениям газодинамики:

$$\frac{\partial N_p}{\partial t} + \nabla(N_p \vec{u}_p) = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial \vec{u}_p}{\partial t} + (\vec{u}_p \nabla) \vec{u}_p = \vec{F}_{St} \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial T_p}{\partial t} + \vec{u}_p \nabla T_p = Q_{gp} - \frac{2\pi r_p^2 N_p}{c_{p,p} \rho_{p0}} (4\sigma T_p^4 - q_{rad}) \quad (4.3)$$

где N_p – число частиц в единице объема, u_p – скорость частиц, T_p – температура частиц, r_p – радиус частиц, $c_{p,p}$ – теплоемкость материала частиц, ρ_{p0} – плотность материала частиц.

Взаимодействие газовой компоненты с дисперсной фазой реализуется через источникный член в уравнении для импульса, который описывает силу сопротивления для частиц, движущихся в потоке несущей газовой фазы. При этом сила сопротивления выбирается как стоксовская сила:

$$\vec{F}_{St} = \frac{\vec{u} - \vec{u}_p}{\tau_{St}} \quad (4.4)$$

$$\tau_{St} = \frac{m_p}{6\pi r_p \mu} \quad (4.5)$$

где m_p – масса частицы, μ – молекулярная динамическая вязкость газа. (Остальные члены, входящие в уравнения 4.1–4.3, описаны ниже).

Для описания газовой компоненты используется математическая модель динамики реальных газов, основанная на системе уравнений Навье-Стокса вязкой сжимаемой жидкости с учетом теплопроводности, многокомпонентной диффузии и энерговыделения за счет химических реакций:

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \nabla(\rho_g \vec{u}) \quad (4.6)$$

$$\rho_g \left[\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \nabla) \vec{u} \right]_i = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial p}{\partial x_i} - \rho_p F_{St,i} \quad (4.7)$$

$$\begin{aligned} \rho_g \left[\frac{\partial E}{\partial t} + (\vec{u} \nabla) E \right] = \frac{\partial \sigma_{ij} u_i}{\partial x_j} - \nabla(p\vec{u}) - \rho_p \vec{F}_{St} (\vec{u}_p - \vec{u}) + \nabla(\kappa_g \nabla T) - \rho_p c_{p,p} Q_{gp} + \\ + \sum_k h_k \nabla \left(\rho D_k \nabla(Y_k) \right) + \rho \sum_k h_k \left(\frac{dY_k}{dt} \right)_{chem.} \end{aligned} \quad (4.8)$$

Здесь, ρ_g и ρ_p — массовые плотности газа и фазы частиц, $p = nRT = \rho T \sum_j R_j Y_j$; $E = \varepsilon + 0.5 \sum_i u_i^2$; $d\varepsilon = c_{V,g} dT$; $c_{V,g} = \sum_j c_{V,j} Y_j$; $\sigma_{ij} = \mu_g \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right)$ — компоненты тензора вязких напряжений; R — газовая постоянная, $R_j = R/m_j$; $Y_j = \frac{\rho_{g,j}}{\rho_g}$; p — давление газовой фазы; ε — внутренняя энергия; n — молярная плотность газа; $\rho_{g,j}$, $c_{V,j}$, Y_j — плотность, теплоемкость и массовая доля отдельных компонент газовой смеси соответственно; μ_g , κ_g — коэффициенты молекулярной вязкости и теплопроводности газа.

Коэффициенты вязкости, теплопроводности и диффузии газовой смеси определяются исходя из известных соотношений кинетической теории газов для многокомпонентных сред и являются функциями температуры и состава газовой смеси. Уравнения состояния свежей смеси и продуктов горения (в случае химически активного газа) задаются таблично на основании экспериментальных данных для отдельных компонент смеси. Теплообмен между газовой фазой и фазой частиц задаётся эмпирической формулой, выражающей тепловой поток через число Нуссельта:

$$Q_{gp} = \frac{3\kappa_g Nu}{2r_p^2 c_{p,p} \rho_{p0}} (T - T_p) \quad (4.9)$$

где T — температура газовой фазы. Характерное время межфазного теплообмена определяется как:

$$\tau_Q = \frac{2r_p^2 c_{p,p} \rho_{p0}}{3\kappa_g Nu} \quad (4.10)$$

Газовая среда на характерных для рассматриваемого класса задач масштабах прозрачна для излучения из области интенсивного энерговыделения. Поглощение излучения определяется взвешенными в газе твёрдыми частицами и зависит от их концентрации, размеров и пространственного распределения. В случае однородной газозвеси, содержащей частицы одного размера, перенос и

поглощение теплового излучения описывалось в однокрупном диффузионном приближении.

Последнее слагаемое в уравнении 4.3 определяет поглощение теплового излучения частицами и переизлучение тепла с их поверхности. q_{rad} – лучистый поток, $4\sigma T_p^4$ – поток, испускаемый с поверхности частиц в приближении абсолютно черного тела, σ – постоянная Стефана-Больцмана. Перенос излучения в среде вдоль выделенного направления рассчитывается в диффузионном приближении, что удовлетворительно описывает особенности распространения излучения в газозвеси, его поглощение частицами и переизлучение с их поверхности:

$$\frac{d}{dx} \left(L \frac{dq_{rad}}{dx} \right) = -\frac{3}{L} (4\sigma T_p^4 - q_{rad}) \quad (4.11)$$

где L – длина свободного пробега излучения в газозвеси, рассчитываемая как:

$$L = \frac{1}{\pi r_p^2 N_p} \quad (4.12)$$

При решении задачи о распространении пламени в рамках сформулированной математической модели формально источником потока излучения являются нагретые частицы в области продуктов горения. При этом, важно отметить, что в горячей области относительно быстро устанавливается равновесие, что обеспечивает чернотельный поток излучения с поверхности фронта пламени, как с поверхности раздела горячего излучающего газа и холодной среды [207].

В газозвеси, содержащей частицы разных размеров, сопоставимых с длиной волны переносимого излучения, перенос и поглощение излучения описывались в многокрупном диффузионном приближении. Так как формально в принятой постановке задачи источником излучения являются твердые микро-частицы, излучающие как черное тело, то спектр излучения охватывает все возможные длины волн и описывается планковским равновесным спектром. Частицы разного размера поглощают только те длины волн, которые оказываются короче характерного линейного масштаба – диаметра частиц. Таким образом, мелкие частицы радиуса r_{p1} будут поглощать излучение в диапазоне длин волн $\lambda < 2r_{p1}$, тогда как более крупные частицы радиуса $r_{p2} > r_{p1}$ будут поглощать в диапазоне длин волн $\lambda < 2r_{p2}$. Рассеивание излучения на частицах в данной постановке детально не рассматривается. В таком случае при наличии в составе газозвеси N частиц различных размеров r_{pi} ($r_{p,i+1} > r_{pi}$) целесообразно выделить группы, соответствующие диапазонам длин волн $\Delta\lambda_i = \{2r_{p,i-1} < \lambda < 2r_{pi}\}$

(r_{pN} – радиус наибольшей частицы, r_{p1} – радиус наименьшей частицы, $r_{p0} = 0$). Уравнение 4.11, записанное для одногруппового приближения, необходимо заметить системой из N уравнений, каждое из которых записано для частного потока $q_{rad,i}$, поглощаемого только в диапазоне длин волн $\Delta\Lambda_i = \{0 < \lambda < 2r_{pi}\}$. Приведем ниже запись модельных уравнений для случая двухгруппового приближения:

$$\begin{cases} \frac{d}{dx} \left(L \frac{q_{rad,2}}{dx} \right) = -\frac{3}{L} \int_{r_{p1}}^{r_{p2}} cU_{\lambda,p} d\lambda + \frac{3}{L_2} q_{rad,2} \\ \frac{d}{dx} \left(L \frac{q_{rad,1}}{dx} \right) = -\frac{3}{L} \left(\int_0^{r_{p1}} cU_{\lambda,p} d\lambda - q_{rad,1} \right) \end{cases} \quad (4.13)$$

где локальная длина пробега излучения рассчитывается с учетом присутствия частиц двух размеров и лимитируется меньшей длиной пробега:

$$L = \frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2} \quad (4.14)$$

Поток $q_{rad,2}$ поглощается только на частицах размером больше $r_{p,2}$ в области с длиной пробега L_2 . Вклад же в этот поток осуществляется всеми частицами, излучающими как черное тело.

В обобщенном виде для N -группового приближения необходимо решать N диффузионных уравнений:

$$\frac{d}{dx} \left(L \frac{q_{rad,i}}{dx} \right) = -\frac{3}{L} \int_0^{\Delta\lambda_i} cU_{\lambda,p} d\lambda + \frac{3}{L_i^*} q_{rad,i} \quad (4.15)$$

$$L = \frac{\prod_{i=1}^N L_i}{\sum_{k=1}^N \prod_{i \neq k} L_i} \quad (4.16)$$

$$L_i^* = \frac{\prod_{k=i}^N L_k}{\sum_{k=i}^N \prod_{j \neq k} L_j} \quad (4.17)$$

4.3 Взаимодействие пламени с облаком взвешенных в газе микрочастиц.

Рассмотрим в первую очередь самосогласованную задачу о распространении пламени в реагирующей газообразной среде, засеянной твердыми химически нейтральными микрочастицами. В этом случае единственным источником энергии является зона горения, и все определяющие динамику горения физические процессы связаны непосредственно с процессами, протекающими на масштабах

фронта пламени. Очевидно, что в общем случае включение в горючую газообразную среду химически нейтральных частиц снижает интенсивность развития всех стадий горения от воспламенения до перехода в детонацию, вплоть до полного гашения пламени. Однако поглощение частицами теплового излучения из зоны горения нагревает свежую смесь, что должно приводить к интенсификации горения. Имеющие место конкурирующие процессы, в частности уменьшающие химическую активность горючей газовой смеси, охлаждение зоны горения в результате затрат тепла на нагрев частиц в области, где нет поглощения излучения, и, наоборот, передача энергии от частиц, нагретых тепловым излучением от продуктов горения, газовой компоненте, зависят не только от природы и концентрации дисперсной фазы, размера и формы частиц, неоднородного распределения частиц в пространстве, но и от динамики ускоряющегося пламени, когда в результате интерференции излучаемых фронтом пламени волн сжатия возникает модуляция плотности частиц в объеме. Критерии, определяющие все эти процессы к настоящему времени недостаточно исследованы и их оценка методами математического моделирования может существенно расширить представления о роли нейтральной дисперсной компоненты в развитии горения газовзвеси.

Одним из наименее изученных аспектов проблемы является роль переноса излучения в развитии горения гетерогенных сред с горючей газовой компонентой и взвешенными твёрдотельными микрочастицами. Известно, что газовая среда с плотностью близкой к нормальной прозрачна для теплового излучения (длина пробега излучения составляет величину порядка нескольких сотен метров). Однако наличие в среде поглощающих частиц существенно уменьшает длину пробега излучения. Так при заданной массовой концентрации частиц длина пробега излучения пропорциональна среднему радиусу частиц и в случае массовой концентрации смеси порядка единицы составляет несколько миллиметров для микронных частиц и доли миллиметров – для наночастиц. Концентрация частиц может быть особенно велика в областях их скопления в горючей смеси вблизи препятствий, в углах или в области поворотов тракта. Наличие перед фронтом пламени зон с резким увеличением поглощения излучения естественно будет приводить к их дополнительному разогреву, что в свою очередь должно увеличивать скорость пламени и ускорять переход к детонации. В то же время потери импульса и энергии газового реагирующего потока на ускорение и нагрев микрочастиц тормозит эти же процессы. Конкуренция описанных процессов требует детального анализа, который должен определить эффективность фактора излуче-

ния в развитии горения гетерогенных сред. Решению этого вопроса был посвящен цикл аналитических работ [208; 209] и представленные там ссылки, в которых на основании упрощенных моделей, описывающих процесс, качественно была представлена конкуренция факторов торможения потока и прогрева смеси перед фронтом пламени в газовзвесах, плотно засеянных мелкими частицами. Цель настоящей работы заключалась в детализированном определении роли лучистого преднагрева горючей смеси в ускорении пламени и в вероятности самовоспламенения горючей смеси далеко впереди распространяющегося фронта горения. Были выделены два основных сценария: 1) распространение пламени в среде, равномерно засеянной микрочастицами, 2) распространение пламени в среде с существенно неравномерным распределением микрочастиц в объеме.

Первый сценарий реализуется при распространении пламени по газообразной горючей смеси, всюду содержащей равномерно распределённые микрочастицы (рисунок 4.1). В этом случае излучаемый с поверхности тепловой поток поглощается перед фронтом на масштабах порядка длины свободного пробега. Нагретые частицы передают тепло газу путём межфазного теплообмена, что обеспечивает поступление во фронт пламени предварительно разогретой горючей смеси. Конкуренция факторов разогрева смеси и поглощения ее надвигающимся фронтом горения приводит к формированию стационарной области прогрева перед фронтом пламени, имеющей соответствующую протяжённость и соответствующее время существования, что определяет максимально достижимый нагрев этой области излучением. Скорость горения предварительно разогретой смеси становится выше скорости горения холодной смеси, что и определяет ускорение пламени.

Рассмотрим баланс энергии, устанавливаемый в процессе распространения плоского пламени в толще облака микрочастиц, характеризуемого равномерным объемным распределением идентичных микрочастиц. Скорость фронта пламени относительно среды равна скорости горения u_f . В виду малости по сравнению с характерным временем распространения горения ($t_f \sim L_f/u_f$, где L_f – ширина фронта горения) временных масштабов обмена импульсом между несущим газовым потоком и взвешенными в нем микрочастицами в первом приближении можно пренебречь различием в скоростях газовой и дисперсной фаз. Тогда величину тепловой энергии, поглощенной частицами, сосредоточенными на расстоянии x от фронта пламени, на момент времени t можно рассчитать, исходя из следующего соотношения:



Рисунок 4.1 — Схема распространения пламени по газозвеси с равномерным распределением частиц.

$$\frac{d}{dt} \iiint \frac{\sigma T_b^4}{L} \exp\left(-\frac{x - u_f t}{L}\right) dV \quad (4.18)$$

где σT_b^4 — лучистый тепловой поток с поверхности фронта пламени, $\sigma T_b^4 \exp\left(-\frac{x - u_f t}{L}\right)$ — величина потока, излученного с поверхности фронта в момент времени t и достигшего точки x .

Запишем уравнения баланса тепловой энергии в системе с учетом соотношения 4.18 для поглощенной энергии:

$$\begin{cases} \rho_p c_{p,p} \frac{dT_p}{dt} = \sigma T_b^4 \exp\left(-\frac{x - u_f t}{L}\right) \pi r_p^2 N_p - \frac{T_p - T_g}{\tau_p} \\ \rho_g c_{V,g} \frac{dT_g}{dt} = -\frac{T_g - T_p}{\tau_g} \end{cases} \quad (4.19)$$

здесь $\rho_p = m_p N_p$ — массовая плотность дисперсной фазы, определяемая как произведение массы одной частицы на их число в единице объема, τ_p и τ_g — характерные временные масштабы межфазного теплообмена, определяемые как $\tau_p = \frac{2r_p^2 \rho_p c_{p,p}}{3\kappa N u}$ и $\tau_g = \tau_p \frac{\rho_g c_{V,g}}{\rho_p c_{p,p}}$.

В виду малого различия по порядку величины в удельных на единицу массы теплоемкостях газовой и конденсированной фаз можно переписать выражение для τ_g как $\tau_g \approx \tau_p \frac{\rho_g}{\rho_p} = \frac{\tau_p}{\zeta}$, где ζ — массовая концентрация частиц в газозвеси. В виду малости по сравнению с характерным временем распространения горения указанных временных масштабов в первом приближении можно пренебречь различием в температурах газовой и дисперсной фаз, тогда выражение для величины прогрева в точке x будет определяться следующим соотношением:

$$\left(1 + \frac{\tau_g}{\tau_p}\right) dT = \frac{3\sigma T_b^4}{4r_p \rho_{p,0} c_{p,p}} \exp\left(-\frac{x - u_f t}{L}\right) dt \quad (4.20)$$

Интеграл выражения 4.20 записывается как:

$$\Delta T = \frac{3\sigma T_b^4}{4r_p \rho_{p,0} c_{p,p}} \frac{L}{u_f} \frac{e^{u_f t/L} - 1}{e^{x/L}} \frac{\zeta}{1 + \zeta} \quad (4.21)$$

Для предельно больших L выражение 4.21 будет давать практически нулевой прирост температуры перед фронтом пламени, что соответствует абсолютно прозрачной для излучения среде. Для малых L температура перед фронтом будет повышаться на конечную величину. Стационарный профиль температуры в области преднагрева будет устанавливаться по мере поглощения фронтом пламени области газозвеси протяженностью L , соответственно время выхода на стационарный режим должно соответствовать временному масштабу $t = L/u_f$. Запишем решение 4.21 для указанного момента времени в точке $x = L$, что будет определять максимальный прирост температуры в этой точке на момент прихода фронта пламени. При записи выразим все входящие в выражение величины через длину пробега излучения и параметры среды. Получим:

$$\Delta T = \frac{\sigma T_b^4}{c_{p,p}} \frac{1}{u_f} \frac{e - 1}{e} \frac{\pi r_p^2 L}{\pi r_p^2 L \rho_g + m_p} \quad (4.22)$$

В случае рассматриваемых в работе малых массовых концентраций частиц максимальный прогрев, оцененный по формуле 4.22, не будет превышать значения:

$$\Delta T = 0.63 \frac{\sigma T_b^4}{\rho_g c_{p,p} u_f} \quad (4.23)$$

Увеличение массовой концентрации частиц приведет лишь к снижению степени прогрева. С другой стороны увеличение массовой концентрации ведет к интенсификации потерь импульса в результате межфазного взаимодействия, что так же может привести к существенному снижению скорости распространения пламени вплоть до его полного тушения.

Расчеты развития водород-кислородного горения показали, что максимальный прирост температуры перед фронтом пламени не превышал 150 – 200 К, что обеспечивало прирост скорости горения в пределах 10% для длин пробега излучения порядка 0.1 – 1.0 см (рисунок 4.2 и 4.3). Для больших длин пробега роль

излучения убывает, в асимптотике стремясь к нулю в области предельно больших длин пробега излучения (приближение газа без частиц). Для малых длин пробега излучения область наиболее интенсивного поглощения лучистой энергии приходится на фронт пламени, где дополнительный разогрев невелик, так как здесь температура поглощающей среды близка к температуре излучающего тела, и поглощение происходит в области уже развитой экзотермической реакции.

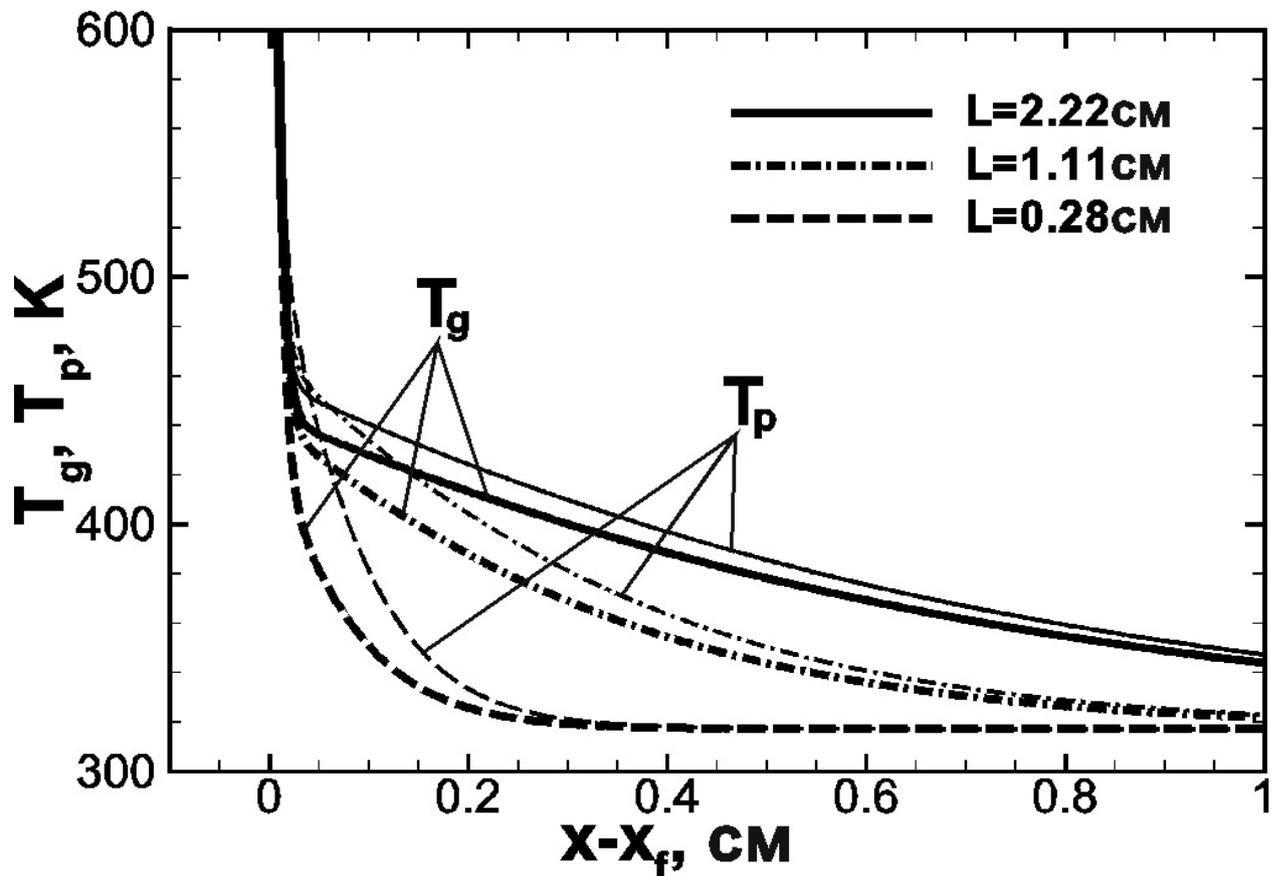


Рисунок 4.2 — Профили температуры частиц (T_p) и газа (T_g) в зоне преднагрева перед фронтом пламени при различных значениях длины свободного пробега излучения L . x_f — координата фронта пламени.

Несколько иная ситуация реализуется в случае, когда пламя распространяется по предварительно нагретой среде. В зависимости от начальной температуры среды относительно небольшой дополнительный прогрев среды излучением на 150 – 200 К может способствовать смене режима распространения волны горения. На смену дефлаграционному механизму распространения горения приходит механизм независимого воспламенения смеси перед фронтом пламени в области прогрева. Это, в свою очередь, может определить существенный прирост скорости распространения пламени, а следовательно и согласованное с ускорением пламени сжатие смеси. Как следствие описанный эффект может привести

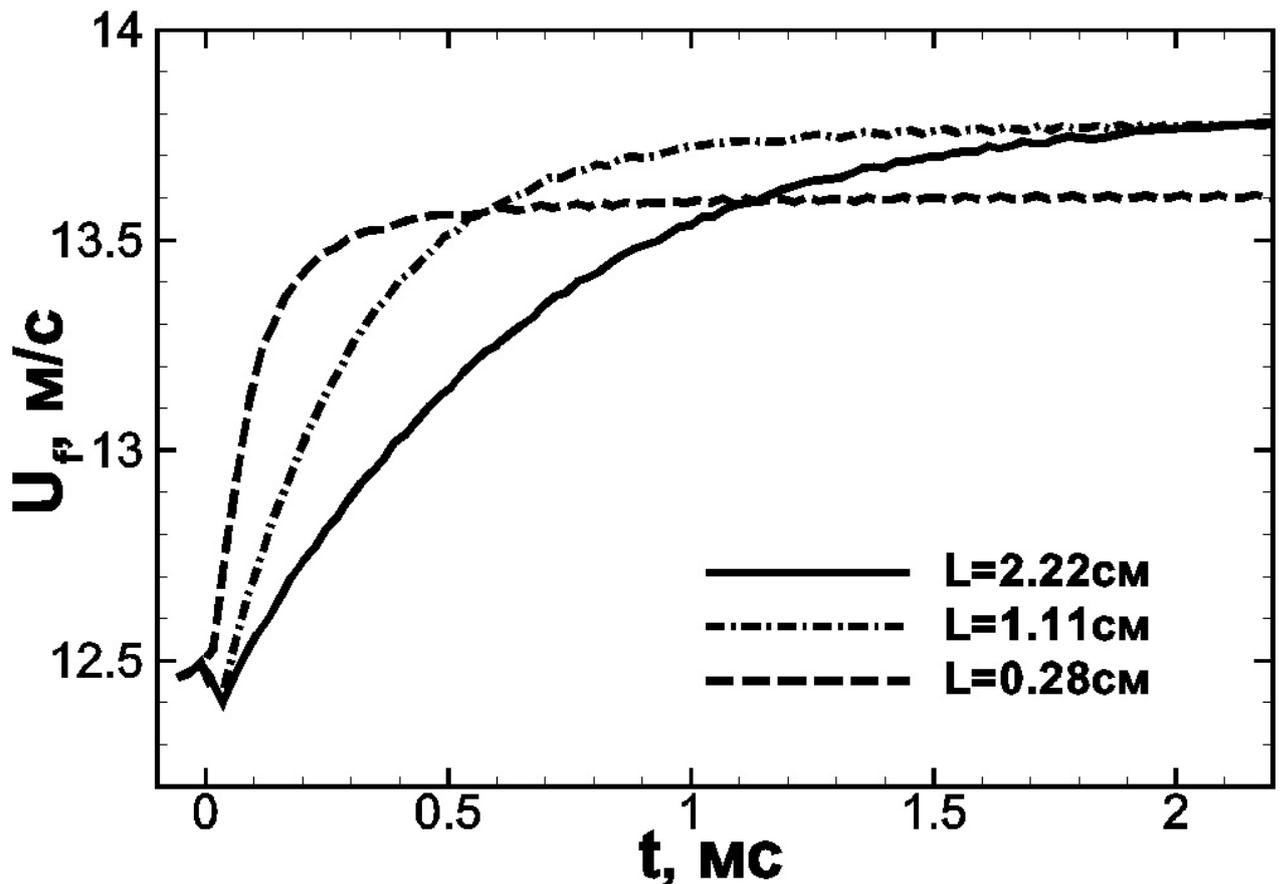


Рисунок 4.3 — Хронограммы скоростей горения газозвеси при различных значениях длины свободного пробега излучения L .

к формированию детонации. Сценарий с переходом в режим распространения волны самовоспламенения наблюдался в расчете горения стехиометрической водород-кислородной смеси, равномерно засеянной микрочастицами ($L = 1$ см) и предварительно нагретой до температуры 900 К. Хронограмма скорости пламени в такой среде показана на рисунке 4.4.

Иная ситуация развивается в случае распространения пламени по горючей смеси, существенно неравномерно засеянной частицами. Тепло практически без потерь переносится лучистым потоком через области с малым содержанием частиц и целиком поглощается на границах облаков взвешенных в газе частиц, которые могут находиться на существенном расстоянии от начального очага воспламенения (рисунок 4.5), служащего источником излучения. Если это расстояние обеспечивает время прихода фронта пламени на границу облака (с учетом генерации потока газа перед движущимся фронтом пламени и вовлечения в него частиц, уносимых тем самым из области начального энерговложения) большим, чем необходимо для разогрева газа до температуры воспламенения, то область поглощения становится очагом зарождения новой волны горения.

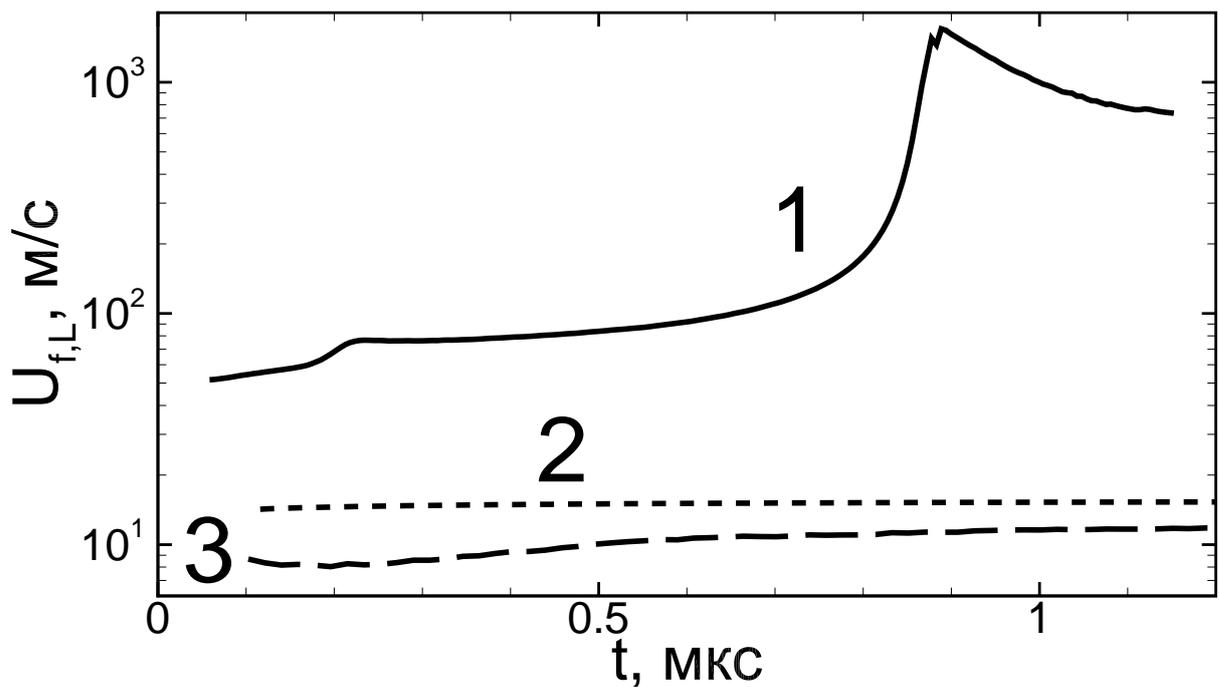


Рисунок 4.4 — Хронограмма скорости пламени, распространяющегося по стехиометрической водород-кислородной смеси при давлении 0.3 атм, равномерно засеянной микрочастицами ($L = 1$ см) и предварительно нагретой до температуры 900 К (1). Для сравнения также приведены результаты для давлений 1.0 атм (2) и 0.3 атм (3) и начальной температуры 300 К.

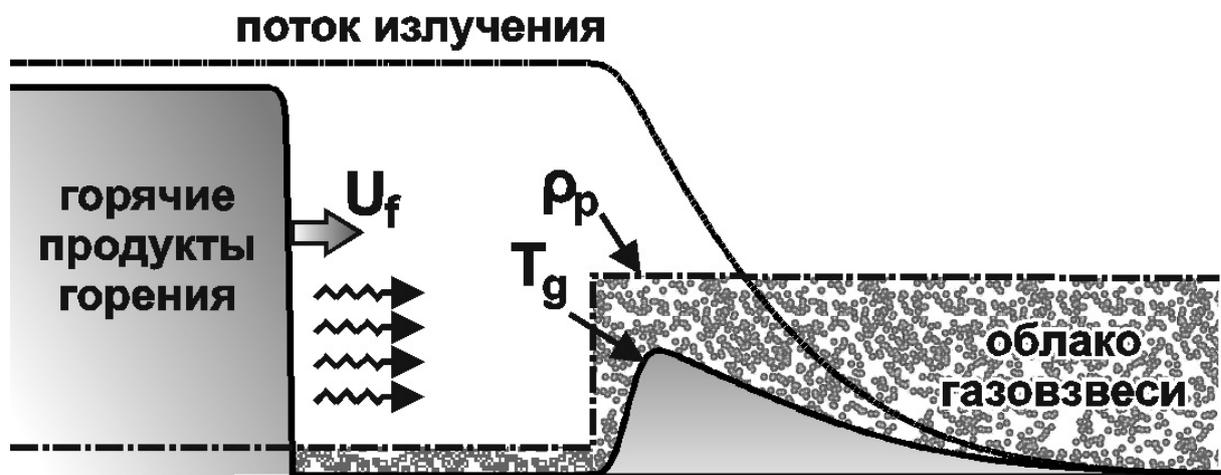


Рисунок 4.5 — Схема распространения пламени по газозвеси с неравномерным распределением частиц.

Рассмотрим механизм формирования очагов воспламенения в дисперсной среде, поглощающей тепловое излучение. Пусть на границу облака взвешенных микрочастиц в течение времени t_{rad} падает поток теплового излучения величиной q_{rad} . Пусть также характерные времена обмена импульсом и энергией для выбранных параметров дисперсной фазы малы по сравнению с характерным временем

лучистого нагрева t_{rad} . Тогда в первом приближении можно пренебречь разрывом в температурах и скоростях газовой и дисперсной фаз и записать оценку сверху для распределения температуры, установившегося за рассматриваемое время в толще облака частиц:

$$T(x) = T_0 + \int_0^{t_{rad}} \frac{q_{rad} \exp(-x/L)}{L(\rho_p c_{p,p} + \rho_g c_{V,g})} dt \quad (4.24)$$

Если величина потока и время его воздействия на среду таковы, что температура на границе $T(0)$ достаточна для воспламенения горючей газовой смеси, то в среде будет формироваться волна горения, причем режим ее распространения будет определяться степенью пологости сформировавшегося температурного распределения [14]. Пологость сформировавшегося градиента температуры будет в свою очередь определяться соотношением времени нагрева t_{rad} и характерного акустического временного масштаба, определяющего унос энергии из области нагрева. Так, если время нагрева достаточно велико, то давление успевает выравняться за счет расширения газа (рисунок 4.6), нагреваемого путём теплопередачи от нагретых излучением частиц, при этом на периферию области лучистого нагрева попадают частицы, вовлекаемые потоком расширяющегося газа, что приводит к перераспределению поглощенного тепла и, как следствие, к формированию более пологого градиента температуры вблизи эпицентра области поглощения. Еще одним фактором, определяющим формирование более пологого градиента температуры, является изначально неравномерное (размазанное) распределение частиц на границе с выраженным градиентом концентрации частиц (различные профили распределения частиц приведены для сравнения на рисунках 4.7, 4.8, и 4.9). Пространственное распределение поглощенной лучистой энергии в среде с градиентом концентрации частиц определяет формирование пологого градиента температуры, что в свою очередь может стать источником быстрых волн горения, ударных (рис. 4.8) и детонационных (рис. 4.9) волн.

Рассмотрим теперь особенности формирования очагов воспламенения в среде, засеянной частицами различных размеров (полидисперсной среде). Пусть частицы распределены в пространстве таким образом, что лучистый поток преодолевает сначала тонкий слой (0.5 см) мелких частиц с пробегом излучения X_1 , а далее распространяется в среде с пробегом излучения X_2 , засеянной более крупными частицами. В такой постановке тонкий слой частиц поглощает только поток в диапазоне длин волн $\lambda < d_{p1}$, тогда как в остальной области поглощаются дли-

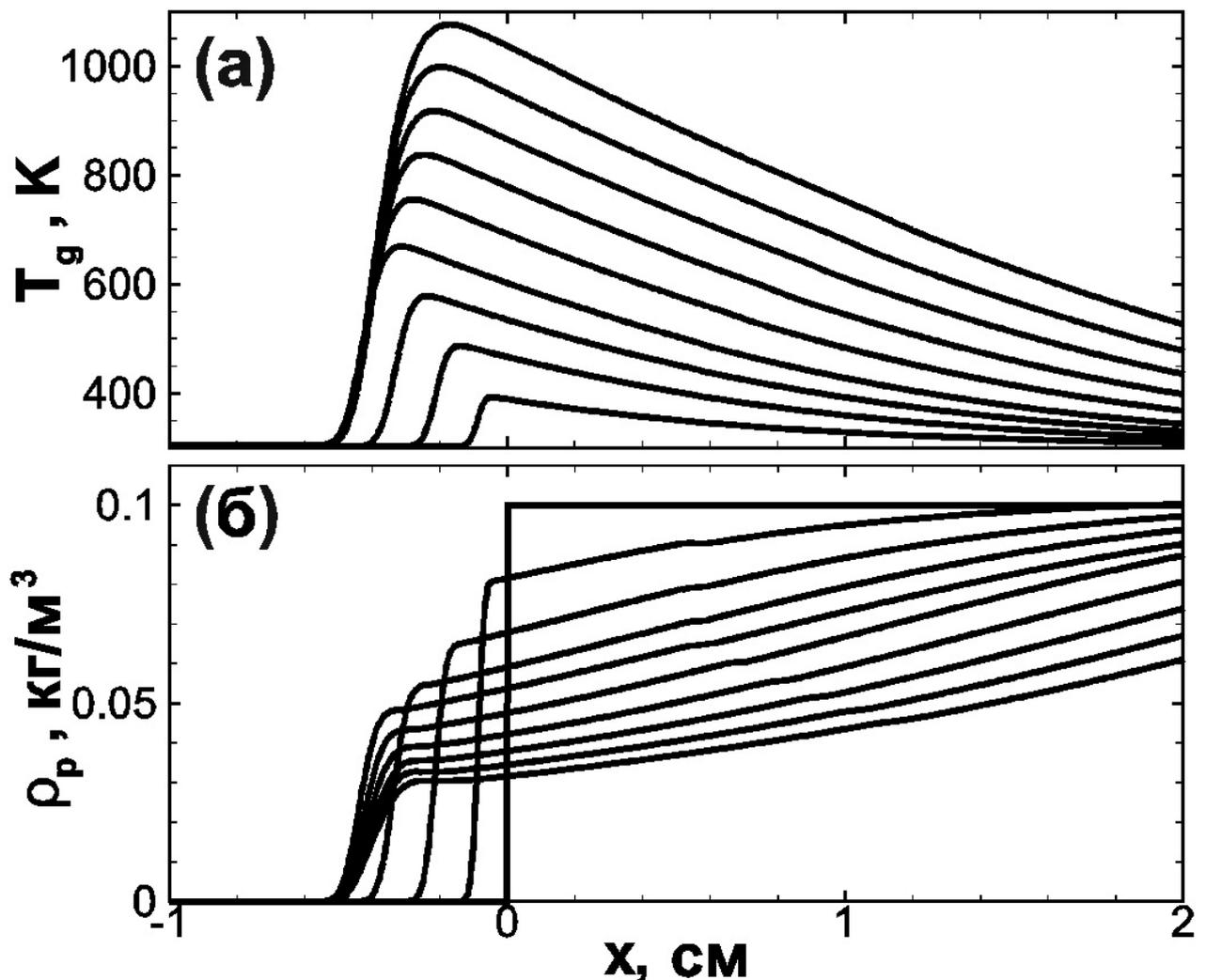


Рисунок 4.6 — Профили температуры газа (а) и плотности частиц (б) вблизи границы облака частиц в ходе его нагрева излучением. Профили приведены на различные моменты времени с шагом 50 мкс. $N_p = 2.5 \cdot 10^7 \text{ 1/м}^3$, $r_p = 1 \text{ мкм}$.

ны волн $\lambda < d_{p2}$, где d_{p1} и d_{p2} – размеры частиц, причем $d_{p1} < d_{p2}$. Для простоты анализа параметры частиц и их начальное распределение задавались таким образом, чтобы исключить различие в динамике частиц и характере обмена тепловой энергией с окружающим газом. На рисунке 4.10 показана динамика разогрева и воспламенения в неоднородно засеянной области. В анализируемой постановке задачи частицы большего размера распределены с большей объемной концентрацией в пространстве так, что длина пробега в засеянной ими области меньше длины пробега в тонком слое частиц меньшего радиуса. С другой стороны более крупные частицы поглощают целиком поток в диапазоне длин волн $d_{p1} < \lambda < d_{p2}$ и лишь часть потока в диапазоне d_{p1} . Расчет проводился в многогрупповом приближении.

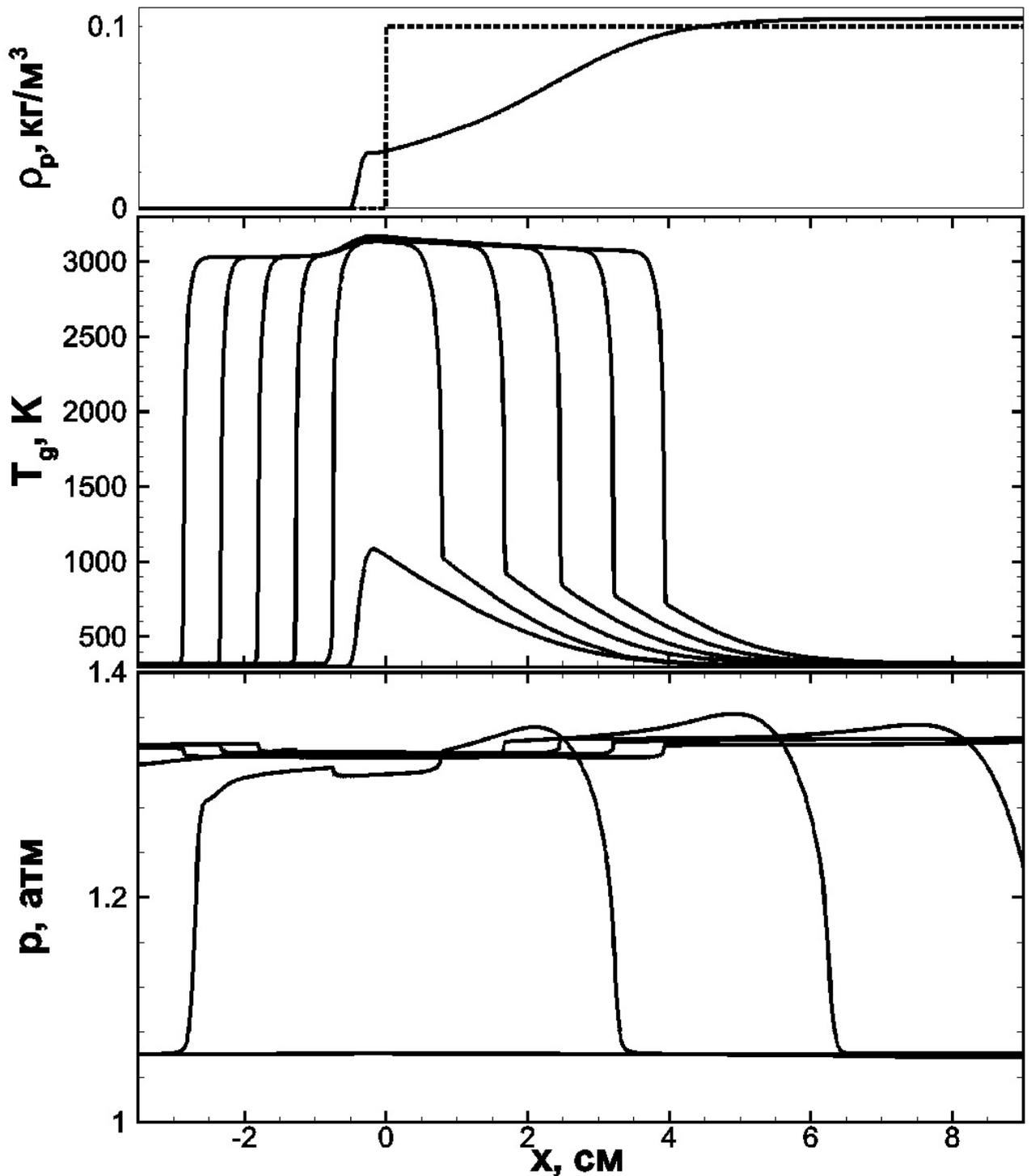


Рисунок 4.7 — Эволюция профилей температуры газа (средняя часть рисунка) и давления (нижняя часть) в ходе инициирования волны медленного горения вблизи границы облака частиц. $t_0 = 900$ мкс, $\Delta t = 50$ мкс. Верхняя часть рисунка показывает начальное распределение частиц (штриховая линия) и распределение частиц на момент времени t_0 (сплошная).

В рассмотренном случае реализуется двухгорбое распределение температуры среды, обусловленное сменой механизма поглощения сначала на внешней границе тонкого слоя мелких частиц, а далее на границе между областями, за-

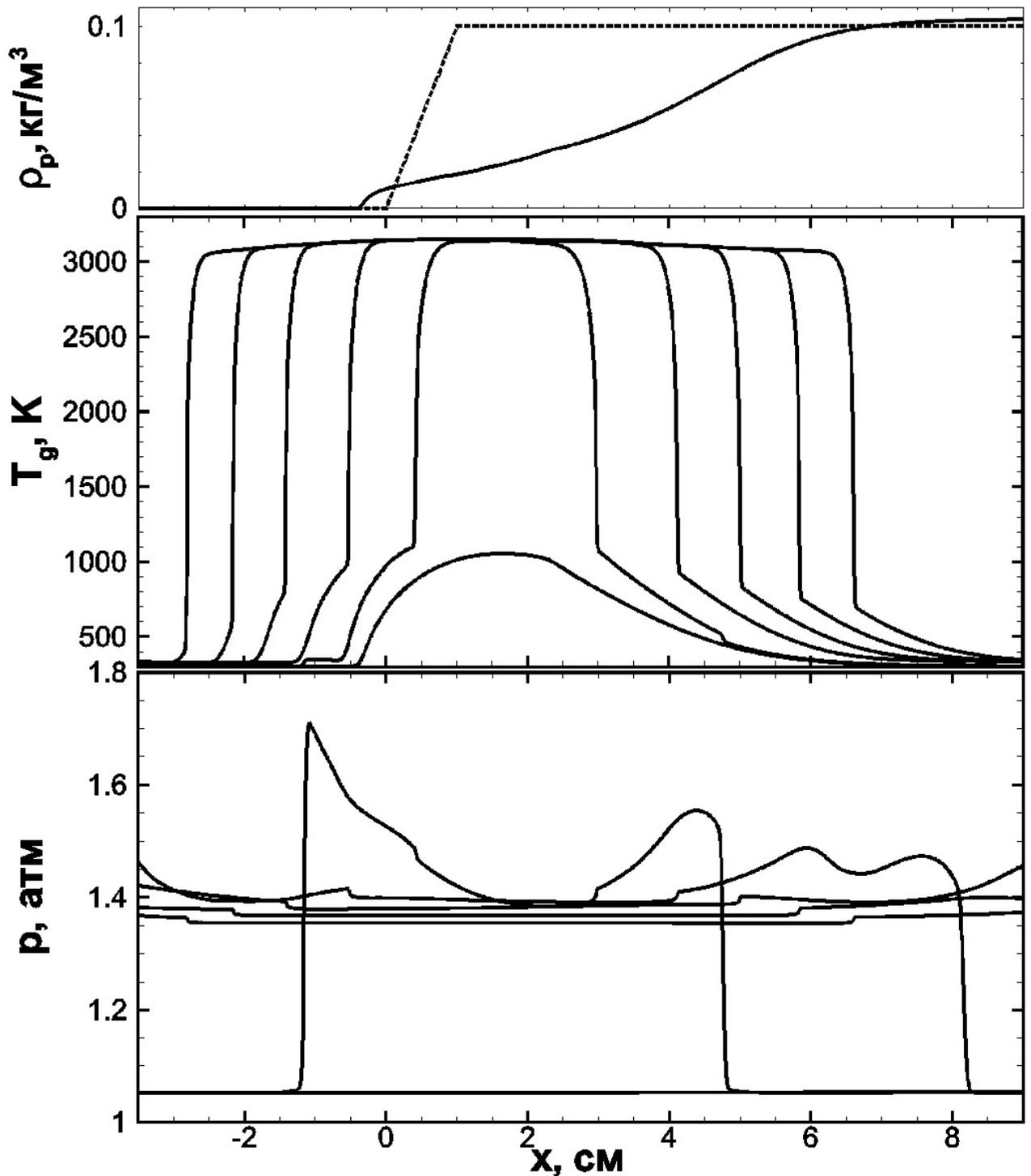


Рисунок 4.8 — Эволюция профилей температуры газа (средняя часть рисунка) и давления (нижняя часть) в ходе инициирования волны быстрого горения и ударной волны вблизи границы облака частиц. $t_0 = 1650$ мкс, $\Delta t = 50$ мкс. Верхняя часть рисунка показывает начальное распределение частиц (штриховая линия) и распределение частиц на момент времени t_0 (сплошная).

сеянными различными типами частиц. Таким образом, в полидисперсной среде становится возможной реализация воспламенения в многоочаговом режиме, что определяет более интенсивное сжигание горючей газозвеси и, как следствие,

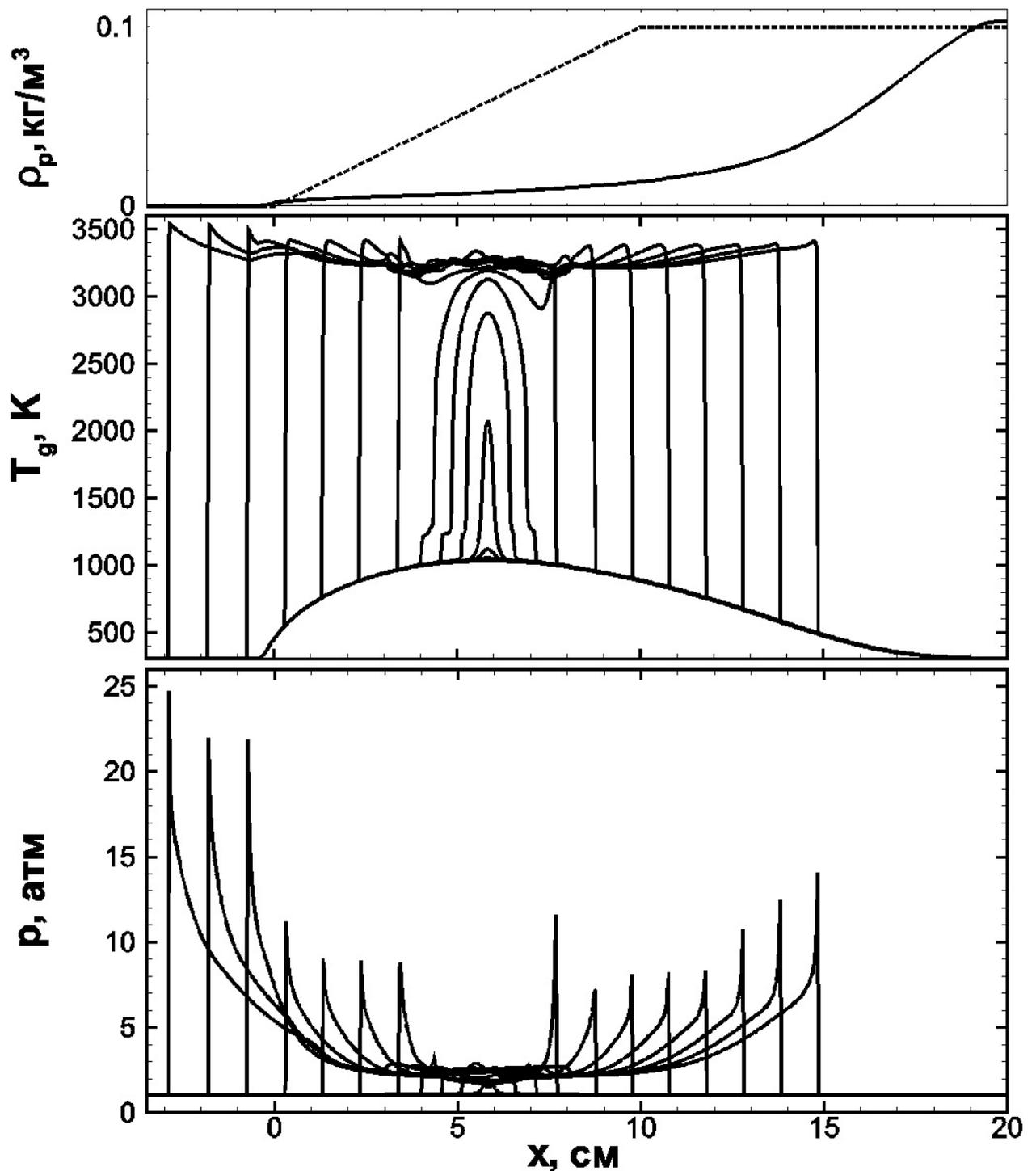


Рисунок 4.9 — Эволюция профилей температуры газа (средняя часть рисунка) и давления (нижняя часть) в ходе инициирования волны детонации вблизи границы облака частиц. $t_0 = 4980$ мкс, $\Delta t = 4$ мкс. Верхняя часть рисунка показывает начальное распределение частиц (штриховая линия) и распределение частиц на момент времени t_0 (сплошная).

большую интенсивность динамических нагрузок, что представляет интерес для задач взрывобезопасности.

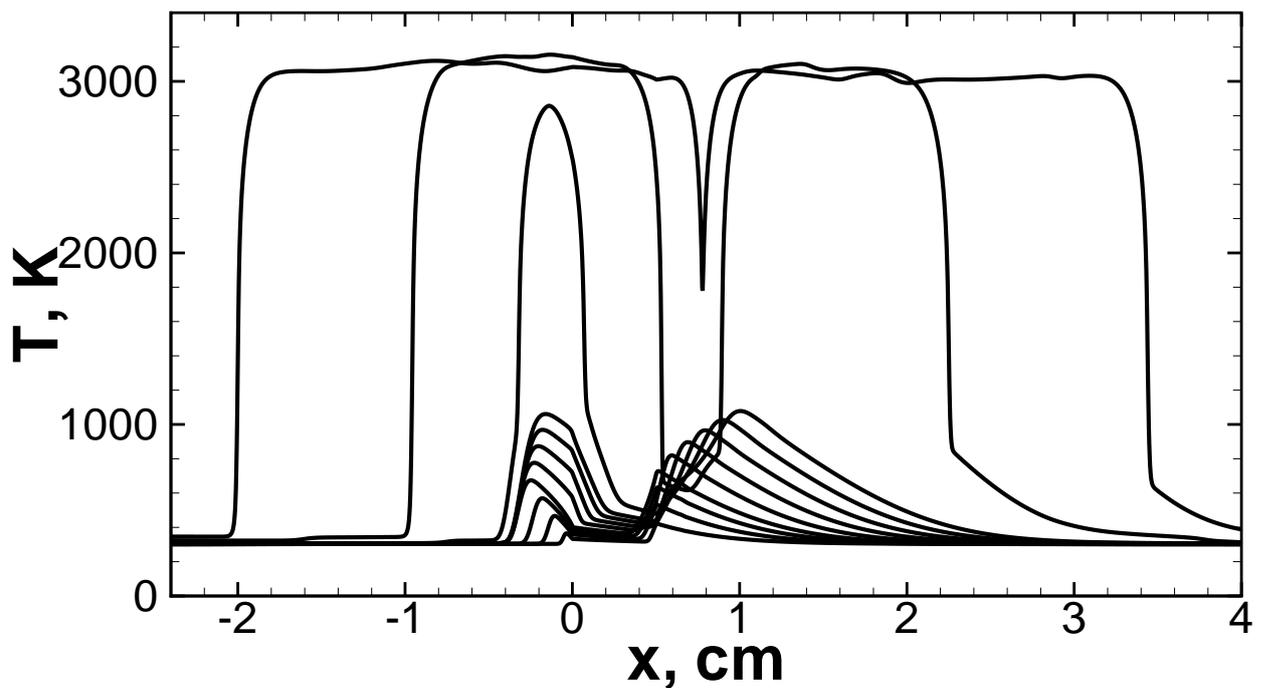


Рисунок 4.10 — Эволюция температурных профилей в процессе лучистого разогрева и воспламенения в неоднородно засеянной частицами среде. Расчет в многогрупповом приближении. Профили приведены на различные моменты времени, начиная с $t_0 = 5$ мкс, с шагом $\Delta t = 10$ мкс.

Еще одной причиной многоочагового воспламенения среды может явиться пространственно неоднородное распределение микрочастиц. Рассмотрим такой режим на примере периодического распределения частиц (рисунок 4.11). В этом случае поглощенная на частицах энергия разнесена в пространстве и имеет место немонотонное распределение температуры с периодическими максимумами. Воспламенение каждого из сформировавшихся очагов происходит с задержкой друг относительно друга аналогично рассмотренному выше случаю. Отличие заключается в том, что каждый локальный очаг характеризуется теперь относительно острым градиентом температуры. Волна сжатия уходит вперед от эпицентра воспламенения, тогда как спонтанная волна вырождается в волну медленного горения. Отошедшая волна сжатия, достигнув соседнего очага, передает смеси дополнительную энергию, что снижает порог воспламенения и ускоряет энерговыделение. Как следствие более интенсивного энерговыделения интенсивность следующей сформировавшейся волны сжатия выше, чем у предыдущей. Последовательность таких взаимно-зависимых усиливающихся “взрывов” ведет в конечном счете к формированию детонации (рис. 4.11в). Описанный режим многоочагового воспламенения с последующим формированием детонации в области

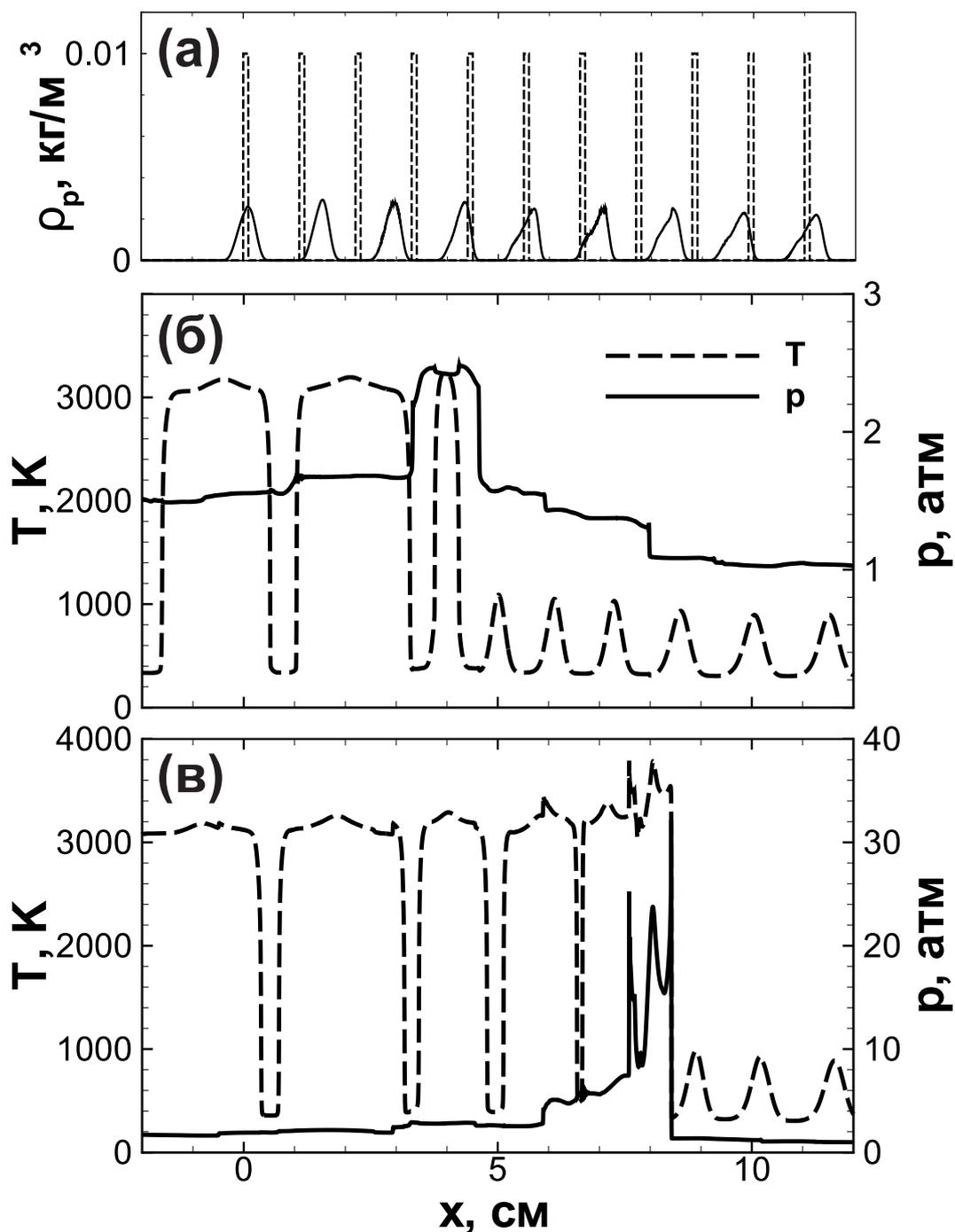


Рисунок 4.11 — Начальное распределение микрочастиц (1) и их распределение на момент воспламенения (2) (а), профили температуры и давления на момент времени возгорания третьего слоя частиц (третий очаг возгорания) (б) и то же на момент времени возгорания шестого слоя частиц (шестой очаг возгорания) и возникновения детонации (в).

поглощения лучистой энергии представляется перспективным как метод управляемого инициирования детонации.

Результаты численного моделирования двух базовых сценариев развития горения химически активных газовзвесей с равномерным и неравномерным рас-

пределением инертных микрочастиц в объеме показали, что определяющим механизмом лучистого переноса тепловой энергии может стать только в случае существенно неравномерного распределения частиц. В случае равномерного распределения частиц роль лучистого теплопереноса ограничена с одной стороны большими временами лучистого нагрева частиц и передачи тепла от частиц газу и с другой стороны конечной относительно высокой скоростью горения газовой фазы, лимитирующей время нагрева частиц в области примыкающей к фронту пламени. Это ограничение так же сохраняется и в случае неравномерного распределения частиц в виде облаков. Однако, если расстояние от первичного очага воспламенения до ближайшего облака микрочастиц достаточно велико, то лучистый перенос тепла из области продуктов горения на границу облака может успеть создать условия для локального воспламенения горючей смеси. Воспламенение в областях поглощения излучения может существенно интенсифицировать процесс сгорания горючей газовой смеси, а градиент концентрации частиц на границе облаков может привести к созданию градиента температуры горючей смеси, что вызовет генерацию быстрых волн горения, ударных и детонационных волн. Отдельный интерес представляют режимы с многоочаговым воспламенением, которые реализуются в результате неравномерного распределения частиц в объеме или в случае полидисперсности частиц.

4.4 Иницирование горения и детонации путем лучистого нагрева облака взвешенных частиц.

Рассмотрим следующую постановку задачи, представленную на рисунке 4.12. Бесконечный плоский канал заполнен стехиометрической водород-кислородной смесью при нормальных условиях (300.0 К и 1.0 атм). Химически нейтральные микрочастицы равномерно взвешены в слое толщиной L_1 . Приведем параметры взвешенных микрочастиц: диаметр одной частицы – $d_p = 1.0$ мкм, плотность вещества, из которого изготовлены частицы – $\rho_{p,0} = 1.0$ г/см³, удельная теплоемкость вещества – $c_{p,p} = 10^7$ эрг/г/К, объемная концентрация частиц в дисперсном слое варьируется в диапазоне – $\alpha_p = 1.0 \cdot 10^5 - 4.0 \cdot 10^{-5}$. В рассмотренном диапазоне объемных концентраций частиц длина свободного пробега излучения внутри дисперсного слоя варьируется в диапазоне $L = 6.7 - 1.7$ см. Излучение от

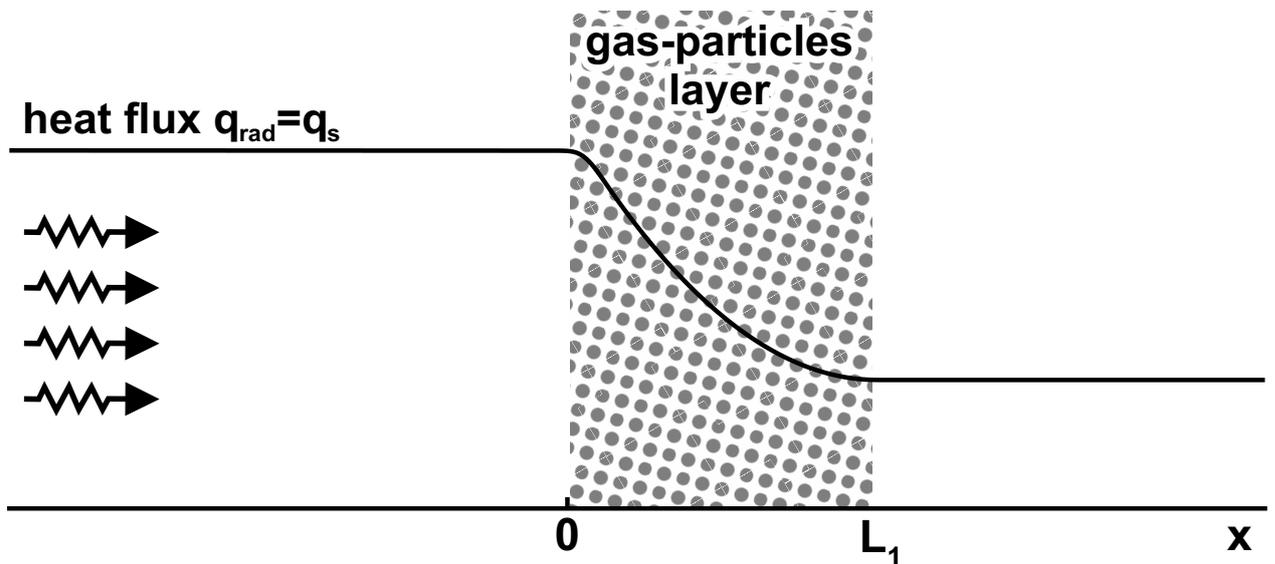


Рисунок 4.12 — Постановка задачи.

внешнего источника моделируется непрерывным потоком теплового излучения с левой границы расчетной области (канала) ($x \rightarrow -\infty$), начиная с момента времени $t = 0$. Параметры источника лучистой энергии выбраны в соответствии с данными из [205; 206]. Излучаемый источником тепловой поток рассчитывается как $q_s = \sigma T^4$ – поток абсолютно черного тела, нагретого до температуры 5800.0 К. В расчетах время действия источника лучистой энергии было неограниченным. Анализ расчетов показал, что излучение от источника, равно как и излучение от горячих продуктов горения определяют развитие теплового взрыва на масштабах дисперсного слоя, но не оказывают никакого влияния на стадии, когда горение инициировано в окружающей газовой среде. Таким образом, полученные результаты можно рассматривать как оценку минимальной длительности импульса излучения, необходимой для инициирования того или иного режима горения.

Развитие процесса нагрева облака частиц с последующим воспламенением газовой смеси подобно тому, как это описано в предыдущем разделе, посвященном инициированию воспламенения среды на расстоянии перед фронтом пламени. Разогрев газовой смеси происходит в результате поглощения поверхностью частиц теплового излучения и его последующей передачи по средству теплопроводности газу. Степень равномерности нагрева газа полностью зависит от объемной плотности и пространственного распределения частиц в газе. В процессе нагрева газообразная смесь расширяется, унося микрочастицы из нагретой области. В результате этого, локальная концентрация частиц уменьшается. Дальнейший нагрев продолжается в дисперсной среде с большим значением средней длины пробега, в виду его зависимости от концентрации частиц в газе

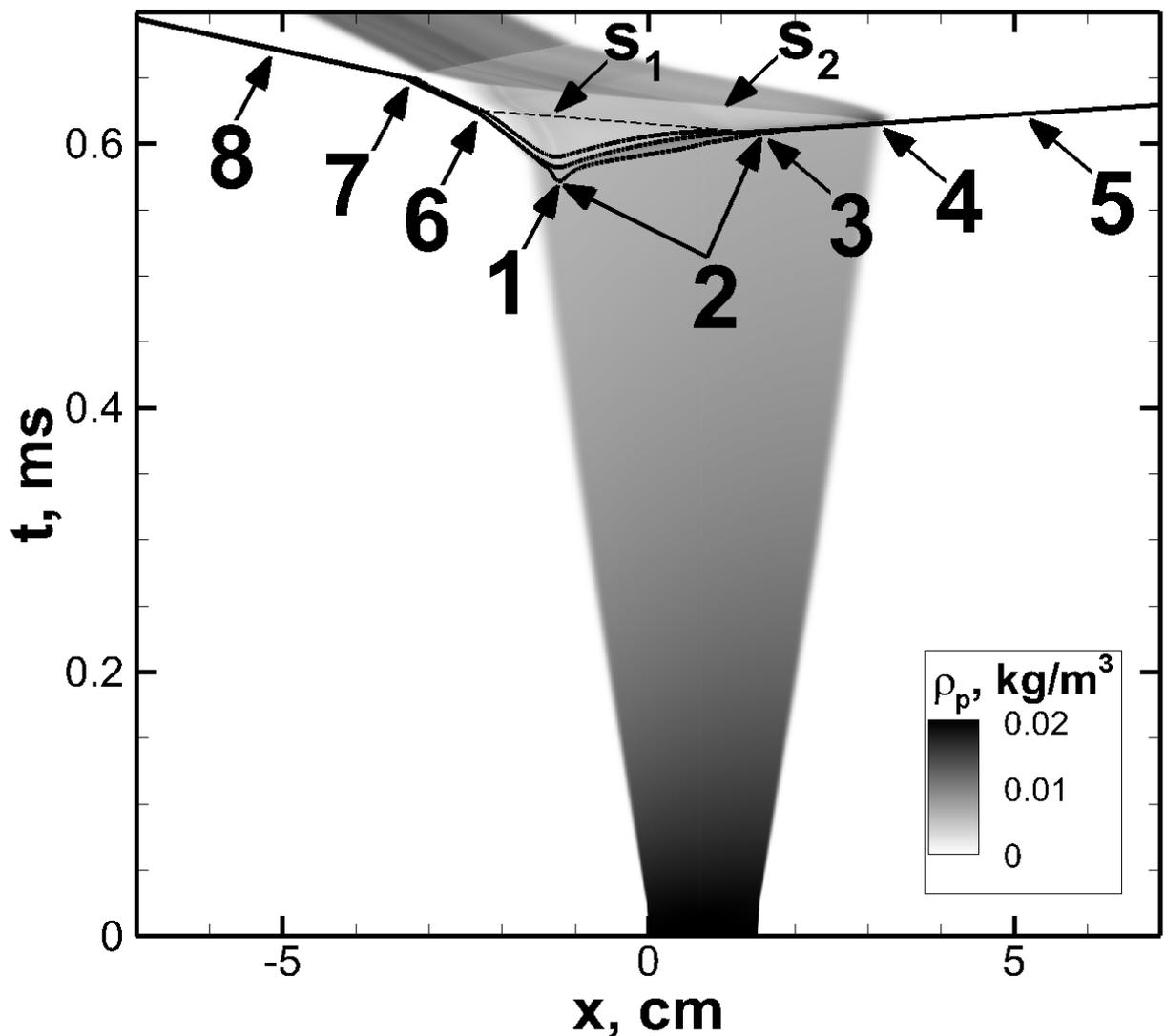


Рисунок 4.13 — Эволюция дисперсного слоя во время его лучистого нагрева и последующего теплового взрыва. Цветом показано изменение в объемном распределении частиц. Сплошными линиями показаны изолинии температуры в 1100.0 К, 2000.0 К и 3000.0 К (последовательно начиная с нижней линии). 1 – первичное воспламенение, 2 – область теплового взрыва, 3 – точка формирования детонации, 4 – выход детонации из нагретой области в свежую смесь, 5 – самоподдерживаемая детонация, 6 – взаимодействие левого фронта реакции с волной детонации s_1 , 7 – взаимодействие левого фронта реакции с ударной волной s_2 , 8 – распространение высокоскоростного пламени навстречу источнику лучистой энергии.

(уравнение 4.12). Если ширина слоя частиц настолько велика, что волны разрежения не успевают оказать существенного влияния на распределение частиц внутри слоя до инициирования воспламенения, то температурное распределение полностью воспроизводит профиль потока излучения, экспоненциально спадаю-

щего с проникновением вглубь слоя ($T(x) \sim \exp(-x/L)$). В случае узкого слоя волне разрежения удается изменить пространственное распределение частиц, и слой нагревается практически равномерно. На рисунке 4.13 показана характерная картина развития процесса, включая стадию нагрева и расширения, стадию теплового взрыва внутри нагретого слоя и стадию формирования детонации в свежей смеси. Данные представлены для слоя начальной ширины $L_1 \approx 0.45 L$. На ранней стадии нагретая среда расширяется практически изотропно, после чего тепловой взрыв (2) внутри нагретого слоя генерирует детонационную волну (5), распространяющуюся в направлении от источника излучения (направо), и волну быстрого горения (8), распространяющуюся навстречу источнику излучения (налево). Траектории самоподдерживаемых волн детонации и быстрого горения показаны тремя изотермами 1100.0 К, 2000.0 К и 3000.0 К. При выбранной мощности источника излучения перед воспламенением дисперсный слой нагревался до 1050-1100 К. После воспламенения температура в эпицентре теплового взрыва и на фронте пламени достигает 3100.0 К. На детонационном фронте температура достигает 3500.0 К.

В изученном диапазоне объемных концентраций частиц нагрев до момента воспламенения производился дольше, чем характерный акустический масштаб времени ($t_{ign} > L_1/a$, где a – локальная скорость звука). В таких условиях воспламенение возникает внутри неоднородно нагретого очага при практически постоянном давлении. Режимы воспламенения при этом соответствуют сценариям развития нестационарного теплового взрыва, предложенным Я.Б. Зельдовичем для описания воспламенения на градиенте температуры [14]. В области теплового взрыва на масштабах нагретого дисперсного слоя экзотермическая реакция протекает объемным образом, что иллюстрирует положение изолиний температуры, представленных на рисунке 4.13. При формировании детонационной волны все три изолинии температуры сходятся, так как теперь экзотермическая реакция локализована исключительно в узкой зоне непосредственно за ведущей ударной волной, что согласуется с классическими представлениями о структуре детонационной волны [135].

Согласно классификации режимов воспламенения, предложенных в [14], имеет место однозначное соответствие между параметрами температурного градиента, особенностями развития теплового взрыва и установлением конечного режима горения. На фоне температурного градиента (или, в общем случае, градиента реактивности смеси) тепловой взрыв развивается в форме, так называ-

емой, спонтанной волны реакции. Спонтанная волна реакции распространяется посредством независимых воспламенений, разнесенных в пространстве вдоль температурного градиента, со скоростью $U_{sp} = |\text{grad}(\tau_{ind})|^{-1}$. Скорость спонтанной волны реакции может быть достаточно высокой на фоне гладкого градиента температуры (асимптотически при постоянной температуре или нулевом градиенте температуры $U_{sp} \rightarrow \infty$). Если видимая скорость оказывается сверхзвуковой, то фронт реакции будет сопровождаться формируемой за его фронтом волной сжатия. В зависимости от особенностей химической кинетики (например, немонотонной зависимости $\tau_{ind}(T)$) спонтанная волна может развиваться нестационарным образом, и конечный режим горения определяется взаимодействием нестационарных волн горения и волн сжатия, генерируемых в течение всего процесса. Детальный анализ развития спонтанной волны горения в водород-кислородной смеси и описание возможных режимов горения, формируемых в результате этого, представлены в разделе 2.2 диссертации.

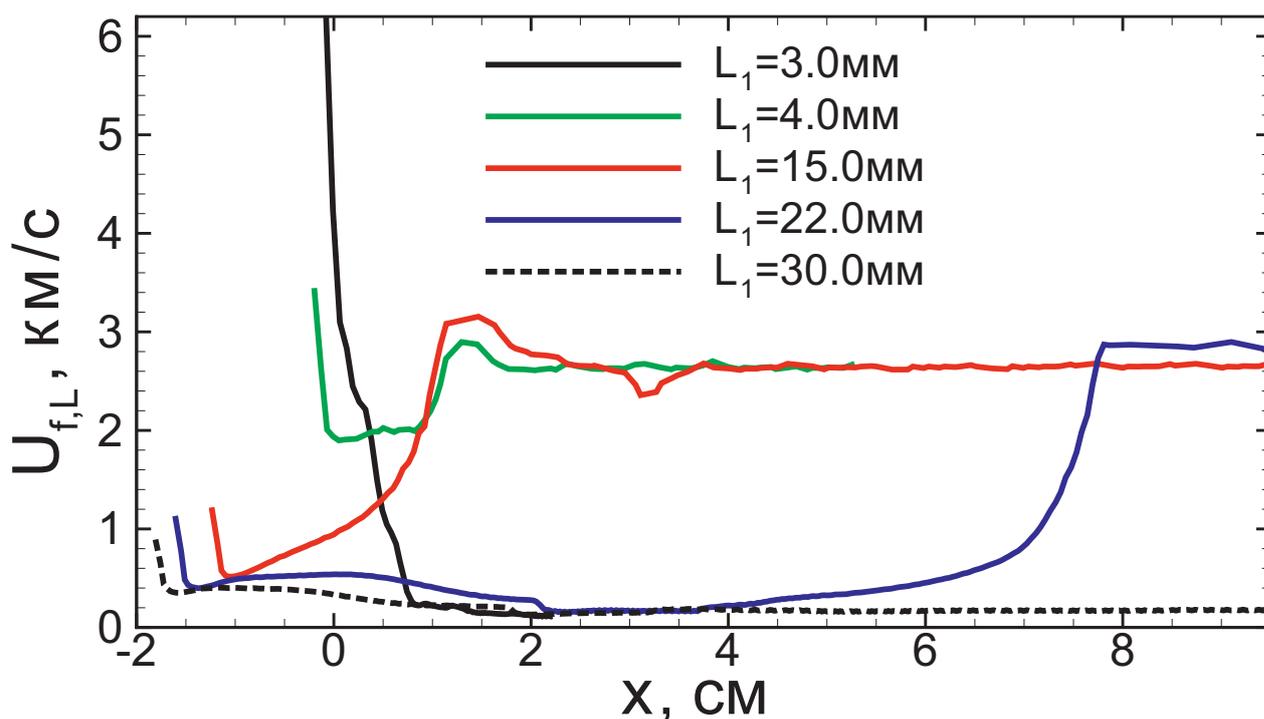


Рисунок 4.14 — Хронограммы скоростей волн реакции, распространяющихся внутри дисперсных слоев различной ширины в направлении от источника энергии.

Рассмотрим режимы развития теплового взрыва и соответствующие конечные режимы горения, формируемые в дисперсных слоях различной ширины. На рисунке 4.14 приведены хронограммы скоростей волн реакции вдоль направления x для различной ширины слоя L_1 . Конкретно, представлены скорости волн

реакции, распространяющихся направо (в направлении от источника энергии). В случае тонкого слоя формируемый градиент температуры достаточно мал, и спонтанная волна реакции развивается в, так называемую, недосжатую детонацию (или “weak detonation”), характеризуемую высокой скоростью распространения и меньшей по сравнению с волной нормальной детонации степенью сжатия во фронте. Такая волна представляет из себя комплекс, состоящий из сверхзвукового фронта реакции и следующей за ним волны давления. В процессе распространения вдоль градиента температуры фронт реакции тормозится и взаимодействует с догоняющей его волной сжатия, что ведет к формированию детонации. Следует, однако, отметить, что, в случае тонкого слоя, нагретого объема может быть недостаточно для того, чтобы такое взаимодействие произошло, и в холодную смесь выйдет недосжатая детонация, интенсивности которой будет недостаточно для формирования самоподдерживаемой детонации в свежей смеси. В связи с этим, можно определить некую минимальную ширину слоя $L_{1,min}$, необходимую для формирования детонации в окружающей свежей смеси. Согласно данным, представленным на рисунке 4.14 режим без успешного формирования детонации в свежей смеси реализуется при нагреве дисперсного слоя шириной 3.0 мм. В этом случае на начальной стадии спонтанная волна горения распространяется со сверхзвуковой скоростью ($U_{f,L}(t_{ign}) = 6.2$ км/с). Далее, в процессе распространения вдоль градиента температуры волна реакции тормозится. В дополнении к этому, торможение вызывает ее взаимодействие с контактным разрывом на границе нагретой области. Таким образом, имеет место монотонный спад скорости волны. В рассматриваемом случае, внутри нагретого слоя не успевает сформироваться устойчивая детонационная волна, и волна недосжатой детонации вырождается в волну нормального горения при выходе в свежую смесь. В случае более толстого слоя (шириной 4.0 мм) недосжатая детонация после пересечения контактного разрыва при выходе в область свежей смеси формирует детонационную волну.

Выше рассмотрены волны реакции, распространяющиеся в направлении от источника лучистой энергии (1–5 на рис. 4.13). В обоих рассмотренных случаях вторичные волны реакции, распространяющиеся навстречу источнику энергии оказываются менее интенсивными и формируют волны дефлаграции при выходе в свежую смесь. Асимметричность теплового взрыва полностью определяется немонотонным характером температурного распределения внутри нагретого слоя. В случае бесконечно тонкого слоя совместный эффект характера поглощения тепла и разгрузки области нагрева определяют более или менее равномерное

распределение температуры внутри слоя с резкими границами в области контактных разрывов. С увеличением ширины слоя температурный градиент внутри слоя становится все более острым, асимптотически стремясь к распределению вида $T(x) \sim \exp(-x/L)$. В связи с этим, на левой (ближней к источнику) границе слоя наблюдается максимум температуры, где инициируется процесс воспламенения. При этом в разные стороны распространяется два фронта реакции. Первый распространяется вправо вдоль градиента температуры, с линейным размером порядка ширины дисперсного слоя. Второй распространяется налево (навстречу источнику излучения) вдоль достаточно острого температурного градиента, с линейным размером порядка ширины контактного разрыва. С увеличением ширины слоя асимметрия становится все более явно выраженной.

В случае более толстого слоя наблюдается замедление спонтанной волны реакции, распространяющейся направо, и ее вырождение в волну горения. В этом случае формируется достаточно острый градиент температуры, определяемый ее экспоненциальным падением на масштабах слоя. После вырождения спонтанной волны реакции в волну дефлаграционного горения волна сжатия опережает фронт реакции, формируя ударную волну. Ударная волна сжимает горючую смесь перед фронтом реакции, подавая в него все более сжатую смесь, что в итоге способствует формированию детонации (случай $L_1 = 15.0$ мм на рис. 4.14). Процесс формирования детонации в переходном процессе во многом подобен процессу перехода горения в детонацию, и в результате развития такого сценария формируется детонационная волна, распространяющаяся в пересжатом режиме (подобно тому, как это происходит при околоскритическом прямом инициировании детонации искрой [193]). Температура и давление во фронте пересжатой детонации превышает значения в детонации Чепмена-Жуге, и ведущая ее ударная волна при выходе в свежую смесь способна инициировать самоподдерживаемую детонацию.

С дальнейшим утолщением слоя наблюдаются режимы, в которых связка ударной волны и следующим за нею фронтом реакции не способна сама по себе инициировать детонацию, и можно наблюдать только формирование высокоскоростной волны дефлаграции. Однако, в таком случае имеет место еще один неочевидный сценарий с формированием детонации. Ударная волна отражается от контактного разрыва на правой (дальней от источника) границе слоя. Акустическая жесткость (ρa) нагретого газа оказывается меньше акустической жесткости холодной смеси (при постоянном давлении $\rho \propto 1/T$, тогда как скорость звука за-

висит исключительно от температуры $a \propto \sqrt{T}$, следовательно $\rho \cdot a \propto 1/\sqrt{T}$, и в холодном веществе акустическая жесткость больше, чем в нагретом). Отразившись, ударная волна распространяется навстречу фронту реакции и после взаимодействия с фронтом отражается от левой (ближней к источнику) границе слоя. Дополнительная передача импульса и энергии реагирующей среде посредством переотраженных ударных волн способствует ускорению фронта реакции и последующему переходу к детонации. При этом, подобно тому, как это обсуждалось в разделе 3.7 диссертации, в ряде случаев детонация формируется непосредственно в результате ускорения фронта реакции, но может сформироваться и в результате взаимодействия ускоряющегося пламени с контактными разрывом. Такой сценарий реализуется в случае $L_1 = 22.0$ мм, представленном на рисунке 4.14. Сценарии перехода к детонации в результате серии взаимодействий волны реакции с ударными волнами следует отнести к неустойчивым сценариям в виду достаточно большой чувствительности к внешним условиям. Так, например, при дальнейшем варьировании ширины дисперсного слоя достигается критическая ширина $L_{1,max}$, при которой ударная волна затухает и не способна обеспечить достаточного ускорения фронта реакции. В результате отсутствие достаточного ускорения фронта реакции исключает формирование детонации на масштабах дисперсного слоя, как это имеет место в слое шириной $L_1 = 30.0$ мм (рис. 4.14).

Согласно выше представленным данным, инициировать детонацию оказывается возможным только при использовании слоев конечной ширины, варьируемой в определенном диапазоне. На рисунке 4.15 показаны диапазоны изменения ширины дисперсного слоя (L_1), соответствующие реализации различных сценариев зажигания при фиксированной длине свободного пробега L , а на рисунке 4.16 показаны области реализации различных сценариев зажигания при варьировании двух параметров (L_1 и L). Детонация формируется только в области между кривыми 1 и 3, представленными на рисунке 4.16, согласно двум базовым сценариям: в результате объемного теплового взрыва (или развития недосжатой детонации на масштабах нагретого слоя) (ii) и в результате нестационарного развития горения, ускорения фронта пламени и взаимодействия его с отраженными от границ слоя ударными волнами (iii). При этом в области параметров ниже кривой 2 (рис. 4.16) детонация формируется без участия отраженных волн, а в области выше кривой 2 – в результате такого взаимодействия.

Важно отметить, что во всех рассмотренных режимах инициирования детонации нагретым дисперсным слоем детонационная волна формируется в одном

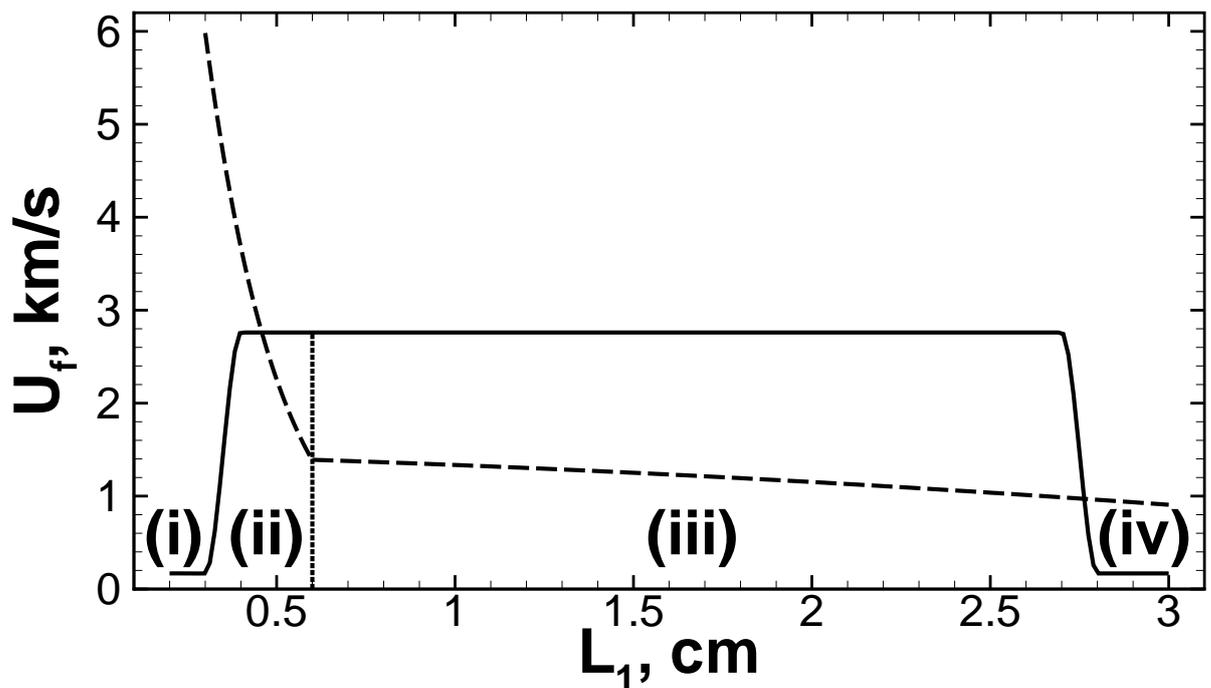


Рисунок 4.15 — Начальная скорость спонтанной волны (сплошная линия) и скорость получающейся в итоге волны горения или детонации (сплошная линия) для дисперсных слоев различной ширины при фиксированном объемном распределении частиц ($L = 3.33$ см). (i) – инициирование горения в результате локального теплового взрыва, (ii) – инициирование детонации в результате локального теплового взрыва, (iii) – инициирование детонации в результате переходного процесса, (iv) – инициирование горения.

направлении и распространяется от источника излучения. В направлении к источнику излучения распространяется волна дефлаграционного горения. При этом, анализ эволюции процесса, представленного на рисунках 4.13 и 4.14 показывает, что такой вторичный фронт горения подвержен воздействию со стороны продуктов детонации. В конкретном рассмотренном случае слоя шириной $L_1 = 15.0$ мм имеет место воздействие на зону реакции двух импульсов. Первый, относительно слабый импульс формируется в процессе перехода ускоренного фронта реакции в детонацию и представляет собою, так называемую, волну ретонации (s_1). Вторым импульсом (s_2), более интенсивным, формируется, когда детонационная волна взаимодействует с контактным разрывом, выходя в холодную смесь. В виду того, что температура внутри нагретого слоя достаточно высока и соответственно время задержки воспламенения мало, для поддержания детонации на масштабах нагретого слоя необходима значительно менее интенсивная ударная волна по сравнению со случаем холодной смеси. Поэтому, после инициирования дето-

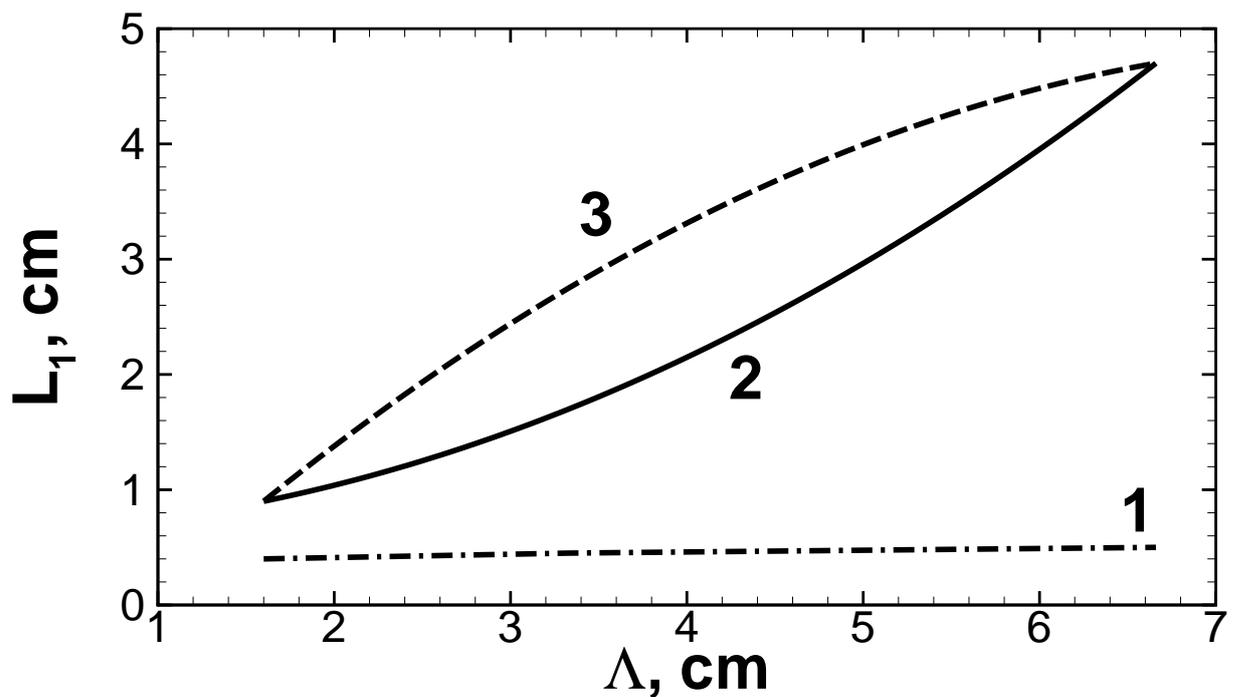


Рисунок 4.16 — Расчетные критерии реализации различных сценариев формирования детонации. (1) $L_{1,min}$ — минимальная ширина дисперсного слоя, достаточная для инициирования детонации (штрих-пунктирная линия), (2) $L_{1,max}$ — максимальная ширина дисперсного слоя, при которой возможно формирование детонации в результате развития теплового взрыва (сплошная линия), (3) $L_{1,max}$ — максимальная ширина дисперсного слоя, при которой возможно формирование детонации (штриховая линия).

нации в холодной смеси выходящей на границу нагретого слоя детонационной волной, интенсивность потока продуктов горения увеличивается. Расширяющиеся продукты детонации толкают среду в направлении, противоположном распространению детонации, что можно наблюдать на рисунке 4.13, отслеживая траектории взвешенных в газе частиц. Таким образом и формируется ударная волна s_2 , воздействующая на распространяющийся навстречу источнику фронт пламени и вызывающая его ускорение. В результате такого воздействия устанавливается режим сверхзвукового по отношению к свежей смеси распространения горения навстречу источнику излучения. В рассмотренном одномерном приближении в системе более нет источника возмущений, способных дополнительно ускорить фронт пламени и перевести горение в детонационный режим. Однако, в более реалистичном многомерном случае взаимодействие между сформированным высокоскоростным фронтом пламени и формируемыми потоками внутри канала может создать условия для формирования детонации. Интересно отметить,

что в случае слоя ширины $L_1 = 4.0$ мм, когда на масштабах слоя волна реакции развивается в форме недосжатой детонации и нет переходного процесса в режим самоподдерживаемой детонации, имеет место только импульс второго типа.

Принципиальным с прикладной точки зрения является ответ на вопрос о чувствительности режима формирования детонации к составу горючей смеси. Для этого были проведены дополнительные расчеты для случая менее активной смеси водорода с воздухом. Было получено, что для одних и тех же условий, рассмотренных выше, вероятность прямого инициирования детонации в стехиометрической водородно-воздушной смеси значительно ниже, чем в случае водород-кислородной смеси. Так, в случае длины пробега излучения в дисперсном слое $L = 3.33$ см самоподдерживаемая детонация в холодной смеси не возникает вовсе. В достаточно широком диапазоне варьирования ширины слоя L_1 детонация возникает внутри нагретого слоя по сценарию, аналогичному тому, что показан на рисунке 4.13. Однако, такая детонационная волна после распада на контактном разрыве не способна инициировать детонацию в холодной смеси. Объяснением этого явления может служить следующее. В нагретой смеси время задержки воспламенения мало, и поэтому ударная волна, необходимая для распространения детонации по преднагретой смеси, имеет меньшую интенсивность, чем необходимо для инициирования детонации в холодной смеси. Для большинства горючих смесей, менее активных по сравнению с водород-кислородной, такая ударная волна не способна инициировать детонацию в холодной смеси.

Еще одним принципиальным фактором неидеальности постановки задачи о инициировании детонации посредством лучистого нагрева слоя частиц, взвешенных в горючем газе, является пространственная неоднородность распределения частиц в слое. Здесь предлагается моделировать неоднородность пространственного распределения частиц в форме последовательности тонких слоев частиц (шириной $\sim 0.1 - 1.0$ см), разделенных слоями чистого газа. На стадии лучистого нагрева внешние слои экранируют внутренние от эффекта разрежения. В результате этого, нагрев до температуры воспламенения в такой слоистой системе происходит за меньшие времена по сравнению с нагревом одного слоя. В то же время за счет этого эффекта максимум температуры достигается в центральной части системы слоев. Так, например, в случае, представленном на рисунке 4.17 на момент воспламенения только два слоя в центре нагреты до температуры воспламенения (~ 1100.0 К).

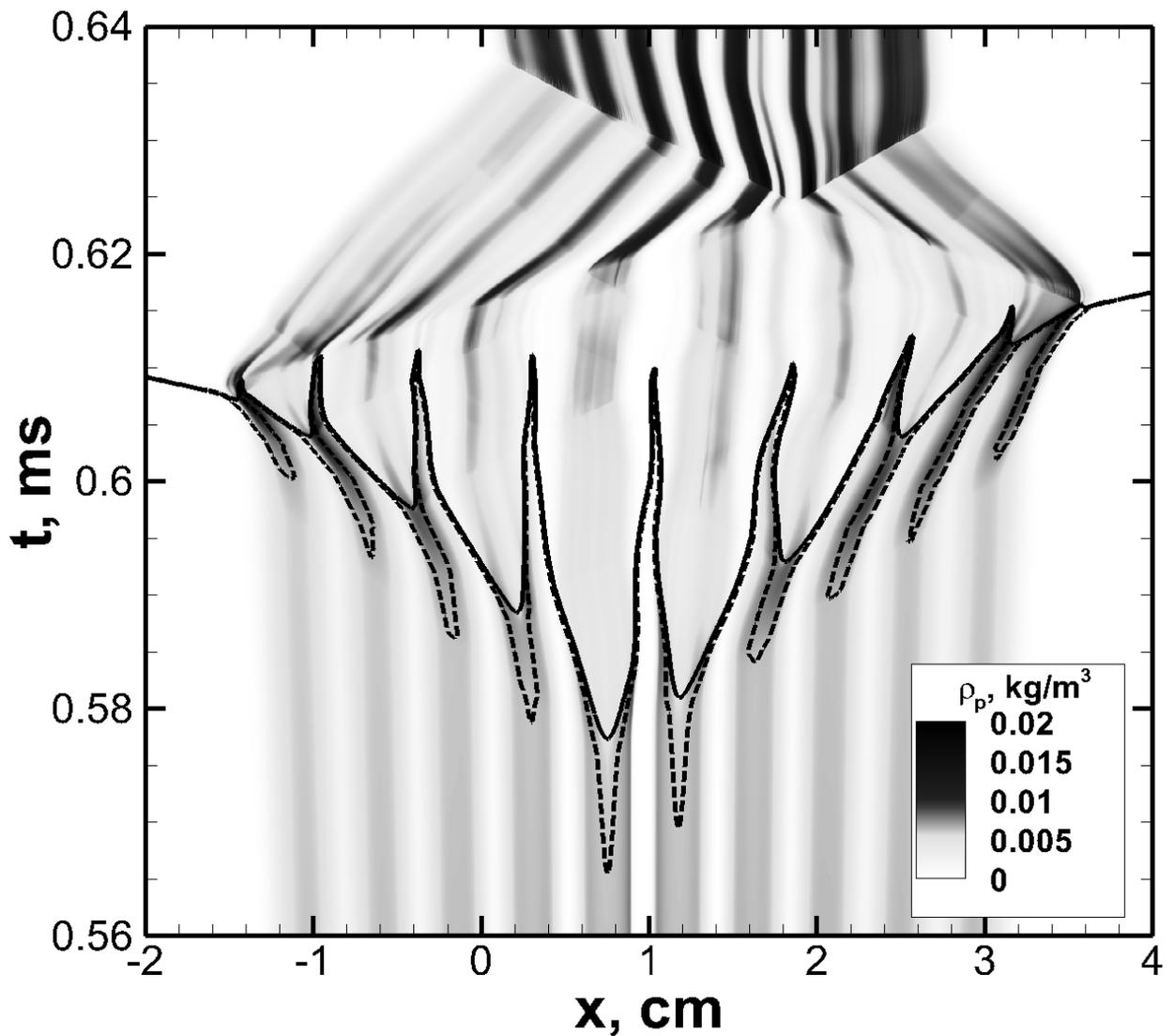


Рисунок 4.17 — Распределение частиц в процессе воспламенения системы, состоящей из 10 слоев с шириной в 1.0 мм каждый, разделенных 1.0 мм слоями газа. Линиями показаны изолинии температуры 1100.0 К (штриховые) и 2000.0 К (сплошная).

В случае системы слоев волна реакции развивается не в форме спонтанной волны реакции, а согласно комбинированному механизму, включающему газодинамическое воздействие со стороны уже воспламенившихся слоев на соседние. Ударные волны от очагов воспламенения переносят импульс и энергию, способствуя более быстрому воспламенению в соседних нагретых слоях. Так, в случае, представленном на рисунке 4.17 удаленные от эпицентра воспламенения слои нагреваются приходящими ударными волнами, что отчетливо видно по совместному росту температуры и массовой плотности частиц. Видимая скорость волны реакции растет, равно как и интенсивность ударной волны, что в конечном итоге ведет к формированию детонации. Важно отметить, что в подобных рассмотрен-

ному случаях, когда первичный очаг воспламенения локализован в центральной части системы слоев, детонация формируется и распространяется в двух направлениях, от источника излучения и к нему. При этом имеет место компактирование частиц в центральной области двумя сходящимися ударными волнами, толкаемыми продуктами детонации.

Важно отметить, что освещенный здесь механизм многоочагового воспламенения отличается от часто используемого (например, освещенного в [206]). Как правило, предполагается, что базовым механизмом, ответственным за формирование детонации в многоочаговой системе, является начальная большая поверхность сформированного фронта реакции и соответствующая относительно высокая скорость горения. При этом, динамические взаимодействия между очагами воспламенения не рассматриваются, что, по всей видимости, некорректно, так как такие взаимодействия играют достаточно большую роль, как в рассмотренном здесь случае, так и в случае многоочагового воспламенения, рассмотренного в разделе 3.5 настоящей диссертации.

Рассмотрим дополнительно чувствительность процесса к выбору размера частиц и их объемного содержания в горючей смеси. Очевидным является факт, что увеличение как размера частиц, так и их объемной плотности определяет более быстрый нагрев дисперсной среды до температуры воспламенения. В первую очередь, это связано с ростом инерции, во вторую очередь – с уменьшением длины пробега излучения. Массивные частицы являются более инертными по отношению к потокам, формируемым расширяющимся газом. В виду этого, более массивные частицы попадают в область холодного газа спустя более протяженный период времени. Это, в свою очередь, определяет меньшие потери тепла и следовательно более быстрый нагрев частицы под действием лучистого потока. Меньшая длина пробега излучения, как результат большей объемной плотности частиц, также способствует более быстрому нагреву за счет того, что вся тепловая энергия от источника поглощается внутри меньшего объема. На первый взгляд, более быстрый нагрев должен способствовать повышению устойчивости предлагаемого подхода. Более того, в связи с тем, что время нагрева уменьшается, то положение первичного очага воспламенения становится более детерминированным, смещаясь в область начального положения ближней к источнику границе дисперсного слоя. Однако, необходимо принять во внимание тот факт, что тепловое равновесие между нагретыми частицами и окружающим их газом устанавливается только в течение конечного времени τ_Q , величина которо-

го определяется релаксацией температуры газа к температуре частиц и переносом тепла через газ между соседними частицами. Таким образом, тепловое равновесие в двухтемпературной среде сможет быть достигнуто только, если время нагрева до температуры воспламенения (t_{ign}) будет достаточно большим по сравнению со временем τ_Q . Иначе, система будет представлять собою горячие частицы, взвешенные в холодном газе. В таком случае, воспламенение возникнет независимо вблизи разнесенных в пространстве частиц. Это в отличие от рассмотренного выше случая не может создать условия для формирования детонации по причине того, что фронты реакции будут развиваться лишь в небольших очагах (размером порядка диаметра частицы $\sim d_p$), и диссипация будет противодействовать объемному тепловому взрыву с заданными параметрами. Согласно определению временной масштаб τ_Q можно оценить как:

$$\tau_Q = \frac{d_p^2 c_{p,p} \rho_{p,0} \rho_p}{6 \kappa_g Nu \rho_g} + \frac{L_0^2 c_{V,g} \rho_g}{2 \kappa_g} \quad (4.25)$$

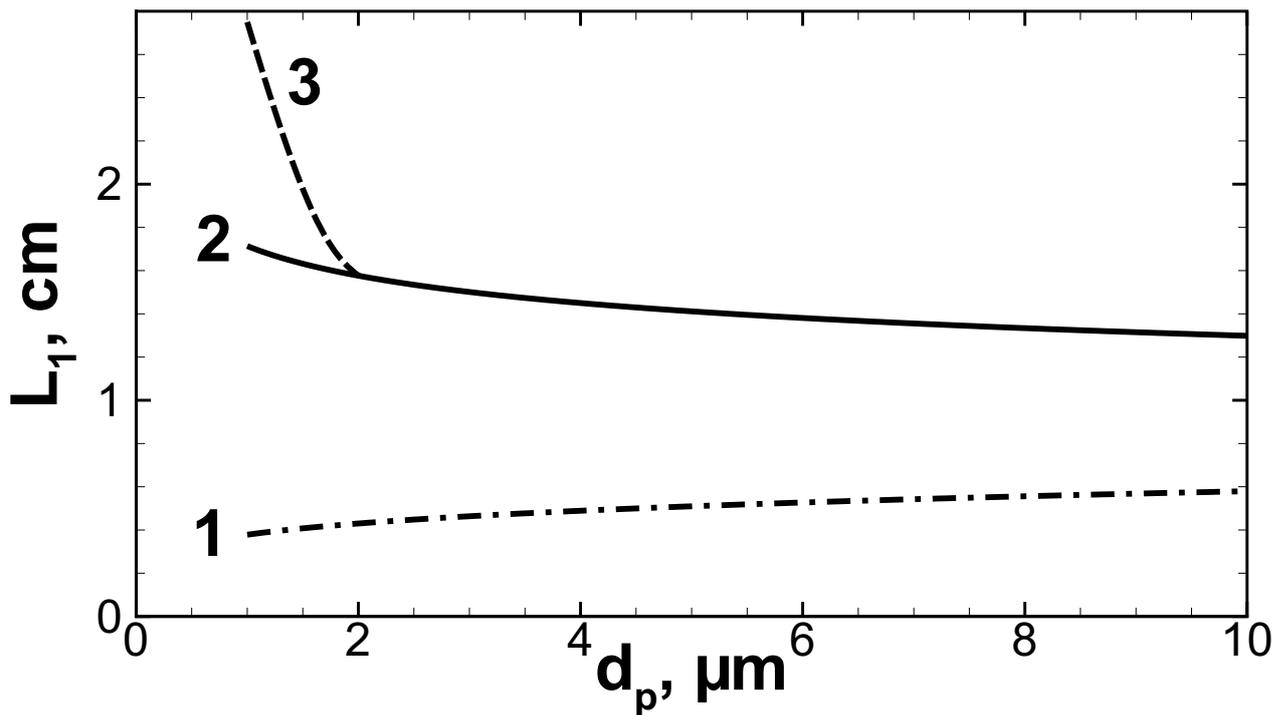


Рисунок 4.18 — Расчетные критерии перехода между различными сценариями формирования детонации, аналогичные тем, что представлены на рисунке 4.16, но при фиксированной длине пробега $L = 3.33$ см и при различных размерах частиц. (1) $L_{1,min}$ (штрих-пунктирная линия), (2) $L_{1,max}$ (сплошная линия), (3) $L_{1,max}$ (штриховая линия).

где L_0 — среднее расстояние между соседними частицами, которое можно оценить как $L_0 = (m_p / \rho_p)^{1/3}$, m_p — масса частицы. Для параметров, рассмотренных

выше ($d_p = 1.0$ мкм и $L = 3.33$ см), характерное время межфазного теплообмена ~ 0.1 мкс, тогда как время перераспределения тепла между соседними частицами $\sim 30 - 40$ мкс. В этом случае $t_{ign} \sim 550$ мкс (рис. 4.13), что определяет успешное формирование детонации в результате лучистого нагрева. В случае 10.0 микронных частиц, взвешенных в объеме с концентрацией, соответствующей такому же значению длины пробега излучения ($L = 3.33$ см) время межфазного теплообмена возрастает и становится порядка 100.0 мкс, тогда как время перераспределения тепла между соседними частицами уменьшается и становится равным 10–20 мкс. Вероятность инициирования детонации в таком случае снижается, так как лучистый нагрев до температуры воспламенения 1100 К реализуется в таком случае в течение времени порядка или даже меньше τ_Q . Расчетное значение t_{ign} порядка 220 мкс, тогда как $\tau_Q = 100 - 120$ мкс.

В дополнении к указанным особенностям, играющим определяющую роль на малых масштабах ($\sim L_0$), крупномасштабное распределение температуры, формируемое в рассматриваемом случае, характеризуется более острыми градиентами температуры в виду меньшего пространственного перераспределения более массивных частиц за счет расширения нагретого газа. Расчетные критерии перехода между различными режимами теплового взрыва в терминах размера частиц показаны на рисунке 4.18. Проведенные расчеты показывают, что увеличение размера частиц способствует уменьшению диапазона изменения ширины дисперсного слоя, соответствующего успешному инициированию детонации. Помимо этого, в случае более крупных частиц, детонация не может быть сформирована по неустойчивому сценарию с вовлечением взаимодействий волны реакции с ударными волнами.

Представленные результаты численного анализа указывают новый концептуальный путь контролируемого (с заданным местом и временем) прямого инициирования детонации в газе посредством лучистого нагрева химически нейтральных микрочастиц, взвешенных в горючей газообразной смеси. Структура слоя частиц полностью определяет параметры очага воспламенения (такие как, температурное распределение внутри слоя перед воспламенением) и, как следствие, режим развития теплового взрыва. Нагрев одиночного слоя равномерно распределенных в пространстве частиц принципиально может явиться источником детонационной волны, распространяющейся в заданном направлении. Неоднородности в пространственном распределении частиц определяют принципиальные изменения в режимах воспламенения и формирования детонации, что,

в частности, может способствовать изотропному распространению детонационной волны.

4.5 Заключение к главе.

В настоящей главе определена роль лучистого теплообмена в развитии горения в дисперсных средах на основе реагирующей газообразной смеси, содержащей взвешенные в ней твердые микрочастицы. Продемонстрированы базовые режимы развития горения, включая индуцированные лучистым преднагревом переходные режимы. Сформулирована концепция прямого инициирования объемного взрыва путем лучистого нагрева облака частиц от стороннего источника. Построены критерии формирования различных режимов горения газообразной смеси, инициированных от локального воспламенения нагретого облака микрочастиц.

Глава 5. Переход горения в детонацию

Настоящий раздел диссертации посвящен детальному анализу процесса перехода горения в детонацию в газообразных смесях. Проведен анализ развития фронта пламени на стадии его существенного ускорения до скоростей порядка скорости звука в продуктах горения. Сформулирована классификация режимов распространения быстрых пламен в каналах и трубах. Определены механизмы формирования так называемого “запертого пламени”, описана структура таких пламен и сформулированы критерии их устойчивости. На основе полученных данных сформулирована методика построения критериев реализации того или иного режима быстрого горения путем параметрического анализа характеристик горения в процессе распространения пламени. Изучены особенности развития горения в загроможденных каналах и построенная методика оценки критериев перехода к детонации дополнена геометрическим критерием. Решена задача о развитии горения в замкнутом объеме в условиях взаимодействия с ударными волнами. Проведена классификация возможных режимов перехода к детонации и сформулированы механизмы генерации сверхвысоких давлений. Отдельно изучены особенности ускорения свободно расходящихся пламен и сформулирован механизм перехода к детонации в открытых пространствах.

Представленные в настоящем разделе материалы являются результатами исследований, проведенных автором и опубликованных в работах [III; VI; VII; XXVII—XXXVII]. Исследования выполнены в соавторстве с М.Ф. Ивановым и И.С. Яковенко. Автор настоящей работы является автором постановок рассмотренных задач, принимал активное участие в проведении вычислений и их анализе. При формулировании выводов опубликованных работ основная роль принадлежит автору настоящей работы. На защиту выносятся полученные автором на основе проведенных исследований (1) результаты анализа и описание механизма распространения быстрого пламени в режиме “запертого пламени”, включая структуру “запертого пламени” и условия его устойчивости; (2) методика расчета критериев перехода к детонации в газообразных смесях, включая переход к детонации в загроможденных объемах и результаты расчетов критерия перехода к детонации в смесях на основе водорода; (3) механизмы генерации сверхвысоких давлений при переходе в детонацию в замкнутых объемах с учетом фактора взаимодействия пламени с ударными волнами; (4) механизм перехода в детонацию

в открытых объемах как прямое следствие развития гидродинамической неустойчивости фронта пламени.

5.1 Обзор режимов сверхзвукового горения в каналах.

Наиболее часто реализуемым режимом горения газообразных смесей является дефлаграционное горение, распространяющееся по реагирующей смеси в форме фронта пламени за счет переноса тепла и диффузии активных радикалов из зоны реакции в холодную смесь. Дефлаграция реализуется практически во всем диапазоне составов реагирующих смесей внутри пределов воспламенения. Хорошо известно, что дефлаграционный режим горения подвержен развитию неустойчивостей различной природы, включая гидродинамическую неустойчивость, термодиффузионную, термоакустическую и т.д. В ходе развития горения в закрытом объеме, фронт пламени может ускоряться под действием газодинамических процессов, связанных с самим процессом горения [2]. В свою очередь, ускорение пламени ведет к формированию ударных волн и даже детонационных волн, формируемых в результате явления перехода горения в детонацию (ПГД). Как правило, такие сценарии, как интенсивное ускорение пламени и ПГД рассматриваются как наиболее опасные [54]. В связи с этим, важной задачей современной теории горения является как можно более четкое понимание условий, в которых ПГД становится возможным.

Рассмотрим сначала экспериментальные факты и сформулируем фундаментальные основы явления ПГД. Наиболее часто рассматриваемой постановкой задачи об исследовании ускорения пламени и ПГД является распространение пламени в канале от закрытого торца (рисунок 5.1(a,b)). При этом, как правило, предварительно перемешанная газообразная смесь воспламеняется с использованием источников малой энергии (таких как, например, свеча зажигания), расположенных вблизи закрытого торца канала. В общем случае в таких условиях можно наблюдать четыре основные стадии развития процесса: (1) экспоненциальное ускорение, (2) квазистационарное пламя, (3) вторичное ускорение и (4) либо установление высокоскоростного квазистационарного режима, либо ПГД. Различные сценарии развития процесса на финальной стадии связаны с осо-

бенностями развития горения в режиме, так называемого, “запертого пламени” (“chocking flame”), детально проанализированной в настоящей главе диссертации.

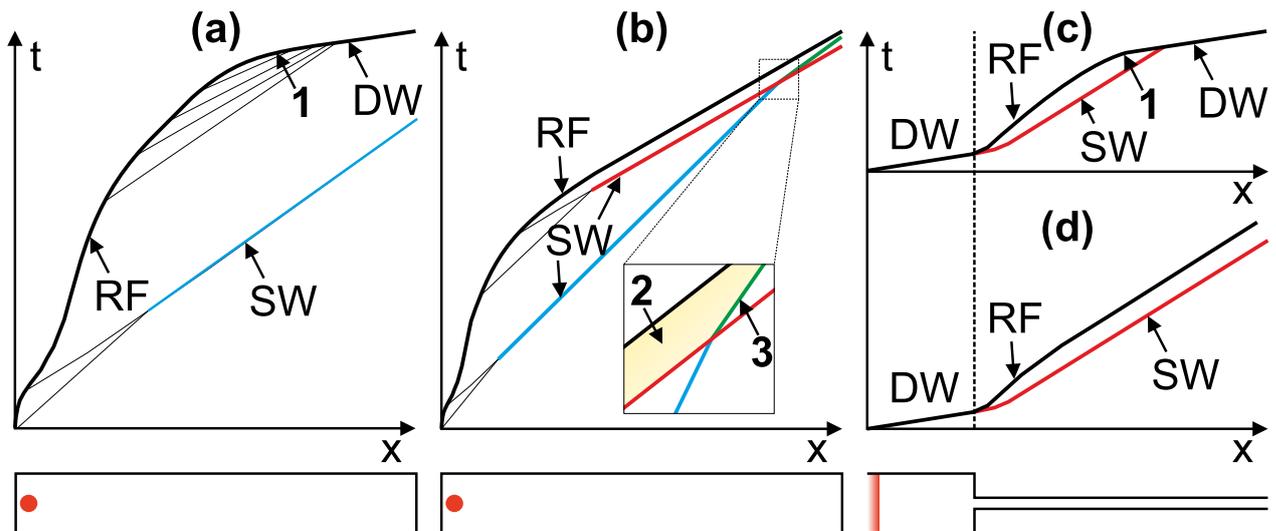


Рисунок 5.1 — Схематичное описание возможных режимов высокоскоростного горения, сформированных в результате ускорения пламени (a), (b) или в результате перепуска детонации (c), (d). RF – фронт реакции (фронт пламени), SW – ударная волна, DW – детонационная волна, 1 – точка реализации ПГД непосредственно на фронте пламени, 2 – область преднагрева между ведущей ударной волной и фронтом реакции, где может произойти независимое самовоспламенение смеси, 3 – контактный разрыв, сформированный в результате взаимодействия двух следующих друг за другом ударных волн. Нижние сегменты на рисунке показывают начальные условия.

Первая стадия ускорения пламени связана с распространением горения от области воспламенения и далее с распространением пламени в канале в форме, так называемого, “finger flame” – пламени, имеющего вытянутую вдоль стенок канала форму. При этом экспоненциальный характер ускорения пламени связан в первую очередь с газодинамическим расширением продуктов горения и с развитием гидродинамической неустойчивости пламени. Ускоряющееся пламя может рассматриваться в приближении двухфронтной теории [97], предсказывающей базовые особенности развития потока перед и за фронтом пламени. В частности, можно показать, что коль скоро пламя отходит достаточно далеко от заднего торца, становится заметным влияние волны разрежения в области продуктов горения. Это влияние выражается в торможении фронта пламени. При этом, за счет естественных потерь импульса на стенках канала газ в ядре потока тормозится в большей мере, тогда как участки фронта в пристеночной области тормозят-

ся с меньшей интенсивностью. В результате этого, пламя меняет свою форму, сперва становясь плоским, а далее принимая, так называемую, тюльпанообразную форму (“tulip flame”). На этой стадии пламя может несколько замедлиться, и скорость пламени выходит на определенный квазистационарный уровень [2; 210; 211]. Таким образом, режим развития горения в канале выходит на вторую стадию. Важным механизмом развития пламени на этой стадии является его взаимодействие с вихревыми структурами, развивающимися на масштабах пограничного слоя в потоке, сформированном перед фронтом пламени за ведущей ударной волной. Как правило, и как это показано на рисунках 5.1(a,b), ведущая ударная волна формируется в ходе развития первой стадии экспоненциального ускорения пламени. При этом ударная волна движется со скоростью, несколько превышающей скорость звука в холодной смеси, тогда как пламя распространяется с существенно дозвуковой скоростью. В таких условиях пограничный слой, начинающий формироваться за фронтом ведущей ударной волны, непосредственно перед фронтом пламени имеет определенную ширину и структуру. Причем со временем с учетом отставания фронта пламени от ударной волны он становится все шире и все более развитым аналогично тому, как это имеет место в задаче, рассмотренной в разделе 3.3 диссертации. Роликовые вихри формируются на ширине пограничного слоя и воздействуют на тюльпанообразное пламя. За счет этого по истечении стадии развития неустойчивости пограничного слоя начинается вторая стадия ускорения пламени.

В процессе развития второй стадии ускорения скорость пламени достигает величины порядка скорости звука в продуктах горения, и процесс переходит на стадию горения в режиме запертого пламени. Как будет показано ниже структура фронта пламени, распространяющегося в этом режиме, определяется локализованным сжатием внутри зоны реакции. Причем, в зависимости от особенностей химической кинетики в условиях непрерывного сжатия такая структура может оказаться устойчивой или неустойчивой. Если скорость звука растет медленнее скорости горения при дополнительном сжатии, то запертое пламя устойчиво, и запускается механизм положительной обратной связи между ростом скорости горения и сжатием. В таких условиях, на масштабах зоны реакции формируется сильная ударная волна, достаточная для формирования детонации [136] (рис. 5.1a). Если скорость звука растет быстрее скорости горения, то пламя распространяется в квазистационарном высокоскоростном режиме со скоростью порядка скорости звука. В этом режиме, можно наблюдать распространение волн

сжатия в области между ведущей ударной волной и фронтом пламени [8], что, в свою очередь, обеспечивает выравнивание давления и температуры в этой области (область 2, изображенная на вставке на рис. 5.1b). Согласно доступным экспериментальным данным такой квазистационарный режим может существовать в течение достаточно протяженного времени [8]. Причем, как правило, такой режим устанавливается в относительно низко активных смесях, таких как, например, смесь метилциклопропана с воздухом [8]. В низко активных смесях стадии развития горения, предшествующие стадии формирования запятого пламени, занимают большее время, что определяет большую степень сжатия газа перед фронтом пламени. В результате этого, смесь в области между ведущей ударной волной и ускоренным фронтом пламени (область 2 на рис. 5.1b) на момент выхода на стадию запятого пламени находится при достаточно высокой температуре, что может привести к самовоспламенению смеси либо непосредственно перед фронтом пламени, либо в очаге, сформированном на некотором расстоянии перед фронтом. Оба эти режима наблюдались в эквимолярной смеси водорода с кислородом при пониженном давлении [7], тогда как режим с формированием детонации непосредственно на фронте пламени наблюдался в стехиометрической смеси водорода с кислородом, находящейся при нормальном давлении [7]. В работе [8], где стрик-визуализация использовалась для анализа эволюции течения в окрестности фронта пламени на преддетонационной стадии, было явным образом показано, что важную роль в процессе самовоспламенения сжатой смеси перед фронтом пламени играет пересечение двух следующих друг за другом ударных волн. В процессе взаимодействия двух ударных волн формируется контактный разрыв, температура и давление газа на котором оказывается выше, чем в окружающей среде, и следовательно такой контактный разрыв является наиболее вероятным очагом самовоспламенения. Аналогичная картина наблюдалась при теневой визуализации потока, представленной в работе [7]. Такой режим впервые был численно воспроизведен и проанализирован в работе [173] и также наблюдался в работах [XXX; XXXIV] и [174].

Явным образом режим с формированием детонации непосредственно на фронте пламени может наблюдаться в стехиометрической смеси водорода с кислородом при начальном нормальном давлении – в системе, неоднократно исследованной экспериментально [2; 7; 212] и численно [102; 104; 136], [VII]. Интересно отметить, что в высоко активных смесях таких, как водород-кислородная смесь, критерий дальнейшего ускорения (в том числе и после формирования

запертого пламени) достигается уже на ранней стадии второго ускорения фронта пламени. Волны сжатия формируют ударную волну непосредственно перед фронтом пламени, и условия для формирования детонации на фронте пламени достигаются как прямое следствие развития второй стадии ускорения пламени без очевидной промежуточной стадии околосвукового пламени (рис. 5.1a сравнить с рис. 5.1b). Видимое положение ударного фронта при этом совпадает с ведущей точкой фронта пламени, что наблюдалось экспериментально [2; 213; 214] и иногда ассоциировано в литературе с загадочным явлением “странной волны” (“strange wave”) [214].

В водород-кислородной смеси при пониженном давлении [7] реализовался режим с самовоспламенением в области 2 (рис. 5.1b) перед сильно ускоренным фронтом пламени. В водородно-воздушной смеси при достаточно низких давлениях ($p_0 < 0.4$ атм [215]) наблюдались квазистационарные режимы распространения пламени с околосвуковой скоростью. Причем, в конкретном цитированном случае, самовоспламенения в области 2 (рис. 5.1b) не наблюдалось. Однако, в таких условиях самовоспламенение предположительно могло реализоваться на больших временных масштабах на контактном разрыве 3 (рис. 5.1b) аналогично тому, как это имело место в случае, рассмотренном в работе [8].

Здесь целесообразно разобрать еще одну постановку задачи, аналогичную рассмотренному выше сценарию ускорения пламени и ПГД, – процесс формирования детонации в течении с двухфронтной конфигурацией, сформированной в результате распада детонации [216–221]. Распад детонации может быть реализован при перепуске детонации из широкого канала в узкий [216; 217] или в канал с поглощающими стенками [218], при дифракции детонационной волны на перфорированной перегородке [219; 220], при перепуске детонации в менее активную смесь [221] и т.д. При этом, детонация распадается на ударную волну и контактный разрыв между горячими продуктами детонации и свежей смесью. За счет теплового потока от горячих продуктов детонации в прилегающие слои свежая смесь воспламеняется и непосредственно на контактном разрыве формируется фронт реакции (рис. 5.1c,d). Вновь сформированный фронт реакции распространяется по сжатой за ударной волной смеси. При этом скорость его распространения складывается из скорости потока газа за ударной волной и скорости горения, определяемой для сжатой в ударной волне смеси (т.е. для смеси, находящейся в термодинамическом состоянии, соответствующем точке на ударной адиабате). Такая волна реакции, с одной стороны, может рассматриваться как пла-

мя, распространяющееся в потоке, сформированном за счет воздействия поршня [222], а, с другой стороны, при достаточно интенсивном сжатии смеси в ударной волне – фронтом горения, распространяющимся по смеси, реагирующей при начальной температуре [142]. В любом случае, сформированный двухфронтный комплекс газодинамически неустойчив, и либо он распадается с формированием движущегося с замедлением фронта пламени, либо пламя ускоряется и реализуются условия для ПГД (рис. 5.1с). Согласно особенностям развития горения в таких условиях, отмеченных выше, также может иметь место и промежуточный режим с формированием квазистационарного высокоскоростного пламени (рис. 5.1d). Важно отметить, что при реализации такого режима перед фронтом пламени распространяется только одна ударная волна. Поэтому, если самовоспламенение перед фронтом возможно только по сценарию с участием контактного разрыва 3 (рис. 5.1b), то ПГД в такой системе не произойдет. Предположительно, именно такой сценарий и был реализован в случае, рассмотренном в работе [216].

5.2 Ускорение потока в процессе распространения пламени и запертое пламя в гладком канале.

Как было отмечено выше, необходимым условием ПГД в канале является формирование в процессе ускорения пламени, так называемого, запертого пламени. Для понимания, что собой представляет запертое пламя, какова его структура и каковы условия его устойчивости, рассмотрим особенности ускорения пламени и формирования запертого пламени. В первую очередь рассмотрим распространение пламени в гладком канале от закрытого его торца. При этом предположим, что смесь воспламеняется в плоском слое, примыкающем к торцу. Аналогично тому, как это было предложено выше в разделе 1.5 диссертации, целесообразно представить фронт пламени как источник энергии, распространяющийся в пространстве с конечной скоростью. Локализованное выделение энергии является источником расходящихся волн сжатия, передающих импульс и энергию окружающей среде. Таким образом, часть выделившейся во фронте пламени энергии передается свежей смеси перед фронтом пламени и продуктам горения за ним. На качественном уровне эволюцию волновых полей, сгенерированных таким образом в процессе распространения пламени, можно понять на основе представлений, использован-

ных ранее в работах [98; 99]. Здесь на рисунке 5.2 показаны две визуализации, полученные на основе двухмерных расчетов распространения пламени в гладком канале, заполненном стехиометрической водород-кислородной смесью при начальном нормальном давлении. На рисунке 5.2а показаны изолинии $J_+ = u + \int \frac{dp}{\rho a}$ (здесь u и a – локальные значения массовой скорости и скорости звука, p и ρ – локальные значения давления и плотности газа). На рисунке 5.2б показана волновая картина (для визуализации использован модуль градиента давления).

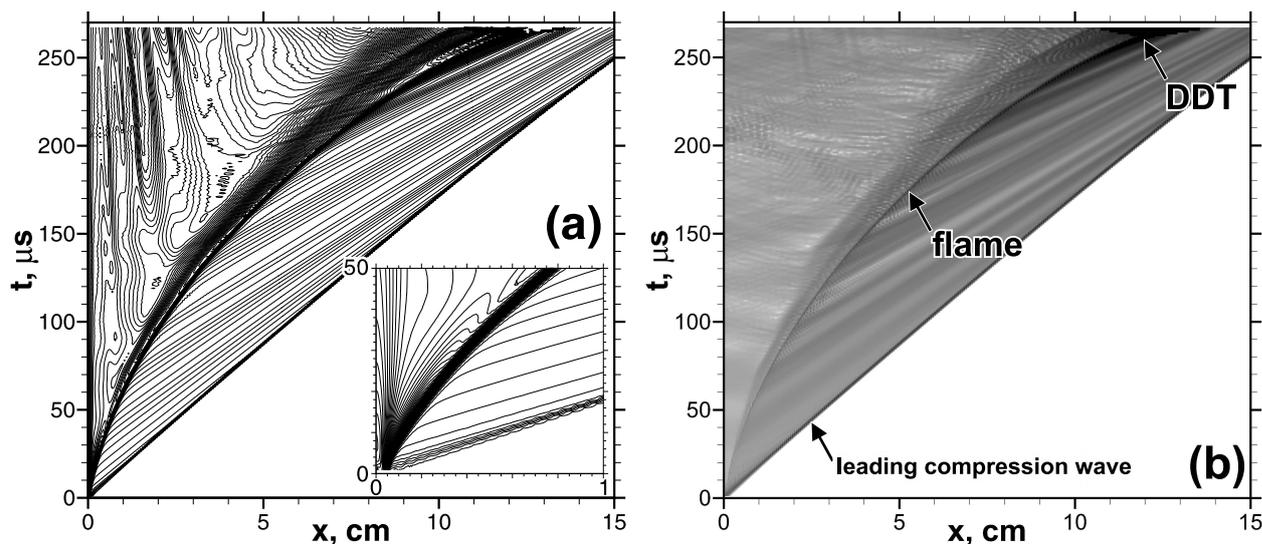


Рисунок 5.2 — (а) Изолинии $J_+ = u + \int \frac{dp}{\rho a}$ в $x - t$ координатах. Вставка показывает увеличенную область $x \in [0, 1]$ см, $t \in [0, 50]$ мкс. (б) Поле модуля градиента давления в $x - t$ координатах. Траектории фронта пламени и ведущей ударной волны, а также точка ПГД показаны стрелками. Пламя зажигалось плоским слоем вблизи заднего торца двухмерного канала шириной 5 мм, заполненного стехиометрической водород-кислородной смесью при нормальном давлении. Здесь и ниже в этом разделе для иллюстрации представлены результаты расчетов, проведенных с использованием детальной кинетической схемы окисления водорода [80].

На ранних стадиях распространения пламени волны, распространяющиеся в направлении заднего торца через область продуктов горения, после отражения от заднего торца опережают дозвуковой фронт пламени и воздействуют на поток перед фронтом наравне с волнами, излученными в направлении распространения пламени. Таким образом, вся энергия, выделившаяся в зоне реакции и перераспределенная в форме волн сжатия, передается потоку свежей смеси. При этом меняется как скорость потока (u), так и термодинамическое состояние смеси. В результате, растет скорость пламени ($U_{fL} = u + u_f$, здесь и ниже под скоростью пламени будем понимать скорость распространения ведущей точки

фронта в лабораторной системе отсчета). Непрерывный рост скорости пламени (U_{fL}) определяет рост интенсивности сжатия смеси перед фронтом пламени. В частности, рост скорости горения (u_f) вызывает рост амплитуды волн сжатия, генерируемых в зоне реакции. В результате этого, устанавливается механизм положительной обратной связи между скоростью пламени и эволюцией потока. Это в числе многих является одним из факторов, определяющих экспоненциальный характер ускоренного распространения пламени, наравне с обсужденными выше. Совместно с ростом скорости пламени на этой стадии также наблюдается и экспоненциальный рост давления. Обсуждаемое поведение скорости пламени и давления показано на рисунке 5.3. Анализ показывает, что давление за фронтом пламени на ранней стадии практически однородно с небольшим градиентом, показывающим поток продуктов от фронта пламени в направлении заднего торца. Выравнивание давления в области продуктов горения на ранней стадии определяется распространением волн сжатия в направлении заднего торца и обратно в течение относительно короткого периода времени. На этой стадии (до момента ~ 25 мкс) в области за фронтом пламени изолинии величины J_+ представляют собою практически прямые линии. Изолинии J_+ в координатах $x - t$ показывают характеристики и указывают на то, что поток в области между фронтом пламени и задним торцом может рассматриваться как область волны разрежения. Это, в свою очередь, отражает процесс расширения продуктов горения.

На ранней стадии, рассмотренной выше, многомерные волновые картины определяют установление поля течения, в свою очередь определяющего форму поверхности фронта пламени. Согласно теоретическим оценкам [92] и численному анализу [22; 102] взаимодействие фронта пламени и многомерного течения на этой стадии характеризуется механизмом положительной обратной связи, что также определяет экспоненциальный характер ускорения пламени.

Как только пламя отходит на достаточно большое расстояние от заднего торца влияние волн, распространяющихся в продуктах горения, на фронт пламени снижается. Это связано с тем, что волнам сжатия теперь требуется большее время, чтобы достичь заднего торца и вернуться на фронт пламени. На этой стадии можно наблюдать снижение темпа ускорения пламени. Более того, можно наблюдать колебания в скорости пламени [2], связанные с формированием слабых ударных волн в области продуктов горения. Эти ударные волны формируются в результате взаимодействия следующих друг за другом волн сжатия. На рассматриваемой стадии полный импульс передается потоку посредством слабых ударных волн, что

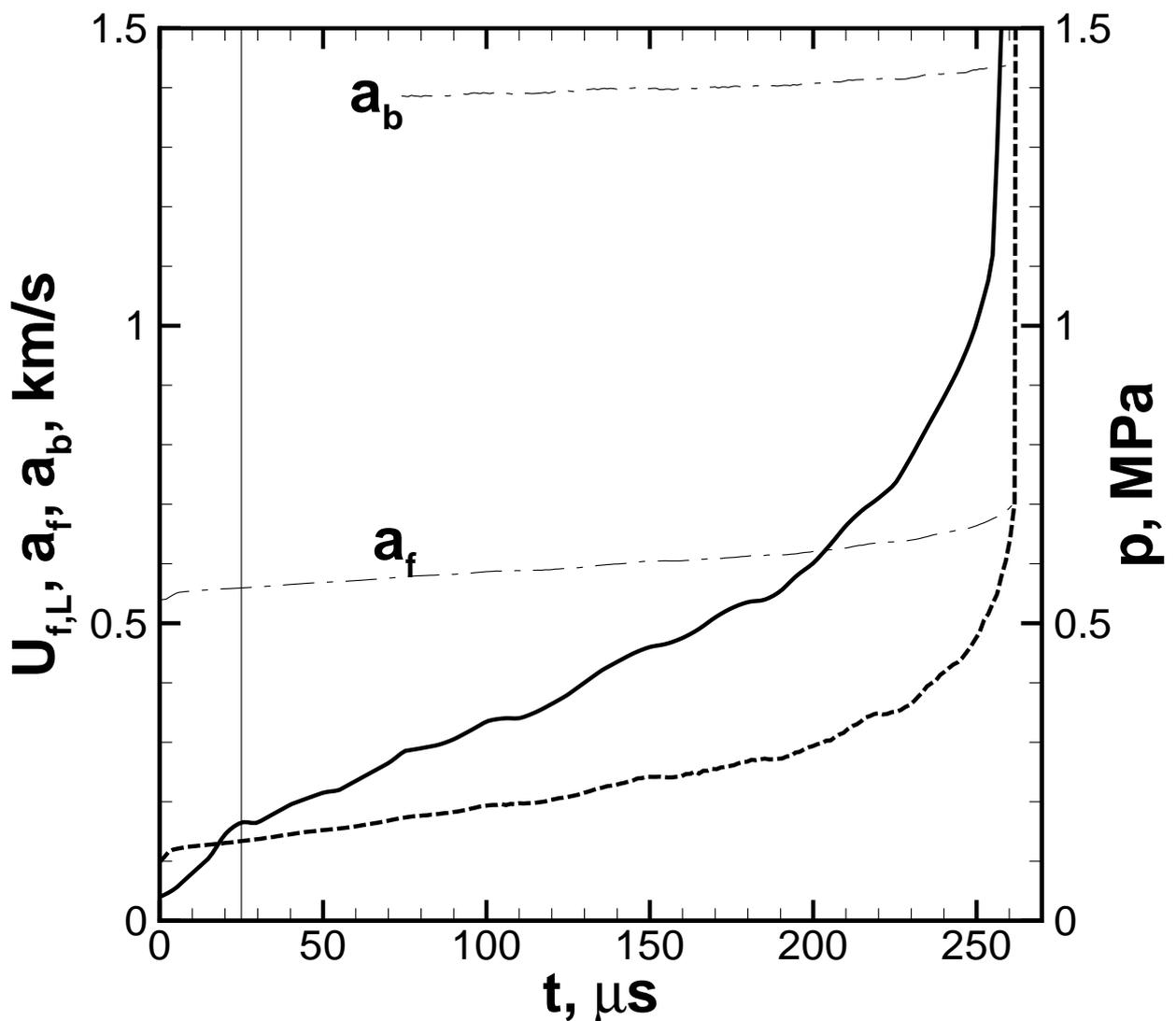


Рисунок 5.3 — Хронограммы скорости пламени (сплошная линия) и пикового давления на фронте пламени (штриховая линия) в процессе ускорения пламени в гладком канале, заполненном стехиометрической водород-кислородной смесью при нормальных условиях. Тонкие штрих-пунктирные линии показывают хронограммы скоростей звука непосредственно перед фронтом пламени (a_f) и за ним (a_b). Вертикальная линия соответствует моменту времени, в который первая экспоненциальная стадия ускорения пламени переходит во вторую субэкспоненциальную.

определяет дискретный характер воздействия на фронт пламени, а это, в свою очередь, проявляется в виде колебаний скорости фронта пламени. Рисунок 5.2а показывает усложнение картины течения в области за фронтом пламени за счет столкновения друг с другом распространяющихся в объеме волн сжатия. Искривление изолиний J_+ отражает нелинейный характер развития волновой картины в этой области. Соответствующую волновую картину явным образом показывает

визуализация с использованием модуля градиента давления, представленная на рисунке 5.2b. Анализ профилей давления, температуры и скорости (рис. 5.2a) также показывает возникновение колебаний в потоке в области за фронтом пламени на рассматриваемой стадии ($t > 25$ мкс). Дискретное воздействие ударных волн на динамику фронта пламени отражают колебания скорости пламени (рис. 5.3). На более поздней стадии можно также наблюдать формирование контактных разрывов в области продуктов горения (практически вертикальные структуры в левом верхнем углу на рисунке 5.2a). Такого рода контактные разрывы могут быть следствием взаимодействия ударных волн (аналогично тому, как это происходит в случае, рассмотренном в работе [173]).

На поздней стадии ускорения пламени скорость пламени достигает величины порядка скорости звука в свежей смеси (a_f) и далее скорости звука в продуктах горения (a_b). В таких условиях волны сжатия, распространяющиеся в продуктах горения, отстают от фронта пламени. Поток продуктов горения за фронтом пламени направлен в сторону заднего торца, что отчетливо видно из анализа рисунка 5.2 (при $t > 200$ мкс) и профиля скорости (M , на рисунке 5.4). Таким образом скорость распространения волн сжатия в продуктах горения оценивается как $\sim a_b + u$, $u < 0$, и средняя скорость волны при ее распространении от фронта пламени в направлении торца и обратно составляет величину $\sim a_b$. В то же время, пламя распространяется со скоростью $\sim a_b + u_f$. Пламя больше не подвержено воздействию со стороны таких волн сжатия, неспособных догнать ускоренный фронт пламени.

Другой особенностью на этой стадии является наличие области внутри фронта пламени, в которой волны сжатия, излученные вперед, оказываются заперты. Скорость волны сжатия в лабораторной системе отсчета может быть оценена, как $a + u$, где u – локальное значение массовой скорости, а a – локальное значение скорости звука. На масштабах фронта пламени массовая скорость меняет знак и внутри фронта принимает относительно низкие значения (согласно рис. 5.4 $M < 0.2$). В то же время, локальная скорость звука в этой области a ниже скорости звука в продуктах a_b ($T < T_b$). Следовательно, величина $a + u$ внутри фронта пламени может принимать значения, меньшие или сравнимые с величиной a_b . Причем скорость самого фронта пламени в лабораторной системе отсчета оценивается как $U_{fL} = u + u_f$, где u – скорость ускоренного потока, составляющая величину порядка a_b , а $u_f \ll a_b$. Несмотря на то, что $u_f \ll a_b$, но скорость горения все же величина конечная, и скорость пламени U_{fL} оказывается больше скорости волн сжатия, излучаемых вперед из зоны реакции. Таким образом, переносимая

ими часть волновой энергии оказывается заперта внутри фронта пламени, что обеспечивает дополнительное сжатие смеси, поступающей во фронт горения.

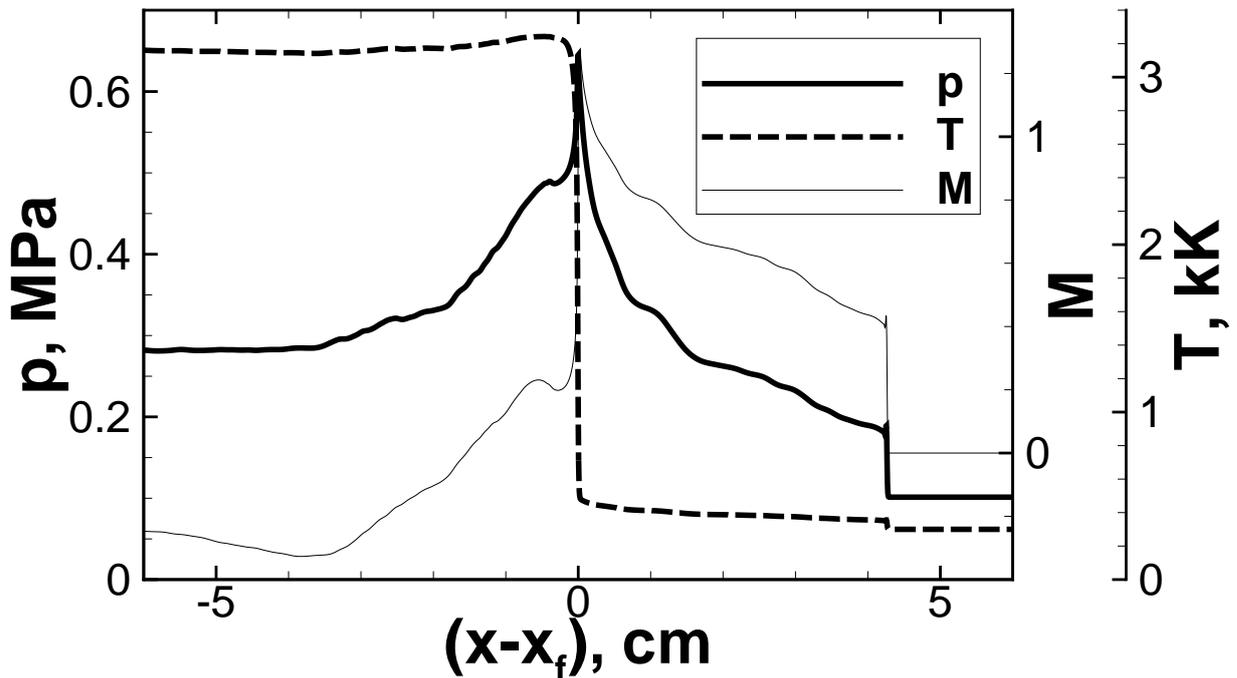


Рисунок 5.4 — Картина течения, представленная профилями давления, температуры и локального числа Маха ($M = u/a$) в окрестности фронта запертого пламени ($x = x_f$ — положение фронта пламени на выбранный момент времени). Представлены результаты того же расчета, что и на рисунках 5.2 и 5.3, $t = 255$ мкс.

В виду того, что дополнительное сжатие вызывает изменения в скорости горения и интегральном выходе энергии в зоне реакции, устойчивость структуры запертого пламени полностью зависит от особенностей кинетики горения при непрерывном сжатии. В общем случае возможны два пути развития запертого пламени, условно обозначим их как устойчивый и неустойчивый. Первый случай реализуется, если скорость горения растет быстрее, чем скорость звука в продуктах горения. Обе характеристики растут в условиях дополнительного сжатия из-за роста скорости горения (u_f) и температуры продуктов горения (T_b). Скорость звука является корневой функцией от температуры, тогда как сама температура продуктов горения (T_b) и скорость горения (u_f) являются немонотонными функциями температуры и давления в зоне реакции. В случае, когда $\delta u_f > \delta a_b$ (здесь δ определяет изменение в величине указанных параметров при сжатии), пламя продолжает распространяться быстрее, чем волны сжатия, излучаемые вперед из зоны реакции. Таким образом, реализуется самоподдерживаемое ускорение запертого пламени, и происходит совместный экспоненциальный рост скорости

пламени и давления, что отражено на рисунке 5.3 (поздняя стадия). В итоге, на масштабах волны реакции формируется сильная ударная волна, ведущая к формированию детонации непосредственно на фронте пламени согласно механизму, впервые предложенному в работе [136].

В противоположном случае, когда $\delta u_f < \delta a_b$, запертое пламя оказывается неустойчивым. Волны сжатия убегают вперед из зоны реакции. Это, в свою очередь, ведет к разгрузке зоны реакции и соответствующему падению скорости пламени ниже звукового уровня. При этом, отстающие от фронта пламени волны сжатия догоняют фронт, что способствует его ускорению. И как только пламя достигает скорости звука в продуктах горения, вновь формируется запертое пламя. Далее, процесс распада запертого пламени и реинициирования повторяется, что определяет формирование квазистационарного режима распространения пламени с околосвуковой скоростью.

Здесь следует отметить, что в менее активных смесях (например, в обедненных составах или в смесях при пониженном давлении) достаточное ускорение потока может быть достигнуто только на относительно протяженных временах и, соответственно, в условиях существенно большей степени сжатия смеси посредством волн сжатия, излучаемых ускоряющимся пламенем. В таких условиях, температура перед фронтом квазистационарного пламени может достичь температуры самовоспламенения. Если время задержки воспламенения (τ_{ind}) при этой температуре окажется меньше или порядка характерного масштаба времени распространения фронта пламени (L_f/u_f), то следует ожидать независимое самовоспламенение перед фронтом пламени. В результате этого, режим распространения волны горения перейдет от дефлаграционного к горению в форме последовательности воспламенений перед фронтом – режиму, подобному рассмотренному в работе [142], посвященной анализу распространения волны горения по смеси, реагирующей при начальной температуре. Помимо этого, самовоспламенение может быть связано с волнами сжатия, распространяющимися и взаимодействующими друг с другом в области перед фронтом квазистационарного высокоскоростного пламени [7; 8]. В таком случае, воспламенение имеет очаговый характер и возникает в горячих точках на фоне достаточно высокой температуры смеси.

Количественный критерий перехода от дефлаграционного горения к горению в форме последовательности самовоспламенений можно сформулировать следующим образом. Характерный временной масштаб L_f/u_f по порядку величини-

ны может быть оценен как полное время реакции τ_{reac} , складываемое из периода индукции в условиях теплового потока от фронта пламени (t_{ind}) и длительности экзотермической реакции (τ_{ex}): $\tau_{reac} = t_{ind} + \tau_{ex}$. При низких и умеренных значениях температуры перед фронтом пламени период индукции в свежей смеси τ_{ind} – достаточно большая величина. При высокой фоновой температуре период индукции существенно сокращается, а его минимальное значение достигается непосредственно перед фронтом пламени, где, тем не менее, $t_{ind} < \tau_{ind}$ или даже $t_{ind} \ll \tau_{ind}$. Таким образом, критерий $L_f/u_f > \tau_{ind}$ может быть выполнен только при условии, что τ_{ind} окажется короче τ_{ex} , и самовоспламенение перед фронтом пламени может возникнуть в случае высокой фоновой температуры, если будет выполняться критерий $\tau_{ex} > \tau_{ind}$. Следовательно, критерий перехода от дефлаграционного горения в режим распространения волны самовоспламенения может быть отождествлен с “продленным вторым пределом воспламенения”, определяющим предельное состояние смеси, в котором реакции ветвления цепей начинают доминировать над реакциями их обрыва ([140]). В этих условиях τ_{ind} становится короче τ_{ex} . Следует отметить, что “продленный второй предел воспламенения” играет важную роль в определении химических критериев реализации широкого класса переходных процессов горения. Так, например, в работе [223] “продленный второй предел воспламенения” рассматривается в контексте детонационной способности водородно-воздушных смесей при повышенных давлениях.

Приняв во внимание все выше освещенные факты можно сделать вывод, что имеет место прямое соответствие между реактивностью смеси и возможностью реализации различных высокоскоростных режимов горения. При этом, так как сжатие свежей смеси перед ускоряющимся фронтом пламени происходит посредством последовательности волн сжатия, состояние смеси непосредственно перед фронтом пламени может быть оценено на основе соотношения Гюгонио для ударной волны, также являющейся результатом сложения распространяющихся друг за другом волн сжатия. Этот факт может быть наглядно подтвержден на основе анализа экспериментальных [224] и расчетных (рисунок 5.5) данных о параметрах потока перед фронтом пламени. В виду этого, оправдано предложение, использовать расчеты характеристик горения вдоль ударной адиабаты для оценки критериев формирования того или иного режима высокоскоростного горения. Без сомнения, условия, реализуемые на стадии запертого пламени должны отличаться от расчетов согласно соотношениям Гюгонио. Однако, как можно по-

казать, сравнивая результаты двумерных расчетов с оценками по соотношениям Гюгонио (рисунок 5.6), это различие несущественно сказывается на дальнейшем развитии горения (более детальное описание этих результатов будет приведено ниже в следующем разделе).

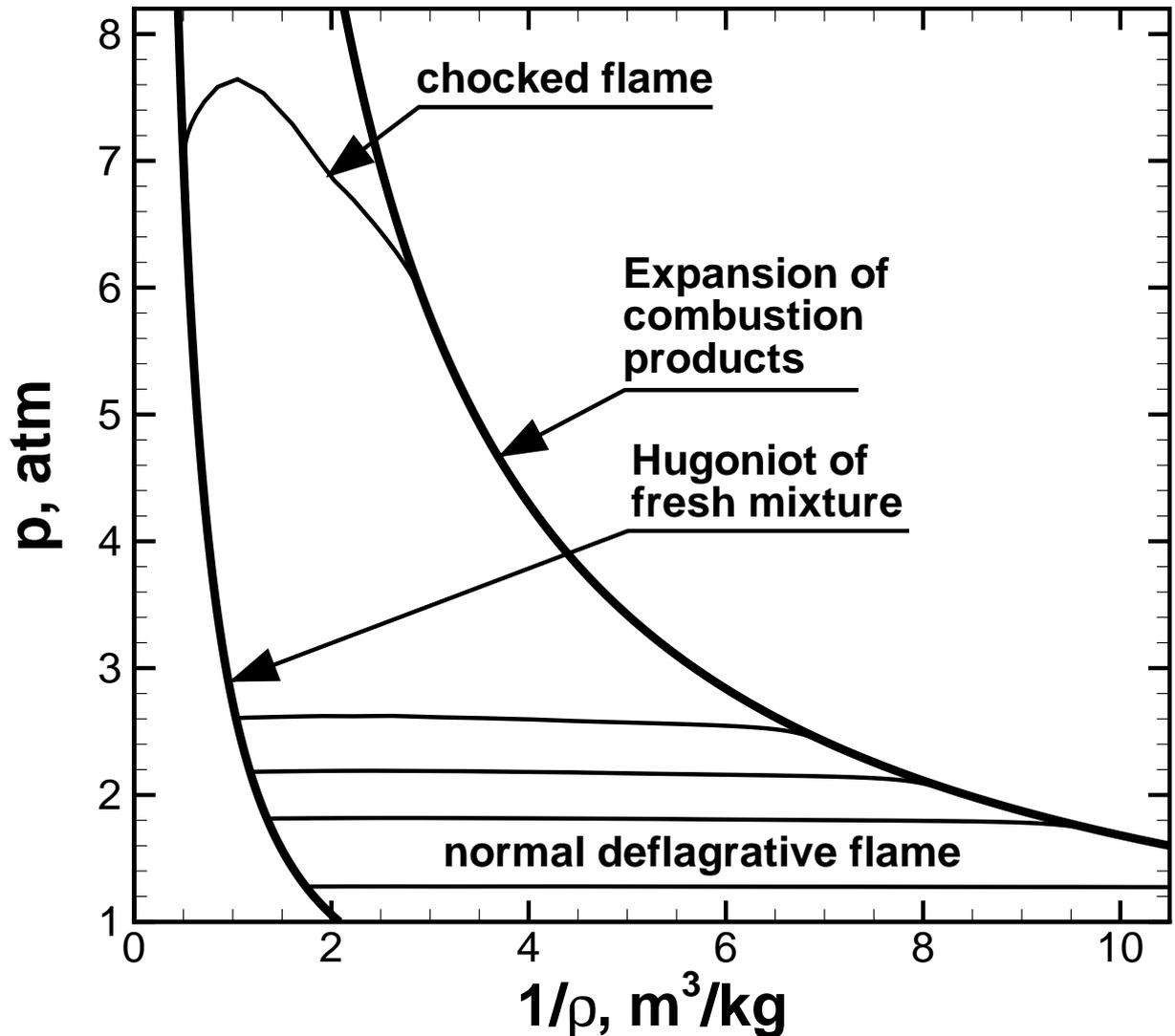


Рисунок 5.5 — Структура фронта пламени на различных стадиях ускорения в $p - V$ координатах. Тонкие линии представлены на моменты времени, разнесенные с одной и той же дискретой. Толстые черные линии показывают множество термодинамических состояний смеси перед и за фронтом пламени. Случай стехиометрической водород-кислородной смеси при начальном нормальном давлении.

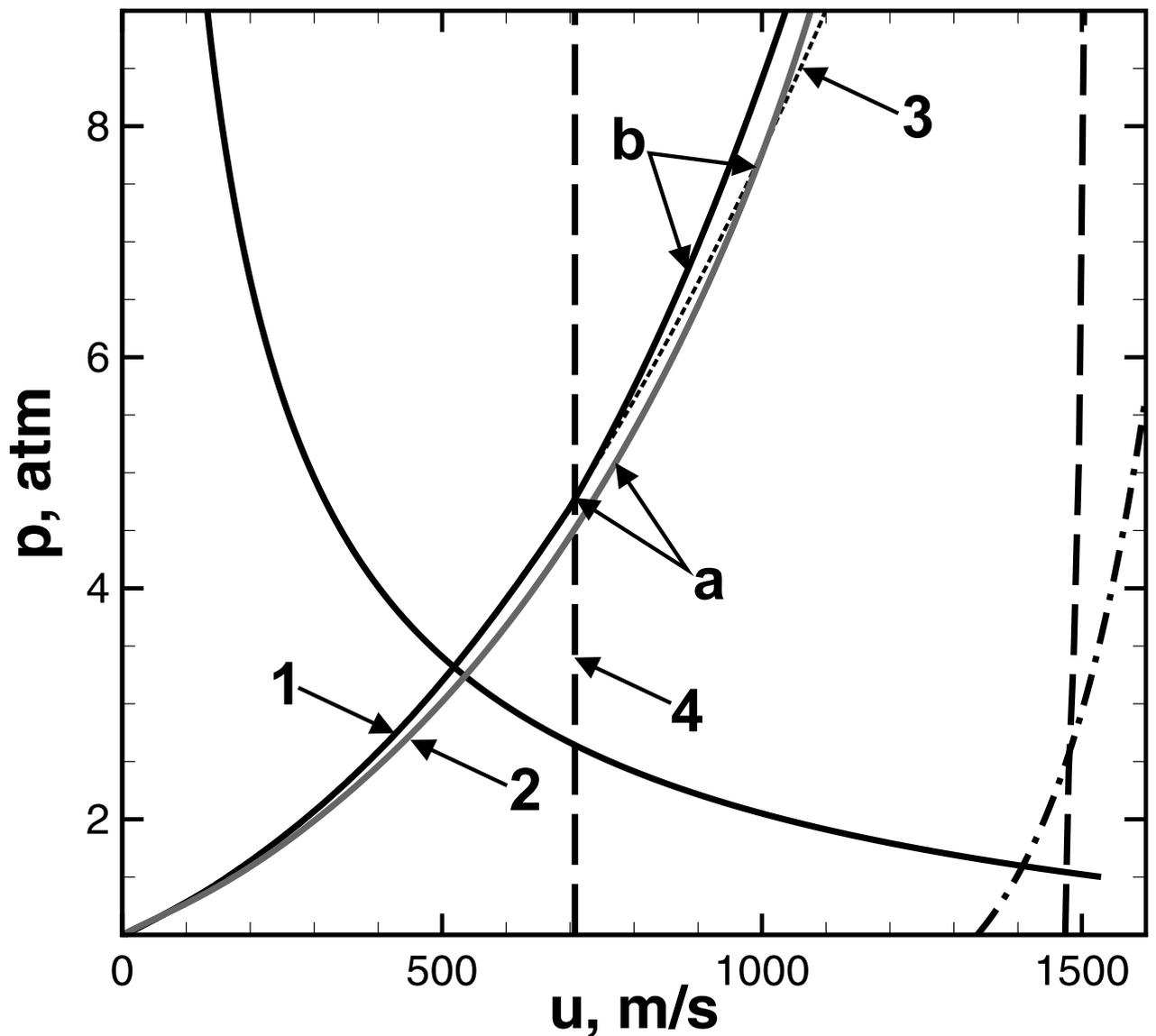


Рисунок 5.6 — Эволюция процесса ускорения пламени на диаграмме в $p-u$ координатах. 1 – состояние непосредственно перед фронтом пламени, 2 – состояние, соответствующее пику давления внутри зоны реакции, 3 – адиабата Гюгонио, построенная в приближении нереагирующего газа, 4 – критерий $u = a_f$. Точка “а” соответствует выполнению условия запирания $u = a_f$, точка “b” показывает момент времени через 10 мкс после достижения состояния “а”. Сплошная линия – критерий $\delta u_f = \delta a_b$, штриховая в правой части графика – $u = a_b$, штрихпунктирная – $\tau_{ex} = \tau_{ind}$.

5.3 Переход горения в детонацию в высокоактивной и низкоактивной смесях.

Повторим кратко основные идеи, изложенные выше. Перед переходом на стадию запертого пламени структура пламени и его скорость определяются особенностями газодинамического развития потока. Как только пламя ускоряется до сверхзвуковой скорости относительно свежей смеси перед фронтом, включается новый физический механизм – волны сжатия запираются внутри зоны реакции сверхзвуковым потоком и начинают оказывать влияние на протекание химической кинетики во фронте. После того, как скорость пламени превосходит скорость звука в продуктах горения, последующая динамика пламени полностью определяется этим механизмом.

Среди многих важных работ, посвященных разработке теории перехода горения в детонацию, следует выделить работу [7]. В этой работе впервые детально описана стадия, предшествующая формированию детонации, в водород-кислородных смесях при различном давлении. В стехиометрической смеси при нормальном давлении наблюдается формирование детонации непосредственно на фронте пламени. В эквимолярной смеси при пониженном давлении ~ 0.11 атм развивающееся пламя оказывается неустойчивым и наблюдается несколько различных режимов перехода к детонации. Конкретно, в работе [7] наблюдались три сценария: 1) формирование детонации на фронте пламени, 2) видимое ускорение пламени в пограничном слое с последующим формированием детонации, 3) самовоспламенение на контактном разрыве, сформированном на расстоянии перед фронтом пламени в точке пересечения двух ударных волн. Здесь, численно были воспроизведены и проанализированы запертые пламена, распространяющиеся в водород-кислородных смесях при различных начальных давлениях, варьируемых в диапазоне от 0.1 до 1.0 атм. Расчеты проводились с использованием детальной кинетической схемы окисления водорода [80].

Как это обсуждалось выше, особенности химической кинетики при дополнительном сжатии начинают играть существенную роль только после установления запертого режима. На предшествующих этому стадиях режим горения полностью определяется газодинамическими особенностями развития потока, и, фактически, зависимость кинетического механизма от степени сжатия смеси крайне слабо влияет на ход развития процесса. Так, на рисунке 1.9 можно

видеть существенное изменение в темпе роста скорости горения и темпе уменьшения ширины фронта пламени при переходе на стадию запертого пламени. В связи с этим, с целью экономии компьютерных ресурсов предлагается решение следующей упрощенной задачи, направленной на анализ исключительно финальной стадии развития горения в запертом режиме. Рассмотрим распространение пламени в одномерном потоке, создаваемом вдвигаемым в канал поршнем или расширением инертного газа из камеры высокого давления. В одномерном приближении при постоянной скорости поршня режим распространения пламени с постоянной скоростью является устойчивым, как это было показано в работе [160]. При этом скорость поршня не ограничена, и скорость пламени может достигать весьма высоких значений. Учет развития двух- или трехмерных возмущений будет определять искривление поверхности фронта пламени и, как следствие, его дополнительное ускорение [77] и формирование запертого режима. Таким образом, учет в рамках такой постановки задачи двухмерности и условия прилипания на стенках канала позволяет моделировать стадию формирования запертого пламени и исследовать его структуру без учета стадии ускорения пламени в канале. Экспериментально аналогичная постановка задачи реализуется в задачах о перепуске детонации (рис. 5.1c,d). В вычислительном эксперименте можно добиться описанного решения, смоделировав ситуацию, в которой поток создается за счет истечения инертного газа из камеры высокого давления. Расширение инертного газа (или продуктов детонации) толкает поток горючей смеси совместно с фронтом пламени, распространяющимся по этой смеси. При этом в расчетах целесообразно начинать с пламени, распространяющегося в потоке, характеризуемом околосвуковой скоростью течения газа. В результате двухмерной эволюции потока имеет место дополнительное ускорение пламени и по мере ускорения потока до скорости звука в продуктах горения устанавливается запертый режим. Полученные численно хронограммы скоростей запертых пламен и максимальных давлений для двух рассмотренных случаев (1.0 и 0.1 атм) представлены на рисунке 5.7a, b.

Как известно, изучение химической кинетики окисления водорода указывает на наличие при нарастании давления перехода между двумя кинетическими механизмами (см., например, [80]). Этот переход, к примеру, может наблюдаться на зависимости задержки воспламенения от давления, представленной на рисунке 5.8. Этот же эффект определяет немонотонную зависимость скорости горения при дополнительном сжатии внутри фронта запертого пламени, что определяет

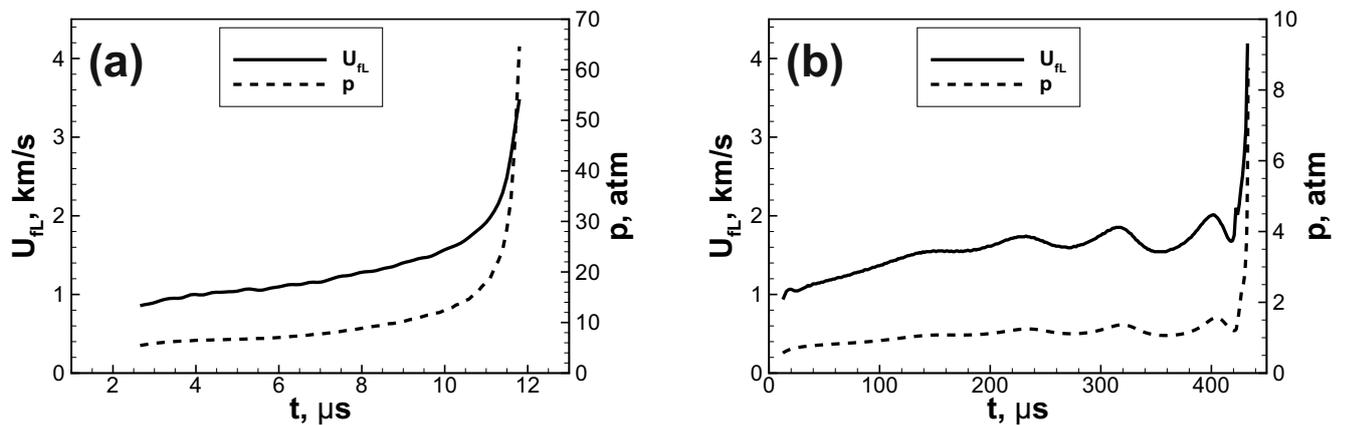


Рисунок 5.7 — Хронограмма скорости пламени (сплошная линия) и пикового давления (штриховая). (a) — Запертое пламя в стехиометрической водород-кислородной смеси при нормальном давлении, (b) — при пониженном давлении в 0.1 атм.

различные пути эволюции запертого пламени в смесях при различном начальном давлении. Так, проведенные расчеты показали, что в смеси при пониженном давлении в 0.1 атм (рисунок 5.7b) имеет место установление квазистационарного режима распространения пламени с околосвуковой скоростью. Установившийся режим, равно как и природа колебаний скорости обсуждались в предыдущем разделе. В конечном итоге, развитие такого режима может привести к формированию детонации в результате самовоспламенения перед фронтом пламени по одному из предложенных в предыдущем разделе механизмов (рисунок 5.1b). В случае нормального начального давления переход в детонацию (рисунок 5.7a) происходит по механизму, представленному на рисунке 5.1a.

Рассмотрим развитие запертого пламени в водород-кислородной смеси при пониженном давлении. На рисунке 5.9 показана характерная структура потока вблизи поверхности фронта пламени, распространяющегося слева направо. Как это уже отмечалось выше, на сверхзвуковой стадии волны сжатия распространяются за фронтом пламени с запозданием. Как только фронт пламени тормозится, волны сжатия начинают обгонять его и передают импульс газу. Газ вовлекается в ускоренное движение относительно фронта пламени, сжимается и выталкивается из области III (рисунок 5.9). При этом газ толкает холодный газ (в области I), что способствует формированию волны сжатия в области перед фронтом пламени. Описанная последовательность аналогична тому, что лежит в основе экспериментов в ударной трубе. В газе от внешнего источника формируется ударная волна, которая создает условия для воспламенения газа. При этом воспламенение инициируется непосредственно на контактном разрыве между толкающим газом и

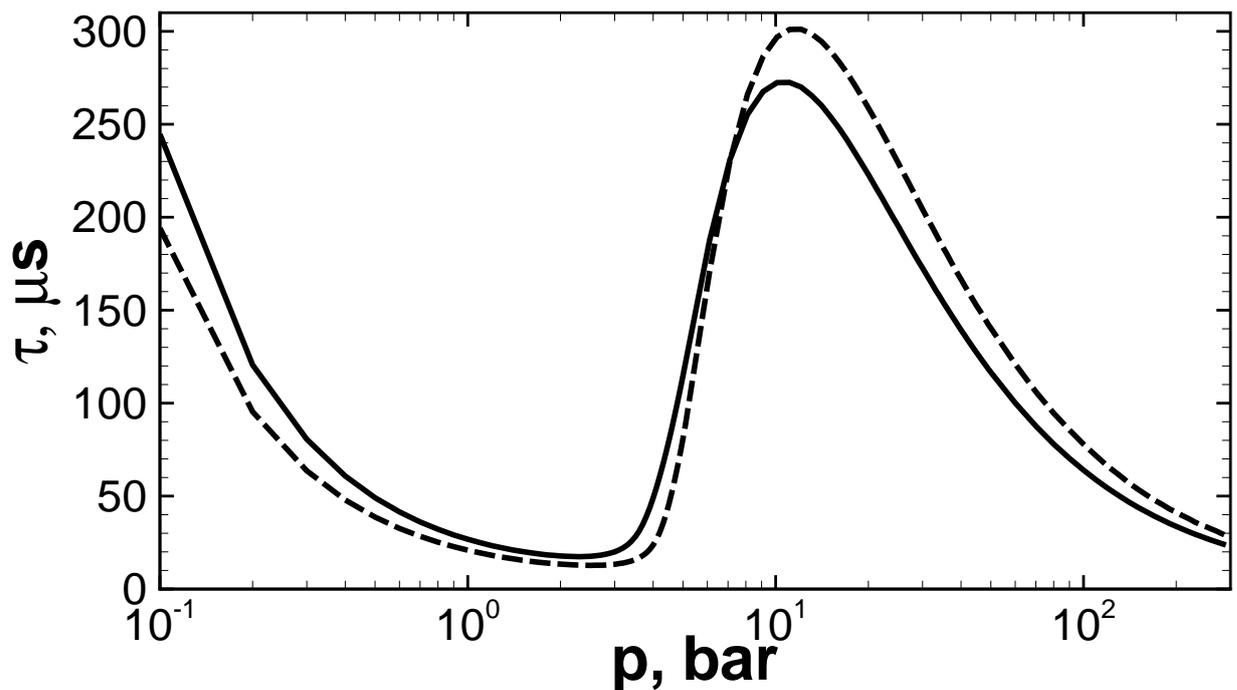


Рисунок 5.8 — Зависимость времени задержки воспламенения от давления для стехиометрической (сплошная) и эквимольной (штриховая) водород-кислородных смесей при температуре воспламенения 1100 К.

реагирующей смесью, то есть в рассматриваемом случае воспламенение происходит в непосредственной близости к фронту пламени. В случае, представленном на рисунке 5.7b воспламенение перед фронтом пламени происходит после четвертой фазы торможения пламени. Несмотря на относительно высокую температуру газа перед фронтом запертого пламени сформированные на предшествующих фазах волны сжатия оказываются неспособными инициировать воспламенение смеси, однако они подготавливают дополнительно смесь путем дополнительного сжатия. На рисунке 5.10 показаны профили температуры и давления в окрестности пламени в период, соответствующий фазе формирования волны сжатия и вовлечения газа в движение. Каждая последующая волна сжатия распространяется по более сжатому газу, что в конечном итоге приводит к созданию условий воспламенения смеси. В расчетах было получено, что самовоспламенение начинается, когда давление и температура свежей смеси на контактном разрыве достигают значений 1.3 атм и 1200.0 К. В случае несколько более низкого давления (0.09 атм) самовоспламенения не наблюдалось, а процесс характеризовался последовательностью затухающих колебаний скорости пламени. Частота колебаний была оценена вдвое меньшей по сравнению со случаем, показанном на

рисунке 5.7b, и пламя в итоге асимптотически выходило на стационарный режим со скоростью пламени ~ 1.7 км/с.

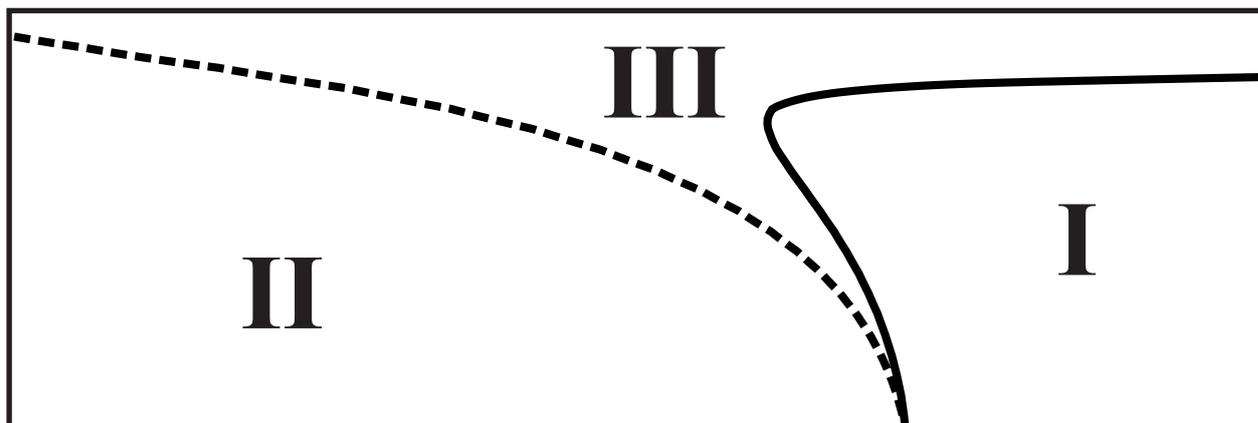


Рисунок 5.9 — Структура потока в окрестности фронта запертого пламени (штриховая линия). Пламя распространяется слева направо. Сплошная линия — звуковая линия. I — сверхзвуковой поток, II — продукты горения, III — сжатая свежая смесь, запертая в дозвуковой области.

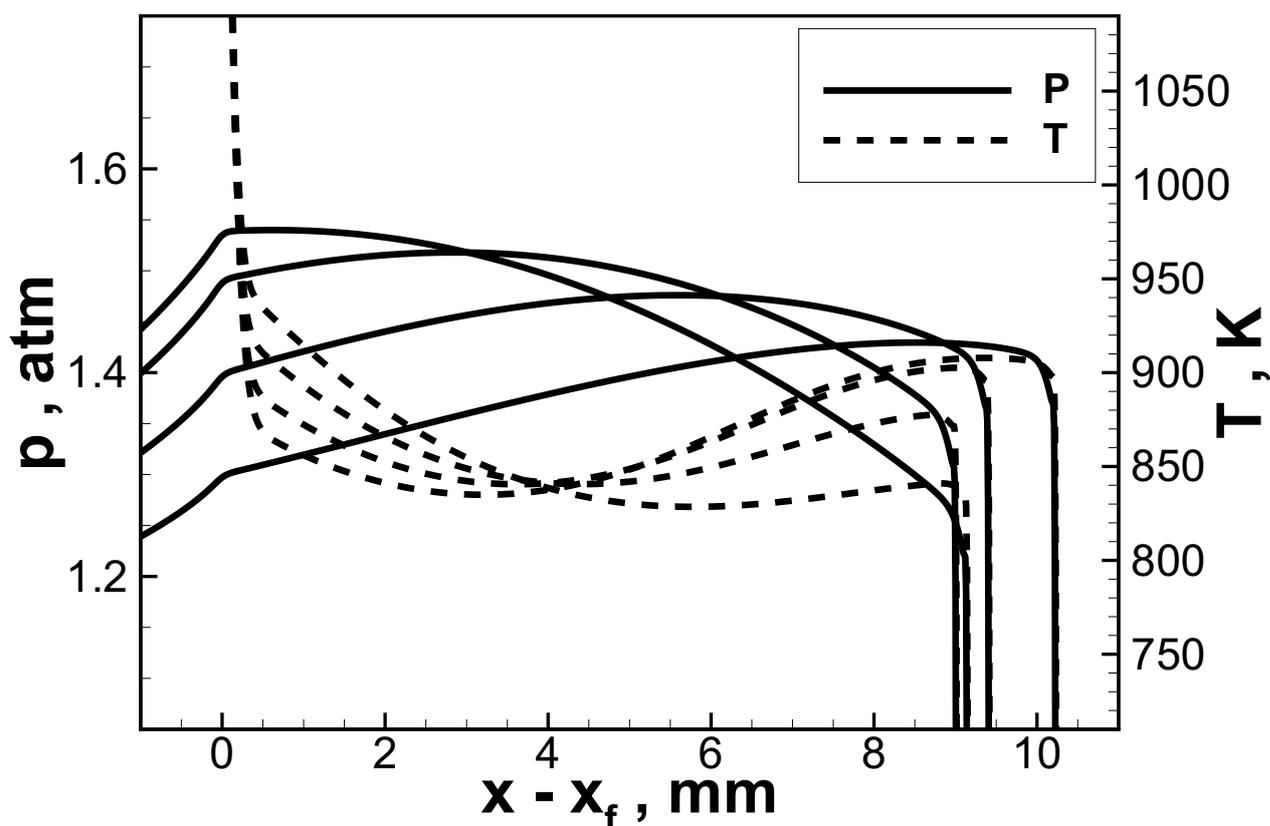


Рисунок 5.10 — Профили температуры (штриховые линии) и давления (сплошные) в окрестности фронта пламени на третьей фазе торможения. Профили представлены в сечении, соответствующем ведущей точке фронта пламени на различные моменты времени: $t_0 = 320$ мкс, $\Delta t = 5$ мкс.

Рассмотрим механизм самовоспламенения смеси на контактном разрыве. Задача о воспламенении на контактном разрыве рассматривалась неоднократно аналитически (см., например, [160; 164]). Используя терминологию Я.Б. Зельдовича [14] при решении этой задачи можно сказать, что в системе формируется градиент реактивной способности смеси, и воспламенение развивается на фоне неоднородного распределения реактивности. Максимум реактивности при этом реализуется на контактном разрыве, где локально смесь, истекающая из области III (рис. 5.9), находится в нагретом состоянии наибольшее время. Минимум реализуется на фронте волны сжатия. Таким образом, в области между фронтом волны сжатия и контактном разрывом формируется неравномерное распределение реактивности, на фоне которого воспламенение смеси будет развиваться в форме спонтанной волны горения [14]. Минимальная скорость спонтанной волны может быть оценена как скорость волны сжатия относительно контактного разрыва, а максимальное значение определяется условиями воспламенения (в частности, температурой воспламенения). Фронт реакции, вновь возникший в непосредственной близости перед фронтом пламени, визуально может расцениваться, как спонтанное ускорение первичного фронта. Хронограмма развития такого режима представлена на рисунке 5.7b. Соответствующая эволюция профилей температуры и давления в окрестности первичного фронта пламени показана на рисунке 5.11. Воспламенение происходит практически сразу после того, как контактный разрыв возникает и начинает свое движение в потоке газа. При недостаточном преднагреве самовоспламенения перед фронтом не произойдет, однако, в ряде случаев может возникнуть очаг воспламенения на расстоянии перед фронтом пламени в точке пересечения волны сжатия с ведущей ударной волной аналогично тому, как это происходит в условиях, рассмотренных в работах [173; 174]. Наиболее вероятное положение очага воспламенения вблизи боковой стенки объясняется тем, что диссипация кинетической энергии потока в тепло на масштабах пограничного слоя определяет локально более высокое значение температуры, а, следовательно, и наиболее короткую задержку воспламенения.

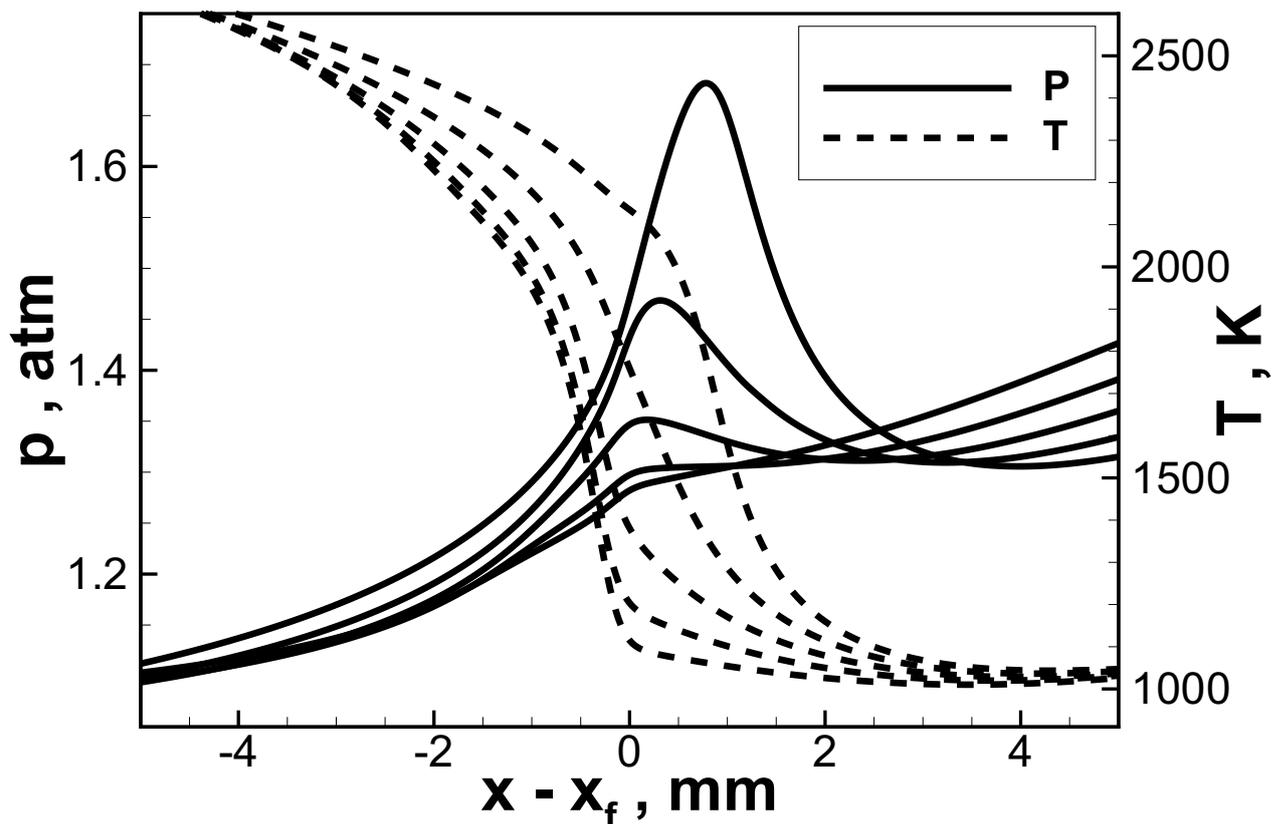


Рисунок 5.11 — Профили температуры (штриховые линии) и давления (сплошные) вблизи фронта пламени после четвертой фазы торможения. Профили показаны в одном сечении вблизи боковой стенки на различные моменты времени: $t_0 = 420$ мкс, $\Delta t = 1$ мкс.

5.4 Расчет базовых критериев перехода горения в детонацию в газообразных смесях.

Согласно приведенному выше обзору путь развития запертого пламени зависит от соотношения между газодинамическими и химическими факторами, проявляющимися при нарастающей степени сжатия на масштабах фронта пламени. При этом, сжатие с хорошей степенью точности описывается с помощью ударной адиабаты. В виду этого анализ критериев, определяющих конкретный путь развития запертого пламени, можно провести на основе параметрического исследования. Здесь для этого были проведены расчеты параметров, характеризующих горение, при различных начальных условиях (p_0, T_0) и различных степенях сжатия вдоль адиабат Гюгонио, построенных из начального состояния. Расчеты проводились в одномерном приближении. Решение представляло собою волну нормальной дефлаграции, распространяющейся по горючей смеси задан-

ного состава в заданном начальном термодинамическом состоянии. Начальные температуры и давления смеси рассчитывались согласно соотношениям Гюгонио при варьировании степени сжатия на разных стадиях процесса ($p = p_H(p_0, T_0, V)$, $T = T_H(p_0, T_0, V)$). В числе выходных параметров в первую очередь рассматривались нормальная скорость горения (u_f) и скорость звука в продуктах горения (a_b). Дополнительно проводились нульмерные расчеты, дающие информацию о величине времени индукции τ_{ind} смеси, находящейся в заданном перед фронтом пламени состоянии (p, T), для оценки возможности независимого воспламенения смеси в области перед фронтом пламени. Расчеты проводились с использованием детальной кинетической схемы окисления водорода [80] или редуцированной кинетической схемы [225] (в случае ацетилена).

Рассмотрим полученные в результате серии расчетов зависимости скорости горения (u_f) и скорости звука в продуктах горения (a_b) от состояния стехиометрической водородно-воздушной смеси, меняющегося вдоль ударной адиабаты. Равенство скорости звука a_b и скорости потока $u = u_H(p_0, T_0, p)$ на ударной адиабате говорит о выполнении условия запирания пламени ($u = a_b$). В то же время, равенство изменений скорости звука a_b и скорости горения u_f представляет собою условие возможности дальнейшего ускорения фронта пламени после запирания ($\Delta a_b < \Delta u_f$). На рисунке 5.12 показаны характерные зависимости обсуждаемых величин для случая, в котором критерий $\Delta a_b < \Delta u_f$ выполняется раньше (на более ранней стадии развития процесса), чем критерий $u = a_b$. В данном конкретном случае возможно ускорение запертого пламени и, как следствие, ПГД. На рисунке 5.13 показан противоположный случай, в котором запирание происходит раньше достижения критерия $\Delta a_b < \Delta u_f$. В таком случае, дальнейшее ускорение пламени после запирания высокоскоростного пламени невозможно. Множество состояний вдоль ударных адиабат, соответствующих различным начальным давлениям стехиометрической водородно-воздушной смеси, показаны на рисунке 5.14а толстой сплошной линией ($\Delta a_b = \Delta u_f$) и линией с длинным штрихом ($u = a_b$). В дополнении, штрих-пунктирной линией показан критерий перехода от дефлаграционного горения к горению посредством последовательности самовоспламенений. Тонкая линия 1 – ударная адиабата, построенная из начального состояния с $p_0 = 0.4$ атм и соответствующая границе между двумя областями: возможного ускорения запертого пламени (темно-серая область) и установления квазистационарного высокоскоростного пламени (светло-серая область). Согласно полученным данным запертое пламя способно ускоряться и

приводить к формированию детонации на фронте пламени только в смеси при начальном давлении, превышающем 0.4 атм. Это согласуется с экспериментальными данными, представленными в работе [215], где в диапазоне от 2.0 до 0.5 атм не наблюдалось существенного изменения в измеряемой преддетонационной длине, тогда как при дальнейшем снижении давления от 0.5 до 0.3 атм наблюдалось существенное увеличение преддетонационной длины. Финальной стадией, наблюдаемой при пониженном давлении, являлась, так называемая, “многофронтная детонация” ([215; 216]), представляющая собой квазистационарное высокоскоростное пламя, распространяющееся следом за ведущей ударной волной с примерно той же скоростью. Критическое начальное давление, необходимое для инициирования ПГД, оценивалось в работе [215] как $p_0 = 0.42$ атм.

Ударная адиабата 2 ($p_0 = 0.05$ атм) на рисунке 5.14а соответствует случаю, в котором сжатие смеси в процессе ускорения потока до скорости звука a_b создает условия для самовоспламенения перед фронтом пламени. На практике, ускорение пламени в столь разреженных смесях не реализуется, а при значительно более высоких давлениях условия для установления таких режимов достигаются только при дополнительном внешнем воздействии. Так, например, в экспериментах, направленных на изучение взаимодействия пламени с ударными волнами [226] дополнительное сжатие смеси внешней ударной волной создает условия, достаточные для формирования очагов воспламенения, что было, в частности, продемонстрировано в работах [XXX; XXXIV]. Говоря о диаграмме, представленной на рисунке 5.14, фактически, любое состояние может быть достигнуто в результате внешнего сжатия, и если такое состояние лежит справа от штрихпунктирной линии, но становится возможным независимое воспламенение перед фронтом пламени.

Аналогичный анализ был проведен для стехиометрической водород-кислородной и эквимольной водород-кислородной смесей. Соответствующие диаграммы возможных режимов показаны на рисунках 5.14b и 5.14c. Тонкие линии 1 и 2 представляют ударные адиабаты, построенные из начальных состояний, соответствующих критическим условиям (как и в случае водородно-воздушной смеси). В обеих смесях (стехиометрической и эквимольной) имеется относительно узкая область между ударными адиабатами 1 и 2, в которой с равной вероятностью могут реализоваться два пути развития запертого пламени. Это означает, что в примерно одних и тех же условиях запертое пламя может как распространяться ускорено, так и перейти в режим с самовоспламенением. Этот

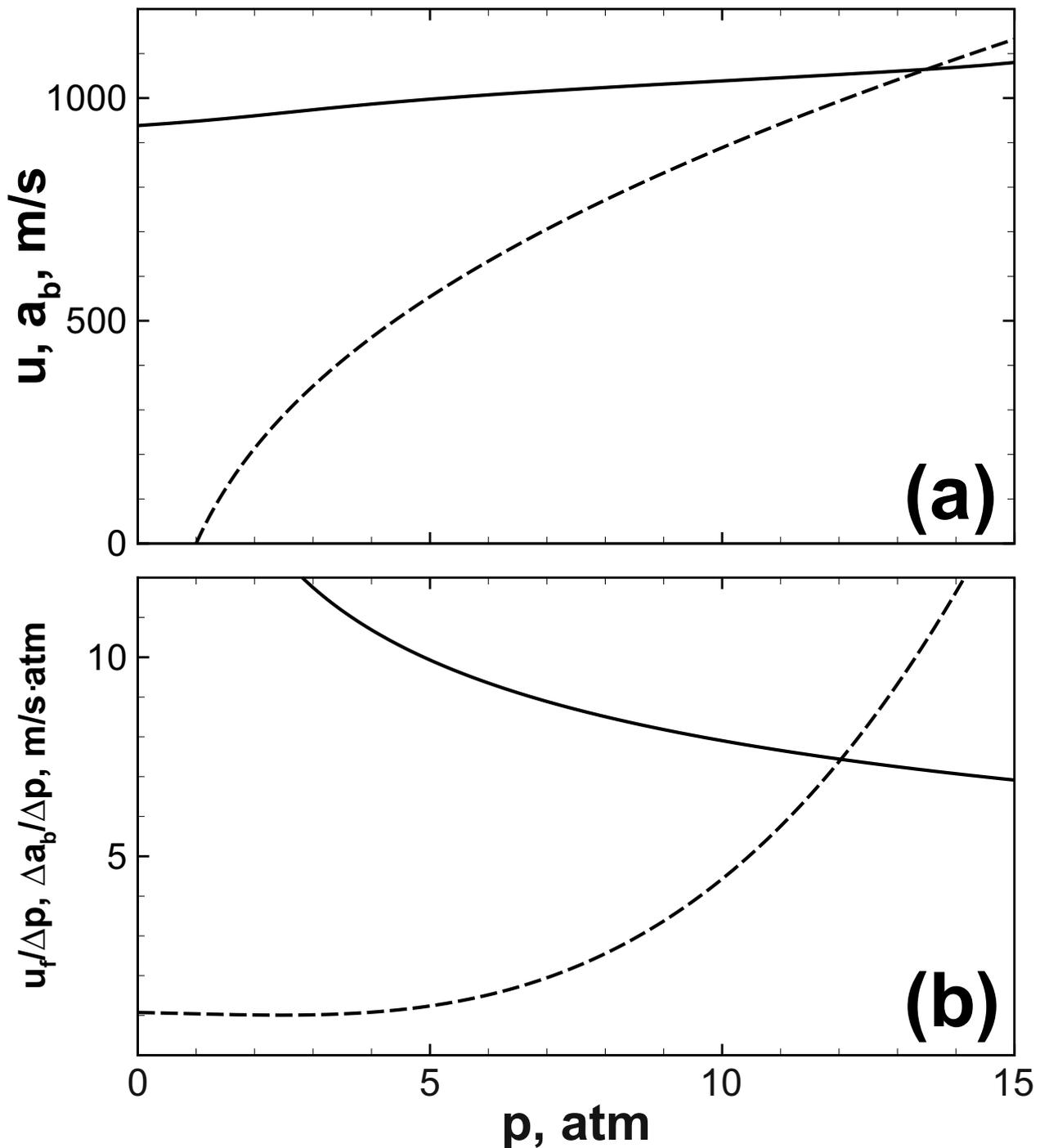


Рисунок 5.12 — (а) Значения скорости потока (штриховая) и скорости звука в продуктах горения (сплошная) вдоль ударной адиабаты. (б) Значения изменений скорости горения (штриховая) и скорости звука в продуктах горения (сплошная) при дополнительном сжатии вдоль ударной адиабаты. Стехиометрическая водородно-воздушная смесь при начальном давлении 1.0 атм.

результат соотносится с экспериментальными данными, полученными в работе [7], где в эквимолярной смеси водорода с кислородом при начальном давлении 0.11 атм наблюдалась неоднозначность развития высокоскоростного пламени.

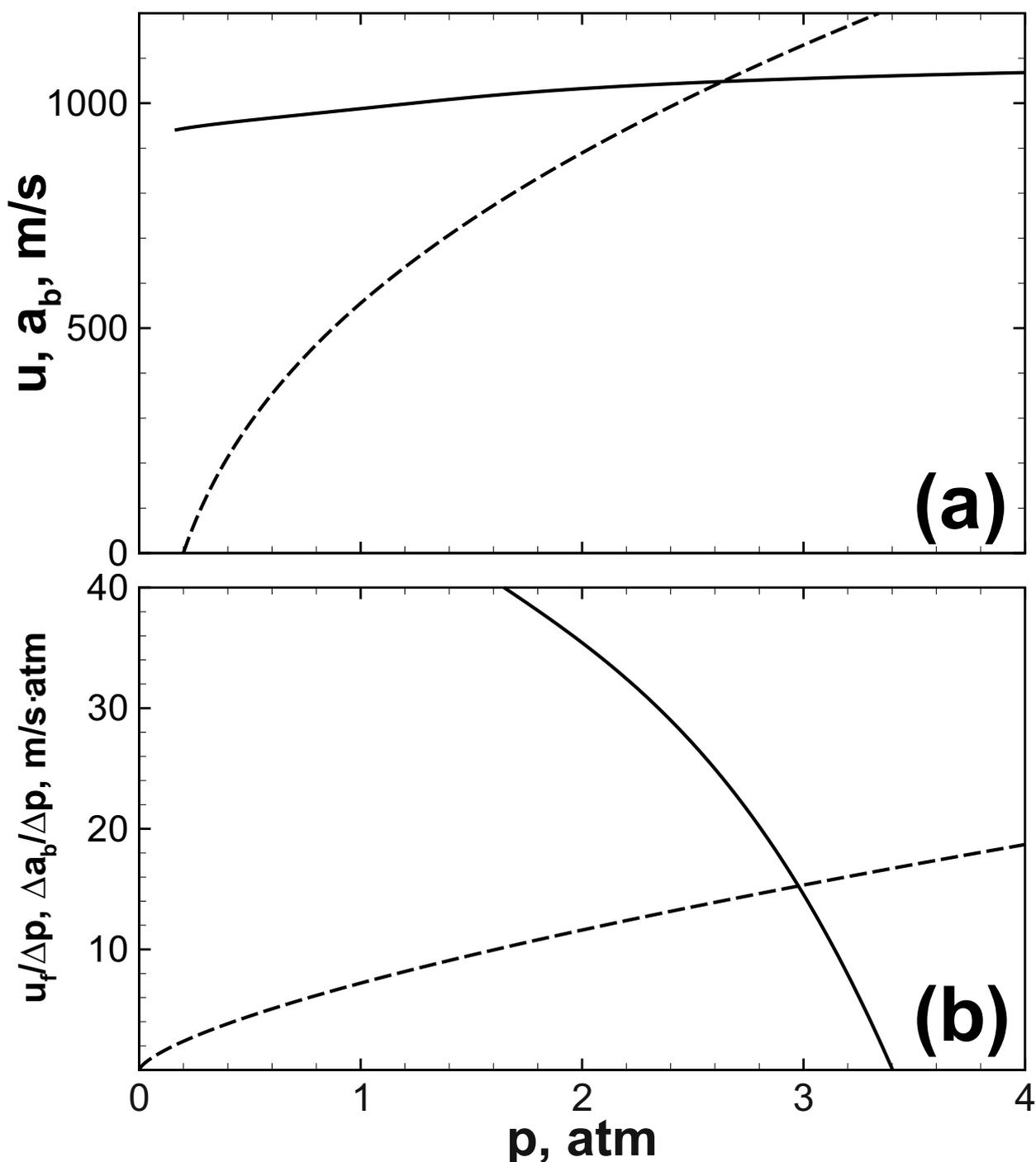


Рисунок 5.13 — (а) Хронограммы скорости потока (штриховая) и скорости звука в продуктах горения (сплошная) вдоль ударной адиабаты. (б) Значения изменений скорости горения (штриховая) и скорости звука в продуктах горения (сплошная) при дополнительном сжатии вдоль ударной адиабаты. Стехиометрическая водородно-воздушная смесь при начальном давлении 0.2 атм.

При одних и тех же начальных условиях наблюдались три различных режима: (1) с ПГД на фронте пламени, (2) со спонтанным ускорением пламени вдоль стенки канала и (3) с самовоспламенением смеси на контактном разрыве на расстоянии

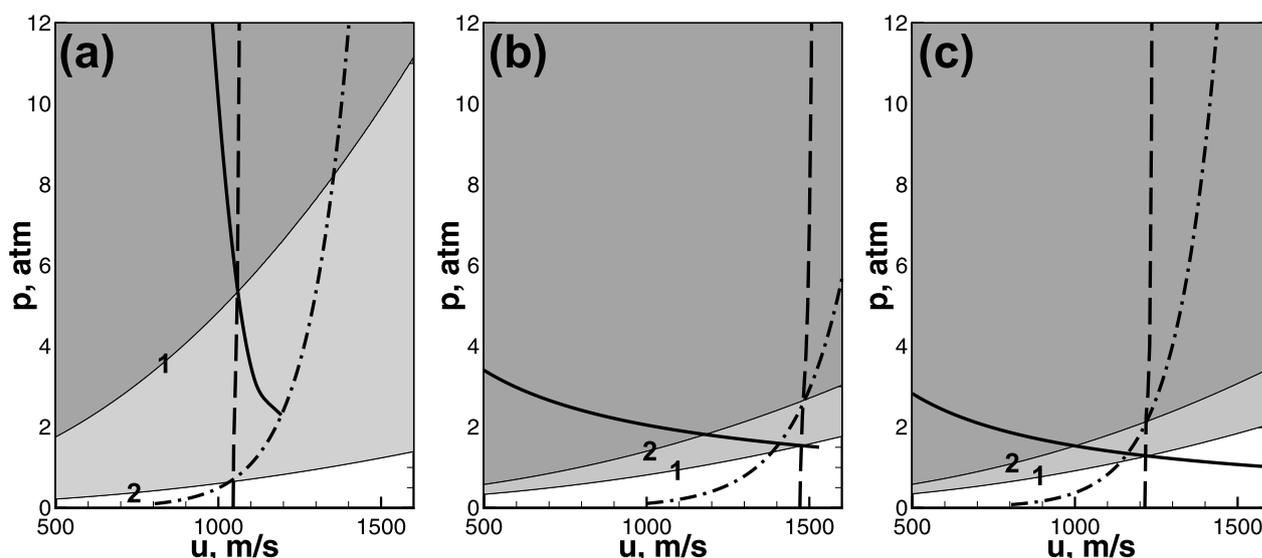


Рисунок 5.14 — Диаграммы для определения возможности реализации различных сверхзвуковых режимов горения в стехиометрической водородно-воздушной смеси (а), стехиометрической водород-кислородной смеси (б) и эквимольной водород-кислородной смеси (с). Штриховые линии – газодинамический предел скорости ($u = a_b$). Толстые сплошные – критерий дополнительного ускорения запертого пламени ($\Delta u_f = \Delta a_b$). Штрих-пунктирные – “второй продленный предел воспламенения”. Тонкие линии – ударные адиабаты, построенные из различных начальных состояний (для различных начальных давлений): (а) 1 – 0.4 атм, 2 – 0.05 атм; (б) 1 – 0.105 атм, 2 – 0.180 атм; (с) 1 – 0.090 атм, 2 – 0.150 атм.

от фронта пламени. Здесь получены следующие диапазоны начальных давлений, отвечающие неоднозначности развития запертого пламени: $p_0 = 0.105\text{--}0.180$ атм для стехиометрической смеси и $p_0 = 0.090\text{--}0.150$ атм для эквимольной. При давлениях ниже указанных диапазонов имеется только одна возможность – развитие квазистационарного высокоскоростного пламени с возникающими перед его фронтом очагами воспламенения.

Определенный интерес представляет интерпретация в рамках предложенной здесь феноменологии результатов двух- и трехмерных расчетов, освещенных выше и опубликованных в работах [101–104] [VII]. Вернемся к рисункам 5.6 и 5.14b, демонстрирующим ускорение пламени в гладком канале, заполненном стехиометрической водород-кислородной смесью при нормальном давлении. Параметры, представленные на графиках, соответствуют состоянию смеси в окрестности ведущей точки двумерного фронта пламени. Рисунок 5.6 показывает, что скорость нарастания давления и соответствующая степень ускорения потока оказываются выше внутри зоны реакции, чем перед ней (сравнение по-

ложения точек “а” и “b” на кривых 1 и 2). После того, как начинается запирание пламени и скорость потока перед фронтом пламени превышает скорость звука в сжатой смеси перед фронтом пламени ($u > a_f$), наблюдается дополнительное сжатие внутри зоны реакции. Несмотря на то, что состояние смеси внутри зоны реакции не может быть точно описано посредством соотношений на ударной адиабате для холодной смеси, физическая природа сжатия внутри зоны реакции остается прежней и заключается в последовательном сжатии волнами сжатия, излучаемыми и запираемыми внутри зоны реакции. Как показывает анализ данных, представленных на рисунке 5.5, все промежуточные состояния внутри зоны реакции запятого пламени лежат между ударной адиабатой свежей смеси и адиабатой, вдоль которой происходит расширение продуктов горения. На самом деле, каждое из этих промежуточных состояний лежит на соответствующей ударной адиабате для текущего промежуточного состава газа. Различия в параметрах, характеризующих реальное состояние смеси в зоне реакции и предсказываемых согласно расчетам вдоль ударной адиабаты для свежей смеси, определяет переоценку возможности ПГД.

Рисунки 5.14b и 5.6 явным образом иллюстрируют, что в случае наиболее химически активной горючей смеси водорода с кислородом имеет место весьма широкий диапазон состояний, в котором скорость горения оказывается более чувствительной к дополнительному сжатию, чем скорость звука. В случае начального нормального давления критерий $\Delta u_f > \Delta a_b$ выполняется даже при достижении состояний, соответствующим дозвуковому потоку. В виду этого, существенное влияние дополнительного сжатия на ускорение пламени можно наблюдать уже на самой ранней стадии запирания потока, когда поток перед фронтом пламени ускоряется только до скорости звука в свежей смеси перед фронтом (a_f). В таких условиях дальнейшее развитие процесса определяется не только состоянием смеси перед фронтом пламени, но и состоянием смеси, сжатой внутри зоны реакции. Дополнительное сжатие совместно с ростом скорости горения происходит вдоль фазовой кривой, лежащей в $p - u$ координатах выше ударной адиабаты (рис. 5.6). Это определяет ускорение потока до звуковой скорости a_b , в процессе которого сжатие происходит более интенсивно, чем предсказывает расчет по соотношениям Гюгонио. В результате этого, формируется ударная волна, более высокой интенсивности, чем требуется для инициирования детонации Чепмена-Жуге. Таким образом, происходит формирование детонации.

Аналогичные расчеты для количественной оценки предложенных в настоящей работе критериев были проведены для смесей на основе ацетилена. Серии нуль- и одномерных расчетов были проведены для стехиометрических ацетилен-кислородной и ацетилен-воздушной смесей, состояние которых варьировалось вдоль ударных адиабат, построенных из начальных состояний при разном давлении. Начальное давление варьировалось в диапазоне от 0.01 атм до 1.0 атм. Начальная температура во всех расчетах полагалась равной 300 К. Критерии $u = a_b$ и $\delta u_f = \delta a_b$, рассчитанные согласно предложенной выше методологии вдоль ударных адиабат, представлены на рисунке 5.15 штрих-пунктирной и сплошной линиями соответственно. В дополнении “продленный второй предел воспламенения” рассчитан и представлен штриховой линией на рисунке 5.15. Согласно параметрическому исследованию случая стехиометрической ацетилен-кислородной смеси запертое пламя способно ускоряться в достаточно широком диапазоне начальных давлений, начиная с 0.022 атм (рис. 5.15а). В ацетилен-воздушной смеси этот критерий выполняется только при начальном давлении ~ 9.0 атм (рис. 5.15b). При этом независимое самовоспламенение перед фронтом пламени менее вероятно, так как “продленный второй предел воспламенения” достигается только при достаточно высоких степенях сжатия, намного превышающих условия запираания ($u = a_b$).

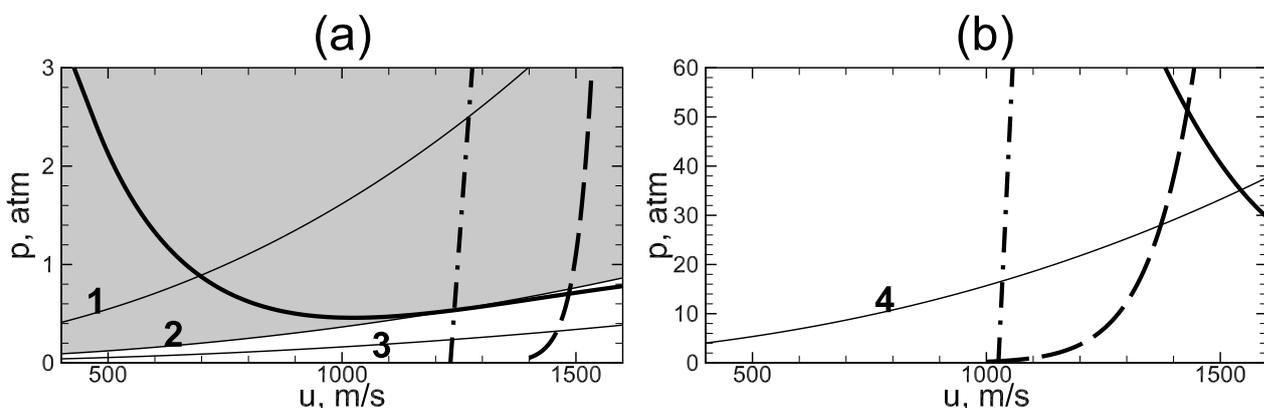


Рисунок 5.15 — Критерии $u = a_b$ (сплошные линии), $\delta u_f = \delta a_b$ (штрих-пунктирные линии) и “продленный второй предел воспламенения” (штриховые линии), рассчитанные для стехиометрических ацетилен-кислородной (а) и ацетилен-воздушной (b) смесей. Ударные адиабаты (тонкие линии) для различных начальных давлений p_0 : 1 – 0.1 атм, 2 – 0.022 атм, 3 – 0.01 атм, 4 – 1.0 атм.

Как это отмечалось выше, термодинамическое состояние смеси в области между ведущей ударной волной и фронтом пламени (область 2 на рис. 5.1b) со временем выравнивается. В связи с этим, в общем случае самовоспламенение

может произойти равновероятно на любом расстоянии перед фронтом пламени. Оценить это расстояние можно как $L = \tau_{ind}/u_f$, и согласно произведенным оценкам для ацетилен-воздушной смеси (рисунок 5.16) это расстояние существенно увеличивается с уменьшением начального давления, и, следовательно, самовоспламенение в области 2 (рис. 5.1b) становится маловероятным. Таким образом, в смесях при начальном давлении ниже критического, соответствующего переходу к детонации на фронте пламени, независимое воспламенение перед фронтом пламени может произойти исключительно в результате пересечения двух ударных волн.

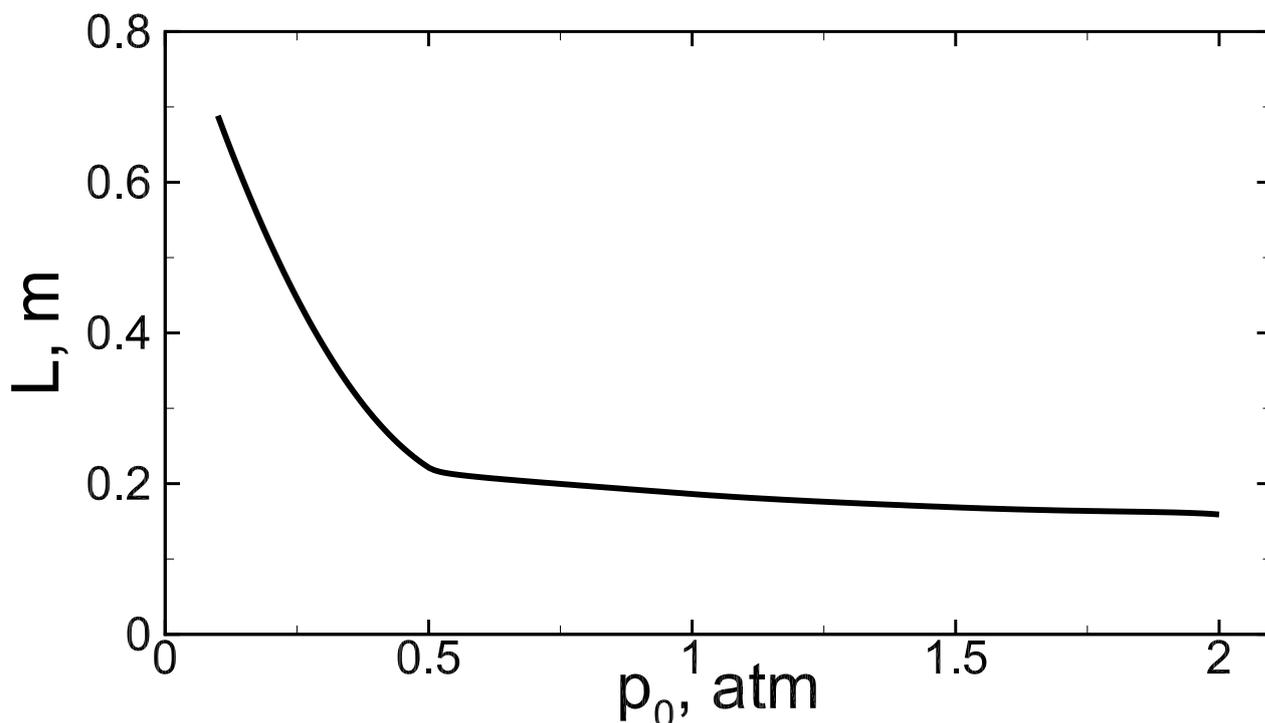


Рисунок 5.16 — Значения $L = u_f \tau_{ind}$, рассчитанные для состояния, соответствующего точке на ударной адиабате $u = a_b$, в зависимости от начального давления p_0 . Этот критерий иллюстрирует возможность самовоспламенения в области 2 перед фронтом запертого пламени (рис. 5.1).

Выше показано, что сценарии развития высокоскоростных волн горения в каналах воспроизводятся также в задаче о перепуске детонации, например, из широкого канала в узкий капилляр [216]. Отметим здесь еще раз, что в такой постановке задачи в потоке перед фронтом запертого пламени формируется только одна, ведущая, ударная волна. В таком случае, независимое воспламенение смеси перед фронтом пламени не происходит, и, следовательно в смесях при давлении ниже критического, имеет место только режим с распадом детонации и установлением квазистационарного режима распространения высокоскоростного пламени,

что и наблюдалось в работе [216], посвященной экспериментальному исследованию зависимости успешного перепуска детонации из широкого канала в капилляр от давления. Представим здесь общие сведения о результатах, полученных в работе [216]. В рамках проведенных в работе [216] исследований использовались экспериментальные стенды с капиллярами трех различных диаметров: 0.6 мм, 2.1 мм и 5.0 мм. В случае широкого капилляра (5.0 мм) распада детонации не наблюдалось вплоть до весьма низких начальных давлений смеси. С другой стороны, в наиболее узком капилляре шириной 0.6 мм эффект потерь был наиболее существенным. При давлении ниже 0.05 атм горение вовсе затухало, тогда как при более высоких давлениях наблюдались различные нестационарные режимы. При этом границы по давлению реализации этих режимов отличались от аналогичных, полученных в капилляре шириной 2.1 мм. В связи с этим, разумно полагать, что в большей степени эти режимы обусловлены потерями, нежели особенностями горения. В канале шириной 2.1 мм диапазон давлений, в котором наблюдались нестационарные режимы, оказывается более узким, чем в канале шириной 0.6 мм (0.028–0.040 атм в сравнении с 0.050–0.160 атм). С учетом этого, именно постановку задачи с шириной канала 2.1 мм можно рассматривать, как возможную геометрию для исследования “химического” критерия ПГД. Согласно данным, полученным в работе [216] для канала шириной 2.1 мм, критическое давление, соответствующее переходу от квазистационарного высокоскоростного пламени (или “низкоскоростной детонации” в терминах работы [216]) к режиму с ПГД оценивается как 0.028 атм, что находится в хорошем соответствии с количественной оценкой критерия, полученной в настоящей работе и представленной на рисунке 5.15а. В то же время, в работе [217] получено, что критические условия для реинициирования детонации в неразбавленной ацетилен-кислородной смеси соответствуют давлению из диапазона от 0.013 до 0.017 атм, что также соответствует полученным здесь данным (0.022 атм согласно рис. 5.15).

Интересно также отметить, что критическое давление растет с уменьшением химической активности смеси, что наглядно иллюстрирует, например, сравнение данных, полученных для ацетилен-кислородной (рис. 5.15а) и менее активной ацетилен-воздушной (рис. 5.15b) смесей. Качественно тот же результат был получен в работе [227], где переход от квазистационарного высокоскоростного пламени (или “многофронтной детонации” в терминах работы [227]) к детонации наблюдался при ~ 0.04 атм в $C_2H_2 + 5O_2$ смеси и при ~ 0.16 атм в $C_2H_2 + 11O_2$ смеси (бедные смеси). В работе [217] было показано, что разбавление

аргоном ведет к росту критического давления от ~ 0.015 атм до ~ 0.055 атм. В виду этого, можно сделать вывод, что предложенная здесь методика также пригодна для определения концентрационных пределов ПГД при фиксированном давлении смеси.

5.5 Переход горения в детонацию в загроможденном канале.

5.5.1 Механизм перехода к детонации в загроможденном канале.

В большинстве горючих смесей, за исключением наиболее химически активных, существенного ускорения пламени в гладких каналах достичь достаточно сложно, в связи с чем широко распространен подход с использованием каналов с препятствиями. Ускоряющийся поток внутри загроможденного канала подвержен воздействию отраженных волн и последовательности фаз сжатия и расширения, что в купе определяет нестационарный характер развития пламени. При этом, несмотря на особенности развития потока, максимальная скорость потока так же как и в случае гладкого канала ограничена сверху значением скорости звука (a_b). В широком диапазоне начальных условий поперечные течения в загроможденном канале препятствуют переходу горения на стадию запертого пламени, в первую очередь характеризующую независимостью от газодинамических эффектов. Однако, в отдельных случаях можно наблюдать существенное ускорение пламени до весьма высоких скоростей. При реализации таких режимов формируемые в ходе ускорения пламени ударные волны имеют достаточную интенсивность, чтобы инициировать воспламенение смеси после отражения от поверхности препятствия, как это продемонстрировано в работе [228]. В зависимости от интенсивности ударных волн, отражение от твердой поверхности может привести как к формированию горения, так и детонации. В свою очередь, последовательность развития процесса и интенсивность формируемых ударных волн зависит от химической активности горючей смеси. Как следствие, в зависимости от состава смеси [229; 230] или ее начального давления [228] можно наблюдать различные режимы распространения горения (рисунок 5.17). Как можно видеть из анализа данных, представленных на рисунке 5.17, критическое (максимальное) значение скоро-

сти пламени по порядку величины равняется скорости звука в продуктах горения $U_{f,L} = a_b$. Режимы с большей скоростью распространения горения по каналу являются детонационными. Здесь следует отметить, что в условиях развития потока внутри загроможденного объема имеет место воздействие на поток поперечных и продольных возмущений, развивающихся в сложной геометрии загроможденного канала. В связи с этим, температура за фронтом пламени имеет неравномерное распределение, и, следовательно, скорость звука в продуктах горения варьируется в некоем диапазоне (серая область на рисунке 5.17). Как было показано выше на примере горения в гладком канале, сам по себе факт достижения пламенем скорости $U_{f,L} = a_b$ не может рассматриваться как достаточный критерий успешного формирования детонации. Важным условием является дополнительное ускорение пламени, что выполняется лишь при формировании устойчивой структуры запертого пламени. В случае загроможденного канала, дополнительное ускорение также является необходимым условием для перехода к детонации, так как должна сформироваться достаточно сильная ударная волна, способная инициировать воспламенение после отражения от препятствия. В работах [231; 232] был сформулирован следующий критерий. Было показано, что для каждой смеси и для каждой геометрии канала имеется некое критическое значение скорости пламени D_{cr} , обеспечивающее формирование ударной волны, способной при отражении от препятствия инициировать жесткое воспламенение с возможным дальнейшим формированием детонации. Жирная линия на рисунке 5.17 показывает минимальную скорость ударной волны, достаточной для инициирования детонации после отражения от плоской поверхности [231]. Критерий успешного формирования детонации, рассчитанный согласно [231] для рассмотренной здесь геометрии (ширина канала – 1 см, степень перекрытия сечения $BR=0.2$, $h \approx 0.5$ мм) представлен штрих-пунктирной линией на рисунке 5.17. Как правило, формируемая в загроможденном канале детонационная волна оказывается неустойчивой, распадаясь после взаимодействия с одним или несколькими препятствиями. После распада, детонационная волна реиницируется. В результате, наблюдается, так называемый, квазидетонационный режим, представляющей собою последовательность стадий распада детонации и ее реинициирования. Средняя скорость распространения горения в таких условиях ниже скорости самоподдерживаемой детонации Чепмена-Жуге.

Согласно приведенному выше описанию особенностей высокоскоростного горения в загроможденных каналах, можно выделить следующие режимы

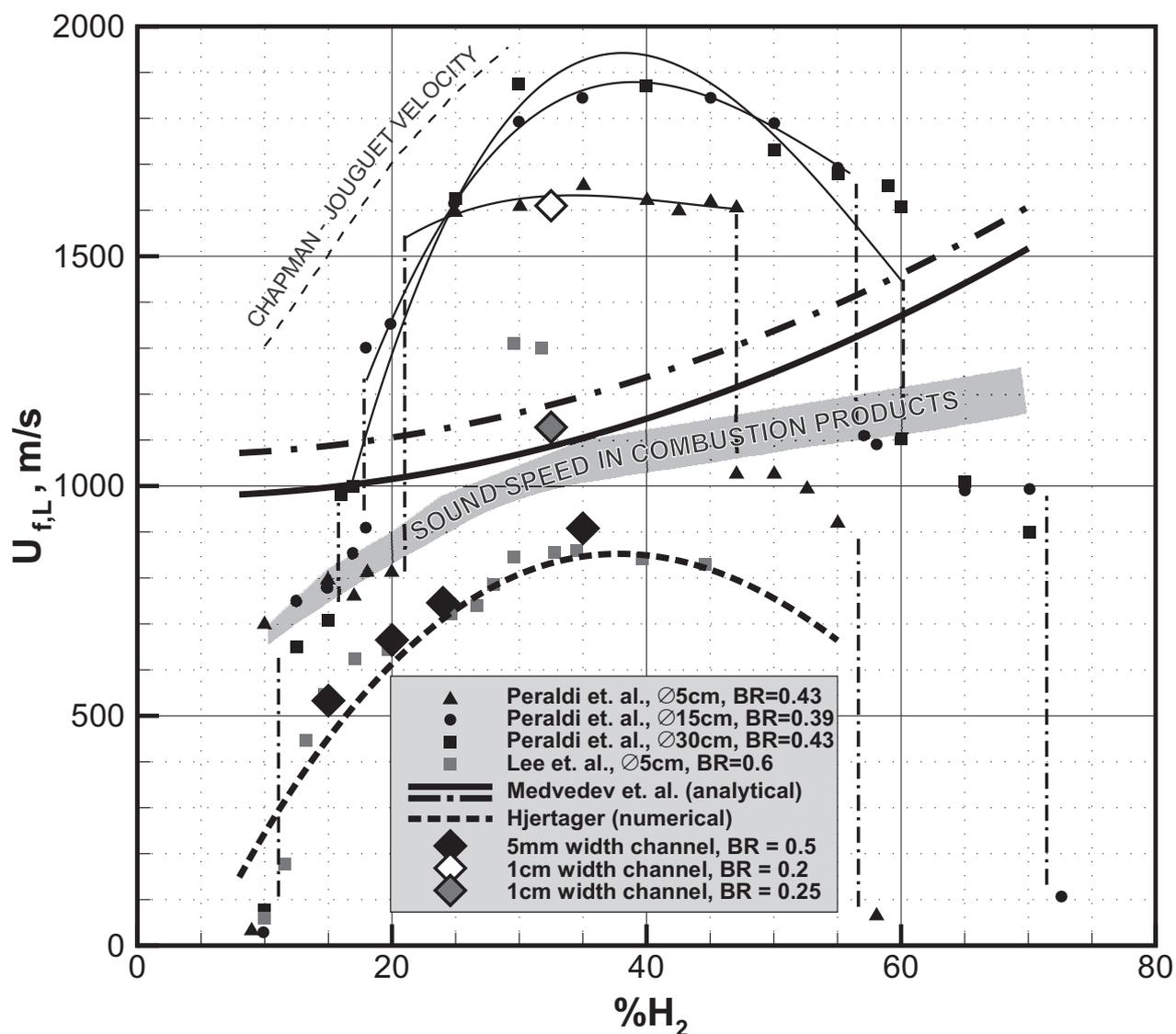


Рисунок 5.17 — Диаграмма максимальных скоростей пламени в загроможденных каналах. Точками представлены результаты экспериментов из работ [229; 230]. Черными звездами обозначены режимы полученные из расчетов в канале шириной 0.5 см и $BR = 0.5$. Белыми и серыми ромбами обозначены данные полученные из расчетов в более широком канале (1.0 см) с меньшим BR (0.25 и 0.2 соответственно). Толстой штриховой линией обозначены результаты численных расчетов полученные в [32] с использованием одноступенчатого механизма химической кинетики и относительно грубых расчетных сеток.

около- и сверхзвукового распространения пламени: 1) газодинамически ведомые быстрые пламена, распространяющиеся со скоростью $U_{f,L} \sim a_f - a_b$, 2) квазидетонации, формируемые при выполнении условия $U_{f,L} > D_{cr}$ и распространяющиеся со скоростью $D < D_{CJ}$, 3) переходные режимы распространения пламени со скоростью $a_b < U_{f,L} < D_{cr}$. Первые два режима встречаются достаточно часто (см., например [230]), тогда как третий режим [229] реализуется

относительно редко. Бесспорный интерес представляет построение ясного физического критерия перехода между режимам, а для этого необходимо в первую очередь ответить на вопрос, возможно ли установление режима запертого пламени при ускоренном распространении пламени в загроможденном канале, и если возможно, то каковы необходимые условия его формирования и дальнейшего развития.

Быстрые пламена, распространяющиеся с до- и околозвуковыми скоростями, воспроизводятся численно даже с использованием упрощенной одноступенчатой кинетики горения [32; 116] и достаточно грубых расчетных сеток [32]. Это вполне ожидаемо, так как в данном случае ведущую роль в ускорении пламени и установлении конкретного режима горения играет газодинамика. Известно, что практически любой традиционный вычислительный алгоритм обеспечивает достаточно устойчивое решение газодинамических задач. Результаты, полученные в работе [32] приведены на рисунке 5.17 и с хорошей степенью точности воспроизводят отдельные режимы, зарегистрированные в работе [229]. При этом, наглядно видно, что среди результатов расчетов с использованием одноступенчатой кинетики первого порядка ($n=1$) нет режимов с ускорением пламени выше скорости звука. В случае же выбора кинетики второго порядка ($n=2$) пламя способно ускоряться далее, и, в конце концов, может произойти переход в детонацию [116]. Этот результат получается независимо от химического состава смеси и геометрии канала, в связи с чем не может быть в полной мере использован для интерпретации физических эффектов, ответственных за дальнейшее ускорение пламени. Согласно данным, представленным в работах [229; 230], область составов, в которых пламя способно развиваться в режиме с дополнительным ускорением, ограничена. Она охватывает составы, близкие к стехиометрии, и расширяется с увеличением ширины канала (или диаметра трубы). Также наблюдается сужение пределов при увеличении степени перекрытия сечения (BR). В относительно узких каналах с большим BR формирования детонации не происходит вовсе [229]. В более широких каналах с меньшим BR можно наблюдать переход на квазидетонационный режим [230].

На рисунке 5.17 также представлены расчетные данные, полученные в настоящей работе, в рамках которой были проведены расчеты распространения пламени в каналах различной ширины и с различными BR, заполненными водородно-воздушными смесями различных составов. С учетом ограниченности вычислительных ресурсов и, с другой стороны, необходимости проводить рас-

четы на подробных расчетных сетках расчеты проводились для относительно узких каналов. Тем не менее, в каналах выбранной геометрии были воспроизведены все возникающие в натурном эксперименте режимы. Причем, характеристики режимов оказались весьма близки к доступным экспериментальным данным. Черными звездами на рисунке! 5.17 показаны режимы, полученные в канале шириной 0.5 см с $BR=0.5$. Такая геометрия была рассмотрена в качестве примера постановки задачи, где ускорение пламени до сверхзвуковой скорости ограничено в виду большой величины сопротивления. В результате этого, все наблюдаемые в такой геометрии режимы распространения пламени либо до-, либо околосвуковые. Серыми и белыми ромбами показаны данные для более широкого канала (1.0 см) с меньшими значениями BR (0.25 и 0.2 соответственно). Серый ромб соответствует сверхзвуковому режиму с дополнительным ускорением, а белый ромб – режиму с переходом в квазидетонацию.

Анализ расчетных данных позволил в явном виде визуализировать эволюцию течения при реализации различных режимов и сформулировать критерий реализации режимов с дополнительным ускорением около- и сверхзвуковых пламен. На рисунке 5.18а показана эволюция течения во времени в загроможденном канале шириной 1.0 см, $BR=0.2$, заполненном смесью, содержащей 32.5% водорода в воздухе. Рассматриваемая здесь стадия процесса соответствует достижению пламенем сверхзвуковой скорости. При этом пламя на этой стадии распространяется с той же скоростью, что и ведущая ударная волна. Отличительной особенностью рассматриваемого режима является то, что в заданной геометрии канала в установившемся скоростном режиме поперечные волны формируют стоячую волну. В таких условиях ведущая точка фронта пламени практически не подвержена воздействию со стороны поперечных потоков, что весьма близко к условиям, реализуемым в гладком канале. Скорость потока сверхзвуковая, газодинамическое воздействие со стороны исключено, и, следовательно, установившийся режим является режимом “запертого пламени” аналогично тому, как это определено выше. Дополнительное сжатие внутри зоны реакции способствует дополнительному ускорению пламени и потока газа перед фронтом. С одной стороны, рост скорости пламени приводит к тому, что ведущая точка пламени попадает в другую фазу стоячей волны. С другой стороны, рост скорости потока определяет отклонение условий от необходимых для формирования стоячей волны в поперечном сечении канала. Оба фактора определяют разрушение условий, обеспечивающих реализацию режима запертого пламени. Пламя тормозится,

и область сжатой на фронте смеси разгружается в свежую смесь, формируя отходящую ударную волну аналогично тому, как это имеет место при развитии квазистационарного высокоскоростного пламени, динамика которого описана в разделе 5.3 диссертации. Если амплитуда ударной волны оказывается достаточно высокой, то ее отражение от поверхности препятствия приводит к локальному самовоспламенению смеси. Такого рода очаги воспламенения интенсифицируют горение, приводя к дополнительной интенсификации ведущей ударной волны. В конце концов, формируется достаточно сильная ударная волна, способная инициировать детонацию в результате отражения от следующего препятствия. Картина течения, иллюстрирующая распространение ударной волны и инициирование детонации, показана на рисунке 5.18b. В очаге, сформированном при отражении ударной волны от препятствия, температура достигает значения 1400.0 К, а давление – 70.0 атм. Смесь, содержащая 32.5% водорода в воздухе, при таких условиях воспламеняется с задержкой в 1.0 мкс. Таким образом, воспламенение происходит задолго до прихода волны разрежения от края препятствия к центру очага воспламенения. В то же время, параметры очага воспламенения в терминах концепции Я.Б. Зельдовича спонтанной волны горения соответствуют условиям формирования детонации (см. раздел 2.2). Динамика пламени показана на рисунке 5.19, из анализа которого следует, что пламя продолжает свое ускорение даже после того, как оно достигает скорости звука в продуктах горения. В момент времени ~ 375 мкс скорость пламени достигает локального максимума (~ 1220 м/с). В этот момент времени сильная ударная волна отходит от фронта и дает начало последовательности независимых воспламенений перед фронтом пламени в областях взаимодействия потока с препятствиями. Третье из таких последовательных воспламенений становится очагом детонации, и процесс переходит в режим квазидетонации.

В случае большего перекрытия сечения ($BR=0.25$, смесь и ширина канала те же) стадия независимого ускорения пламени фактически вырождается, поскольку такая геометрия не обеспечивает условий для формирования стоячей волны в поперечном сечении. Ведущая точка фронта пламени оказывается непрерывно подвержена воздействию поперечных волн, что иллюстрирует представленная на рисунке 5.20 картина течения. Это препятствует формированию устойчивого запертого пламени и, как следствие, дополнительному ускорению пламени после достижения им скорости звука. Как показывает хронограмма скорости пламени, представленная на рисунке 5.19, скорость пламени достигает своего максималь-

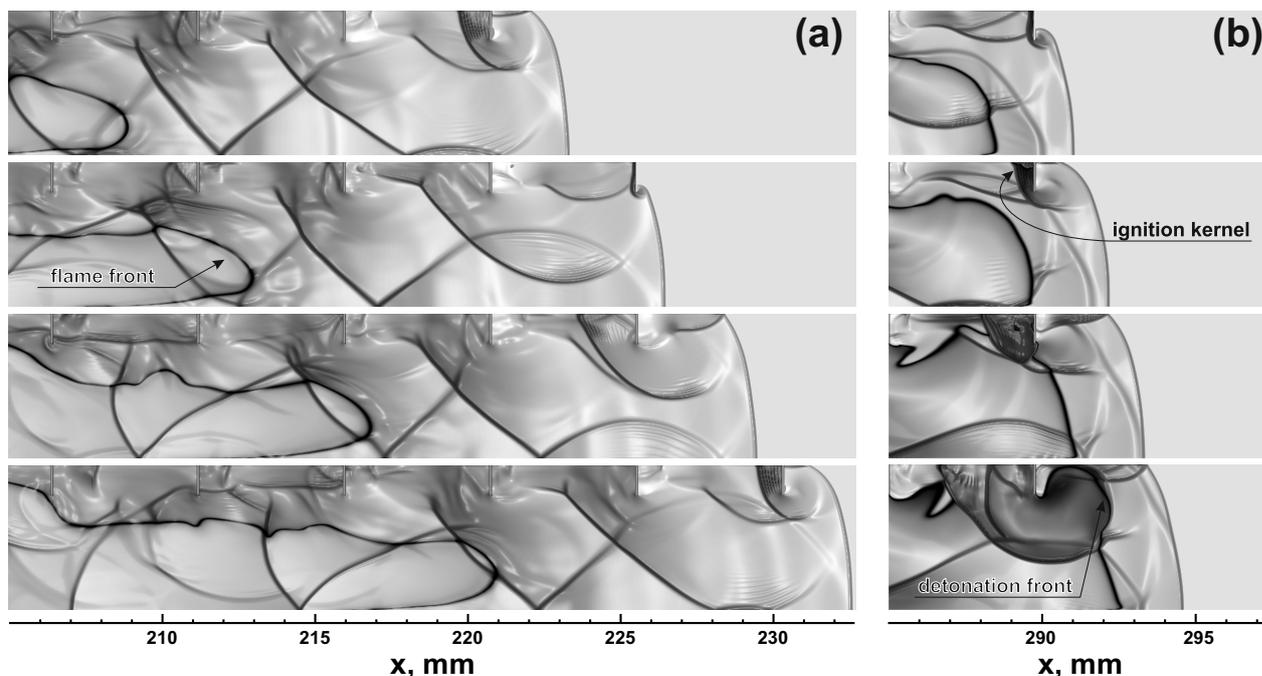


Рисунок 5.18 — (а) Эволюция картины течения на стадии газодинамически независимого ускорения пламени в канале шириной 1.0 см с $BR=0.2$, заполненном смесью, содержащей 32.5% водорода в воздухе. $t_0 = 348$ мкс, $\Delta t = 4.0$ мкс. (б) Эволюция картины течения на стадии ударно-индуцированного воспламенения, приводящего к формированию детонации в канале шириной 1.0 см с $BR=0.2$, заполненном смесью, содержащей 32.5% водорода в воздухе. $t_0 = 420$ мкс, $\Delta t = 1.0$ мкс.

ного значения, равного ~ 1100 м/с, в момент времени ~ 230 мкс. После этого, в момент времени ~ 275 мкс наблюдается самовоспламенение, которое, однако, не способно инициировать детонацию и приводит лишь к незначительному дополнительному ускорению пламени. Далее пламя распространяется с практически постоянной скоростью порядка скорости звука в продуктах горения, и в системе не возникает условий для формирования сильной ударной волны, достаточной для инициирования детонации.

В заключение настоящего раздела сформулируем следующий критерий. Пламя способно ускоряться после достижения сверхзвуковой скорости распространения только в случае, когда газодинамическое воздействие на фронт пламени оказывается незначительным. В таких условиях существует конечный интервал времени, в течение которого горение развивается в режиме запертого пламени, и динамика процесса полностью определяется особенностями химической кинетики внутри зоны реакции, на масштабах которой имеет место непрерывное сжатие. Создание необходимых условий зависит от химической активности смеси и от

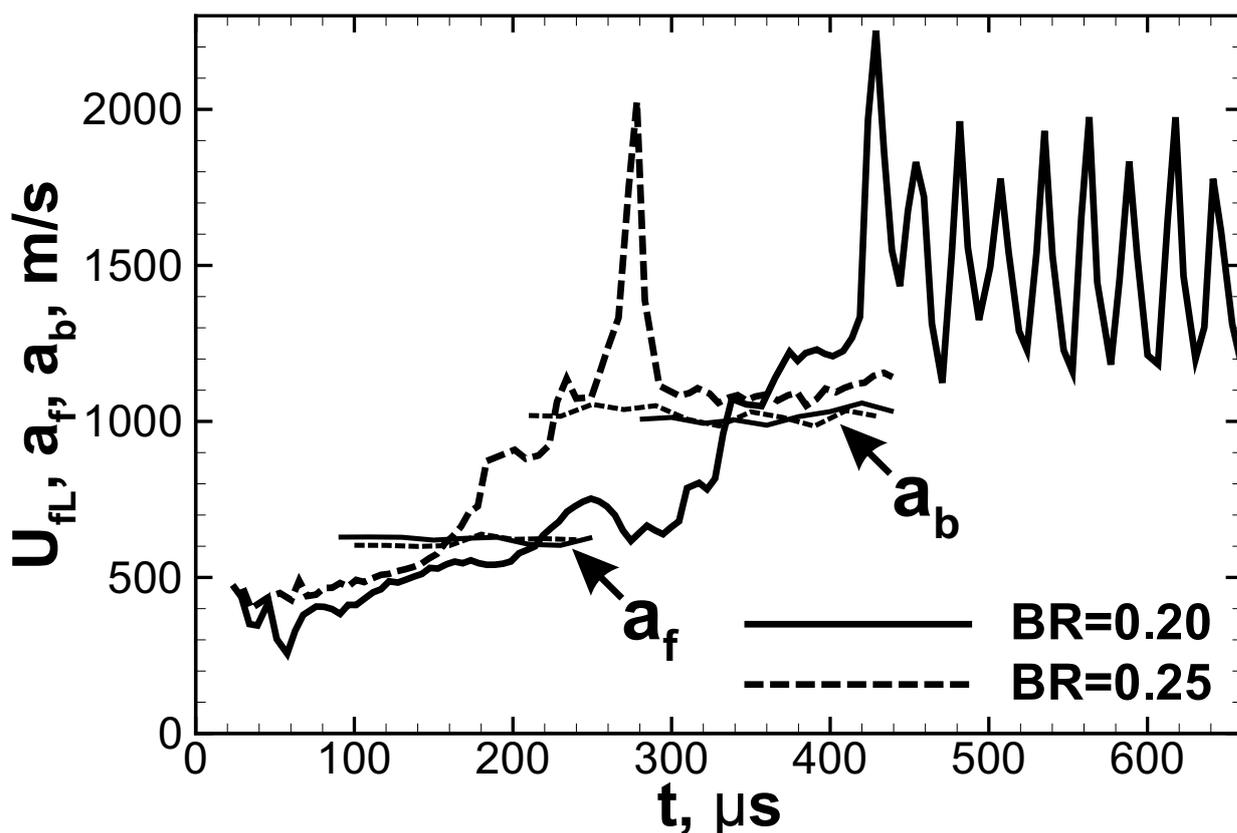


Рисунок 5.19 — Хронограммы скоростей пламени в каналах шириной 1.0 см, заполненных смесью, содержащей 32.5% водорода в воздухе. Сплошная линия — $BR=0.2$, штриховая — $BR=0.25$. Тонкие линии показывают хронограммы скоростей звука в свежей смеси непосредственно перед фронтом пламени (a_f) и в продуктах горения за фронтом (a_b).

геометрии канала. В определенных условиях становится возможным организация поперечного течения в области между фронтом ударной волны и фронтом пламени в форме стоячей волны, и пламя ускоряется. В противном случае, пламя распространяется с наибольшей достижимой скоростью, равной скорости звука в продуктах горения.

5.5.2 Расчет пределов перехода к детонации в загроможденных каналах.

На рисунке 5.21 показаны скорости пламени, достижимые в водородно-воздушных смесях с различным содержанием водорода. Жирной кривой показана область возможной реализации ПГД, полученная на основе предложенного выше параметрического анализа (раздел 5.4). Очевидно, что предсказываемые концен-

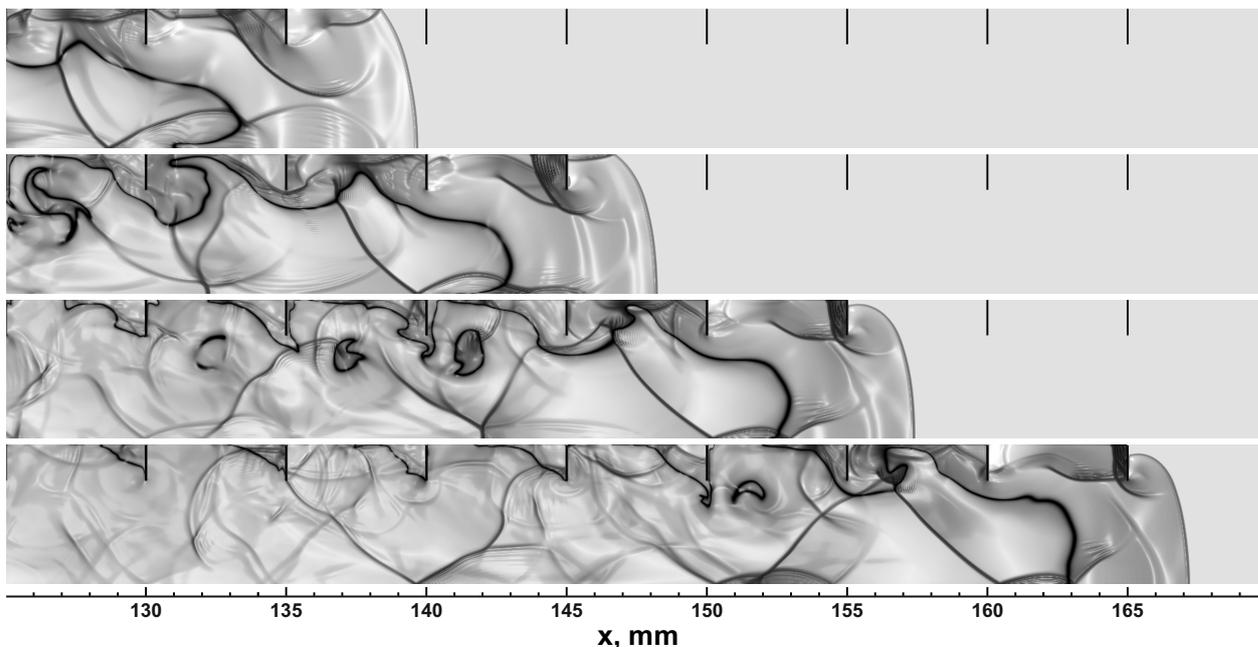


Рисунок 5.20 — Эволюция картины течения на стадии формирования сверхзвукового пламени в канале шириной 1.0 см с $BR=0.25$, заполненном смесью, содержащей 32.5% водорода в воздухе. $t_0 = 220$ мкс, $\Delta t = 4.0$ мкс.

традиционные пределы ПГД оказываются намного более узкими по сравнению с экспериментальными данными. Однако, здесь важно отметить, что экспериментальные данные представлены для случая распространения пламени в загроможденном канале, тогда как параметрическое исследование дает информацию только о химическом критерии в отрыве от конкретной геометрии канала. Согласно представленным данным можно заключить только, что коль скоро реализуются обсуждаемые в предыдущем разделе условия запираания, то дальнейшее ускорение пламени и ПГД возможны только в относительно узком диапазоне составов водородно-воздушной смеси. Вне этого диапазона только квазистационарное околосвуковое пламя может быть сформировано. Возможный механизм дальнейшего развития процесса будет раскрыт ниже.

Фактически, данные полученные в результате параметрического исследования и представленные на рисунке 5.21 жирной линией показывают составы водородно-воздушных смесей, в которых возможно дополнительное ускорение пламени после выполнения условий запираания. В гладком канале это может стать причиной ПГД, однако, в загроможденных каналах такой сценарий ПГД маловероятен. По крайней мере, экспериментальных данных, подтверждающих развитие ПГД по сценарию с формированием детонации на фронте пламени в загроможденном канале нет. Как об этом уже говорилось выше, как правило,

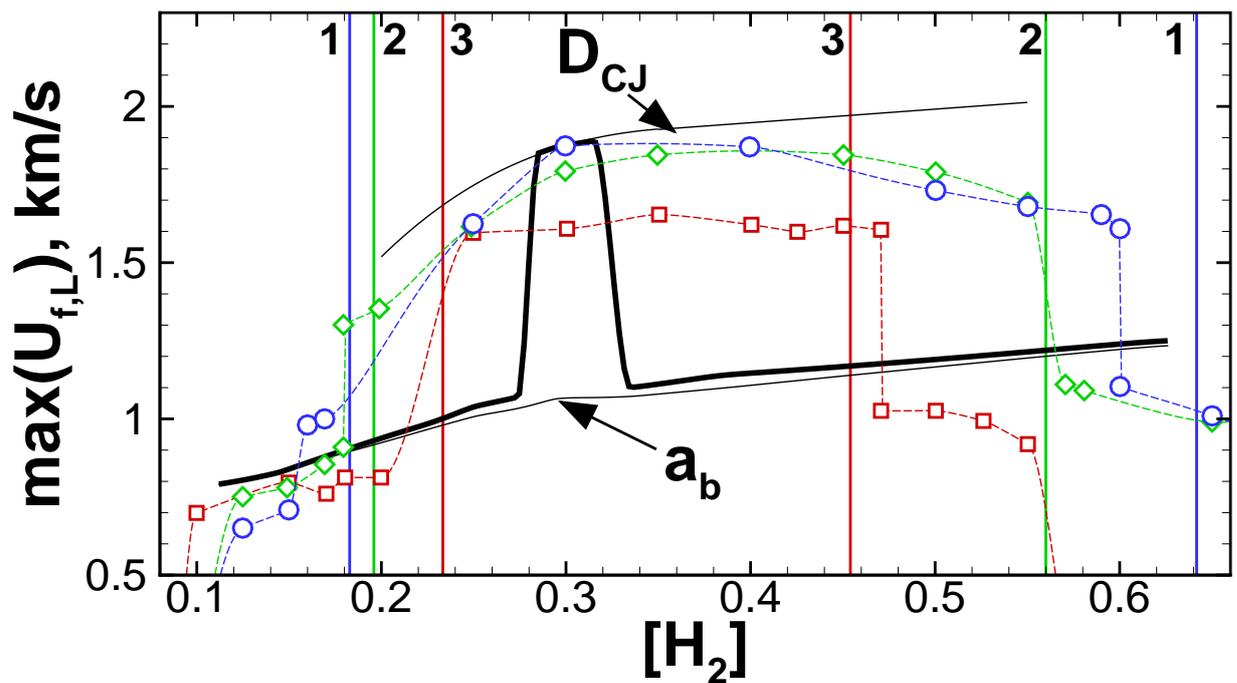


Рисунок 5.21 — Диаграмма высокоскоростных режимов горения водородно-воздушных смесей. Значки, соединенные тонкими штриховыми линиями — экспериментальные данные из работы [230]. Жирная сплошная линия — максимальные скорости распространения горения, оцененные на основе предложенных выше химических критериев. Тонкие линии — расчетные данные по скорости звука в продуктах горения (a_b) и скорости самоподдерживаемой детонации (D_{CJ}). Вертикальные линии показывают совместное применение химического и геометрического критериев: 1, 2 и 3 (аналогичны представленным на рисунке 5.23) рассчитаны для различных геометрий загроможденного канала. 1 — диаметр трубы $D_0 = 30$ см, $BR = 0.43$; 2 — $D_0 = 15$ см, $BR = 0.39$; 3 — $D_0 = 5$ см, $BR = 0.43$.

экспериментально регистрируется формирование детонации в результате последовательности независимых самовоспламенений на поверхности препятствий на расстоянии перед фронтом пламени [228]. Аналогичный сценарий наблюдается и в расчетах, представленных выше. Процесс самовоспламенения смеси связан напрямую с торможением потока при его взаимодействии с препятствием и соответствующим нагревом смеси. В работах [231; 232] показано, что для оценки возможности ПГД в результате отражения ударной волны от поверхности препятствия оправдано использовать, так называемый, критерий Томаса [233]. Согласно этому критерию самовоспламенение становится возможным если задержка воспламенения (τ_{ind}) становится короче характерного времени газодинамической разгрузки (d/a , где d — характерная высота препятствия, a — локальная скорость

звука). В трехмерном случае характерная высота препятствия может быть рассчитана как $d = 0.5D_0 \left(1.0 - (1.0 - BR)^{0.5}\right)$, где D_0 – диаметр трубы, а BR – степень перекрытия сечения трубы.

В предыдущем разделе рассматривался подробно только режим, в котором в результате формирования определенных условий в течении конечного промежутка времени устанавливался режим запертого пламени, и дополнительное ускорение потока способствовало формированию ударной волны, способной инициировать воспламенение по критерию Томаса. Однако, здесь стоит так же вспомнить тот факт, что ускорение потока в целом определяет сжатие смеси перед фронтом пламени, причем с высокой степенью точности ускорение потока и сжатие смеси перед фронтом описывается соотношениями Гюгонио. Таким образом, можно рассчитать параметры, характеризующие смесь в области перед фронтом пламени на стадии ускорения потока до звуковой скорости ($u = a_b$). Торможение потока сжатого газа о препятствие так же как и в случае ударной волны будет определять дополнительное сжатие смеси, а следовательно смесь способна воспламениться, если критерий Томаса будет выполнен. Рассчитать параметры среды в области торможения потока можно, например, из геометрических соображений, схематически представленных на рисунке 5.22. Торможение сжатой по ударной адиабате до состояния $u = a_b$ смеси определяет формирование в отраженном потоке ударной волны, в которой сжатая смесь дополнительно сжимается до момента полного ее торможения $u = 0$. Для соответствующих новому состоянию температуры и давления можно рассчитать время задержки воспламенения (τ_{ind}) и локальное значение скорости звука (a), а уже на их основе и на основе данных о геометрии канала можно составить критерий Томаса и определить возможность самовоспламенения в области торможения потока на препятствии (рисунок 5.23).

Важно отметить, что самовоспламенение не является достаточным условием для формирования детонации. Тем не менее, коль скоро самовоспламенение происходит, оно способствует ускорению потока, что, в свою очередь, делает возможным следующее воспламенение, и в результате череды последовательных воспламенений имеет место ускорение пламени, наблюдаемое экспериментально [228]. В конце концов, скорость пламени в таких условиях становится много больше скорости звука в продуктах горения, и столь высокоскоростное пламя часто интерпретируется как детонационная волна, распространяющаяся с достаточно большим дефицитом скорости. В виду этого следует отметить важность допол-

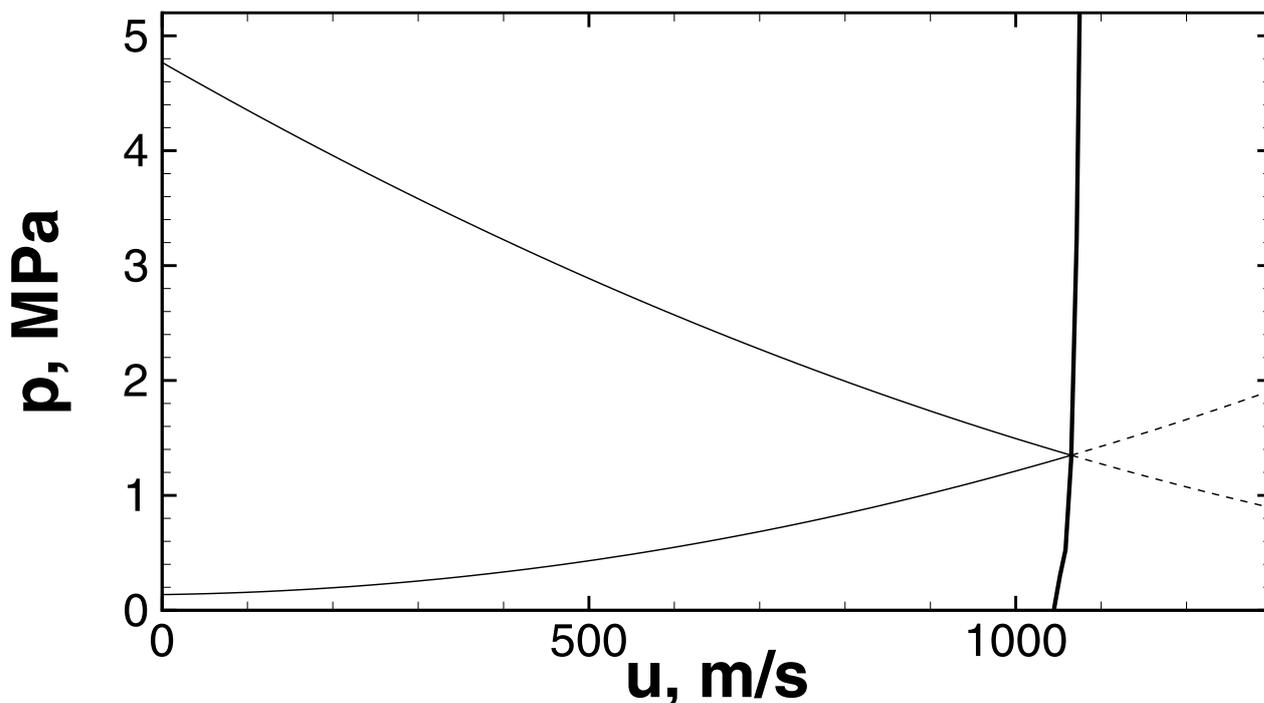


Рисунок 5.22 — Графически метод определения параметров в области торможения потока, ускоренного за фронтом ударной волны до скорости $u = a_b$, на примере стехиометрической водородно-воздушной смеси при нормальном давлении. Жирная сплошная линия показывает множество расчетных значений a_b , достигаемых при установлении режима запятого пламени при различных начальных давлениях. Тонкие линии — сжатие вдоль ударной адиабаты перед фронтом пламени (из нижнего левого угла направо) и за отраженной ударной волной (справа налево). Штриховые линии — продолжения сплошных линий в области $u > a_b$.

нительного детального анализа устанавливающихся в системе режимов горения, являются ли они детонационными или нет.

Критерии, оцененные согласно сформулированной выше методике изображены на рисунке 5.21 на фоне экспериментальных данных. Из анализа представленных данных можно явно видеть, что оцениваемые по предложенной методике критические условия находятся в хорошем согласии с доступными экспериментальными данными. Это может трактоваться как подтверждение корректности предложенной методики. Без сомнения, имеют место погрешности экспериментальных постановок и измерений, равно как и погрешности в моделях химической кинетики, используемых при параметрическом исследовании. Однако, предсказания находятся в весьма хорошем согласии с экспериментальными данными, и, следовательно, можно сделать вывод, что основные особенности развития потока и пламени описаны с хорошей степенью точности. В недавней работе [234] для

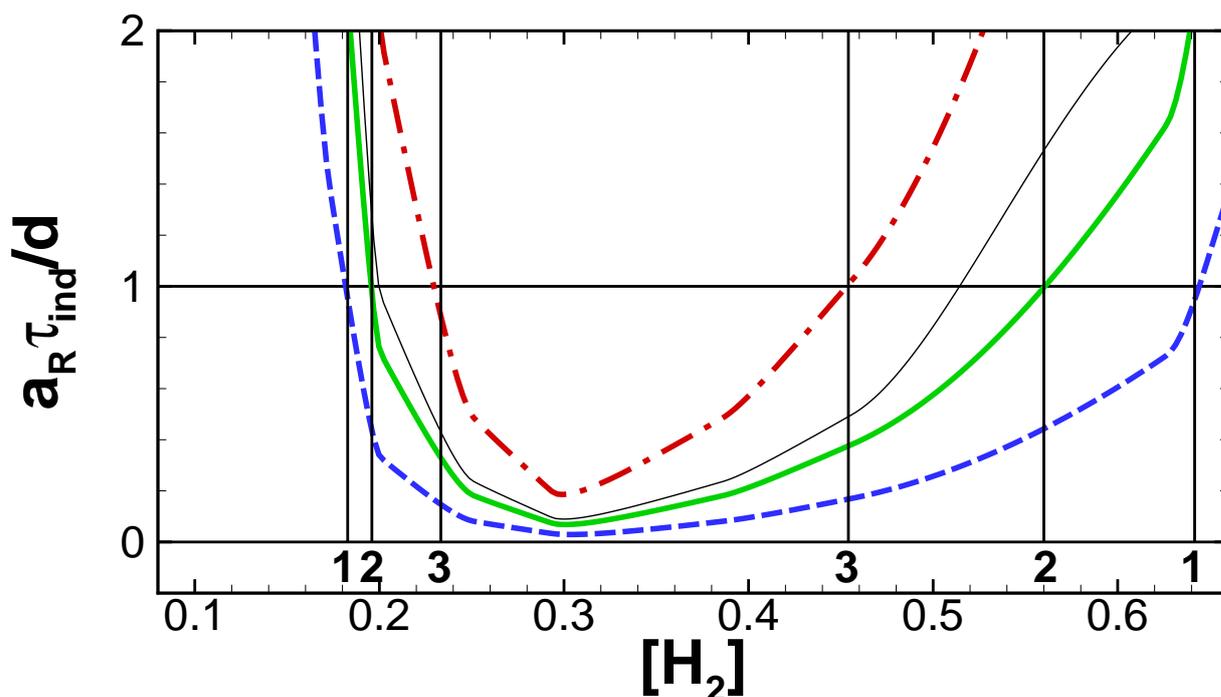


Рисунок 5.23 — Расчетные значения критерия Томаса для различных составов смесей водорода с воздухом, заполняющих трубы различной геометрии. Штриховая линия (1) – $D_0 = 30$ см, $BR = 0.43$; Сплошная (2) – $D_0 = 15$ см, $BR = 0.39$; Штрих-пунктирная (3) – $D_0 = 5$ см, $BR = 0.43$; Тонкая серая линия – $D_0 = 10$ см, $BR = 0.44$. Горизонтальная линия $a_R \cdot \tau_{ind}/d = 1.0$ – граница области возможного самовоспламенения ($a_R \cdot \tau_{ind}/d < 1.0$). Вертикальные линии 1, 2 и 3 – концентрационные пределы самовоспламенения согласно геометрическому критерию Томаса.

определенной геометрии были установлены концентрационные пределы ПГД в водородно-воздушных смесях. Бедный предел составил величину 19%, тогда как богатый предел – 57%. Предложенная здесь методика дала следующие значения концентрационных пределов ПГД: 20% и 51% соответственно (см. пересечение тонкой серой линии и критерий $a_R \tau_{ind}/d = 1$ на рисунке 5.23).

Следует отметить, что для геометрии канала, используемой в расчете, результаты которого представлены на рисунке 5.20, критерий Томаса составляет величину меньше единицы только в очень узком диапазоне концентраций водорода от 29.2% до 31.0%. Таким образом, воспламенение на квазистационарной стадии распространения пламени с околосвуковой скоростью ($U_{f,L} \sim a_b$) в смеси с содержанием водорода 32.5% невозможно. И единственный очаг воспламенения, который в данном случае был зафиксирован (рис. 5.19) является следствием предшествующей стадии ускорения пламени и формирования более интенсивной

ударной волны на этой стадии. Далее же процесс выходит на квазистационарный режим распространения с околосвуковой скоростью, и воспламенения перед фронтом пламени не наблюдается.

В заключении настоящего раздела сформулируем основные идеи, лежащие в основе предложенной методологии оценки критериев ПГД с учетом как химических так и геометрических особенностей анализируемой системы.

- Режим запертого пламени является необходимой стадией развития ПГД в каналах и других ограниченных объемах.
- Развитие горения и формирование запертого пламени в загроможденных объемах ограничено в виду определенных геометрических особенностей. В частности, в загроможденных каналах такие ограничения связаны с поперечными течениями, оказывающими воздействие на развитие пламени даже в случае сверхзвуковой скорости его распространения. С ростом ширины канала ограничения становятся мягче.
- Анализ структуры запертого пламени позволяет определить условия устойчивости на основе простого параметрического исследования.
- Развитие запертого пламени в устойчивом режиме определяет дополнительное ускорение пламени и, как следствие, формирование детонации непосредственно на фронте пламени. Неустойчивый режим определяет формирование квазистационарного пламени, распространяющегося с околосвуковой скоростью.
- Многомерность потока в загроможденном канале является естественным фактором, ограничивающим развитие запертого пламени в устойчивом режиме. В результате этого, как правило, в загроможденных каналах детонация на фронте пламени не формируется. Базовым сценарием ПГД в загроможденных каналах является самовоспламенение в области торможения потока о препятствие.
- Совместное применение параметрического анализа устойчивости запертого пламени и геометрического критерия (такого как критерий Томаса) позволяет предсказывать пределы ПГД в широком диапазоне составов смесей, их начального термодинамического состояния и геометрии камеры сгорания.

5.6 Переход горения в детонацию в результате внешнего ударно-волнового воздействия.

5.6.1 Постановка задачи.

Известны механизмы ускорения пламени и формирования детонации в газобразных горючих смесях, связанные с дополнительным возмущением горючей среды и формированием неравномерных сонаправленных с пламенем или встречных потоков в результате воздействия со стороны ударных волн (УВ), которые генерируются самим фронтом [105; 235] либо создаются искусственно внешними источниками [34; 84; 226; 236]. При воздействии на фронт ускоряющегося пламени ударной волны время перехода к детонации может быть сокращено в результате дополнительного ускорения пламени в сжатом и нагретом за ударной волной горючем или за счет развития нелинейных гидродинамических процессов типа неустойчивостей Дарье-Ландау и Рихтмайера-Мешкова. Заметим, что течение при этом может оставаться ламинарным. В результате предварительного сжатия и разогрева горючей смеси ударными волнами переход к стационарной детонации может происходить через стадию нестационарного пересжатого режима с относительным увеличением давления во фронте [226]. Формирование же таких нестационарных пересжатых режимов детонации на фоне предварительного нагружения и прогрева среды бегущими впереди волнами сжатия и слабыми ударными волнами представляется одним из наиболее опасных факторов, приводящих к разрушению конструкций в результате химического взрыва. При этом, как это будет показано ниже, характеристики возникающего детонационного режима определяются индивидуальными особенностями развития переходного процесса, анализ которого требует уяснения механизмов взаимодействия пламени с ударными волнами и формирования детонации.

В работе [34] методом численного моделирования рассмотрена задача о взаимодействии УВ с зоной горения в прямоугольном канале, один торец которого открыт (в него и входит УВ), а другой закрыт жесткой стенкой. Канал был заполнен ацетилен-воздушной либо этилен-воздушной смесью при давлении 0.1 атм. Очаг горения задавался на некотором расстоянии от закрытого торца. Кинетика химических реакций задавалась простейшим уравнением Аррениуса со специ-

ально подобранными константами. В работе был рассмотрен только один режим ПГД, вызванный ударной волной. Расчеты показали, что в ацетилен-воздушной смеси детонация возникает в переотраженных от закрытого торца волнах, обгоняющих передний фронт пламени. Возникает, вопрос, насколько общими являются результаты, представленные в работе [34], которые получены на основе моделирования с учетом упрощенных компьютерных моделей. Объяснение физических механизмов ПГД в указанной работе основано только на рождении детонации в “горячих точках”. Однако в работах [136; 237] было показано, что этот механизм для наиболее химически активных сред, к которым помимо рассмотренных в этих работах водородно-кислородной смеси, можно также отнести и стехиометрические смеси на базе ацетилена и этилена, является не единственным и не наиболее общим механизмом ПГД. Более того, из дальнейшего дополнительного анализа результатов расчетов, приведенных в работах [XXX; XXXIV], следует, что механизм ПГД в “горячих точках” является продуктом сложной интерференции переотраженных волн и реализуется в относительно узком диапазоне интенсивностей падающей УВ. Более полная классификация механизмов перехода к детонации в каналах и трубах представлена выше в настоящей главе диссертации.

Представляется практически значимым так же вопрос о влиянии длительности ударного импульса на развитие процесса. В работах [34], [XXX] ударная волна моделировалась бесконечно протяженным импульсом, что исключало особенности развития пламени в области разгрузки за УВ, где ведущим становится фактор расширения, способствующий развитию гидродинамической неустойчивости фронта пламени и его дополнительному ускорению.

Настоящий раздел диссертации посвящен детальному исследованию механизмов формирования детонации и генерации высоких давлений в результате взаимодействия пламени с ударными волнами в ограниченном объеме, заполненном горючей смесью на основе водорода. Подробно исследована зависимость возникающих сверхвысоких давлений от интенсивности внешнего ударно-волнового воздействия и механизма формирования детонации. Выбор водорода в качестве топлива определяется его центральной ролью как в задачах оценки безопасности при тяжелых авариях на АЭС [56], так и в задачах определения энергоэффективности при использовании водорода в качестве горючего для перспективных энергоустановок. Кроме того реакция окисления водорода является наиболее ярким представителем цепной реакции горения, что позволяет распространить

основные закономерности, полученные в работе, на более широкий круг горючих смесей.

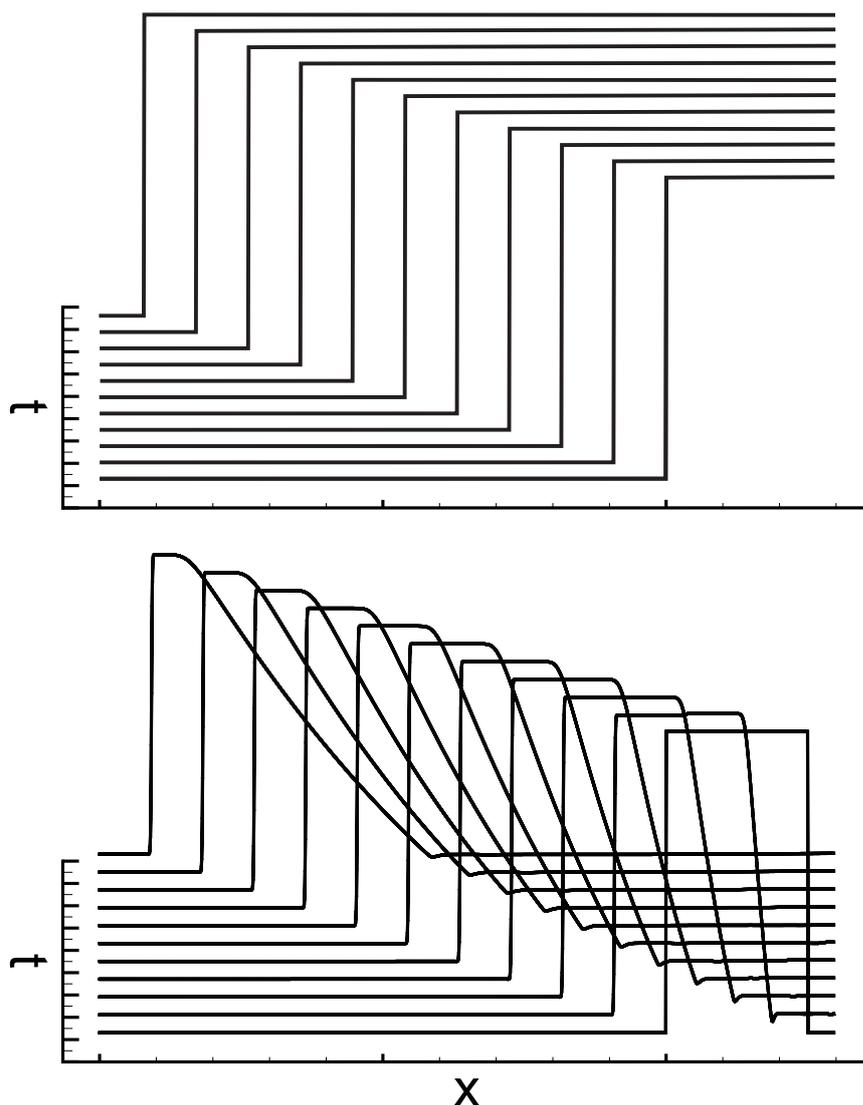


Рисунок 5.24 — Структура ударной волны в зависимости от начальных условий: бесконечно протяженный импульс давления и импульс давления конечной длительности.

В рамках исследования численно анализируется взаимодействие ударной волны с пламенем в полуоткрытых каналах, заполненных стехиометрическими водород-кислородной и водородно-воздушной смесями при нормальных условиях (давление – 1 атм, температура – 300 К), в двухмерной плоской геометрии. Рассмотрение проводится в постановке, близкой к принятой в работах [34; 226]. Рассматривается полуоткрытый канал, левый конец которого закрыт, а на противоположном (правом) открытом конце в канал входит ударная волна. Воспламенение горючего задается на расстоянии 13 см от закрытого торца путем повышения температуры горючей смеси в области малого диаметра на оси

канала до 1200 К при нормальном давлении, что соответствует “мягкому” воспламенению смеси с временами индукции 18 мкс (водород-кислород) и 43 мкс (водород-воздух). Процессы переноса определяют формирование фронта пламени на границе области подвода энергии (области нагретого расширяющегося газа) и дальнейшее его распространение по горючей смеси. Проведенные ранее тесты показывают, что такой подход хорошо воспроизводит формирование квазистационарного пламени и его характеристики в отсутствии дополнительных внешних факторов, что определяет начальную стадию развития горения в канале. Такой способ задания воспламенения при компьютерном моделировании горения позволяет достаточно быстро и “плавно” достичь в расчетах интересующего квазистационарного режима горения. Фронт ударной волны задается скачком термодинамических параметров на расстоянии 30 см от закрытого торца канала и распространяется в направлении к очагу воспламенения. В начальный момент времени скачок параметров на фронте ударной волны рассчитывается на основании соотношений Гюгоню при заданном числе Маха ударной волны. Численно моделируется взаимодействие пламени как с ударным фронтом бесконечно протяженного импульса давления, так и с импульсом конечной протяженности (рисунок 5.24). Бесконечно протяженный импульс может иметь место в случае его генерации камерой высокого давления большого объема. При этом поток за фронтом ударной волны будет направлен навстречу переднему (правому) фронту пламени вплоть до момента отражения ударной волны от закрытого торца. В случае импульса конечной протяженности ударная волна задается начальным прямоугольным импульсом заданной протяженности, такой, чтобы волна распространялась с постоянной скоростью до точки встречи с передним фронтом пламени. Импульс при этом по мере его распространения по среде приобретает треугольную форму. В этом случае передний фронт пламени после взаимодействия с УВ расширяется далее в область разгрузки, имеющей место за ударным фронтом. Заметим, что ударный фронт при подходе к переднему фронту пламени оказывается несколько искаженным ввиду того, что по пути он пересекается со слабыми волнами сжатия, сгенерированными пламенем, расширяющимся из области воспламенения.

На боковых стенках канала задаются граничные условия проскальзывания, что исключает фактор взаимодействия пламени и ударной волны с вязким пограничным слоем и позволяет рассматривать процесс взаимодействия пламени с ударной волной отдельно от других дополнительных факторов. Боковые стенки

канала задавались адиабатическими, что исключало также влияние тепловых пограничных слоев на эволюцию процесса. Ширина канала в большинстве расчетов выбиралась 0.5 см. В процессе компьютерных экспериментов интенсивность падающей ударной волны варьировалась в интервале чисел Маха от 1.1 до 3.5. Более интенсивные ударные волны не рассматривались, так как они могли бы до подхода к зоне горения приводить непосредственно к возникновению детонации в свежей горючей смеси, что выходит за рамки настоящего исследования.

5.6.2 Классификация режимов перехода к детонации.

Картина взаимодействия пламени с ударной волной в рассмотренной постановке складывается из следующих основных этапов: идущая навстречу пламени ударная волна взаимодействует с передним (правым) фронтом пламени и, проходя через зону горения, ускоряет пламя в направлении своего движения, затем ударная волна отражается от закрытого торца и взаимодействует с пламенем еще раз, ускоряя его теперь в противоположном направлении, то есть по ходу распространения от закрытого торца. В процессе взаимодействия ударная волна искажает поверхность пламени, запуская интенсивно развивающиеся нелинейные процессы, вызванные неустойчивостью фронта как поверхности гидродинамического разрыва. Развитие неустойчивости на фронте пламени приводит к большему ускорению отдельных участков поверхности пламени по сравнению с соседними участками и соответствующему искажению фронта пламени. Такой искаженный фронт пламени является источником серии расходящихся волн сжатия и слабых ударных волн. Переотражение этих волн на стенках канала и вторичное воздействие на фронт пламени, в зависимости от сформировавшихся условий, может как затормозить продвинутые вперед участки пламени, стабилизируя структуру фронта, так и препятствовать стабилизации фронта, стимулируя рождение и развитие вторичной неустойчивости на поверхности стабилизирующегося фронта пламени, что приводит к формированию изрезанной многократным ударным воздействием сложной формы фронта, очень близкой по структуре к фрактальной, формируемой на поверхности расходящегося пламени в результате развития неустойчивости Ландау-Дарье [5]. Развивающиеся неустойчивости и разнонаправленные ускорения пламени ударной волной приводят к интенсивно-

му перемешиванию несгоревшей смеси с горячими продуктами горения, что в свою очередь также ведет к интегральному ускорению волны горения.

С другой стороны эффективным фактором ускорения процесса горения может явиться само динамическое воздействие относительно сильной первичной ударной волны. Ударная волна, пересекая фронт пламени, усиливает эффект прогрева и сжатия несгоревшего вещества перед фронтом, чем снижает порог воспламенения несгоревшей смеси, увеличивая скорость химического превращения в зоне горения. Таким образом, в случае достаточно высокой интенсивности ударной волны реакция горения может зародиться непосредственно за ее фронтом. В результате за короткое время (микросекунды) резко увеличивается выход энергии в активной зоне, что может привести к формированию детонационной волны.

На рисунке 5.25 отображены все полученные в расчетах случаи смены режима горения, вызванные взаимодействием ударной волны с пламенем и приводящие к генерации в системе высоких давлений. Воздействие ударных волн достаточно высокой интенсивности ведет к формированию детонации в результате взаимодействия самой падающей ударной волны с пламенем (сценарии Ia и Ib). При воздействии ударных волн меньшей интенсивности ПГД может произойти только в результате взаимодействия пламени с ударной волной, отраженной с усилением от закрытого торца (сценарии II, III). Сценарии Ia, Ib, IIIa, IIIb определяются описанным выше эффектом динамического воздействия ударной волны на зону горения. Причем в случаях большей интенсивности ударных волн (Ib и IIIb) условия для инициирования детонации создаются непосредственно при пересечении ударной волной зоны реакции. В случае же меньшей интенсивности ударной волны, пересекающей зону реакции, (Ia, IIIa) процесс перехода к детонации развивается по сценарию ускорения волны горения в потоке за ударной волной. Помимо этого возможен сценарий, по которому условия для интенсивного локального энерговыделения реализуются между ударной волной и фронтом пламени на значительном расстоянии как от ударной волны так и от фронта пламени (сценарий IIIc) (этот сценарий наблюдался в достаточно узком диапазоне интенсивностей ударной волны и только в менее активной водородно-воздушной смеси в варианте воздействия бесконечно протяженным импульсом давления).

Из представленных сценариев следует выделить сценарий II, где ПГД развивается в результате взаимодействия сильно ускоренного пламени с бегущей ему навстречу отраженной ударной волной в непосредственной близости от закрытого торца. В этом случае смена режима происходит в небольшой области между фрон-

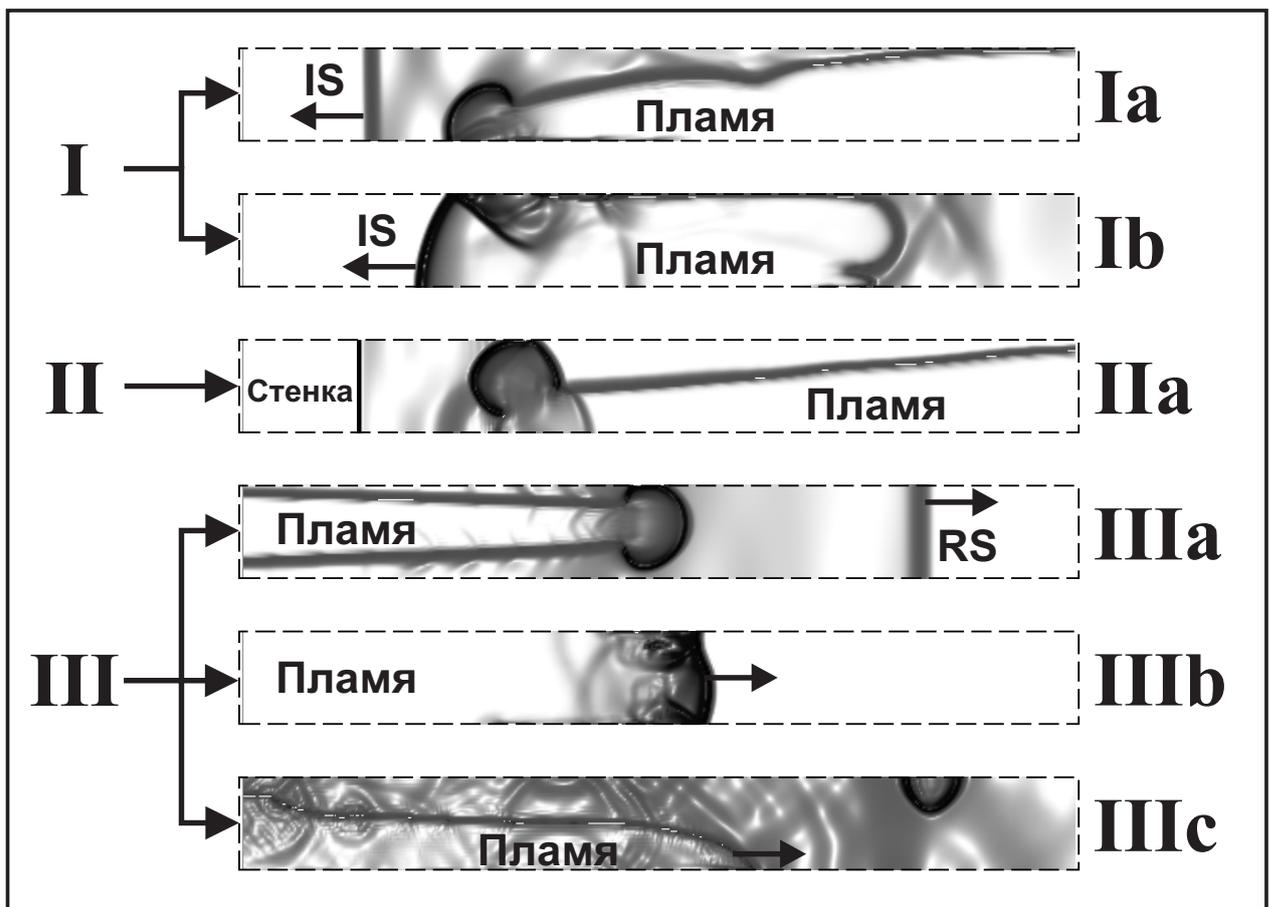


Рисунок 5.25 — Возможные сценарии развития ПГД в условиях взаимодействия пламени с ударной волной. I – ПГД развивается за падающей ударной волной (IS). II – ПГД реализуется при взаимодействии пламени со встречной отраженной ударной волной. III – ПГД развивается за прошедшей через пламя отраженной ударной волной (RS), в том числе при генерации “горячей точки” (режим IIIc). Для более четкого выделения неоднородностей течений, поверхностей пламен и ударных волн на рисунке представлена величина градиента плотности. Наиболее темный цвет соответствует большому градиенту плотности.

том пламени и торцом, и ее результатом является генерация наиболее высокого давления из всех наблюдаемых в остальных сценариях возбуждения детонации приходящей извне ударной волной (рисунок 5.26).

На рисунке 5.26 показано, какие сценарии реализуются в зависимости от интенсивности падающих ударных волн и какие пиковые давления при этом возникают, для водород-кислородной и водородно-воздушной смесей в случае воздействия бесконечно протяженного импульса давления. Видно, что приведенные зависимости подобны для обеих выбранных смесей, однако, соответствующие смены режимов горения в случае менее химически активной водородно-воздушной смеси наступают при более высоких числах Маха падаю-

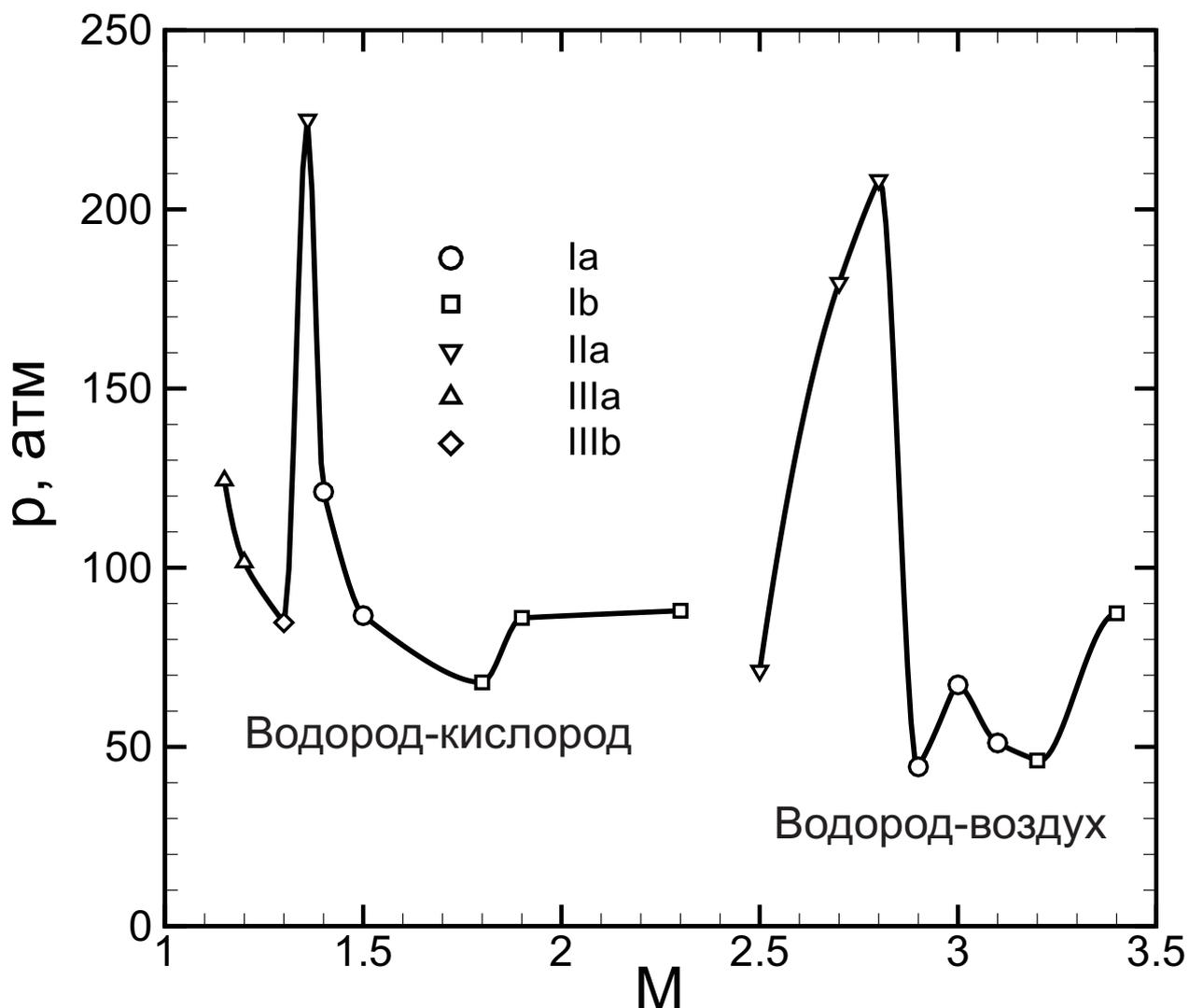


Рисунок 5.26 — Максимальные давления, возникающие при возможных сценариях развития ПГД в условиях взаимодействия пламени с ударной волной в зависимости от чисел Маха внешней ударной волны.

щей УВ, а сценарии IIIa и IIIb вообще не реализуются. Последнее объясняется тем, что при моделировании УВ бесконечно протяженным импульсом за фронтом волны устанавливается интенсивный поток массы, направленный навстречу отраженной от заднего торца УВ. За счет торможения в этом потоке передний фронт пламени теперь достигает значительно ослабленная УВ с малым числом Маха, недостаточная для возбуждения детонации.

Отметим важную особенность в представленной на рисунке 5.26 зависимости между интенсивностью падающей ударной волны и давлением, достигаемым в момент перехода к новому режиму горения. Максимальное давление в области перехода, начиная с некоторых интенсивностей УВ ($M=1.5$ для водородно-кислородной смеси и $M=2.9$ для водородно-воздушной смеси), растет с убыванием интенсивности падающих волн, причем максимум достигается

ближе к пороговой интенсивности падающей ударной волны, при которой уже не возбуждается переходных режимов в потоке за фронтом УВ. Наблюдаемая зависимость объясняется тем, что более интенсивные ударные волны приводят непосредственно к возникновению ПГД на фронте невозмущенного до этого пламени, и детонация формируется и распространяется перед фронтом пламени в условиях, близких к начальным. В то же время ударные волны меньшей интенсивности предварительно сжимают и нагревают горючее перед фронтом пламени, ускоряя этим продвижение фронта. В этом случае ПГД происходит уже предварительно сжатом и нагретом горючем при большей скорости набегающего пламени, что естественно создает более высокие давления во фронте формирующейся пересжатой детонации. В частности, сверхвысокие давления наблюдаются именно в сценарии II, так как именно в этом случае ПГД происходит в условиях, когда горючее наиболее сжато и нагрето падающей и отраженной ударной волной. Экстремальные давления для водородно-воздушной смеси на 25% меньше, однако, интервал интенсивностей ударных волн, приводящий к этим давлениям, шире, чем в водород-кислородной смеси.

Рассмотрим ситуацию, соответствующую сценарию IIIc. В этом случае детонационная волна возникает в результате ускорения левого фронта горения ударной волной (сценарий Ia). Достигая закрытого (левого) торца канала, детонационная волна создает отраженную УВ, которая, пройдя всю область сгоревшего вещества, выходит на передний (правый) фронт пламени и ускоряет его. Далее более сильная, чем в случаях IIIa и IIIb, ударная волна, опережая фронт пламени, движется направо, нагревая горючее перед фронтом. В этом случае ПГД наступает после некоторого времени индукции на расстоянии перед передним фронтом пламени аналогично сценарию, приведенному в работе [34].

Дополнительным источником ПГД могут быть ударные волны, возникающие при смене режима горения и распространяющиеся в обратном детонации направлении (так называемые ретонационные волны [7]). В тех случаях, когда ретонационная волна обладает достаточной интенсивностью, ее взаимодействие с пламенем может вторично вызвать ПГД в системе. Наблюдаемые нами в процессе компьютерного моделирования сценарии ПГД, вызванные волной ретонации, и возникающие при этом пиковые давления приведены на рисунке 5.27, где указаны также сценарии первичной смены режима горения. Эти сценарии аналогичны приведенным на рисунке 5.25, однако, вместо падающей или отраженной УВ теперь играют роль ретонационные волны. Для удобства сравнения на рисунке 5.27,

штриховыми линиями повторены кривые давления, достигаемые при первичном ПГД и представленные на рисунке 5.26. Заметим, что на рисунке 5.26 давление, соответствующее сценарию IIIc отсутствует, а на рисунке 5.27, это давление достигает значения, существенно большего, чем в остальных случаях. Это объясняется тем, что в сценарии IIIc ПГД вызван взаимодействием переднего (правого) фронта пламени с ударной волной, порожденной в свою очередь волной детонационной, которая, отразившись от левого торца, дальше распространяется по уже сгоревшему веществу как обычная ударная волна, частично усиливаясь за счет догорания остаточного горючего. Таким образом, волна, фигурирующая в сценарии IIIc по существу является ретонационной (поэтому результаты приведены именно на рисунке 5.27), а ее интенсивность много больше исходной ударной волны, во-первых за счет того, что порождающая ее отраженная детонационная волна имеет существенно большую интенсивность, а во-вторых за счет дополнительного усиления при прохождении через продукты горения.

Еще одним параметром, который представляет интерес для анализа взрывобезопасности является давление, возникающее при отражении детонационной волны от стенок канала. На рисунке 5.28 представлена типичная картина изменения максимального давления на боковой стенке канала в процессе взаимодействия пламени с ударной волной для основных сценариев Ia, IIa и IIIa). Из приведенных кривых давления можно составить полную динамическую картину взаимодействия пламени с ударной волной и выделить основные стадии взаимодействия. Развитие сценария Ia: (1) распространение УВ до взаимодействия с пламенем; (2) взаимодействие ударной волны с волной сжатия, сформированной перед расширяющимся пламенем; (3) взаимодействие ударной волны с передним фронтом пламени; (4) взаимодействие с задним фронтом пламени; (5) ускорение заднего фронта пламени в потоке сжатого нагретого газа за прошедшей ударной волной в направлении закрытого торца; (6) переход горения в детонацию; (7) отражение детонации от закрытого торца; (8) выход ретонации в свежую смесь с переднего фронта пламени и генерация вторичного перехода в детонацию. В развитии сценария II отличие от описанного выше сценария Ia заключается в стадии (6*) – ударная волна, значительно опережая ускоряющееся пламя, отражается от закрытого торца, и ПГД формируется при встречном их взаимодействии (6). В виду того, что ПГД реализуется в непосредственной близости к закрытому торцу, сверхвысокие давления, сформированные в пересжатой волне детонации дополнительно возрастают при отражении такой волны от закрытого торца. Сценарий

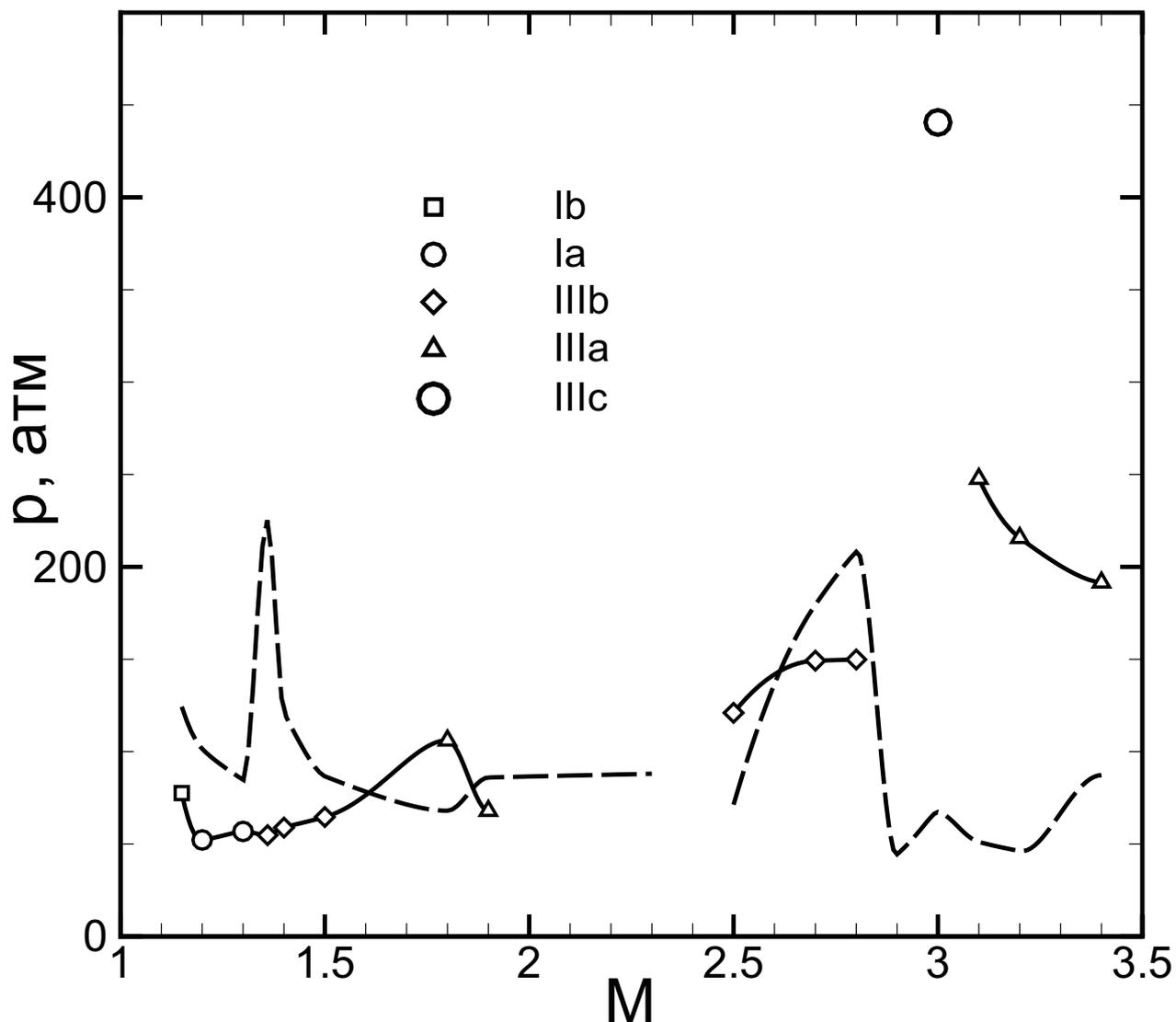


Рисунок 5.27 — Максимальные давления, возникающие при возможных сценариях развития вторичного ПГД в результате взаимодействия пламени с волной ретонации (сплошные линии и символы). Длинные штрихи - давления в первичных ПГД в системе (рис. 5.26).

Ша более растянут во времени: (6*) ударная волна отражается от стенки, (7*) затем снова проходит зону горения, и только взаимодействие отраженной ударной волны с передним фронтом пламени ведет к значительному его ускорению и переходу к детонации (8*) (аналогично стадии (6) в развитии сценария Ia). (9*) - ретонация выходит на задний фронт пламени.

Дополнительно была проведена серия расчетов взаимодействия пламени с ударной волной, моделируемой импульсом конечной протяженности. На рисунке 5.29 показана реализация ПГД и максимальные давления, возникающие при этом. Как видно из рисунка 5.29 в случае наиболее химически активной смеси (водород-кислород) картина максимально достижимых давлений при ПГД в за-

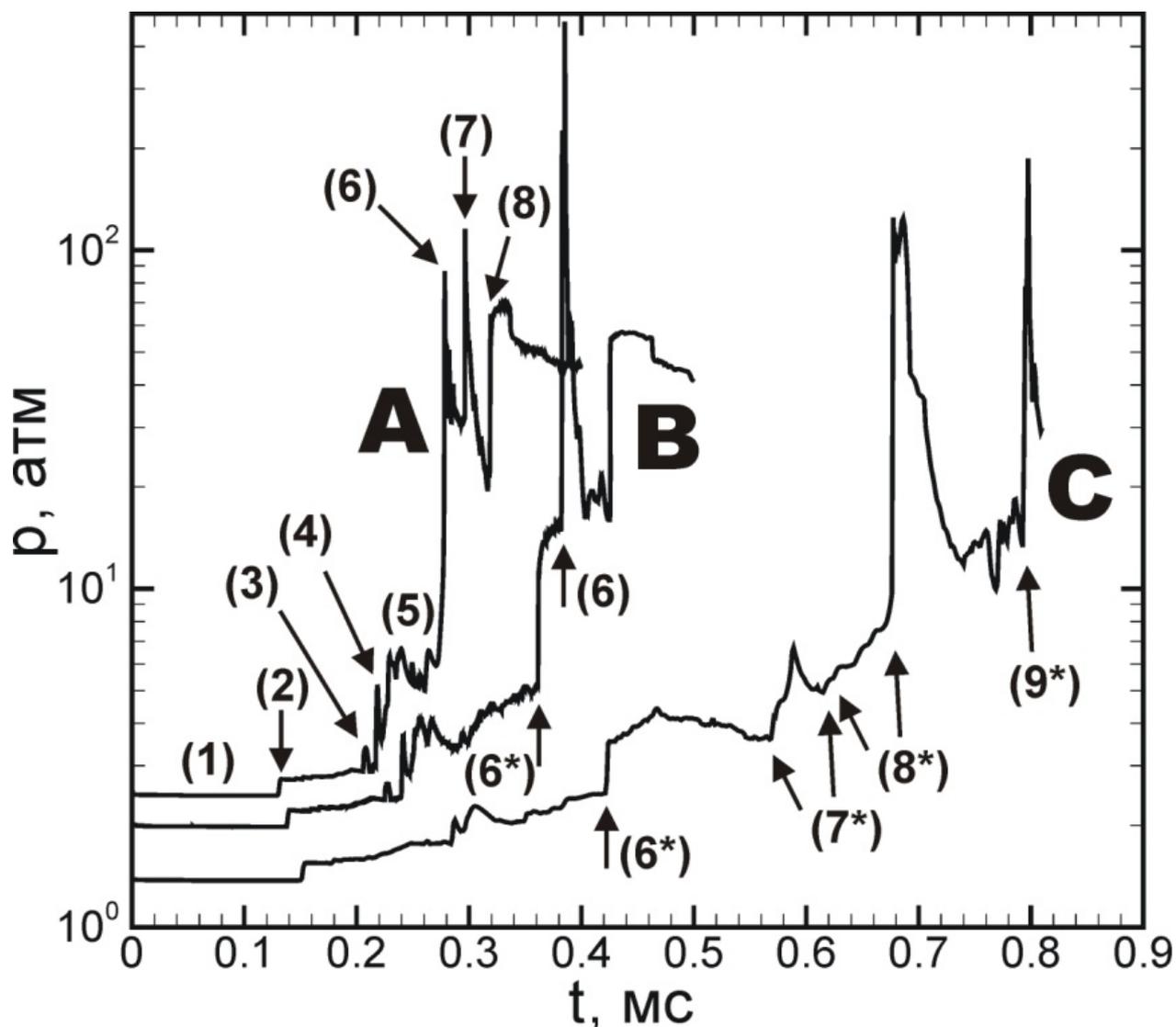


Рисунок 5.28 — Эволюция максимального давления на стенке канала в процессе развития взаимодействия водородно-кислородного пламени с ударной волной. А – сценарий IIIa ($M=1.15$); В – сценарий II ($M=1.36$); С – сценарий Ia ($M=1.5$).

висимости от чисел Маха набегающей волны качественно слабо меняется при переходе от бесконечно протяженного к импульсу конечной протяженности. Максимально достижимые давления практически совпадают, но в случае импульса конечной протяженности вся картина смещается в область несколько больших чисел Маха, причем в области волн большой интенсивности при возникновении ПГД наблюдаются несколько меньшие давления. Эти отличия объясняются тем, что передаваемый фронту горения импульс теперь меньше, чем в ранее рассмотренном случае.

Для менее химически активной водородно-воздушной смеси отличия при переходе к импульсу конечной протяженности носят не только количественный, но и качественный характер. Так теперь возникают ранее отсутствующие для

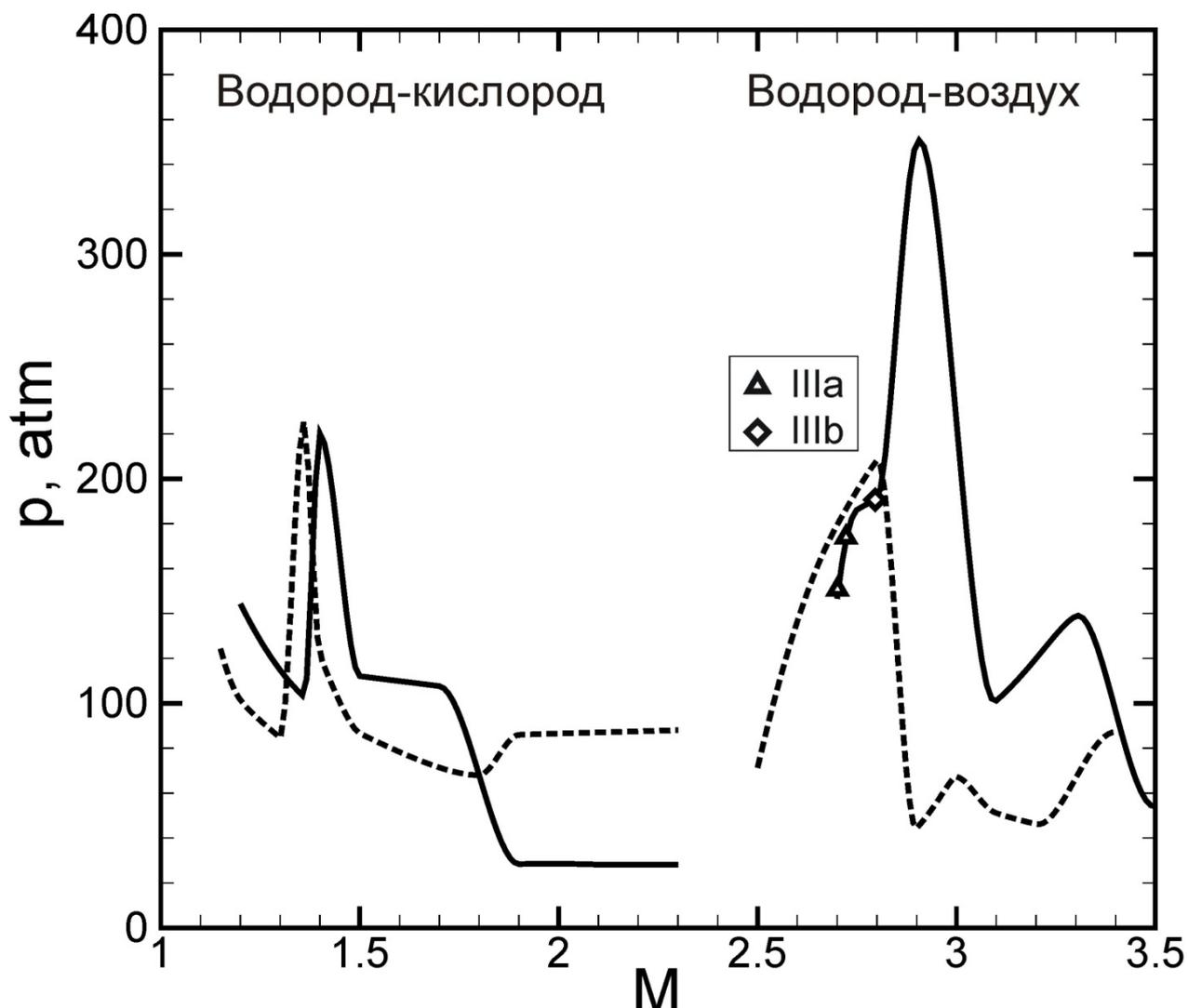


Рисунок 5.29 — Максимальные давления, возникающие при ПГД в результате взаимодействия пламени с УВ различной интенсивности, моделируемыми импульсом конечной протяженности (сплошные линии) и импульсом бесконечной протяженности (штриховые).

этой смеси сценарии ПГД IIIa и IIIb и исчезает сценарий IIIc, воспроизводящий ПГД в “горячей точке”. Возникновение ранее наблюдаемых только для водород-кислородной смеси сценариев IIIa и IIIb объясняется тем, что поток массы за УВ теперь значительно слабее и он уже не тормозит отраженные от заднего торца УВ, которые теперь как и в случае водород-кислородной смеси, достаточны для возбуждения ПГД после опережения переднего (правого) фронта пламени. В то же время существенно меньший разогрев горючего за импульсом конечной протяженности не создает локальный разогрев (“горячую точку”), достаточный для реализации локального теплового взрыва.

Таким образом, для смесей меньшей химической активности форма импульса давления оказывается более существенной, что и следует ожидать, так

как в наиболее активной среде основной механизм реализации ПГД зарождается непосредственно при пересечении УВ фронта пламени и дальнейший ход воздействующего на пламя импульса играет меньшую роль в развивающемся процессе. В менее активной смеси более существенными становятся нелинейные процессы, развивающиеся на фронте пламени при его расширении в область разгрузки за прошедшей ударной волной.

5.6.3 Механизмы формирования детонации.

При взаимодействии пламени с ударной волной практически во всем диапазоне интенсивностей падающей ударной волны ПГД реализуется по сценарию, соответствующему ПГД в закрытом объеме, где ударные волны, могут быть сгенерированы самим пламенем и модулируют динамику волны горения, переотражаясь от стенок объема и многократно воздействуя на фронт горения все с большей интенсивностью. В конце концов достаточно сильная ударная волна выходит с поверхности фронта пламени в свежую горючую смесь, что ведет к формированию детонации по одному из описанных выше сценариев (I, III). В случае меньших интенсивностей ударной волны (сценарии Ia, IIIa) ПГД развивается по сценарию ускорения волны горения в потоке за ударной волной. Механизм ПГД в этом случае соответствует наблюдаемому в случае самопроизвольного ускорения пламени в канале [136; 237]. Пламя, распространяясь в потоке сжатой нагретой смеси за фронтом отходящей ударной волны, ускоряется за счет растяжения поверхности фронта в потоке и за счет увеличения скорости реакции при поступлении во фронт предварительно сжатой и нагретой горючей смеси. Ускоряясь, пламя генерирует впереди себя волны сжатия и ударные волны, рождаемые непосредственно вблизи фронта. В зону реакции начинает поступать все более сжатая горючая смесь, что ведет к локальному росту давления на фронте горения и соответствующему росту скорости горения. По мере ускорения пламени до локально сверхзвуковой скорости генерируемые пламенем возмущения запираются сверхзвуковым потоком непосредственно в зоне горения, что приводит к более интенсивному нарастанию давления и формированию мощной ударной волны, способной с одной стороны преодолеть звуковой барьер, а с другой стороны инициировать реакцию в сжатом нагретом потоке за своим фронтом. Со-

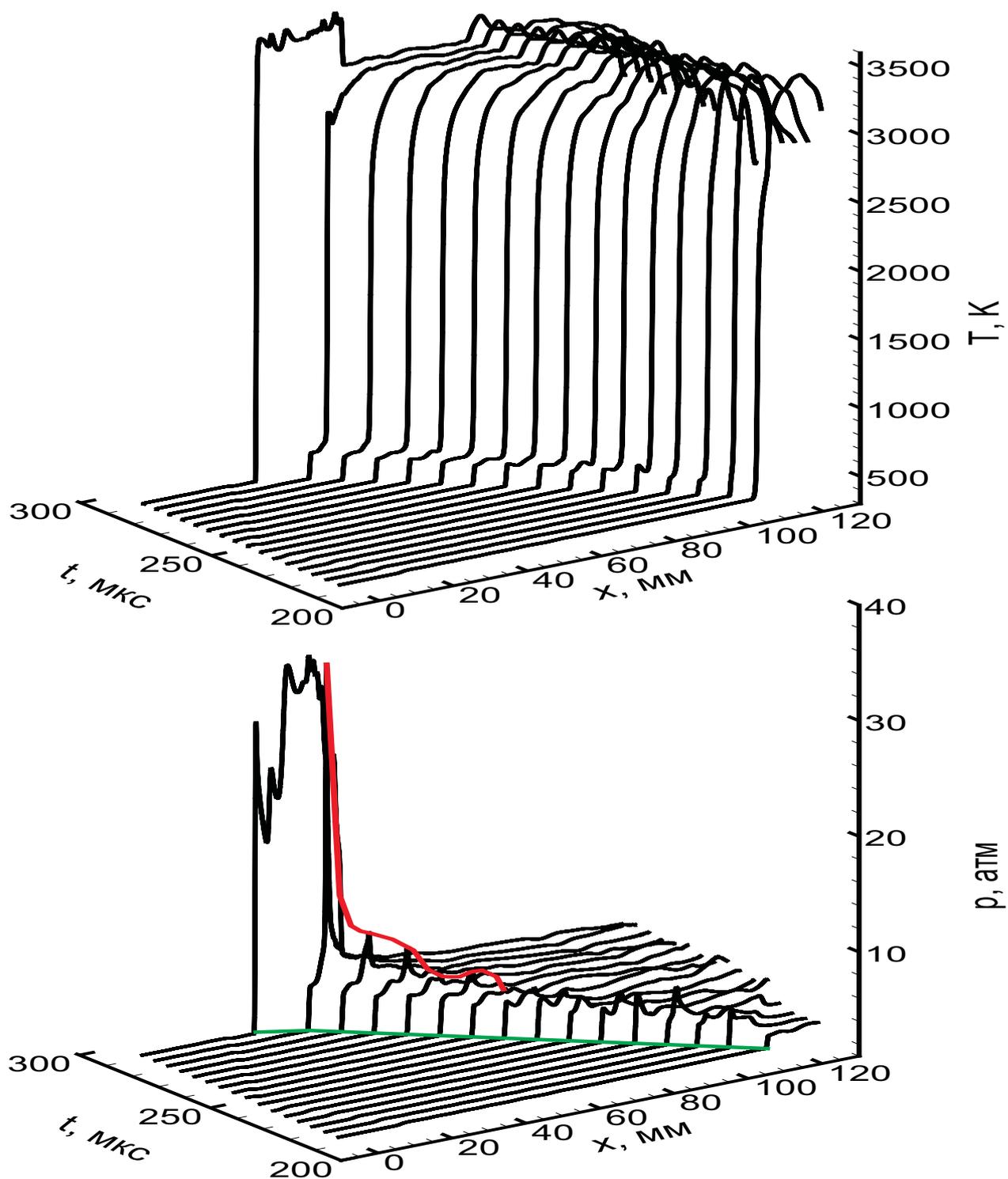


Рисунок 5.30 — Профили температуры и давления, иллюстрирующие рождение пика давления на фронте пламени, его рост и переход в детонацию по сценарию Ia. Профили приведены на различные моменты времени, начиная с 216.25 мкс через каждые 5 мкс. (вариант: водород-кислород, $M=1.5$)

гласно сформулированному механизму факт формирования детонации является прямым следствием ускорения пламени. При этом природа ускорения оказывается не принципиальной – пламя может ускоряться за счет развития нелинейных

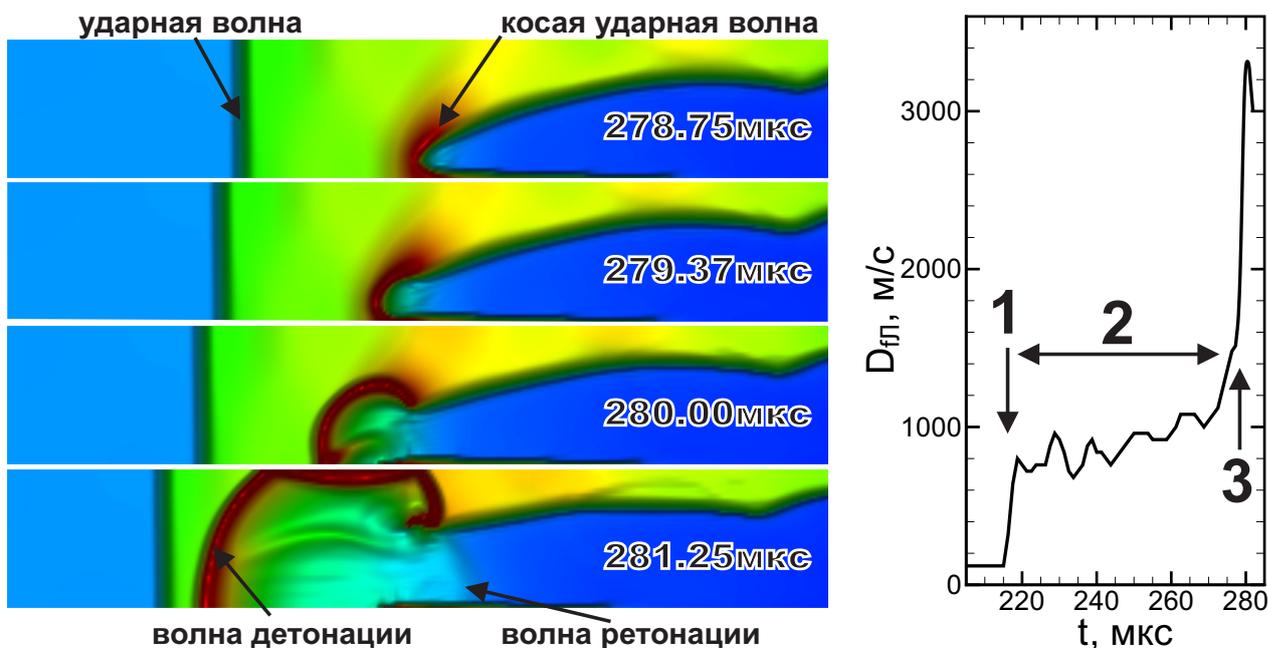


Рисунок 5.31 — Развитие ПГД по сценарию Ia. Слева – развитие пламени и ПГД за прошедшей УВ. Справа – рост скорости фронта пламени со временем, соответствующий развитию процесса на рис. 5.30, 1 – прохождение ударной волны через квазистационарный фронт пламени, 2 – нестационарная стадия ускорения пламени в потоке за ударной волной, 3 – ПГД.

эффектов на фронте, за счет растяжения в потоке [136; 237], или в результате импульсного воздействия со стороны падающей ударной волны. Картина течения с ускорением пламени и формированием детонации по сценарию Ia показана на рисунках 5.30 и 5.31.

В случае больших интенсивностей ударной волны (сценарии Ib, IIIb) условия для инициирования детонации создаются непосредственно при пересечении ударной волной зоны реакции (рисунок 5.32). Сторонняя ударная волна (2) усиливается по мере пересечения зоны реакции. При этом ее интенсивности на выходе в область непрореагировавшего топлива оказывается достаточно для инициирования детонации (4) непосредственно за фронтом УВ. По сути, такой режим формирования детонации является частным случаем описанного выше, но здесь роль ударной волны, запускающей детонацию, играет сторонняя ударная волна, а не рожденная в результате ускорения пламени.

В расчетах, в которых реализуется режим Ib, фронт пламени на момент его пересечения ударной волной имеет достаточно вытянутую форму (рисунок 5.33), поэтому помимо ПГД по сценарию Ib в окрестности ведущей точки фронта пламени (точки '4' на рис. 5.33) одновременно на боковой поверхности наблюдается

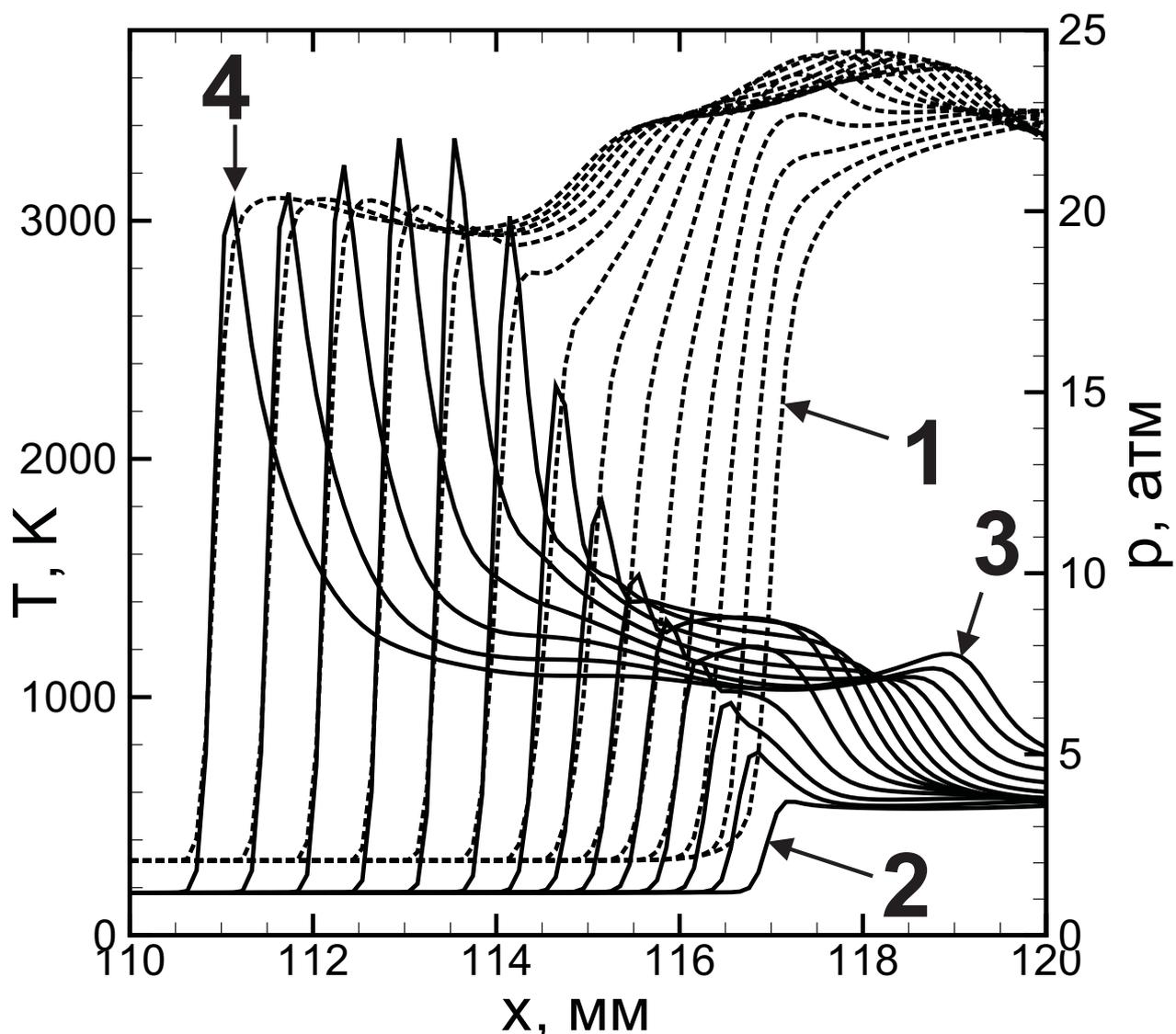


Рисунок 5.32 — Профили температуры (штриховые) и давления (сплошные), иллюстрирующие развитие ПГД по сценарию Ib в результате ускорения волны реакции в прошедшей через фронт пламени ударной волне. 1 – фронт пламени, 2 – ударная волна, 3 – волна ретонации, 4 – детонация. Профили приведены на различные моменты времени, через каждые 0.25 мкс.

еще и ПГД по сценарию Ia (точка '5' на рис. 5.33). Пока ударный фронт достигает ведущей точки фронта пламени его боковая поверхность пересекает боковую поверхность фронта пламени, что создает условия для реализации режима ПГД по сценарию Ia в потоке за отошедшим боковым ударным фронтом. При этом давление, возникающее вблизи ограничивающей поверхности (в точке '5'), существенно превосходит давление в основной детонационной волне, как это видно из рисунка 5.33. Такое увеличение давления в точке '5' объясняется в данном случае формированием детонации в предварительно сжатой и разогретой среде.

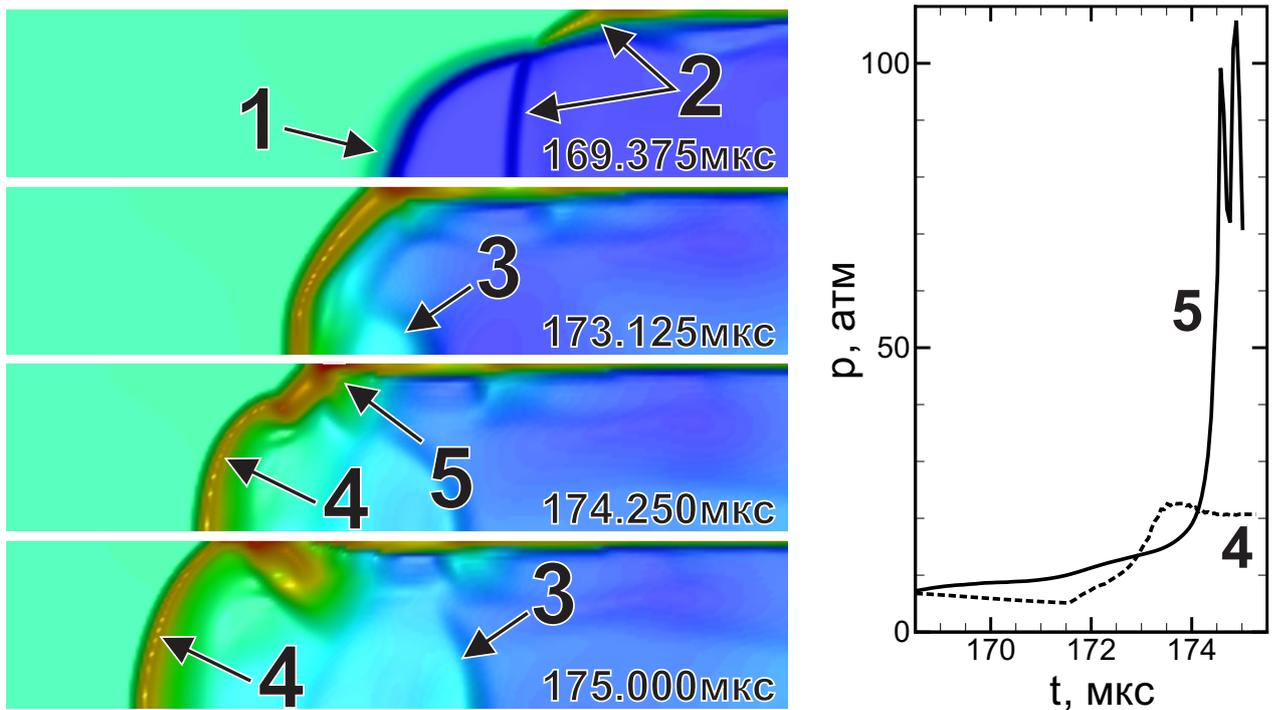


Рисунок 5.33 — Развитие ПГД по сценарию Ib. Слева – развитие пламени и ПГД при достижении сторонней УВ фронта пламени. 1 – задний фронт пламени, 2 – ударная волна, проходящая через фронт, 3 – волна ретонации, 4 – волна детонации, 5 – дополнительный источник детонации на боковой поверхности пламени. Справа – рост давления на фронте горения со временем, соответствующий развитию процесса на сегменте слева, цифры соответствуют измерениям в точках, указанных на сегменте слева. (вариант: водород-кислород, $M=1.9$)

Помимо этих основных режимов реализации ПГД в довольно узком диапазоне интенсивностей падающей ударной волны в вычислительном эксперименте наблюдался режим ПГД при взаимодействии отраженной от закрытого торца ударной волны со встречным сильно ускоренным пламенем (сценарий II на рисунке 5.25). В этой ситуации механизм формирования детонации также связан с локализацией области повышенного давления и ростом пика давления в зоне реакции. Точка максимального давления p' на рисунке 5.34 представляет собой точку пересечения трех ударных волн: скользящей вдоль поверхности фронта пламени по несгоревшей смеси (1), преломленной на фронте и распространяющейся по продуктам горения (2) и отраженной от фронта пламени (3). Это определяет максимальное давление в точке p' и ее локализацию в зоне реакции за счет локально сверхзвукового течения в ней. Таким образом, в рассмотренной ситуации также возникал пик давления, локализованный в зоне горения и распространяющийся со сверхзвуковой скоростью (рисунок 5.35).

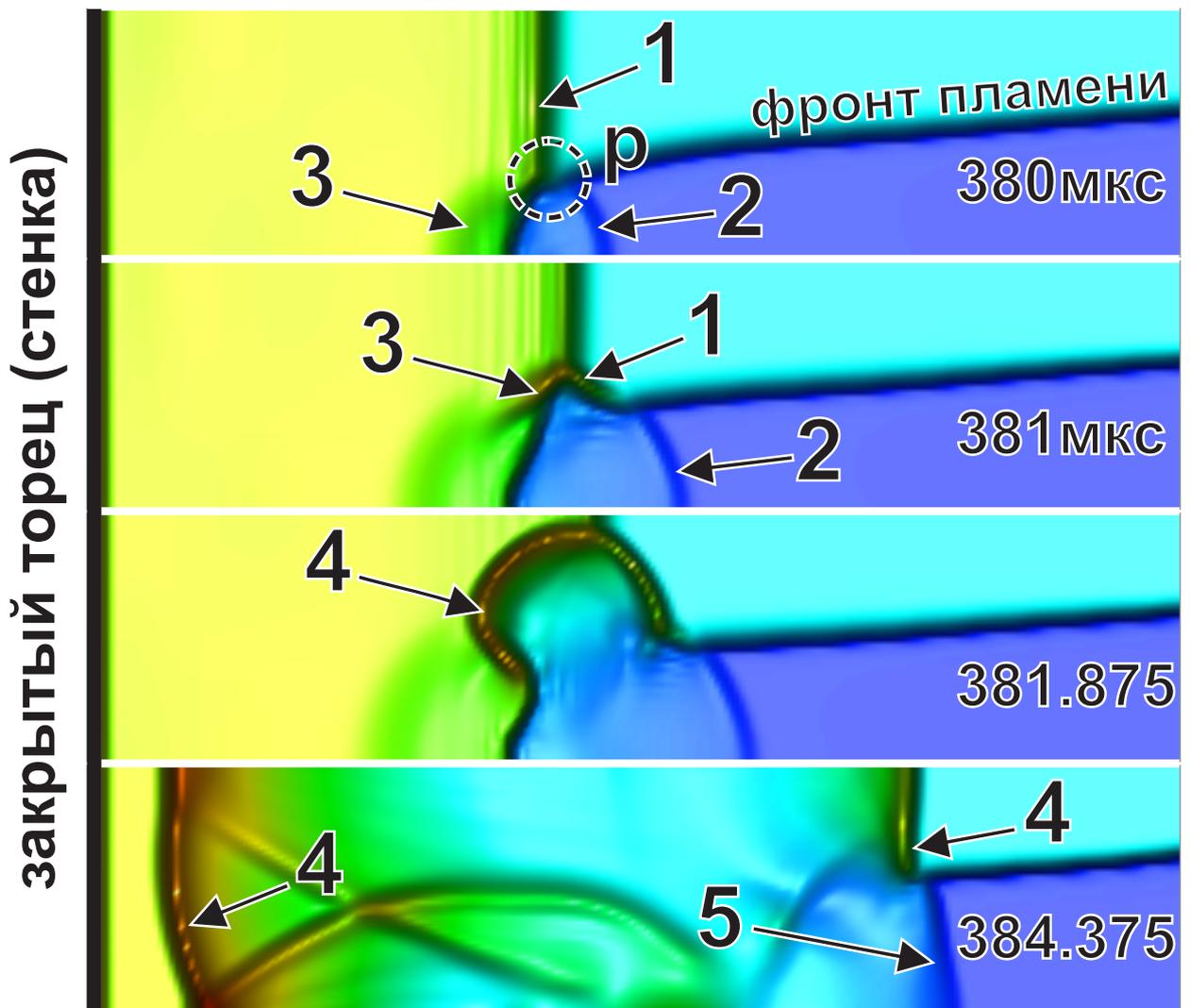


Рисунок 5.34 — Развитие ПГД по сценарию II в результате встречного взаимодействия пламени с отраженной ударной волной. 1 – отраженная от стенки ударная волна, 2 – преломленная на фронте пламени УВ, 3 – отраженная от фронта УВ, 4 – волна детонации, p – точка пересечения трех ударных волн (вариант: водород-кислород, $M=1.36$). В верхнем левом углу указано модельное время в микросекундах относительно первого приведенного момента времени.

Проведенное выше рассмотрение различных сценариев формирования детонации на фронте пламени еще раз подтверждает, что для наиболее химически-активных газообразных горючих (таких как водород-кислород или водород-воздух) основным механизмом перехода к детонации является формирование пика давления, локализованного в зоне горения. Динамика процесса должна обеспечивать его локализацию в зоне горения, что ведет к его интенсивному усилению за счет энергосвободы в зоне химической реакции. В то же время наши исследования показали, что наиболее часто встречающийся в

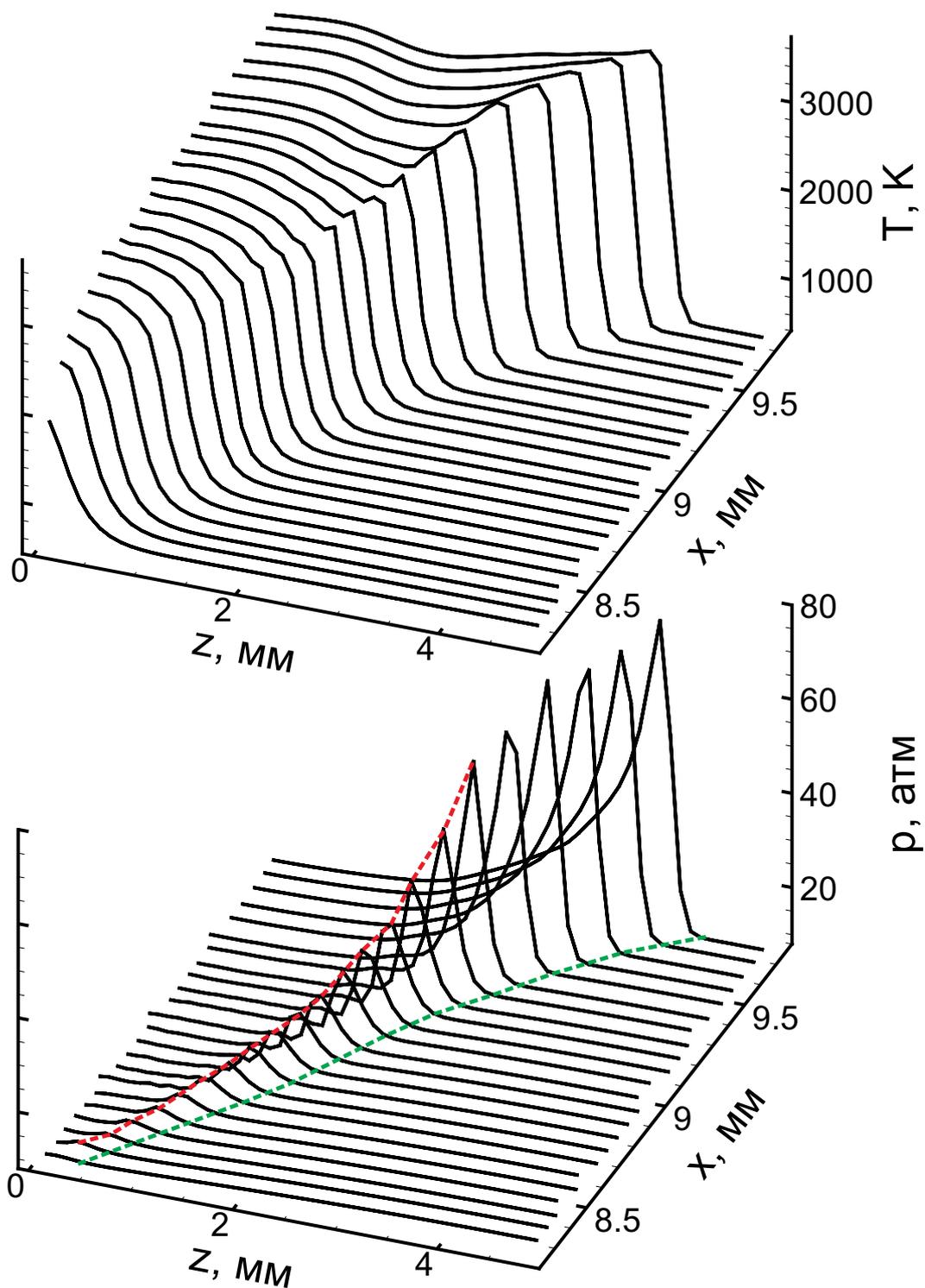


Рисунок 5.35 — Профили температуры и давления иллюстрируют рождение и рост пика давления на фронте пламени. Профили приведены на различные моменты времени, начиная с 379.375 мкс через каждые 0.125 мкс. (вариант: водород-кислород, $M=1.36$)

работах по ПГД сценарий возникновения детонации в результате локального теплового взрыва в “горячей точке” (см. например [34] и многие др.) реализуется только при наложении нескольких факторов, главными из которых являются

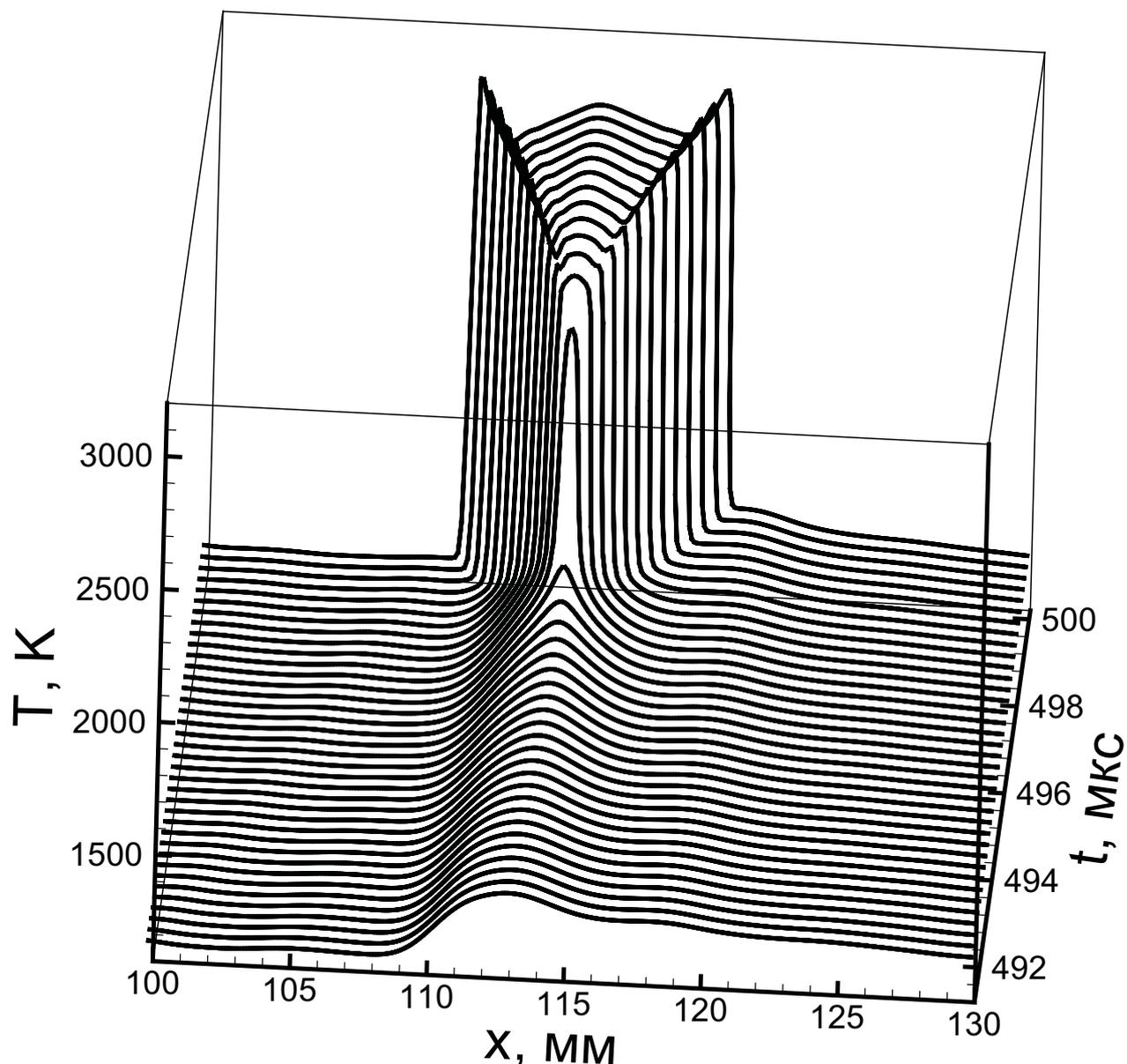


Рисунок 5.36 — Формирование “горячей точки” и детонации на профиле температуры, сформированном в результате неоднократного нагрева и сжатия за ударными волнами. Профили температуры приведены на различные моменты времени, начиная с 490.8125 мкс через каждые 0.25 мкс (вариант: водород-воздух, $M=3.0$).

торможение и дополнительный разогрев волн сжатия, распространяющихся от пламени в направленном навстречу потоку за стороной УВ. При достаточной интенсивности дополнительного сжатия и разогрева горючего могут создаваться условия для локального теплового взрыва, непосредственно порождающего волну детонации на некотором расстоянии от фронта пламени. В этом случае фронт пламени и его структура непосредственно не участвуют в формировании детонационной волны. В случае, представленном на рисунке 5.25 (Шс), наложе-

ние волновых процессов формирует небольшую неоднородность температуры (градиент с локальным максимумом температуры ~ 1400 К) при практически постоянном давлении (~ 55 атм) в области линейного размера ~ 9 мм (рисунок 5.36). Согласно результатам численного моделирования, приведенного в разделе 2.2.3 диссертации, при таком давлении температурный градиент с такими параметрами может инициировать волну детонации по механизму спонтанного воспламенения Я.Б. Зельдовича [124].

5.7 Переход горения в детонацию в закрытом объеме.

Рассмотрим особенности распространения пламени в закрытом канале в направлении переднего закрытого торца. Ускоряющееся в канале пламя, как это было отмечено выше в первой главе диссертации, излучает волны сжатия во всех направлениях как движущийся источник энергии. Волны сжатия бегут в направлении переднего торца со скоростью звука в свежей смеси (a_f) и в направлении заднего торца со скоростью звука в горячих продуктах горения (a_b). Так как $a_b > a_f$ до определенного момента времени влияние на динамику фронта горения оказывают только волны сжатия, отражающиеся от заднего торца. Формально именно такое взаимодействие определяет расширение горячих продуктов горения и совместное ускорение фронта пламени и свежей смеси вперед по каналу. По мере развития процесса, волны сжатия достигают переднего торца и после отражения начинают играть роль в эволюции фронта пламени — волны сжатия создают встречный поток, тормозящий распространение пламени. Согласно приведенным соображениям, можно выделить характерный пространственный масштаб L_0 , определяющий положение фронта пламени в момент времени, когда воздействие отраженных от обоих торцов волн уравнивает друг друга и фронт пламени останавливается:

$$L_0/a_b = (L - L_0)/a_f \quad (5.1)$$

Оценка 5.1 хорошо согласуется с данными по торможению пламен и формированию тюльпанообразных пламен в экспериментальных работах [238] и с расчетными данными работ [III; VI], [105]. Для стехиометрической водород-кислородной смеси при нормальных начальных условиях $L_0 = 0.72L$.

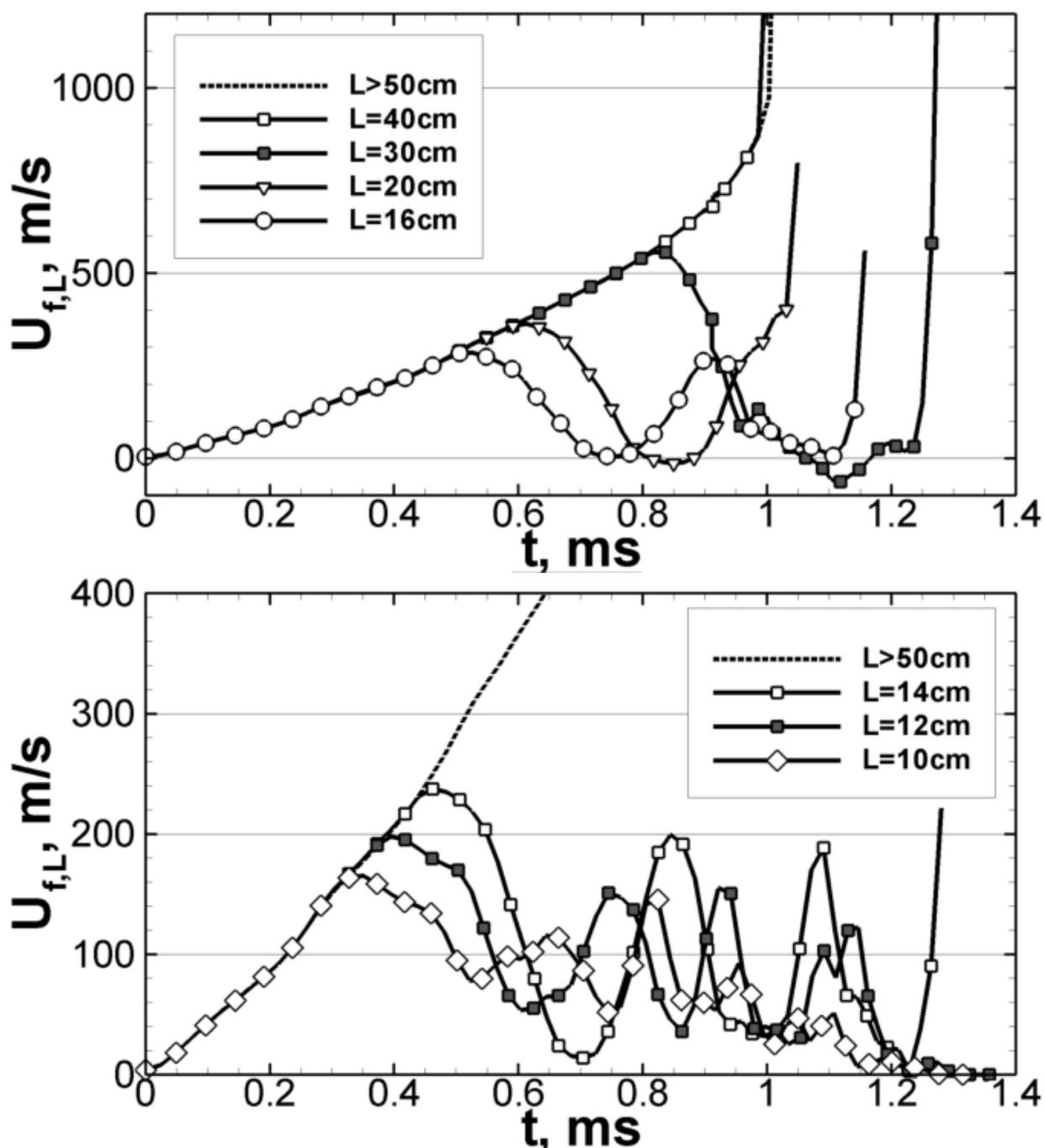


Рисунок 5.37 — Хронограммы скорости фронта пламени в лабораторной системе координат в каналах различной протяженности.

Дальнейшая динамика пламени, распространяющегося в закрытом канале, усложняется многократным воздействием на фронт распространяющихся и взаимодействующих с торцами канала волн сжатия и формируемых ими ударных волн. В коротких каналах формирование волнами сжатия слабых ударных волн можно наблюдать только на последних стадиях развития процесса. В более протяженных каналах ударные волны могут быть сформированы уже в потоке сжатого газа перед фронтом пламени. На экспоненциальной стадии ускорения пламени

волны сжатия, излучаемые из зоны реакции вслед друг за другом, распространяются по всё более сжатой и прогретой среде с всё более нарастающей скоростью. Это определяет их дальнейшее взаимодействие и формирование ударной волны в потоке, набегающем на передний торец канала. В представленных расчетах протяженность экспоненциальной стадии во времени составляет 0.3 мс, а формирование первой ударной волны происходит в момент времени $t_S \sim 0.35$ мс на расстоянии $L_S \sim 14.0$ см от заднего торца канала (в лабораторной системе отсчета). Таким образом, в каналах с протяженностью $L > L_S$ торможение фронта пламени происходит в потоке за отраженной ударной волной, тогда как в более коротких каналах торможение осуществляется отраженными от переднего торца волнами сжатия. Как можно видеть из результатов, представленных на рисунке 5.37, торможение волнами сжатия оказывается менее эффективным, и в случае коротких каналов с $L = 10.0\text{--}12.0$ см наблюдается меньшее падение скорости пламени, чем в случае более протяженных каналов. В случае более протяженных каналов $L = 16.0\text{--}30.0$ см наблюдается существенное торможение пламени до полной его остановки. При этом с увеличением длины канала увеличивается время развития ударной волны, усиливающейся по мере ее дальнейшего распространения в ускоряющемся потоке сжимаемого и прогреваемого волнами сжатия газа. Это в свою очередь определяет характер торможения и дальнейшего развития фронта пламени. При $L = 14.0\text{--}15.0$ см реализуется пограничный режим, определяемый взаимодействием пламени с отраженной ударной волной минимальной интенсивности. В этом случае не наблюдается полной остановки фронта пламени, но дальнейшее его развитие определяется динамикой ударной волны, распространяющейся в замкнутом объеме, и в конечном счете в системе происходит переход от медленного горения к детонации, индуцированный взаимодействием пламени с ударной волной. Стоит отметить, что критерий 5.1 имеет место только для относительно коротких каналов, в которых ускорение пламени ограничено во времени в виду более раннего прихода отраженных волн сжатия ко фронту пламени. При ускорении пламени до более высоких скоростей торможение пламени происходит ближе к переднему торцу. Это связано с одной стороны с падением фазовой скорости отраженной ударной волны в набегающем на передний торец потоке, а с другой стороны — с увеличением импульса, необходимого для торможения более ускоренного фронта пламени.

На рисунке 5.38 приведены характерные точки траектории фронта волны горения при его распространении в каналах различной длины, показывающие

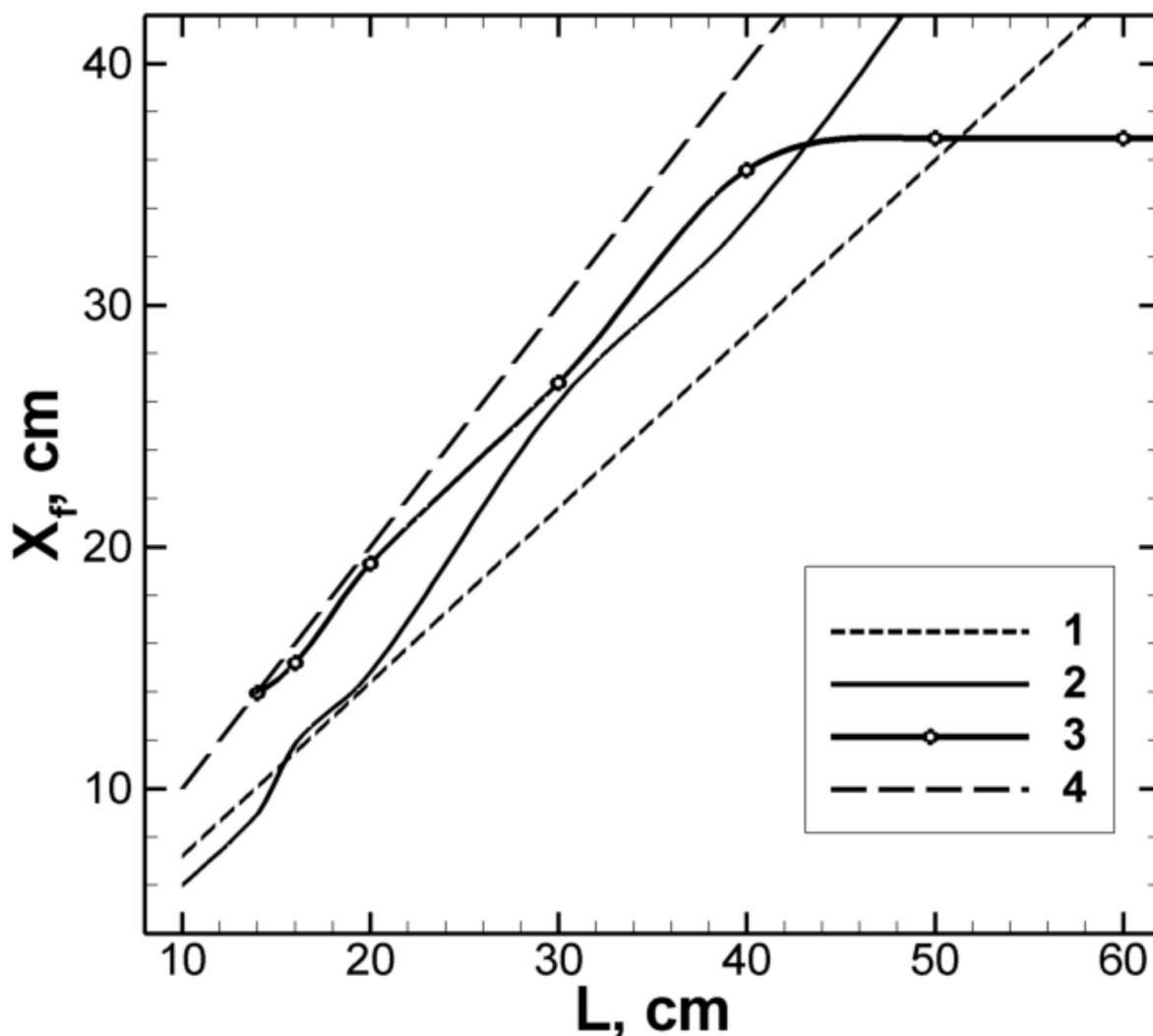


Рисунок 5.38 — Характерные расстояния от заднего торца канала: 1 — положение фронта на момент его торможения за счет взаимодействия с отраженной волной сжатия, расчет по формуле (2); 2 — расчетное положение фронта пламени на момент его первого торможения во встречном потоке; 3 — положение фронта пламени в момент перехода к детонации; 4 — положение переднего торца.

положение фронта при его первом торможении (кривая 2) и при переходе от медленного горения к детонации (кривая 3). Рисунок 5.39 показывает максимальные давления, достижимые при формировании детонации (1) и при ее воздействии на передний торец канала (2). Помимо выделенного выше предела формирования детонации по длине канала $L = L_S \sim 14$ см следует выделить области, в которых переход к детонации происходит в непосредственной близости к переднему торцу канала, что может повлечь существенные нагрузки на торец. Местоположение точки перехода к детонации, равно как особенности дальнейшего развития детонации и характер ее воздействия на передний торец канала (рис. 5.39) опре-

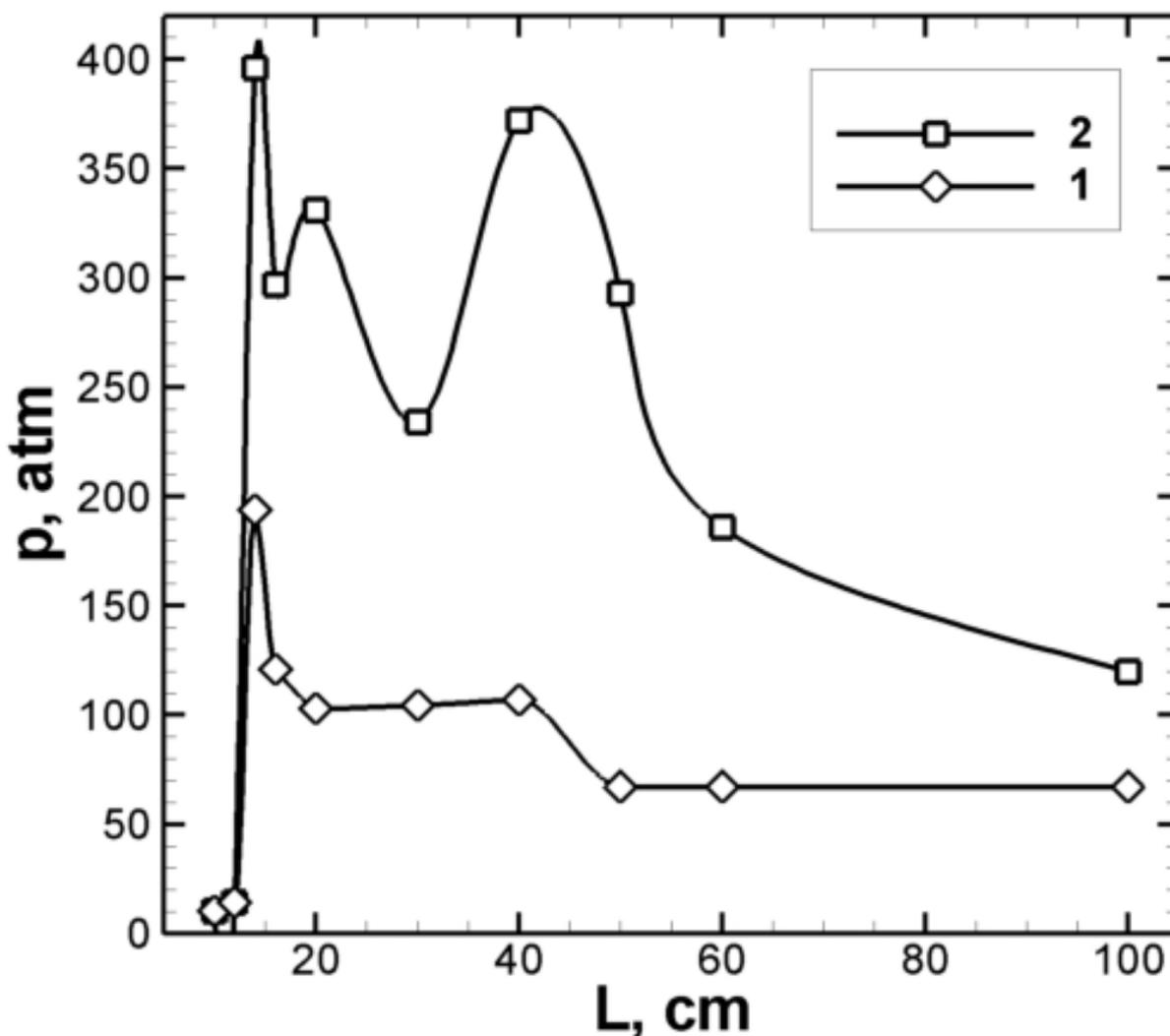


Рисунок 5.39 — Зависимость максимального давления от протяженности канала L в момент перехода к детонации (1) и на переднем торце (2).

деляются механизмами взаимодействия фронта горения с ударными волнами и формируемыми условиями при которых происходит инициирование и развитие детонации.

Опишем процесс взаимодействия пламени с ударными волнами на наиболее простом примере с одним торможением пламени (варианты $L = 20$ см и $L = 30$ см на рисунке 5.37). После воздействия встречной ударной волны фронт пламени тормозится и в течении некоторого времени не продвигается вперед за счет того, что перед ним отраженные волны формируют встречный поток сильно сжатой свежей смеси. По мере того, как ударная волна уходит к заднему торцу канала, смесь перед фронтом пламени разгружается (давление выравнивается) и пламя возобновляет свое движение. За это время ударная волна отражается от заднего торца с усилением и далее нагоняет фронт пламени. Воздействие ударной волны

на поток в области фронта горения ведет как к передаче импульса газовому потоку, так и к дополнительному сжатию и прогреву смеси, поступающей во фронт реакции. Фронт горения, распространяющийся в потоке за ударной волной, ускоряется как за счет вовлечения в ускоренный ударным воздействием поток, так и за счет роста скорости горения предварительно сжатой и нагретой горючей смеси. Пламя ускоряется относительно движущегося впереди газа, скорость фронта достигает скорости звука, в зоне реакции формируется сильная ударная волна, и волна горения переходит в детонацию по описанному в предыдущем разделе сценарию. Следует отметить, что с ростом интенсивности ударной волны может также наблюдаться режим перехода к детонации непосредственно за пересекающей фронт горения ударной волной. Скорость волны горения в потоке за более сильными ударными волнами может достичь скорости звука или даже превысить ее непосредственно после взаимодействия, что создаст условия для немедленного формирования детонации, как это продемонстрировано в предыдущем разделе диссертации.

В более коротких каналах, при многократном прохождении ударной волны по каналу, фронт пламени при каждом воздействии ударной волны, бегущей сонаправлено с фронтом, с ускорением продвигается в направлении переднего торца. После отражения от переднего торца ударная волна вновь тормозит фронт пламени, предотвращая переход к детонации. Со временем зазор между фронтом пламени и передним торцом уменьшается. Горючая смесь в зазоре, подвергаясь многократному сжатию, нагревается, что в свою очередь определяет большую степень ускорения после каждого последующего ускоряющего ударного воздействия. Можно исходя из аналогичных предположений, лежащих в основе записи выражения 5.1, оценить расстояние, на которое пламя приближается к переднему торцу после каждого следующего прохода ударной волны по каналу. При двукратном ускоряющем ударно-волновом воздействии фронт пламени достигает как минимум точки $L_1 \approx 0.92L$, при трехкратном — точки $L_2 \approx 0.98L$. Расчеты, проведенные в работе, показали, что переход к детонации в случае двукратного ударно-волнового воздействия на фронт пламени в канале протяженностью $L = 16$ см происходит в точке $L_{DDT} = 15.2$ см на расстоянии 0.8 см от переднего торца. При трехкратном воздействии в канале протяженностью $L = 14$ см — в точке $L_{DDT} = 13.96$ см на расстоянии 0.04 см от переднего торца, что по порядку величины соответствует нескольким ширинам фронта. Сформированная в результате детонационная волна существует только в узком зазоре, не успевает

преодолеть стадию пересжатой детонации и выйти на квазистационарный режим. Это и определяет пиковые нагрузки на передний торец при развитии такого сценария (с формированием детонации в непосредственной близости к переднему торцу). При четырехкратном воздействии (например, в случае $L = 12$ см) линейный размер зазора на момент последнего воздействия составляет величину порядка или менее ширины фронта пламени. В этом случае ускорение фронта горения определяет быстрое сжигание смеси в зазоре, и детонация не возникает. С увеличением ширины канала области существования режимов с формированием детонации в результате многократного прохождения ударной волны будут расширяться, что определяется особенностями развития процесса в широких каналах и увеличением дистанции перехода к детонации L_{DDT} в полуоткрытом канале.

Стоит отметить существование режимов с меньшей амплитудой пиковых нагрузок (как это, например, реализуется в канале с $L = 30$ см, см. рис. 5.39). Сценарий развития такого режима следующий: первое тормозящее воздействие фронт пламени испытывает со стороны относительно сильной встречной ударной волны. Неравномерный по сечению встречный поток за ударной волной тормозит в большей степени центральную часть поверхности фронта пламени, в данном случае более вытянутую по сравнению с отстающими боковыми поверхностями, распространяющимися вблизи границ пограничных слоев. По мере торможения и остановки центральной части поверхности фронта во встречном потоке боковые поверхности обеспечивают сжигание смеси внутри зазоров между ними и боковыми стенками. Фронт пламени становится плоским, и, следовательно, воздействие на него плоской ударной волны ведет к формированию плоской детонационной волны. В дополнении ко всему описанный режим перехода к детонации реализуется на относительно большом расстоянии от переднего торца. Детонация в этом случае стабилизируется на большем расстоянии от переднего торца, что и определяет ее меньшую амплитуду на момент подхода к торцу.

Проведенное исследование позволяет ввести классификацию импульсных нагрузок на поверхность, ограничивающую заполненный горючей смесью объем, при развитии горения в этом объеме. Механизмы формирования сверхзвуковых нестационарных режимов горения, включая переход к детонации, определяются характером распространения волн сжатия и слабых ударных волн, обеспечиваемым геометрией объема и ограничивающей его поверхности. В случае простейшей геометрии объема — плоского канала наиболее опасными режимами являются режимы перехода к детонации в непосредственной близости к нагру-

жаемой поверхности (переднему торцу), что так же отмечалось в предыдущем разделе диссертации, посвященном задаче о генерации сверхвысоких давлений при взаимодействии пламени со сторонней ударной волной. Это может быть достижимо при прямом переходе к детонации вблизи переднего торца или при формировании детонации в результате многократного ударно-волнового воздействия на фронт горения. Наименее опасными представляются режимы, в которых геометрически становятся возможными условия формирования стационарной волны детонации на значительном расстоянии от нагружаемой поверхности.

5.8 Переход горения в детонацию в открытом пространстве.

Одним из открытых фундаментальных вопросов классической теории горения газов является переход горения в детонацию (ПГД) при свободном распространении пламени в неограниченном объеме. В отличие от случая горения в ограниченных объемах (каналах и трубах), где ПГД воспроизводится на лабораторных масштабах для большого разнообразия горючих смесей [224], экспериментальных наблюдений ПГД при свободном распространении пламени практически нет, за исключением редких работ, таких как [3]. В то же время определение условий формирования детонации при свободном распространении пламени является принципиальной задачей обеспечения взрывобезопасности промышленных объектов, работа которых связана с рисками генерации и накопления горючих газообразных смесей в больших объемах. При этом именно режим детонационного горения представляется наиболее опасным.

Как известно, фронт пламени по своей природе неустойчив [85] и в ходе распространения пламени по смеси имеет место непрерывное развитие поверхности фронта пламени. В случае свободно расходящегося пламени независимо от условий воспламенения со временем процесс распространения пламени выходит на автомоделный режим [5], характеризуемый в случае сферического расходящегося пламени ускорением по степенному закону:

$$D = At^\alpha \quad (5.2)$$

здесь $\alpha = 1/2$. В случае цилиндрического расходящегося пламени $\alpha = 1/4$ [29].

По мере расширения очага горения растет поверхность фронта пламени, пропорционально растет и длина волны стабилизировавшихся возмущений, на фоне которых возникают и растут короткие моды с критической длиной волны Λ_C . Если воспроизвести зависимость множителя A в формуле 5.2 от скорости горения (u_f), коэффициента расширения (Θ) и критической длины волны (Λ_C), то получим следующее:

$$A \propto \frac{\Theta^{3/2} u_f^{3/2}}{\Lambda_C^{3/5}} \quad (5.3)$$

Таким образом, наибольший темп ускорения расходящегося пламени реализуется в смесях, характеризующихся высокой скоростью горения и малым значением критической длины волны. Уместно отметить, что критическая длина волны – это длина волны самого быстрорастущего из неустойчивых возмущений.

Важно отметить, что в общем случае не только множитель A изменяется в зависимости от реактивности горючей смеси, но и степень ускорения α не является постоянной величиной [31]. В более активных смесях пламя распространяется с большим показателем ускорения. Этот же факт иллюстрируется множеством экспериментальных данных для различных смесей [239; 240]. В частности, согласно [239; 240] в водородно-воздушных смесях различного состава степень ускорения сферических пламен варьируется в диапазоне от 1.0 до 1.35. Важно также отметить, что значительная роль принадлежит и давлению смеси. Как показывают результаты экспериментальных исследований при повышенном давлении, с одной стороны развитие неустойчивости начинается раньше [241], а с другой стороны развитие неустойчивости определяет более быстрый рост скорости пламени [239; 242]. Таким образом, в смесях при повышенном давлении может с большей вероятностью наблюдаться переход в детонацию, что было получено экспериментально в работе [3] и продемонстрировано в рамках одномерной интегральной модели в работе [243].

В ходе развития свободно расходящегося пламени скорость пламени изменяется немонотонным образом [31; 244] на фоне среднего закона изменения скорости во времени 5.2. Это указывает на нелинейный характер развития процесса, определяющего эволюцию поверхности фронта пламени и как следствие его ускорение. Согласно классическим представлениям [5] вслед за формированием новых коротковолновых мод и их экспоненциальным ростом следует их стабилизация, и новый спектр коротковолновых мод формируется лишь после того,

как фронт пламени растягивается до определенного масштаба. Дополнительный вклад в развитие неустойчивости могут несомненно вносить как турбулизация среды [245], так и акустические возмущения, развивающиеся в ограниченном объеме [246]. Оба эти фактора могут интенсифицировать развитие неустойчивости, что с одной стороны определяет дополнительное ускорение пламени, а с другой обеспечивает более интенсивное сжатие [245]. Это, в свою очередь, может явиться причиной перехода горения в детонацию. Так, например, в работе [247] показано, что искусственно заданное внешнее турбулентное поле с высокой интенсивностью турбулентных пульсаций может стать причиной перехода горения в детонацию в свободно распространяющемся пламени.

В настоящем разделе диссертации проведен анализ развития расходящегося пламени на стадии автотельного ускорения и следующей за ней стадии формирования детонации, что позволило выявить роль описанных выше механизмов в развитии процесса и создании условий для перехода в детонацию. В качестве референтных данных использованы экспериментальные результаты, представленные в [3]. Исследование проведено с использованием двумерного численного моделирования на основе традиционной модели газодинамики реагирующей среды и бездиссипативного алгоритма расчета [82], [I] и кинетического механизма окисления водорода [80].

Рассмотрим процесс развития свободно распространяющегося пламени в постановке [3]. В работе [3] рассматривалось развитие горения в закрытой камере диаметром 15 см. При этом воспламенение инициировалось в центральной части камеры, а наблюдение ограничивалось временем прихода на фронт пламени акустических возмущений, генерируемых при воспламенении и отраженных от внешней оболочки камеры. С учетом этого, пламя можно рассматривать как свободно расходящееся. В работе [3] рассмотрены два режима горения, реализующихся в эквимольной водород-кислородной смеси при нормальном (1 атм) и повышенном (10 атм) давлении. В нормальных условиях пламя развивается в форме дефлаграционной волны в течение всего времени наблюдения, при повышенном давлении же имеет место переход горения в детонацию, причем на относительно небольших пространственно-временных масштабах (~ 2 см и ~ 100 мкс). Рассмотрим здесь развитие пламени и переход горения в детонацию в эквимольной водород-кислородной смеси при давлении 10 атм в двумерной геометрии, ограничившись рассмотрением цилиндрического пламени. При этом примем две постановки начальных условий: I) рассмотрим воспламенение

от локализованной области (радиусом 0.5 мм), изохорически нагретой до 1500 К смеси, II) рассмотрим формирование фронта пламени на границе свежей смеси и шара горячих продуктов горения (H_2O , 3000 К) радиусом 4 мм. В первом случае имеет место объемное воспламенение смеси в нагретой области, и на контактной границе формируется фронт пламени, распространяющийся следом за расходящейся ударной волной. В этом случае начальная скорость пламени может существенно превосходить нормальную скорость ламинарного пламени, но с течением времени процесс должен выйти на естественный режим. Так, в одномерном случае установится стационарный режим распространения пламени со скоростью $D = \Theta u_f$, а в многомерном случае устанавливается автомодельный режим распространения свободно расходящегося пламени [5].

Во втором случае (II) на контактной границе формируется фронт горения, распространяющийся с нормальной скоростью горения, однако по мере развития газодинамических процессов пламя ускоряется, и тогда как в одномерном случае устанавливается режим распространения пламени со скоростью $D = \Theta u_f$, в многомерном случае процесс выходит на автомодельный режим. Оба сценария, воспроизведенные численно, представлены на рисунке 5.40. Как можно видеть из представленных данных в обеих постановках процесс выходит на автомодельный режим 5.3 с $\alpha = 1/4$. Расчет согласно формуле 5.3 представлен зеленой линией, параметры такие как нормальная скорость горения, коэффициент расширения и температуропроводность взяты из проведенных расчетов. Также в обоих случаях можно наблюдать переход горения в детонацию, что демонстрирует резкий рост скорости пламени и ее отрыв от автомодельного режима (рис. 5.40).

Анализ хронограммы максимального давления (рис. 5.40) указывает на нестационарный характер излучения волн сжатия ускоряющимся фронтом, что также иллюстрирует волновая картина, представленная на рисунке 5.41. Механизм дискретного формирования ударных волн связан с локальными эффектами в развитии поверхности пламени. Полученный в [5] закон ускорения пламени 5.3 отражает интегральный характер развития процесса, который локально определяется зарождением новых возмущений с длиной волны Λ_C на фоне расширяющегося пламени. Сформировавшись, короткие возмущения начинают экспоненциальный рост, реализующий линейную стадию развития неустойчивости. По истечении некоторого времени неустойчивый рост возмущений стабилизируется, но тем не менее локально имеет опережение частью фронта среднего его положения (для сравнения на рисунке 5.40 приведена как средняя скорость

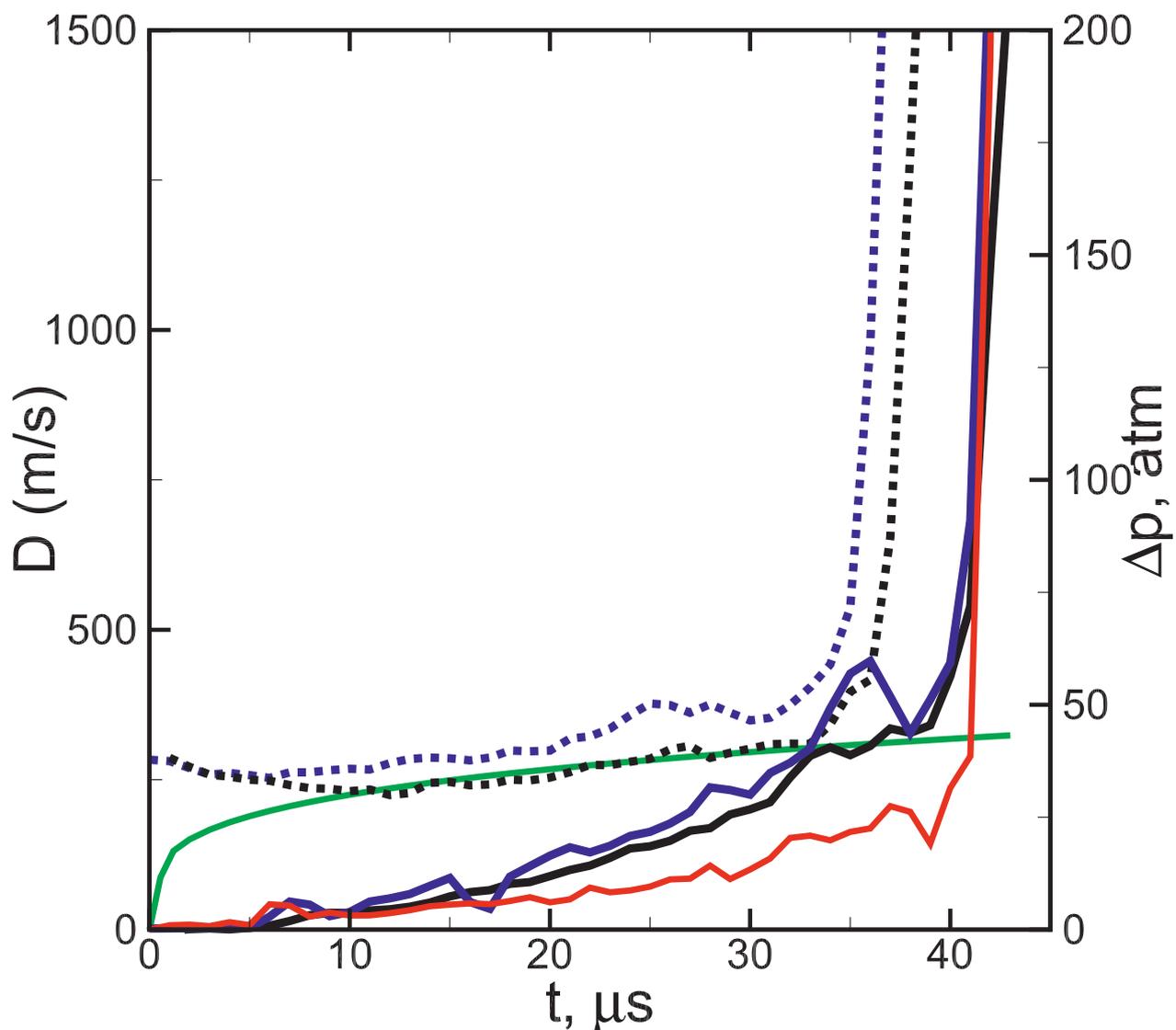


Рисунок 5.40 — Хронограммы скорости пламени и максимального избыточного давления в процессе развития горения эквимольной водород-кислородной смеси при повышенном давлении. Штриховые линии – режим воспламенения I, сплошные – режим воспламенения II, черные – скорости пламени, рассчитанные по среднему диаметру фронта, синие – по ведущей точке фронта. Красная линия – давление в случае II. Зеленая линия – расчет согласно формуле 5.3.

фронта пламени, так и локально максимальная). Таким образом, формирование возмущений с критической длиной волны определяет локальное формирование ударной волны за счет экспоненциального роста возмущений. Волны от разнесенных участков поверхности фронта пламени с одной стороны формируют ударный фронт, бегущий перед фронтом пламени, а с другой стороны оказывают воздействие на соседние участки фронта пламени. При этом, важно отметить, что в виду того, что фаза генерации ударных волн совпадает с фазой развития линейной стадии неустойчивого роста вновь рожденных коротковолновых возмущений, то

воздействие ударной волны на фронт пламени отвечает критерию развития термоакустической неустойчивости [248]. В результате этого ускорение участка фронта пламени интенсифицируется. Этот участок фронта нагоняет генерируемую им ударную волну, и взаимная интенсификация ударной волны и горения на фронте становится причиной формирования детонации (рисунок 5.41). Таким образом, реализуется ПГД в ходе развития свободно расходящегося пламени. На рисунке 5.42 показана последовательность профилей температуры и давления вблизи ведущей точки фронта пламени, что наглядно иллюстрирует финальную фазу преддетонационной стадии: возмущение со стороны продуктов горения нагоняет фронт пламени, интенсифицируется в зоне реакции, способствует дополнительному ускорению фронта пламени и переходу к детонации.

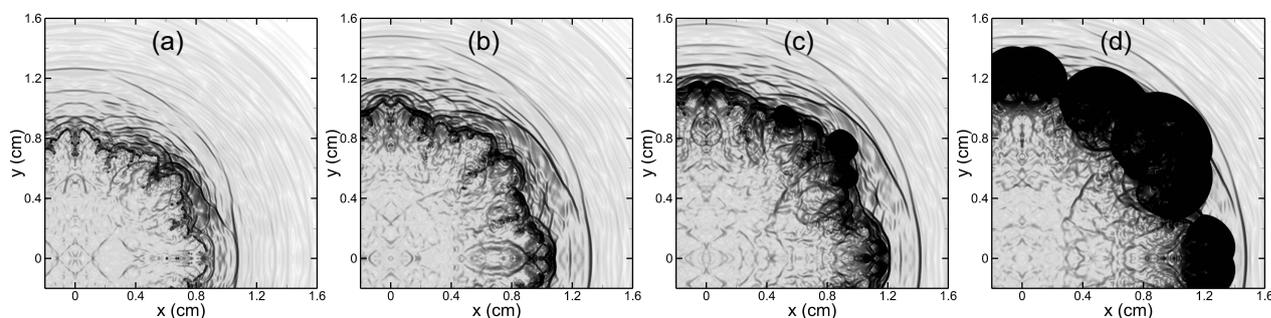


Рисунок 5.41 — Волновая картина в окрестности фронта пламени на различные моменты времени: 37 мкс (а), 40 мкс (b), 41.5 мкс (c), 43.5 мкс (d). Показано поле модуля градиента плотности, белый цвет соответствует нулевому градиенту плотности, черный – максимальному. Режим воспламенения II.

В заключении сформулируем механизм формирования детонации в условиях развития свободно расходящегося пламени в высокоактивной газообразной смеси. Детонация в расходящемся пламени формируется в результате локальных особенностей развития возмущений на поверхности фронта пламени на линейной стадии их роста за счет механизма гидродинамической неустойчивости. При этом во многом возможность ПГД определяется особенностями развития пламени, в частности частотой формирования на поверхности расширяющегося пламени возмущений с критической длиной волны, определяющей в свою очередь частоту генерации ударных волн. При этом указанные характеристики однозначно определяются химической активностью горючей смеси. Согласно полученным в настоящей работе результатам следует ожидать, что ПГД в свободных пламенах может реализоваться лишь в крайне высокоактивных смесях. Важно отметить, что автомодельное ускорение расходящегося пламени ограничено во времени [87;

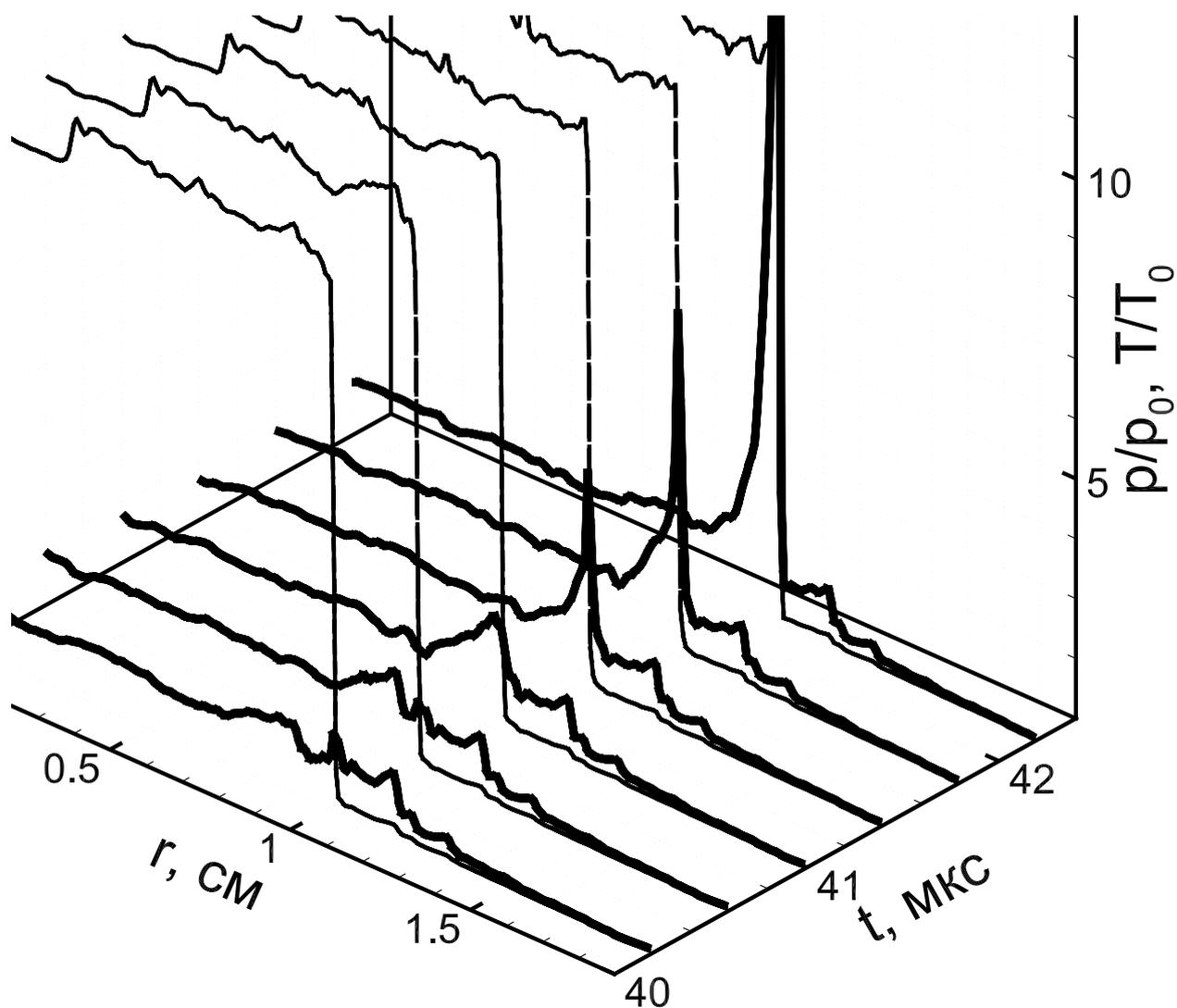


Рисунок 5.42 — Профили давления (сплошные) и температуры (штриховые) вдоль радиуса на различные моменты времени в окрестности ведущей точки фронта пламени: 40.2 мкс, 40.6 мкс, 41 мкс, 41.4 мкс, 41.8 мкс, 42.2 мкс. Режим воспламенения II.

249], что связано с нелинейными эффектами, определяющими стабилизацию развития неустойчивости. С учетом этого, следует предположить, что вероятность ПГД в свободных пламенах имеет место в весьма узком диапазоне составов смесей и начальных термодинамических состояний.

5.9 Заключение к главе.

В настоящей главе проведен детальный анализ и систематизированы газодинамические механизмы, определяющие формирование детонации в результате нестационарного развития фронта пламени. На основе анализа результатов численного моделирования выявлены особенности развития ускоренного пламени в гладких и загроможденных каналах. Описана структура так называемого “запертого пламени”, формируемого на стадии, предшествующей переходу в детонацию и сделаны выводы об устойчивости такой структуры в зависимости от особенностей протекания химической кинетики в условиях непрерывного сжатия. Сформулированы базовые сценарии развития высокоскоростного пламени, включая переход горения в детонацию, установление квазистационарного режима высокоскоростного горения и независимое самовоспламенение перед фронтом пламени. На основе полученных данных сформулированы базовые критерии, определяющие реализацию того или иного режима, апробированные с использованием доступных в литературе экспериментальных данных по сценариям и критериям перехода к детонации.

Отдельно исследованы сценарии развития горения в условиях стороннего ударно-волнового воздействия на зону горения и получена интерпретация сценариев перехода к детонации в закрытых объемах.

Впервые исследованы особенности развития свободно расходящегося пламени в высокоактивной горючей смеси и сформулирован механизм перехода горения в детонацию в свободном пространстве.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Систематизированы ведущие физические механизмы, определяющие развитие дефлаграционного горения внутри ограниченных объемов, заполненных предварительно перемешанной газообразной смесью. На основе результатов численного моделирования продемонстрирована роль развивающейся на фронте пламени газодинамической неустойчивости, роль волн сжатия, генерируемых в зоне горения, и роль акустических полей, формируемых в результате взаимодействия волн сжатия со стенками объема, фронтом пламени и друг другом, в ускорении горения. Полученные результаты анализа нестационарных волн дефлаграции в ограниченном объеме указывают пути к выбору оптимальных расчетных методик для расчетно-теоретического сопровождения исследований в области нестационарного горения и интерпретации переходных режимов.
2. Систематизированы ведущие физические механизмы, определяющие развитие воспламенения на фоне неоднородностей температуры, сформированных локальными источниками энергии. Представлена расширенная классификация режимов инициирования волн горения на заданном градиенте температуры для случая детальной кинетики горения. Продемонстрирована роль нестационарных газодинамических процессов, развивающихся на временах подвода энергии и последующих стадиях развития горения. На основе проведенного исследования сформулированы базовые механизмы формирования волн реакции, включая детонацию, при локализованном подводе энергии, а также критерий перехода к детонации при варьировании параметров источника энергии.
3. Определены основные газодинамические механизмы, определяющие формирование очагов воспламенения и возникновение детонации в реагирующей смеси в условиях одно- и двухкратного сжатия в ударной трубе. Продемонстрирована роль нестационарных газодинамических процессов, развивающихся в потоке за падающей ударной волной. Показано, что одну из ведущих ролей в формировании неоднородностей

температурного поля играют роликовые вихри, формирующиеся в ходе нелинейной динамики пограничного слоя. На основе проведенного исследования сформулированы базовые механизмы формирования волн реакции, включая режим с многоочаговым воспламенением. Выявлены особенности формирования детонационной волны и сформулированы рекомендации к интерпретации экспериментальных измерений в реакторах на основе ударной трубы.

4. Определена роль лучистого теплообмена в развитии горения в дисперсных средах на основе реагирующей газообразной смеси, содержащей взвешенные в ней твердые микрочастицы. Продемонстрированы базовые режимы развития горения, включая индуцированные лучистым преднагревом переходные режимы. Сформулирована концепция прямого инициирования объемного взрыва путем лучистого нагрева облака частиц от стороннего источника. Построены критерии формирования различных режимов горения газообразной смеси, инициированных от локального воспламенения нагретого облака микрочастиц.
5. Проведен детальный анализ и систематизированы газодинамические механизмы, определяющие формирование детонации в результате нестационарного развития фронта пламени, и выявлены особенности развития ускоренного пламени в гладких и загроможденных каналах.
6. Описана структура так называемого “запертого пламени”, формируемого на стадии, предшествующей переходу в детонацию, и исследована устойчивость такой структуры в зависимости от особенностей протекания химической кинетики.
7. Сформулированы базовые сценарии развития высокоскоростного пламени, включая переход горения в детонацию, установление квазистационарного режима высокоскоростного горения и независимое самовоспламенение перед фронтом пламени. На основе полученных данных сформулированы базовые критерии, определяющие реализацию того или иного режима, апробированные с использованием доступных в литературе экспериментальных данных по сценариям и критериям перехода к детонации.
8. Изучены и систематизированы сценарии развития горения в условиях стороннего ударно-волнового воздействия на зону горения и получена интерпретация сценариев перехода к детонации в закрытых объемах.

9. Сформулирован механизм перехода горения в детонацию в свободном пространстве.

Список литературы

1. Математическая теория горения и взрыва [Текст] / Я. Б. Зельдович [и др.]. — М. : Наука, 1980. — 478 с.
2. *Salamandra, G.* Formation of detonation wave during combustion of gas in combustion tube [Текст] / G. Salamandra, T. Vazhenova, I. Naboko // Proc. Combust. Inst. — 1958. — Т. 7, № 1. — С. 851—855.
3. *Зельдович, Я. Б.* Об условиях возникновения неустойчивости нормального горения [Текст] / Я. Б. Зельдович, А. И. Розловский // ДАН СССР. — 1947. — Т. 57, № 4. — С. 365—368.
4. *Трошин, Я.* Структура фронта шаровых пламен и неустойчивость нормального горения [Текст] / Я. Трошин, К. Щелкин // Изв. АН СССР. ОТН. — 1955. — Т. 9.
5. *Гостинцев, Ю. А.* Автомодельный режим распространения свободного турбулентного пламени в перемешанных газовых смесях [Текст] / Ю. А. Гостинцев, А. Г. Истратов, Ю. В. Шуленин // ФГВ. — 1988. — № 5. — С. 63—70.
6. *Щёлкин, К.* Теория горения и детонации [Текст] / К. Щёлкин // Механика в СССР за. — 1970. — Т. 50. — С. 344—422.
7. *Urtiew, P. A.* Experimental Observations of the Transition to Detonation in an Explosive Gas [Текст] / P. A. Urtiew, A. K. Oppenheim // Proc. R. Soc. London, Ser. A. — 1966. — Т. 295, № 1440. — С. 13—28.
8. *Smirnov, N. N.* Experimental investigation of deflagration to detonation transition in hydrocarbon-air gaseous mixtures [Текст] / N. N. Smirnov, M. V. Tyurnikov // Combust. Flame. — 1995. — Т. 100, № 4. — С. 661—668.
9. *Ciccarelli, G.* Flame acceleration and transition to detonation in ducts [Текст] / G. Ciccarelli, S. Dorofeev // Progress in Energy and Combustion Science. — 2008. — Т. 34, № 4. — С. 499—550.
10. *Щелкин, К.* Неустойчивость горения и детонации газов [Текст] / К. Щелкин // Успехи физических наук. — 1965. — Т. 87, № 10. — С. 273—302.

11. *Saytzev, S.* Study of combustion of an adiabatically-heated gas mixture [Текст] / S. Saytzev, R. Soloukhin // Symp. (Int.) Combust., [Proc.] — 1961. — Т. 8, № 1. — С. 344—347.
12. Газодинамические явления при воспламенении и горении гомогенных смесей вблизи неплоских поверхностей [Текст] / Б. Гельфанд [и др.] // Ж. Российского химического общества им. ДИ Менделеева. — 2001. — Т. 45, № 3. — С. 5.
13. Самовоспламенение смесей водород-воздух за отраженными взрывными волнами [Текст] / Б. Е. Гельфанд [и др.] // Теплофизика высоких температур. — 2010. — Т. 48, № 3. — С. 458—462.
14. *Zeldovich, Y. B.* Regime classification of an exothermic reaction with nonuniform initial conditions [Текст] / Y. B. Zeldovich // Combustion and Flame. — 1980. — Т. 39, № 2. — С. 211—214.
15. Возникновение детонации в системах с неоднородным распределением температуры и концентрации [Текст] / Б. Гельфанд [и др.] // Хим. физика. — 1986. — Т. 5, № 9. — С. 1277.
16. *Левин, В.* Исследование возникновения детонации при концентрированном подводе энергии [Текст] / В. Левин, В. Марков // Физика горения и взрыва. — 1975. — Т. 2, № 4. — С. 623.
17. *Lee, J.* Comments on criteria for direct initiation of detonation [Текст] / J. Lee, A. Higgins // Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. — 1999. — Т. 357, № 1764. — С. 3503—3521.
18. *Oran, E. S.* Simulations of gas phase detonations: Introduction of an induction parameter model [Текст]. Т. 4255 / E. S. Oran. — Naval Research Laboratory, 1980.
19. *Фролов, С.* Предельный диаметр распространения газовой детонации в трубах [Текст] / С. Фролов, Б. Гельфанд // Физика горения и взрыва. — 1991. — Т. 27.
20. *Korobeinikov, V.* Propagation of shock and detonation waves in dust-laden gases [Текст] / V. Korobeinikov, V. Markov, I. Men'shov // Fluid Dynamics. — 1984. — Т. 19, № 6. — С. 938—943.

21. *Хмель, Т. А.* Численные технологии исследования гетерогенной детонации газозвесей [Текст] / Т. А. Хмель, А. В. Федоров // Математическое моделирование. — 2006. — Т. 18, № 8. — С. 49—63.
22. *Brailovsky, I.* Hydraulic resistance as a mechanism for deflagration-to-detonation transition [Текст] / I. Brailovsky, G. Sivashinsky // Combust. Flame. — 2000. — Т. 122, № 4. — С. 492—499.
23. *Марков, В. В.* Численное моделирование образования многофронтной структуры детонационной волны [Текст] / В. В. Марков // Доклады Академии наук. Т. 258. — Российская академия наук. 1981. — С. 314—317.
24. Determination of detonation cell size and the role of transverse waves in two-dimensional detonations [Текст] / К. Kailasanath [и др.] // Combustion and Flame. — 1985. — Т. 61, № 3. — С. 199—209.
25. The hydrodynamic structure of unstable cellular detonations [Текст] / M. I. Radulescu [и др.] // Journal of Fluid Mechanics. — 2007. — Т. 580. — С. 31.
26. *Ivanov, M.* Numerical simulation of the development of a detonation in gas volumes of finite thickness [Текст] / M. Ivanov, V. Fortov, A. Borisov // Combustion, Explosion and Shock Waves. — 1981. — Т. 17, № 3. — С. 332—338.
27. The Taylor instability of contact boundary between expanding detonation products and a surrounding gas [Текст] / S. Anisimov [и др.] // Shock Waves, Explosions, and Detonations, Progress in Astronautics and Aeronautics. — 1983. — Т. 87. — С. 218—227.
28. Numerical studies of curved stationary flames in wide tubes [Текст] / M. A. Liberman [и др.] // Combustion Theory and Modelling. — 2003. — Т. 7, № 4. — С. 653—676. — eprint: <https://doi.org/10.1088/1364-7830/7/4/004>. — URL: <https://doi.org/10.1088/1364-7830/7/4/004>.
29. Self-acceleration and fractal structure of outward freely propagating flames [Текст] / M. A. Liberman [и др.] // Physics of Fluids. — 2004. — Т. 16, № 7. — С. 2476—2482. — eprint: <https://doi.org/10.1063/1.1729852>. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1729852>.

30. *Fursenko, R.* Noise influence on pole solutions of the Sivashinsky equation for planar and outward propagating flames [Текст] / R. Fursenko, K. Pan, S. Minaev // *Physical Review E*. — 2008. — Т. 78, № 5. — С. 056301.
31. *Pan, K.-L.* Characteristics of cylindrical flame acceleration in outward expansion [Текст] / K.-L. Pan, R. Fursenko // *Physics of Fluids*. — 2008. — Т. 20, вып. 9. — С. 094107. — URL: <http://doi.org/10.1063/1.2981837>.
32. *Hjertager, B. H.* Computer modelling of turbulent gas explosions in complex 2D and 3D geometries [Текст] / B. H. Hjertager // *J. Hazard. Mater.* — 1993. — Т. 34, № 2. — С. 173—197.
33. *Kagan, L.* The transition from deflagration to detonation in thin channels [Текст] / L. Kagan, G. Sivashinsky // *Combustion and Flame*. — 2003. — Т. 134, № 4. — С. 389—397.
34. *Oran, E. S.* Origins of the deflagration-to-detonation transition in gas-phase combustion [Текст] / E. S. Oran, V. N. Gamezo // *Combustion and Flame*. — 2007. — Т. 148, № 1/2. — С. 4—47.
35. Numerical simulation of deflagration-to-detonation transition: the role of hydrodynamic instability [Текст] / M. Liberman [и др.] // *International Journal of Transport Phenomena*. — 2006. — Т. 8, № 3. — С. 253—277.
36. *Азатян, В. В.* Неизотермические режимы разветвленно-цепных процессов и их химическое регулирование [Текст] / В. В. Азатян // *Успехи химии*. — 1999. — Т. 68, № 12. — С. 1122—1141.
37. Химическое подавление взрыва смесей водорода с воздухом в условиях кумуляции при интенсивном инициировании горения [Текст] / В. Азатян [и др.] // *Доклады Академии наук*. Т. 394. — 2004. — С. 61—64.
38. Simple model of inhibition of chain-branching combustion processes [Текст] / V. I. Babushok [и др.] // *Combustion Theory and Modelling*. — 2017. — Т. 21, № 6. — С. 1066—1079.
39. *Васильев, А. А.* Бифуркационные структуры газовой детонации [Текст] / А. А. Васильев, В. А. Васильев, А. В. Троцюк // *Физика горения и взрыва*. — 2010. — Т. 46, № 2. — С. 196—206.

40. *Смирнов, Н.* Влияние геометрии канала и температуры смеси на переход горения в детонацию в газах [Текст] / Н. Смирнов, В. Никитин // Физика горения и взрыва. — 2004. — Т. 40. — С. 2.
41. *Левин, В. А.* Моделирование инициирования детонации в горючей смеси газов электрическим разрядом [Текст] / В. А. Левин, В. В. Марков, С. Ф. Осинкин // Доклады Академии наук. Т. 261. — Российская академия наук. 1981. — С. 50—52.
42. Нелинейные волновые процессы при инициировании и распространении газовой детонации [Текст] / В. А. Левин [и др.] // Труды Математического института имени ВА Стеклова. — 2005. — Т. 251, № 0. — С. 200—214.
43. Supercomputing simulations of detonation of hydrogen-air mixtures [Текст] / N. Smirnov [и др.] // International Journal of Hydrogen Energy. — 2015. — Т. 40, № 34. — С. 11059—11074.
44. Numerical Simulations of Gaseous Detonation Propagation Using Different Supercomputing Architectures [Текст] / N. N. Smirnov [и др.] // International Journal of Computational Methods. — 2017. — Т. 14, № 04. — С. 1750038.
45. Onset of detonation in hydrogen-air mixtures due to shock wave reflection inside a combustion chamber [Текст] / N. Smirnov [и др.] // Acta Astronautica. — 2018. — Т. 149. — С. 77—92.
46. Численное моделирование и экспериментальное исследование рабочего процесса в детонационной камере сгорания [Текст] / Н. Ремеев [и др.] // Химическая физика. — 2003. — Т. 22, № 8. — С. 45—56.
47. *Frolov, S.* Three-dimensional numerical simulation of operation process in rotating detonation engine [Текст] / S. Frolov, A. Dubrovskii, V. Ivanov // Progress in Propulsion Physics. — 2013. — Т. 4. — С. 467—488.
48. Detonation engine fed by acetylene–oxygen mixture [Текст] / N. Smirnov [и др.] // Acta Astronautica. — 2014. — Т. 104, № 1. — С. 134—146.
49. Исследование запуска кольцевого сопла в натурной и виртуальной импульсной аэродинамической установке [Текст] / Н. Афонина [и др.] // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. — 2016. — № 2. — С. 158—165.

50. Об использовании водорода в качестве топлива для двигателей в энергетическом цикле удаленных производственных объектов [Текст] / М. Иванов [и др.] // Журнал технической физики. — 2018. — Т. 88, № 1. — С. 147—150.
51. Medium-scale experiments on vented hydrogen deflagration [Текст] / М. Kuznetsov [и др.] // J. Loss Prev. Process Ind. — 2015. — Т. 36. — С. 416—428.
52. *Walsh, B. P.* Thermodynamic Model for Gas Explosions in Vented and Non-Vented Enclosures [Текст] / B. P. Walsh, R. E. Snodgrass, W. Z. Black // Combust. Sci. Technol. — 2017. — Т. 189, № 2. — С. 366—394.
53. *Xiao, H.* Experimental and numerical study of premixed hydrogen/air flame propagating in a combustion chamber. [Текст] / H. Xiao, J. Sun, P. Chen // J. Hazard. Mater. — 2014. — Т. 268. — С. 132—9.
54. *Ng, H. D.* Comments on explosion problems for hydrogen safety [Текст] / H. D. Ng, J. H. Lee // J. Loss Prev. Process Ind. — 2008. — Т. 21, № 2. — С. 136—146.
55. *Thomas, G.* Flame acceleration and the development of detonation in fuel–oxygen mixtures at elevated temperatures and pressures [Текст] / G. Thomas // J. Hazard. Mater. — 2009. — Т. 163, № 2/3. — С. 783—794.
56. *International Atomic Energy Agency.* Mitigation of Hydrogen Hazards in Severe Accidents in Nuclear Power Plants [Текст] : тех. отч. / International Atomic Energy Agency ; International Atomic Energy Agency. — Vienna, 2011. — IAEA-TECDOC—1661.
57. Identification of combustion and detonation in spark ignition engines using ion current signal [Текст] / A. Lagana [и др.] // Fuel. — 2018. — Т. 227. — С. 469—477.
58. Analysis of pre-ignition to super-knock: Hotspot-induced deflagration to detonation [Текст] / Z. Wang [и др.] // Fuel. — 2015. — Т. 144.
59. Source, dispersion and combustion modelling of an accidental release of hydrogen in an urban environment. [Текст] / A. G. Venetsanos [и др.] // J. Hazard. Mater. — 2003. — Т. 105, № 1—3. — С. 1—25.

60. *Ju, Y.* Microscale combustion: Technology development and fundamental research [Текст] / Y. Ju, K. Maruta // Prog. Energy Combust. Sci. — 2011. — Т. 37, № 6. — С. 669—715.
61. Pulsed Detonation Engines in the Choked Flame Regime [Текст] / J. Karnesky [и др.] // 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. — Reston, Virginia : American Institute of Aeronautics, Astronautics, 2012. — С. 1—7.
62. *Klell, M.* Mixtures of hydrogen and methane in the internal combustion engine – Synergies, potential and regulations [Текст] / M. Klell, H. Eichlseder, M. Sartory // Int. J. Hydrogen Energy. — 2012. — Т. 37, № 15. — С. 11531—11540.
63. *Thomas, G. O.* Influence of Water Sprays on Explosion Development in Fuel-Air Mixtures [Текст] / G. O. Thomas, A. Jones, M. J. Edwards // Combust. Sci. Technol. — 1991. — Т. 80, № 1—3. — С. 47—61.
64. *Poinzy, B.* Mitigation of Explosions in a Vented Vessel Connected to a Duct [Текст] / B. Poinzy, B. Veysiere // Combust. Sci. Technol. — 2000. — Т. 158, № 1. — С. 167—182.
65. Effect of inhibitor gases on hydrogen flame propagation in a confined tee pipe (Part I) [Текст] / S. D. Emami [и др.] // Fuel. — 2016. — Т. 165. — С. 50—58.
66. *Nie, B.* Experiments and Mechanisms of Gas Explosion Suppression with Foam Ceramics [Текст] / B. Nie, L. Yang, J. Wang // Combust. Sci. Technol. — 2016. — Т. 188, № 11/12. — С. 2117—2127.
67. Brief review on passive and active methods for explosion and detonation suppression in tubes and galleries [Текст] / B. Wang [и др.] // J. Loss Prev. Process Ind. — 2017. — Т. 49. — С. 280—290.
68. *Kolbe, M.* Including detonations in industrial safety and risk assessments [Текст] / M. Kolbe, V. Simoes, E. Salzano // Journal of Loss Prevention in the Process Industries. — 2017. — Т. 49. — С. 171—176. — URL: <http://doi.org/10.1016/j.jlp.2017.06.015>.

69. *Chamberlain, G.* Detonations in industrial vapour cloud explosions [Текст] / G. Chamberlain, E. Oran, A. Pekalski // Journal of Loss Prevention in the Process Industries. — 2019. — С. 103918. — URL: <http://doi.org/10.1016/j.jlp.2019.103918>.
70. *Kuo, K.* Principles of combustion [Текст] / К. Куо. — 2-е изд. — Hoboken, New Jersey : Wiley-Interscience, 2005.
71. *Warnatz, J.* Combustion [Текст] / J. Warnatz, U. Maas, R. Dibble. — 4-е изд. — New York : Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.
72. *Neufeld, P. D.* Empirical Equations to Calculate 16 of the Transport Collision Integrals $\Omega (l, s)^*$ for the Lennard-Jones (12–6) Potential [Текст] / P. D. Neufeld, A. R. Janzen, R. A. Aziz // The Journal of Chemical Physics. — 1972. — Т. 57, № 3. — С. 1100–1102.
73. *Hirschfelder, J.* Molecular theory of gases and liquids [Текст] / J. Hirschfelder, C. Curtiss, R. Bird. — Revised. — New York : Wiley-Interscience, 1964.
74. *Kee, R.* Chemically reacting flow [Текст] / R. Kee, M. Coltrin, P. Glarborg. — New York : Wiley, 2003. — 861 с.
75. *Coffee, T. P.* Transport Algorithms for Premixed, Laminar Steady-State Flames [Текст] / T. P. Coffee, J. M. Heimerl // Combustion and flame. — 1981. — Т. 43. — С. 273–289.
76. *Andrews, G.* Determination of burning velocities: A critical review [Текст] / G. Andrews, D. Bradley // Combustion and Flame. — 1972. — Т. 18, № 1. — С. 133–153.
77. Uncertainty in stretch extrapolation of laminar flame speed from expanding spherical flames [Текст] / F. Wu [и др.] // Proceedings of the Combustion Institute. — 2015. — Т. 35, № 1. — С. 663–670.
78. *Sánchez, A. L.* Recent advances in understanding of flammability characteristics of hydrogen [Текст] / A. L. Sánchez, F. A. Williams // Progress in Energy and Combustion Science. — 2014. — Т. 41, № 1. — С. 1–55.

79. *Pareja, J.* Measurements of the laminar burning velocity of hydrogen–air premixed flames [Текст] / J. Pareja, H. J. Burbano, Y. Ogami // *International Journal of Hydrogen Energy*. — 2010. — Т. 35, № 4. — С. 1812—1818.
80. An experimental and detailed chemical kinetic modeling study of hydrogen and syngas mixture oxidation at elevated pressures [Текст] / A. Kéromnès [и др.] // *Combustion and Flame*. — 2013. — Т. 160, № 6. — С. 995—1011.
81. *Белоцерковский, О. М.* Метод крупных частиц в газовой динамике [Текст] / О. М. Белоцерковский, Ю. М. Давыдов. — М. : Наука, 1982. — 392 с.
82. Новые алгоритмы вычислительной гидродинамики для многопроцессорных вычислительных комплексов [Текст] / В. Головизнин [и др.]. — М. : Издательство МГУ, 2013. — 480 с.
83. *Ronney, P. D.* Near-limit flame structures at low Lewis number [Текст] / P. D. Ronney // *Combustion and Flame*. — 1990. — Т. 82, № 1. — С. 1—14.
84. *Markstein, G. H.* Nonsteady Flame Propagation [Текст] / G. H. Markstein. — New York : Macmillan, 1964. — 338 с.
85. *Ландау, Л. Д.* Теоретическая физика. [Текст] / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. — Издание 4-е, стереотипное. — М. : Наука, 1988. — 736 с. — Т. VI. Гидродинамика.
86. *Darrieus, G.* Propagation d'un front de flamme [Texte] / G. Darrieus // Unpublished work presented at La Technique Moderne, (1938), and at Le Congres de Mecanique Appliquee, (1945). — 1938.
87. *Bauwens, C. R. L.* Modeling the formation and growth of instabilities during spherical flame propagation [Текст] / C. R. L. Bauwens, J. M. Bergthorson, S. B. Dorofeev // *Proceedings of the Combustion Institute*. — 2018. — S1540748918305169. — URL: <http://doi.org/10.1016/j.proci.2018.07.098>.
88. *Clavin, P.* Premixed combustion and gasdynamics [Text] / P. Clavin // *Ann. Rev. Fluid. Mech.* — 1994. — Vol. 26. — P. 321—352.
89. Propagation of Curved Stationary flames in tubes [Text] / V. V. Bychkov [et al.] // *Phys. Rev. E*. — 1996. — Vol. 54. — P. 3713—3724.

90. *Travnikov, O. Y.* Numerical studies of flames in wide tubes: Stability limits of curved stationary flames [Текст] / O. Y. Travnikov, V. V. Bychkov, M. A. Liberman // Phys. Rev. E. — 2000. — Vol. 61. — P. 468—474.
91. Theory and modeling of accelerating flames in tubes [Текст] / V. Bychkov [et al.] // Phys. Rev. E. — 2005. — Vol. 72. — P. 046307.
92. *Зельдович, Я. Б.* К теории возникновения детонации в газах [Текст] / Я. Б. Зельдович // Журнал технической физики. — 1947. — Т. 17, № 1. — С. 3—26.
93. *Pelce, P.* Influence of hydrodynamics and diffusion upon the stability limits of laminar premixed flames [Текст] / P. Pelce, P. Clavin // Journal of Fluid Mechanics. — 1982. — Т. 124. — С. 219—237.
94. *Zaytsev, M.* Effect of the Darrieus-Landau instability on turbulent flame velocity [Текст] / M. Zaytsev, V. Bychkov // Phys. Rev. E. — 2002. — Т. 66, вып. 2. — С. 026310. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.66.026310>.
95. *Гельфанд, Б. Е.* Водород: параметры горения и взрыва [Текст] / Б. Е. Гельфанд, О. Е. Попов, Б. Б. Чайванов. — М. : Физматлит, 2003. — 288 с.
96. *Kazakov, K. A.* Effect of Vorticity Production on the Structure and Velocity of Curved Flames [Текст] / K. A. Kazakov, M. A. Liberman // Phys. Rev. Lett. — 2002. — Т. 88, вып. 6. — С. 064502. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.88.064502>.
97. *Troshin, Y.* The generalized Hugoniot adiabetic curve [Текст] / Y. Troshin // Symposium (International) on Combustion. — 1958. — Т. 7, № 1. — С. 789—798. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0082078458801228>.
98. *Kurylo, J.* Numerical Analysis of Flowfields Generated by Accelerating Flames [Текст] / J. Kurylo, H. A. Dwyer, A. K. Oppenheim // AIAA J. — 1980. — Т. 18, № 3. — С. 302—308.
99. *Deshaies, B.* Flame-speed sensitivity to temperature changes and the deflagration-to-detonation transition [Текст] / B. Deshaies, G. Joulin // Combust. Flame. — 1989. — Т. 77, № 2. — С. 201—212.

100. *Dorofeev, M. K. V. A. I. M. S.* DDT in a smooth tube filled with a hydrogen–oxygen mixture [Текст] / М. К. В. А. И. М. С. Dorofeev // *Shock Waves*. — 2005. — Т. 14, вып. 3. — С. 205—215. — URL: <http://doi.org/10.1007/s00193-005-0265-6>.
101. Механизм ускорения пламени и переход в детонацию водородно-кислородной смеси в канале [Текст] / М. Иванов [и др.] // *ДАН*. — 2010. — Т. 434, № 6. — С. 756—759.
102. *Ivanov, M. F.* Hydrogen-oxygen flame acceleration and transition to detonation in channels with no-slip walls for a detailed chemical reaction model. [Текст] / М. F. Ivanov, A. D. Kiverin, M. A. Liberman // *Physical review. E, Statistical, nonlinear, and soft matter physics*. — 2011. — Т. 83, 5 Pt 2. — С. 056313.
103. *Ivanov, M. F.* Hydrogen-oxygen flame acceleration and transition to detonation in channels with no-slip walls for a detailed chemical reaction model [Текст] / М. F. Ivanov, A. D. Kiverin, M. A. Liberman // *Phys. Rev. E*. — 2011. — Т. 83, № 5. — С. 056313.
104. Hydrogen–oxygen flame acceleration and deflagration-to-detonation transition in three-dimensional rectangular channels with no-slip walls [Текст] / М. Иванов [и др.] // *International Journal of Hydrogen Energy*. — 2013. — Т. 38, № 36. — С. 16427—16440.
105. *Gonzalez, M.* Interaction of a flame front with its self-generated flow in an enclosure: The “tulip flame” phenomenon [Текст] / М. Gonzalez, R. Borghi, A. Saouab // *Combustion and Flame*. — 1992. — Т. 88, вып. 2. — С. 201—220. — URL: <http://doi.org/10.1016/0010-2180%2892%2990052-q>.
106. *Gonzalez, M.* Acoustic instability of a premixed flame propagating in a tube [Текст] / М. Gonzalez // *Combustion and Flame*. — 1996. — Т. 107, № 3. — С. 245—259.
107. Numerical studies of hydrodynamically unstable flame propagation in 2D channels [Текст] / М. Liberman [и др.] // *Combust. Sci. Tech.* — 1998. — Т. 136. — С. 221—242.
108. *Хитрин, Л. Н.* Физика горения и взрыва. [Текст] / Л. Н. Хитрин. — М. : Издательство Московского университета, 1957. — 452 с.

109. *Matalon, M.* Intrinsic Flame Instabilities in Premixed and Nonpremixed Combustion [Текст] / M. Matalon // Annual Review of Fluid Mechanics. — 2007. — Т. 39, вып. 1. — С. 163—191. — URL: <http://doi.org/10.1146/annurev.fluid.38.050304.092153>.
110. Effect of Hydrodynamic Instabilities on the Development of Hydrogen-Air Flames [Текст] / N. B. Anikin [и др.] // 31st International Symposium on Shock Waves 1. — Springer International Publishing, 2019. — С. 261—268. — URL: https://doi.org/10.1007%2F978-3-319-91020-8_29.
111. *Kuznetsov, M.* Experimental Study of the Preheat Zone Formation and Deflagration to Detonation Transition [Текст] / M. Kuznetsov, M. Liberman, I. Matsukov // Combustion Science and Technology. — 2010. — Т. 182, вып. 11/12. — С. 1628—1644. — URL: <http://doi.org/10.1080/00102202.2010.497327>.
112. Experimental study on the flame behaviors of premixed methane/air mixture in horizontal rectangular ducts [Текст] / D. Chen [и др.] // 27th International Congress on High-Speed Photography and Photonics. Т. 6279. — International Society for Optics, Photonics. 2007. — С. 627943.
113. *Matsuo, J. Y. S. S. K. M. J. K. A.* Combustion wave propagation and detonation initiation in the vicinity of closed-tube end walls [Текст] / J. Y. S. S. K. M. J. K. A. Matsuo // Proceedings of the Combustion Institute. — 2011. — Т. 33, вып. 2. — С. 2303—2310. — URL: <http://doi.org/10.1016/j.proci.2010.07.049>.
114. Influence of gas compression on flame acceleration in the early stage of burning in tubes [Текст] / D. Valiev [и др.] // Combustion and Flame. — 2013. — Т. 160, вып. 1. — URL: <http://doi.org/10.1016/j.combustflame.2012.09.002>.
115. *Houim, R. W.* The role of spontaneous waves in the deflagration-to-detonation transition in submillimetre channels [Текст] / R. W. Houim, A. Ozgen, E. S. Oran // Combustion Theory and Modelling. — 2016. — Т. 20, № 6. — С. 1068—1087.

116. Flame acceleration in channels with obstacles in the deflagration-to-detonation transition [Текст] / D. Valiev [и др.] // *Combustion and Flame*. — 2010. — Т. 157, № 5. — С. 1012—1021.
117. *Xiao, H.* Formation and evolution of distorted tulip flames [Текст] / H. Xiao, R. W. Houim, E. S. Oran // *Combustion and Flame*. — 2015. — Т. 162, № 11. — С. 4084—4101.
118. *Ly, Y.* Discontinuous Galerkin method for multicomponent chemically reacting flows and combustion [Текст] / Y. Ly, M. Ihme // *Journal of Computational Physics*. — 2014. — Т. 270. — С. 105—137.
119. *Oppenheim, A. K.* Experiments in Gasdynamics of Explosions [Текст] / A. K. Oppenheim, R. I. Soloukhin // *Annual Review of Fluid Mechanics*. — 1973. — Т. 5, № 1. — С. 31—58.
120. *Toro, E.* Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics A Practical Introduction [Текст] / E. Toro. — New York : Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009.
121. *Onuma, Y.* Modeling of Turbulent Diffusion Flames [Текст] / Y. Onuma // *Advanced Combustion Science* / под ред. Т. Someya. — Tokyo : Springer Japan, 1993. — С. 37—77.
122. Application of dissipation-free numerical method CABARET for solving gasdynamics of combustion and detonation [Текст] / M. F. Ivanov [и др.] // *Journal of Physics Conference Series*. — 2016. — Т. 754, вып. 10. — С. 102003. — URL: <http://doi.org/10.1088/1742-6596/754/10/102003>.
123. *Колмогоров, А.* Исследование уравнения диффузии, соединенной с возрастанием количества вещества, и его применение к одной биологической проблеме [Текст] / А. Колмогоров, И. Петровский, И. Пискунов // *Бюллетень МГУ. Секция А*. — 1937. — Т. 1, № 6. — С. 1—25.
124. On the development of detonation in a nonuniformly heated gas [Текст] / Y. B. Zeldovich [и др.] // *Astro. Acta*. — 1970. — Т. 15. — С. 313—321.
125. *Зельдович, Я.* К теории равномерного распространения пламени [Текст] / Я. Зельдович, Д. Франк-Каменецкий // *Докл. АН СССР*. — 1938. — Т. 19. — С. 693—695.

126. *Зельдович, Я.* Теория теплового распространения пламени [Текст] / Я. Зельдович, Д. Франк-Каменецкий // Журнал физической химии. — 1938. — Т. 12. — С. 100—105.
127. *Зельдович, Я.* К теории распространения пламени [Текст] / Я. Зельдович // Журнал физической химии. — 1948. — Т. 22. — С. 27—48.
128. *Zeldovich, Y. B.* Theory of flame propagation [Текст] / Y. B. Zeldovich, G. Varenblatt // Combustion and flame. — 1959. — Т. 3. — С. 61—74.
129. *Зельдович, Я. Б.* Цепные реакции в горячих пламенах — приближенная теория скорости пламени [Текст] / Я. Б. Зельдович // Кинетика и катализ. — 1961. — Т. 2. — С. 305—316.
130. К вопросу о возникновении детонации в неравномерно нагретой газовой смеси [Текст] / Б. Гельфанд [и др.] // Физика горения и взрыва. — 1985. — Т. 21, № 4. — С. 118.
131. *He, L.* Theoretical determination of the critical conditions for the direct initiation of detonations in hydrogen-oxygen mixtures [Текст] / L. He // Combustion and Flame. — 1996. — Т. 104, № 4. — С. 401—418.
132. Mechanisms of detonation formation due to a temperature gradient [Текст] / А. Карила [и др.] // Combustion Theory and Modelling. — 2002. — Т. 6, № 4. — С. 553—594.
133. *Sharpe, G. J.* Detonation ignition from a temperature gradient for a two-step chain-branching kinetics model [Текст] / G. J. Sharpe, M. Short // Journal of Fluid Mechanics. — 2003. — Т. 476. — С. 267—292.
134. Detonability of H₂/CO/CO₂/Air Mixtures [Текст] / А. У. Kusharin [и др.] // Combustion science and technology. — 1998. — Т. 135, № 1—6. — С. 85—98.
135. *Зельдович, Я.* Теория детонации [Текст] / Я. Зельдович, А. Компанец. — М. : Техничко-теоритической литературы, под редакцией Шустова С.Н., 1955. — 268 с.
136. Механизм ускорения пламени и переход в детонация в водородно-кислородной смеси в канале [Текст] / М. Ф. Иванов [и др.] // Доклады Академии Наук. — 2010. — Т. 434, № 6. — С. 1—4.

137. HOT SPOT FORMATION BY THE PROPAGATING FLAME AND THE INFLUENCE OF EGR ON KNOCK OCCURRENCE IN SI ENGINES [Текст] / М. А. LIBERMAN [и др.] // *Combustion Science and Technology*. — 2006. — Т. 178, вып. 9. — С. 1613—1647. — URL: <http://doi.org/10.1080/00102200500536316>.
138. *Maas, U.* Ignition processes in hydrogen? oxygen mixtures [Текст] / U. Maas, J. Warnatz // *Combustion and flame*. — 1988. — Т. 74, № 1. — С. 53—69.
139. *McBride, B. J.* Coefficients for calculating thermodynamic and transport properties of individual species [Текст]. Т. 4513 / B. J. McBride. — National Aeronautics, Space Administration, Office of Management ..., 1993.
140. *Lewis, B.* Combustion, flames and explosions of gases [Текст] / B. Lewis, G. Von Elbe. — Academic press, 1987.
141. *Зельдович, Я.* К теории распространения детонации в газообразных системах [Текст] / Я. Зельдович // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. — 1940. — Т. 10, № 5. — С. 542—568.
142. *Zeldovich, Y.* Flame propagation in a substance reacting at initial temperature [Текст] / Y. Zeldovich // *Combust. Flame*. — 1980. — Т. 39, № 3. — С. 219—224.
143. *Ng, H. D.* Direct initiation of detonation with a multi-step reaction scheme [Текст] / H. D. Ng, J. H. Lee // *Journal of Fluid Mechanics*. — 2003. — Т. 476. — С. 179—211.
144. Magnetic Field Influence on the Gas Detonation Induced by Spark Discharge [Текст] / V. S. Aksenov [и др.] // *Flow, turbulence and combustion*. — 2010. — Т. 84, № 4. — С. 607—616.
145. *Bazhenova, T.* Gas ignition behind shock waves [Текст] / T. Bazhenova, R. Soloukhin // *7th Symposium (International) on Combustion*. — Butterworths, London : Combustion Institute, 1959. — С. 866—875.
146. *Edwards, D. H.* Initiation of detonation by steady planar incident shock waves [Текст] / D. H. Edwards, G. O. Thomas, T. L. Williams // *Combust. Flame*. — 1981. — Т. 43, № 1. — С. 187—198.

147. *Pavlov, V. A.* Measurement of Ignition Limits and Induction Times of Hydrogen–Air Mixtures Behind the Incident Shock Wave Front at Low Temperatures [Текст] / V. A. Pavlov, G. Y. Gerasimov // J. Eng. Phys. Thermophys. — 2014. — Т. 87, № 6. — С. 1291—1297.
148. *Dryer, F. L.* Ignition of syngas/air and hydrogen/air mixtures at low temperatures and high pressures: Experimental data interpretation and kinetic modeling implications [Текст] / F. L. Dryer, M. Chaos // Combust. Flame. — 2008. — Т. 152, № 1. — С. 293—299.
149. *Wang, B.* Ignition of shock-heated H₂-air-steam mixtures [Текст] / B. Wang, H. Olivier, H. Gronig // Combust. Flame. — 2003. — Т. 133, № 1. — С. 93—106.
150. New syngas/air ignition data at lower temperature and elevated pressure and comparison to current kinetics models [Текст] / E. Petersen [и др.] // Combust. Flame. — 2007. — Т. 149, № 1. — С. 244—247.
151. *Pang, G.* Experimental study and modeling of shock tube ignition delay times for hydrogen-oxygen-argon mixtures at low temperatures [Текст] / G. Pang, D. Davidson, R. Hanson // Proc. Combust. Inst. — 2009. — Т. 32, № 1. — С. 181—188.
152. *Westbrook, C.* Chemical kinetics of hydrocarbon ignition in practical combustion systems [Текст] / C. Westbrook // Proc. Combust. Inst. — 2000. — Т. 28, № 2. — С. 1563—1577.
153. *Herzler, J.* Shock tube study of the ignition of lean n-heptane/air mixtures at intermediate temperatures and high pressures [Текст] / J. Herzler, L. Jerig, P. Roth // Proc. Combust. Inst. — 2005. — Т. 30, № 1. — С. 1147—1153.
154. Quantum Phenomena in Ignition and Detonation at Elevated Density [Текст] / A. V. Drakon [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Т. 109, вып. 18. — С. 183201.
155. *Medvedev, S.* Low-temperature ignition delay for hydrogen-air mixtures in light of a reaction mechanism with quantum correction [Текст] / S. Medvedev, G. Agafonov, S. Khomik // Acta Astronaut. — 2016. — Т. 126. — С. 150—153.

156. Ignition delay in hydrogen-air and syngas-air mixtures: Experimental data interpretation via flame propagation [Текст] / S. Medvedev [и др.] // *Combust. Flame.* — 2010. — Т. 157, № 7. — С. 1436—1438.
157. *Agafonov, G. L.* Autoignition of propane behind shock waves [Текст] / G. L. Agafonov, A. M. Tereza // *Russ. J. Phys. Chem. B.* — 2015. — Т. 9, № 1. — С. 92—103.
158. *Short, M.* Weak detonations, their paths and transition to strong detonation [Текст] / M. Short, J. W. Dold // *Combust. Theory Modell.* — 2002. — Т. 6, № 2. — С. 279—296.
159. *Short, M.* Unsteady Gasdynamic Evolution of an Induction Domain Between a Contact Surface and a Shock Wave. I: Thermal Runaway [Текст] / M. Short, J. W. Dold // *SIAM J. Appl. Math.* — 1996. — Т. 56, № 5. — С. 1295—1316.
160. *Singh, G.* Transient phenomena in the initiation of a mechanically driven plane detonation [Текст] / G. Singh, J. Clarke // *Proc. R. Soc. London, Ser. A.* — 1992. — Т. 438, № 1902. — С. 23—46.
161. *Dold, J.* Comparison between shock initiations of detonation using thermally-sensitive and chain-branching chemical models [Текст] / J. Dold, A. Kapila // *Combust. Flame.* — 1991. — Т. 85, № 1. — С. 185—194.
162. Accumulating sequence of ignitions from a propagating pulse [Текст] / J. Dold [и др.] // *Combust. Flame.* — 1995. — Т. 100, № 3. — С. 465—473. — 25th Symposium (International) on Combustion Papers.
163. *Bdzil, J. B.* Shock-to-detonation transition: A model problem [Текст] / J. B. Bdzil, A. K. Kapila // *Phys. Fluids A.* — 1992. — Т. 4, № 2. — С. 409—418.
164. *Blythe, P. A.* Shock-generated ignition: the induction zone [Текст] / P. A. Blythe, D. G. Crighton // *Proc. R. Soc. London, Ser. A.* — 1989. — Т. 426, № 1870. — С. 189—209.
165. *Hooker, W. J.* Testing Time and Contact-Zone Phenomena in Shock-Tube Flows [Текст] / W. J. Hooker // *Phys. Fluids.* — 1961. — Т. 4, № 12. — С. 1451—1463.

166. *Noskov, M. A.* Effect of nonisentropic processes on transition from combustion to detonation in combustible mixtures [Текст] / M. A. Noskov, P. Wolanski, S. M. Frolov // *Combust., Explos. Shock Waves* (Engl. Transl.) — 1995. — Т. 31, № 3. — С. 297—303.
167. Self-ignition of hydrogen mixtures at high initial pressures [Текст] / B. E. Gelfand [и др.] // *Proceedings of the Academy of Sciences.* — 1996. — Т. 349, № 4. — С. 183—186.
168. *Kauffman, C. W.* Dust Related Detonations [Текст] / C. W. Kauffman, M. Sichel, P. Wolański // *Dynamic Structure of Detonation in Gaseous and Dispersed Media* / под ред. А. А. Borissov. — Dordrecht : Springer Netherlands, 1991. — С. 267—311.
169. Effects of boundary layer on flame propagation generated by forced ignition behind an incident shock wave [Текст] / S. Ishihara [и др.] // *Shock Waves.* — 2016. — Т. 26, № 5. — С. 599—609.
170. *Strehlow, R. A.* Detonation initiation behind an accelerating shock wave [Текст] / R. A. Strehlow, A. J. Crooker, R. E. Cusey // *Combust. Flame.* — 1967. — Т. 11, № 4. — С. 339—351.
171. *Li, J.* Experimental study on transmission of an overdriven detonation wave from propane/oxygen to propane/air [Текст] / J. Li, W. H. Lai, L. F. K. Chung K. // *Combust. Flame.* — 2008. — Т. 154, № 3. — С. 331—345.
172. Радиационные характеристики воздуха в ультрафиолетовой и вакуумной ультрафиолетовой областях спектра за фронтом сильных ударных волн [Текст] / Н. Быкова [и др.] // *Химическая Физика.* — 2018. — Т. 37. — С. 35—41.
173. *Taki, S.* One-dimensional nonsteady processes accompanied by the establishment of self-sustained detonation [Текст] / S. Taki, T. Fujiwara // *Symp. (Int.) Combust., [Proc.]* — 1971. — Т. 13, № 1. — С. 1119—1129.
174. *Dzieminska, E.* Auto-ignition and DDT driven by shock wave - boundary layer interaction in oxyhydrogen mixture [Текст] / E. Dzieminska, A. K. Hayashi // *Int. J. Hydrogen Energy.* — 2013. — Т. 38, № 10. — С. 4185—4193.

175. *Regele, J. D.* Effects of high activation energies on acoustic timescale detonation initiation [Текст] / J. D. Regele, D. R. Kassoy, O. V. Vasilyev // *Combust. Theory Modell.* — 2012. — Т. 16, № 4. — С. 650—678.
176. Evolution of detonation formation initiated by a spatially distributed, transient energy source [Текст] / J. D. Regele [и др.] // *J. Fluid Mech.* — 2016. — Т. 802. — С. 305—332.
177. *Kassoy, D. R.* The Zeldovich spontaneous reaction wave propagation concept in the fast/modest heating limits [Текст] / D. R. Kassoy // *J. Fluid Mech.* — 2016. — Т. 791. — С. 439—463.
178. *Frolov, S. M.* Spontaneous combustion regimes [Текст] / S. M. Frolov, B. E. Gel'fand, S. A. Tsyganov // *Combust., Explos. Shock Waves (Engl. Transl.)* — 1992. — Т. 28, № 5. — С. 462—474.
179. *Oran, E. S.* The structure of detonation waves [Текст] / E. S. Oran, K. Kailasanath, R. H. Guirguis // *Le Journal de Physique Colloques.* — 1987. — Т. 48, № C4. — С. C4-105—C4-117.
180. Numerical Study of the Detonation Wave Structure in Ethylene-oxygen Mixtures [Текст] / A. Khokhlov [и др.] // *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. T. 2.* — Reston, Virginia : American Institute of Aeronautics, Astronautics, 2004. — С. 792.
181. *Mahmoudi, Y.* Hydrodynamic instabilities and transverse waves in propagation mechanism of gaseous detonations [Текст] / Y. Mahmoudi, K. Mazaheri, S. Parvar // *Acta Astronaut.* — 2013. — Т. 91. — С. 263—282.
182. *Kryuchkov, S. I.* Critical conditions for detonation propagation through mixture with decreasing reaction rate [Текст] / S. I. Kryuchkov, S. B. Dorofeev, A. A. Efimenko // *Symp. (Int.) Combust., [Proc.]* — 1996. — Т. 26, № 2. — С. 2965—2972.
183. *Kailasanath, K.* Ignition of Flamelets Behind Incident Shock Waves and the Transition to Detonation [Текст] / K. Kailasanath, E. S. Oran // *Combust. Sci. Technol.* — 1983. — Т. 34, № 1—6. — С. 345—362.
184. *Gidasov, V. Y.* Numerical Simulation of Experiments to Determine Ignition Delays behind Incident Shock Wave [Текст] / V. Y. Gidasov, N. S. Severina // *Combust., Explos. Shock Waves (Engl. Transl.)* — 2013. — Т. 49, № 4. — С. 409—417.

185. *White, D. R.* Influence of diaphragm opening time on shock-tube flows [Текст] / D. R. White // *J. Fluid Mech.* — 1958. — Т. 4, № 6. — С. 585—599.
186. Diaphragm opening effects on shock wave formation and acceleration in a rectangular cross section channel [Текст] / S. A. Pakdaman [и др.] // *Shock Waves.* — 2016. — Т. 26, № 6. — С. 799—813.
187. Mechanism of self-ignition of pressurized hydrogen flowing into the channel through rupturing diaphragm [Текст] / M. Ivanov [и др.] // *Int. J. Hydrogen Energy.* — 2017. — Т. 42, № 16. — С. 11902—11910.
188. *Schlichting, H.* Entstehung der Turbulenz [Текст] / H. Schlichting. — Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 1959. — С. 351—450. — *Fluid Dynamics I / Strömungsmechanik I.*
189. *Wu Xiaohua; Moin, P.* Transitional and turbulent boundary layer with heat transfer [Текст] / P. Wu Xiaohua; Moin // *Physics of Fluids.* — 2010. — Т. 22, вып. 8. — С. 085105. — URL: <http://doi.org/10.1063/1.3475816>.
190. *Zaki, T. A.* From Streaks to Spots and on to Turbulence: Exploring the Dynamics of Boundary Layer Transition [Текст] / T. A. Zaki // *Flow, Turbulence and Combustion.* — 2013. — Т. 91, вып. 3. — С. 451—473. — URL: <http://doi.org/10.1007/s10494-013-9502-8>.
191. Hairpin vortices in turbulent boundary layers [Текст] / G. Eitel-Amor [и др.] // *Physics of Fluids.* — 2015. — Т. 27, вып. 2. — С. 025108. — URL: <http://doi.org/10.1063/1.4907783>.
192. *Lee, J.* Photochemical initiation of gaseous detonations [Текст] / J. Lee, R. Knystautas, N. Yoshikawa // *Acta Astronaut.* — 1978. — Т. 5, № 11. — С. 971—982.
193. *Bach, G.* Direct initiation of spherical detonations in gaseous explosives [Текст] / G. Bach, R. Knystautas, J. Lee // *Symp. (Int.) Combust., [Proc.]* — 1969. — Т. 12, № 1. — С. 853—864.
194. *Kiefer, J. H.* Refractive index change and curvature in shock waves by angled beam refraction [Текст] / J. H. Kiefer, A. C. Manson // *Rev. Sci. Instrum.* — 1981. — Т. 52, № 9. — С. 1392—1396.
195. *Shepherd, J.* Detonation in gases [Текст] / J. Shepherd // *Proc. Combust. Inst.* — 2009. — Т. 32, вып. 1. — С. 83—98.

196. *Subbotin, V. A.* Two kinds of transverse wave structures in multifront detonation [Текст] / V. A. Subbotin // *Combust., Explos. Shock Waves* (Engl. Transl.) — 1975. — Т. 11, № 1. — С. 83—88.
197. *Medvedev, S. P.* Visualization results of hydrogen ignition in shock tubes [Текст] / S. P. Medvedev // *15th Intl. Symp. Flow Visualization, ISFV15-163-PL7.* — 2012.
198. An experimental and modeling study of propene oxidation. Part 2: Ignition delay time and flame speed measurements [Текст] / S. M. Burke [и др.] // *Combustion and Flame.* — 2015. — Т. 162, № 2. — С. 296—314.
199. *Кришеник, П.* Эстафетный режим горения гетерогенных систем [Текст] / П. Кришеник, К. Шкадинский // *Физика горения и взрыва.* — 2005. — Т. 41, № 5. — С. 70—76.
200. *Moore, S.* High propagation rates of explosions in large volumes of gaseous mixtures [Текст] / S. Moore, F. Weinberg // *Nature.* — 1981. — Т. 290, № 5801. — С. 39—40.
201. Laser ignition of combustible gases by radiative heating of small particles [Текст] / P. Hills [и др.] // *Combustion and flame.* — 1992. — Т. 91, № 3/4. — С. 399—412.
202. Ignition by mechanical sparks: ignition of hydrogen/air mixtures by submillimeter-sized hot particles [Текст] / D. Roth [и др.] // *Combustion Science and Technology.* — 2014. — Т. 186, № 10/11. — С. 1606—1617.
203. *Beyrau, F.* Ignition of fuel/air mixtures by radiatively heated particles [Текст] / F. Beyrau, M. Hadjipanayis, R. Lindstedt // *Proceedings of the combustion institute.* — 2013. — Т. 34, № 2. — С. 2065—2072.
204. *Beyrau, F.* Time-resolved temperature measurements for inert and reactive particles in explosive atmospheres [Текст] / F. Beyrau, M. Hadjipanayis, R. Lindstedt // *Proceedings of the Combustion Institute.* — 2015. — Т. 35, № 2. — С. 2067—2074.
205. *Berkowitz, A. M.* The photo-induced ignition of quiescent ethylene/air mixtures containing suspended carbon nanotubes [Текст] / A. M. Berkowitz, M. A. Oehlschlaeger // *Proceedings of the Combustion Institute.* — 2011. — Т. 33, № 2. — С. 3359—3366.

206. Deflagration-to-detonation transition via the distributed photo ignition of carbon nanotubes suspended in fuel/oxidizer mixtures [Текст] / D. J. Finigan [и др.] // *Combustion and Flame*. — 2012. — Т. 159, № 3. — С. 1314—1320.
207. *Зельдович, Я. Б.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений [Текст] / Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. — М. : Наука, 1966. — 686 с.
208. *Joulin, G.* On Radiation-Affected Flame Propagation in Gaseous Mixtures Seeded with Inert Particles [Текст] / G. Joulin, B. Deshaies // *Combustion science and technology*. — 1986. — Т. 47, № 5/6. — С. 299—315.
209. *Joulin, G.* Radiation-dominated propagation and extinction of slow, particle-laden gaseous flames [Текст] / G. Joulin, M. Eudier // *Symposium (International) on Combustion*. Т. 22. — Elsevier. 1989. — С. 1579—1585.
210. *Пятницкий, Л. Н.* Распространение пламени и акустика [Текст] / Л. Н. Пятницкий // *Физика горения и взрыва*. — 2019. — Т. 55, № 6. — С. 3—13.
211. *Krivosheyev, P. N.* High-speed imaging of DDT in a round tube [Текст] / P. N. Krivosheyev, O. G. Penyazkov, A. Sakalou // *27-th ICDERS*. — 2019.
212. Experimental study of flame acceleration and the deflagration-to-detonation transition under conditions of transverse venting [Текст] / V. Alekseev [и др.] // *J. Loss Prev. Process Ind.* — 2001. — Т. 14, № 6. — С. 591—596.
213. *Babkin, V. S.* Detonation onset in rough tubes [Текст] / V. S. Babkin, L. S. Kozachenko // *Zh. Prikl. Mech. Tech. Phys (in Russian)*. — 1960. — № 3. — С. 165—174.
214. *Yanez, J.* Experimental study and theoretical analysis of a ‘strange wave’ [Текст] / J. Yanez, M. Kuznetsov // *Combustion and Flame*. — 2016.
215. *Vasil’ev, A. A.* Optimization of the deflagration-to-detonation transition [Текст] / A. A. Vasil’ev // *Combust., Explos. Shock Waves (Engl. Transl.)* — 2012. — Т. 48, № 3. — С. 269—277.
216. *Manzhalei, V. I.* Detonation regimes of gases in capillaries [Текст] / V. I. Manzhalei // *Combust., Explos. Shock Waves (Engl. Transl.)* — 1992. — Т. 28, № 3. — С. 296—302.

217. *Wu, Y.* An experimental study on the detonation transmission behaviours in acetylene-oxygen-argon mixtures [Текст] / Y. Wu, Q. Zheng, C. Weng // *Energy*. — 2017. — Т. 143.
218. *Zhang, B.* Effect of acoustically absorbing wall tubes on the near-limit detonation propagation behaviors in a methane-oxygen mixture [Текст] / B. Zhang, H. Liu // *Fuel*. — 2018. — Т. 236.
219. *Grondin, J.-S.* Experimental observation of the onset of detonation downstream of a perforated plate [Текст] / J.-S. Grondin, J. H. S. Lee // *Shock Waves*. — 2010. — Т. 20. — С. 381—386.
220. Limits and mechanism of detonation re-initiation behind a multi-orifice plate [Текст] / S. Khomik [и др.] // *Shock Waves*. — 2012. — Т. 22.
221. Experimental study on transmission of an overdriven detonation wave from propane/oxygen to propane/air [Текст] / J. Li [и др.] // *Combust. Flame*. — 2008. — Т. 154, № 3. — С. 331—345.
222. *Johnson, R.* Modelling of fast flame–shock wave interactions with a variable piston speed [Текст] / R. Johnson, A. McIntosh, X.-S. Yang // *Combust. Theory Modelling*. — 2003. — Т. 7. — С. 29—44.
223. *Ng, H.* Assessment of detonation hazards in high-pressure hydrogen storage from chemical sensitivity analysis [Текст] / H. Ng, Y. Ju, J. Lee // *Int. J. Hydrogen Energy*. — 2007. — Т. 32, № 1. — С. 93—99.
224. Flame acceleration and DDT run-up distance for smooth and obstacles filled tubes [Текст] / M. Silvestrini [и др.] // *J. Loss Prev. Process Ind.* — 2008. — Т. 21, № 5. — С. 555—562.
225. G. Smith [и др.]. — — URL: http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/.
226. *Thomas, G. O.* Experimental observations of flame acceleration and transition to detonation following shock–flame interaction [Текст] / G. O. Thomas, R. J. Bambrey, C. J. Brown // *Combust. Theory Modell.* — 2001. — Т. 5, № 4. — С. 527—528.
227. *Manzhalei, V.* Gas detonation in a channel with transverse ribs [Текст] / V. Manzhalei // *Combustion Explosion and Shock Waves - COMBUST EXPL SHOCK WAVES-ENGL.* — 2007. — Т. 43. — С. 567—571.

228. *Kellenberger, M.* Propagation mechanisms of supersonic combustion waves [Текст] / M. Kellenberger, G. Ciccarelli // Proc. Combust. Inst. — 2015. — Т. 35, № 2. — С. 2109—2116.
229. *Lee, J. H.* High speed turbulent deflagrations and transition to detonation in H₂air mixtures [Текст] / J. H. Lee, R. Knystautas, A. Freiman // Combust. Flame. — 1984. — Т. 56, № 2. — С. 227—239.
230. *Peraldi, O.* Criteria for transition to detonation in tubes [Текст] / O. Peraldi, R. Knystautas, J. Lee // Proc. Combust. Inst. — 1988. — Т. 21, № 1. — С. 1629—1637.
231. *Medvedev, S. P.* Transition to Quasi-Detonation via Shock – Obstacle Interaction [Текст] / S. P. Medvedev, A. N. Polenov, G. B. E. // Proceedings of the 21th International Colloquium on the Dynamics of Explosion and Reactive Systems (ICDERS), Paper 191. — Poitiers, France, 2007. — URL: [www . icders . org / ICDERS2007 / PapersICDERS2007/ICDERS2007-0191.pdf](http://www.icders.org/ICDERS2007/PapersICDERS2007/ICDERS2007-0191.pdf).
232. Deflagration-to-detonation transition in air-binary fuel mixtures in an obstacle-laden channel [Текст] / S. P. Medvedev [и др.] // Russ. J. Phys. Chem. B. — 2010. — Т. 4, № 1. — С. 70—74.
233. On critical conditions for detonation initiation by shock reflection from obstacles [Текст] / G. Thomas [и др.] // Shock Waves. — 2002. — Т. 12, № 2. — С. 111—119.
234. *Cross, M.* DDT and detonation propagation limits in an obstacle filled tube [Текст] / M. Cross, G. Ciccarelli // J. Loss Prev. Process Ind. — 2015. — Т. 36. — С. 380—386.
235. *Щёлкин, К.* Газодинамика горения [Текст] / К. Щёлкин, Я. Трошин. — М. : Изд АН СССР, 1963. — 256 с.
236. *Urtiew, P.* Transverse flame-shock interactions in an explosive gas [Текст] / P. Urtiew, A. Oppenheim // Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences. — 1968. — Т. 304, № 1478. — С. 379—385.

237. Deflagration-to-detonation transition in highly reactive combustible mixtures [Текст] / M. Liberman [и др.] // *Acta Astronaut.* — 2010. — Т. 67, вып. 7/8. — С. 688—701. — URL: <http://doi.org/10.1016/j.actaastro.2010.05.024>.
238. *Dunn-Rankin, D.* Numerical and experimental study of "tulip" flame formation in a closed vessel [Текст] / D. Dunn-Rankin, P. K. Barr, R. F. Sawyer // *Symp. (Int.) Combust., [Proc.]* — 1988. — Т. 21, № 1. — С. 1291—1301. — URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0082078488803606>.
239. *Jomaas, G.* Surface Morphology and Self-Acceleration of Expanding Spherical Flames [Текст] / G. Jomaas, C. Law // 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition. — American Institute of Aeronautics, Astronautics, 2009. — URL: <https://doi.org/10.2514/6.2009-1185>.
240. Acceleration of hydrogen/air flames in a cylindrical envelope [Текст] / V. V. Golub [и др.] // *International Journal of Hydrogen Energy.* — 2017. — Т. 42, вып. 17. — С. 12724—12734. — URL: <http://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2017.03.177>.
241. *Jomaas, G.* On transition to cellularity in expanding spherical flames [Текст] / G. Jomaas, C. K. Law, J. K. Bechtold // *Journal of Fluid Mechanics.* — 2007. — Т. 583. — С. 1—26. — URL: <http://doi.org/10.1017/S0022112007005885>.
242. Flame Speed and Self-Similar Propagation of Expanding Turbulent Premixed Flames [Текст] / S. Chaudhuri [и др.] // *Physical Review Letters.* — 2012. — Т. 108, вып. 4. — С. 44503. — URL: <http://doi.org/10.1103/physrevlett.108.044503>.
243. *Kagan, L.* Transition to detonation of an expanding spherical flame [Текст] / L. Kagan, G. Sivashinsky // *Combustion and Flame.* — 2017. — Т. 175. — С. 307—311. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010218016301201> ; Special Issue in Honor of Norbert Peters.
244. *Sivashinsky, G. I.* Some developments in premixed combustion modeling [Текст] / G. I. Sivashinsky // *Proceedings of the Combustion Institute.* —

2002. — Т. 29, вып. 2. — С. 1737—1761. — URL: <http://doi.org/10.1016/s1540-7489%2802%2980213-9>.
245. *Akkerman, V.* Accelerative propagation and explosion triggering by expanding turbulent premixed flames [Текст] / V. Akkerman, S. Chaudhuri, C. K. Law // *Physical Review E*. — 2013. — Т. 87, вып. 2. — С. 023008. — URL: <http://doi.org/10.1103/PhysRevE.87.023008>.
246. *Akkerman, V.* Effect of acoustic coupling on power-law flame acceleration in spherical confinement [Текст] / V. Akkerman, C. K. Law // *Physics of Fluids*. — 2013. — Т. 25, вып. 1. — С. 013602. — URL: <http://doi.org/10.1063/1.4773196>.
247. *Poludnenko, A. Y.* Spontaneous Transition of Turbulent Flames to Detonations in Unconfined Media [Текст] / A. Y. Poludnenko, T. A. Gardiner, E. S. Oran // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — Т. 107, вып. 5. — С. 054501. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.054501>.
248. *Nicoud, F.* Thermoacoustic instabilities: Should the Rayleigh criterion be extended to include entropy changes? [Текст] / F. Nicoud, T. Poinsot // *Combustion and Flame*. — 2005. — Т. 142, № 1. — С. 153—159. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010218005000775>.
249. *Yu, R.* Fractal flame structure due to the hydrodynamic Darrieus-Landau instability [Текст] / R. Yu, X.-S. Bai, V. Bychkov // *Phys. Rev. E*. — 2015. — Т. 92, вып. 6. — С. 063028. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.92.063028>.