

На правах рукописи

Сабденов Каныш Оракбаевич

**ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ
И ГИДРОГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ
ПРИ ГОРЕНИИ ГАЗОВ И РАКЕТНЫХ ТОПЛИВ**

Специальность 01.04.14 – «Теплофизика и теоретическая теплотехника»

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Томск – 2007

Работа выполнена в Томском политехническом университете
и в Томском государственном университете

Официальные оппоненты:

Академик РАН,

доктор физико-математических наук,
профессор

А.М. Липанов

Доктор физико-математических наук,
профессор

В.К. Смоляков

Доктор физико-математических наук,
профессор

В.Г. Бутов

Ведущая организация: Федеральное государственное унитарное
предприятие «Федеральный научно-производственный центр
«АЛТАЙ», г. Бийск

Защита диссертации состоится « » 2007 г. в 14³⁰ часов в 228 ауд.
10 уч. корпуса на заседании диссертационного совета ДС 212.025.01 при
Томском политехническом университете (634050, г. Томск, пр. Ленина, 30).

С диссертацией можно ознакомиться в научно-технической библиотеке
Томского политехнического университета.

Автореферат разослан « » 2007 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,

доктор технических наук



А.А. Орлов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Во многих энергетических установках (двигатели внутреннего сгорания, реактивные двигатели, различные камеры сжигания) технологические процессы основаны на горении твердых или газообразных топлив, сопряженные сложными гидродинамическими или газодинамическими течениями. Как правило, это сложный и многоэтапный физико-химический процесс. При этом важно знать физические механизмы, лежащие в его основе и обеспечивающие существование ламинарного пламени, его устойчивость, возможность перехода в турбулентное пламя и др., которые непосредственно отражаются на эффективности, физической и экологической безопасности использования энергетических установок.

Исследования в этом направлении заключаются в выделении основных факторов и последующем детальном их рассмотрении. После чего на основе полученных данных производится общий анализ рассматриваемой физической системы. Как показывает опыт, основными целями исследования являются выяснение механизма разложения (твердого) топлива на химически реагирующие компоненты, детальной структуры пламени в газовой фазе, нахождение условия устойчивости пламени, возможность возникновения взрывного вида горения.

Обеспечение экологической безопасности используемых технологий заключается не только в обеспечении полноты химического превращения, но и в минимизации воздействия на окружающую среду образующихся продуктов горения. Здесь на первый план выступают гидродинамические задачи: исследование атмосферного переноса и удержание вредных примесей в очистительных установках.

Фундаментальные теоретические основы ламинарного горения газов заложены в работах Я.Б. Зельдовича и Д.А. Франк-Каменецкого (1938), где они дали физическое и математическое объяснение существования скорости движения пламени. Несколько позже независимо друг от друга П. Даррье (1941) и Л.Д. Ландау (1944) показали его абсолютную неустойчивость по отношению к гидродинамическим возмущениям, следовательно, пламя может быть только турбулентным. Позже Дж. Маркштейн высказал предположение зависимости скорости пламени от кривизны его фронта, и тем самым, указал один из путей решения возникшей проблемы существования ламинарного горения. Для объяснения наблюдаемой гидродинамической устойчивости пламени константа Дж. Маркштейна должна быть, по крайней мере, на порядок больше толщины зоны прогрева. Но многочисленные попытки вычислить константу Дж. Маркштейна приводили к неудовлетворительным результатам: искомая константа оказывалась равной толщине зоны прогрева, приводящая к устойчивому пламени размером много меньше экспериментального значения.

Другой вид неустойчивости, диффузионно-тепловая, была предметом длительного спора по поводу условия своего возникновения (М. Розен, 1954, Б. Льюис и Г. Эльбе, 1938, Г.И. Баренблатт, Я.Б. Зельдович, А.Г. Истратов, 1962).

В конечном счете, А.П. Алдушин, С.Г. Каспарян (1979), представив скорость химической реакции в виде δ -функционального источника показали, что область диффузионно-тепловой устойчивости располагается в малой окрестности вблизи числа Льюиса, равном единице. Но использование такой формы источника дает весьма ограниченную информацию.

Еще Я.Б. Зельдович, Г.И. Баренблатт, В.Б. Либрович и Г.М. Махвиладзе (1980) указали на тесную связь между задачами поиска численного значения константы Дж. Маркштейна и условия диффузионно-тепловой устойчивости пламени, но вопрос о численном значении этой константы, как и условие спонтанного возникновения турбулентного горения, остались открытыми.

Явление самопроизвольного перехода медленного горения в детонацию в замкнутых и полужамкнутых пространствах, несмотря на значительную практическую значимость, остается к настоящему времени слабо изученным вопросом. Любая попытка в этом направлении сталкивается с большими трудностями описания турбулентного горения газов, которое занимает одно из центральных мест в теории и практике физики горения и взрыва. Основная задача нахождения скорости турбулентного горения в первом приближении была решена Г. Дамкелером (1940) и К.И. Щелкиным (1943). Они предложили поверхностную модель, согласно которой турбулентное пламя представляется в виде сильно искривленной поверхности, малый участок которой движется с нормальной скоростью ламинарного горения. Впоследствии К.И. Щелкин (1939, 1963) предложил простой сценарий возникновения спонтанной детонации, который констатирует существование обратной положительной связи между турбулентностью в потоке газа и поверхностью горения турбулентного пламени, что обеспечивает его ускорение и последующее возникновение детонации. В настоящее время развиваются полуэмпирические и статистические подходы (Н.Н. Смирнов, 1995-2004) к моделированию перехода медленного горения в детонацию. Но подход, заложенный К.И. Щелкиным, не утратил своего значения и требует дальнейшего совершенствования.

Сразу же на начальной стадии разработки в СССР ракетного оружия с твердотопливными двигателями инженеры и ученые столкнулись с явлением неустойчивого горения. При этом могла возникнуть неустойчивость двух видов: низкочастотная и высокочастотная. Для решения проблемы неустойчивого горения ракетных топлив Я.Б. Зельдовичем (1939) была разработана феноменологическая теория нестационарного горения (ФТНГ). На основе этой теории удалось связать условие возникновения неустойчивого горения ракетного топлива с эмпирическим параметром, характеризующим изменчивость его скорости горения при различных начальных температурах. Позже Б.В. Новожилов (1967) существенно усовершенствовал ФТНГ Я.Б. Зельдовича: он предложил учитывать переменность температуры поверхности горения ракетного топлива. Новая теория ФТНГ в форме Зельдовича-Новожилова стала одним из основных инструментов теоретиков, занимавшихся вопросами обеспечения устойчивого горения в двигателях ракет.

Феноменологическая теория нестационарного горения в форме Зельдовича-Новожилова не позволяет с достаточной точностью описывать высокочастотное нестационарное горение, т.к. при высоких (акустических) частотах начинает сильно проявляться инерционность газовой фазы. Этим и объясняется дальнейшие попытки создания более общей теории (Б.В. Новожилов, З.И. Каганова и др., 1988-2004), где бы учитывалось время релаксации диффузионных и тепловых процессов в газовой фазе. В указанных работах распад топлива считается происходящим по механизму, предложенным А.Ф. Беляевым (1940). Но, согласно Ф. Вильямсу (1971), такой механизм реализуется при очень высоких давлениях, при относительно низких давлениях ракетное топливо распадается по механизму пиролиза (М. Денисон и Е. Баум, 1975).

Высокочастотное нестационарное горение с разложением взрывчатых веществ и ракетного топлива по механизму пиролиза остается практически не изученным. Здесь наиболее перспективный путей исследования – это феноменологический подход, обладающий общностью результатов.

Кроме того, сам подход Зельдовича-Новожилова нуждается в дальнейшем совершенствовании. В частности, необходимо провести детальный анализ на возможность замены градиента температуры на поверхности разложения топлива на эффективную начальную температуру.

Другой класс практически важных задач возникает при использовании на производстве химических и ядерных технологий – это минимизация последствий нештатных ситуаций, сопровождающихся выбросом в атмосферу значительного количества вредных веществ. Широко распространенный подход к моделированию атмосферного переноса основан на решении уравнений турбулентного переноса. Но если атмосфера устойчиво стратифицирована, то турбулентность в ней сосредотачивается лишь в отдельных блинообразных областях (Ю. Ву, 1969), где стратификация отсутствует. Поэтому к сильно стратифицированной атмосфере обычная теория турбулентного переноса не применима. Поэтому здесь необходимы новые подходы, основанные на слежении за эволюцией пятен турбулентности (Г.И. Баренблатт, 1975) и расчете выпадения из него частиц примеси.

Также при применении ряда технологий в химической промышленности и энергетике (например, ТЭЦ) предусматривается разделение сепараторами газов (в частности воздуха) от взвешенных в них мелкодисперсных частиц в твердой или жидкой фазе. Одним из широко распространенных сепараторов является пенный и центробежно-барботажный аппараты (А.П. Бурдуков А.П., А.Р. Дорохов, 1985). Несмотря на наличие ряда эмпирических соотношений (В.Н. Ужов, А.Ю. Вальдберг и др., 1981), позволяющих в ограниченных условиях проектировать такие устройства, последовательный теоретический анализ действующих физических процессов в настоящее время отсутствует, что затрудняет создавать более совершенные очищающие установки. М.А. Гольдштик (1973) высказал гипотезу, согласно которой осаждение частиц происходит по «механизму удара». Для проверки правильности этой концепции

необходимо математическое исследование физики движения частиц в быстро растущем пузыре газопылевой среды.

Подводя итог вышесказанному, следует подчеркнуть необходимость в создании такой формы теории фронтов горения, которая основывалась бы в более полной мере на методах и принципах термодинамики слабо неравновесных процессов; более глубоком раскрытии механизмов, приводящих к существованию одномерных и многомерных волн горения. Необходимо также определить основные факторы, влияющие на распространение примеси в устойчиво стратифицированной атмосфере; приводящие к осаждению их в пенном и центробежно-барботажном аппаратах.

Цель работы:

Развитие существующих и разработка новых теоретических концепции, позволяющих изучать процессы нестационарного горения газовых смесей, твердых ракетных топлив и других высокоэнергетических материалов, а также для решения проблем охраны окружающей среды.

Задачи исследования:

- расширение знания о структуре пламени, его поведения под действием диффузионно-тепловых и гидродинамических возмущений;
- построение моделей турбулентного горения горючих газовых смесей на основе теории множеств дробной размерности и исследование на основе них явления перехода медленного горения в детонацию в трубах;
- поиск условий устойчивого горения порохов и взрывчатых веществ при переменном и постоянном давлении на основе известных моделей;
- разработка новых вариантов теории нестационарного горения высокоэнергетических материалов на основе феноменологического подхода;
- разработка модели пылеулавливания в барботажных установках и поиск формул для расчета их эффективности;
- построение моделей интрузии облака большого размера и переноса примеси загрязняющих частиц в устойчиво стратифицированной атмосфере.

Объектом исследования являются процессы в технологических циклах энергетических установок, влияющие на эффективность и безопасность использования технологии. В частности, ламинарное и турбулентное горение газовых смесей, нестационарное горение твердых ракетных топлив и взрывчатых веществ, перенос в атмосфере вредных веществ и очистка газов от примесей.

Предметом исследования являются: неравновесная термодинамика ламинарного горения; структура пламени, его диффузионно-тепловая и гидродинамическая устойчивость; переход медленного горения в детонацию в трубах постоянного сечения; процессы нестационарного горения твердых ракетных топлив и взрывчатых веществ при постоянном и переменном

давлении; эволюция турбулентного облака загрязняющих веществ в устойчиво стратифицированной атмосфере и выпадение примеси на поверхность земли; отделение мелкодисперсных частиц от газа барботажом.

Научная новизна работы заключается в следующем:

- 1) получена новая формула связи между скоростью распространения пламени и производством энтропии в его фронте;
- 2) разработана новая методика аналитического решения уравнений Зельдовича–Франк-Каменецкого медленного горения и получено уравнение температурно-диффузионного пограничного слоя в ламинарном пламени, а также его аналитические решения для случаев нулевого порядка реакции, чисел Льюиса $Le = 0$ и $Le \gg 1$;
- 3) установлена связь между явлениями медленного горения в ламинарном пламени и теплового взрыва в цилиндрическом сосуде;
- 4) впервые высказано предположение о нарушении синхронной деформации полей концентрации и температуры при искривлении фронта пламени и на основе него предложена новая теория диффузионно-тепловой устойчивости горения, а также предложен новый способ нахождения скорости движения искривленного пламени;
- 5) предложен новый аксиоматический подход при описании горения газов на основе понятий «поверхность горения» и «нормальная скорость пламени», и в рамках этого подхода впервые разработана теория турбулентного пламени в трубе;
- 6) впервые смоделирован переход медленного горения в детонацию смесей водорода с кислородом, находящихся в различных стехиометрических соотношениях, метана с кислородом и др.;
- 7) разработана оригинальная теория ускоряющегося турбулентного пламени при сверхзвуковых скоростях движения;
- 8) впервые установлено, что нестационарное горение порохов, ракетных топлив может быть представлено динамической нелинейной колебательной системой с двумя степенями свободы, в частности генераторами Ван-дер-Поля, Ван-дер-Поля–Дуффинга и системой Матье;
- 9) разработана новая теория нестационарного горения порохов и высокоэнергетических материалов на основе понятия «эффективной начальной температуры» в рамках феноменологического подхода (T_0^* -теория);
- 10) впервые показана возможность устойчивого горения твердых взрывчатых веществ и ракетных топлив при отрицательных значениях феноменологических коэффициентов Зельдовича-Новожилова;
- 11) впервые разработаны основы теории переноса примесей в устойчиво стратифицированной атмосфере и барботажа двухфазных сред.

Достоверность научных положений и выводов обеспечена корректной математической постановкой задач, применением известных апробированных

асимптотических методов, подтверждена численными экспериментами по анализу точности и сходимости численных схем, отсутствием противоречий между аналитическими и численными решениями, а также согласием полученных результатов с данными других авторов.

Работа выполнена в соответствии с «Приоритетными направлениями развития науки и техники» федерального уровня от 21.07.96 г и содержат научно-исследовательские работы, выполненные в рамках следующих грантов, государственных и хоздоговорных научно-исследовательских программ и проектов:

1. Научно-исследовательские проекты под шифрами «Водолей», «Неман», «Марс». Заказчик – НПО «Алтай», 1989 – 1993 гг. г. Бийск.
2. Тема Госкомвузов «Разработка научных основ по исследованию влияния ракетно-космической техники и технологических комплексов на окружающую среду», 1999 г. НИИ ПММ, г. Томск.
3. Договор на тему «Разработать принципы создания способов и средств пожаро- и взрывозащиты газоотсасывающей установки». Заказчик – Вост. НИИ, 1994 г. г. Кемерово.
4. Договор на тему «Исследование газодинамики и кинетических условий воспламенения и горения метана в выработанном пространстве и условий перемещения горящего метана в действующие выработки». Заказчик – Рос. НИИ ГД, г. Кемерово. 1996 г.
5. Договор на тему «Исследование процесса воспламенения метано-воздушной смеси и процесса распространения ударных волн по горным выработкам». Заказчик – Рос. НИИ ГД, г. Кемерово. 1998 г.
6. Грант РФФИ за 1994-1995 гг, № 94-03-08220.
7. Грант Минвузов за 1991 г. Конкурсный центр г. Санкт-Петербург.
8. Грант Минвузов за 1998 г. Конкурсный центр г. Томск.
9. Грант РФФИ за 1998-1999 г, № 98-01-03009.

Практическая ценность

Результаты по исследованию структуры и устойчивости ламинарного пламени в более полном виде раскрывают причины и механизмы существования волн горения. Они могут применяться при оценке пожарной опасности горючих газов и очагов горения в промышленных и бытовых условиях, а также при чтении курсов лекций в вузах по соответствующей специальности.

С теоретической точки зрения, разработанная модель турбулентного горения важна как пример привлечения нового математического аппарата к моделированию природных физических процессов. Практическая значимость модели турбулентного горения заключается в возможности моделировать быстрое горение взрывоопасных газовых смесей в замкнутых или полужамкнутых пространствах, вплоть до возникновения детонационного режима включительно при различных внешних условиях – наличии потерь тепла из зоны горения, преград, шероховатостей на границе контакта газа с

твердыми поверхностями и т.д. Для этого из физико-химических свойств горючего газа необходимо знать предельно минимальное количество: нормальную скорость распространения ламинарного пламени, полный тепловой эффект химической реакции, показатель адиабаты и начальную плотность. В отличие от других известных моделей, перечисленные параметры экспериментально легко определяются, что делает полученные результаты теории более удобными для практического применения.

Полученные уравнения газовой динамики горения могут применяться для расчета взрывных процессов с целью предсказания их последствий для проведения плановых предупредительных работ или принятия обоснованных решений при проведении аварийно-спасательных работ.

При проектировке различных энергетических установок возникает необходимость знания реализующегося в их камерах сгорания газодинамических и теплофизических параметров рабочего тела. Предложенная модель позволяет добыть необходимые сведения и, тем самым, открывает путь к повышению их экономической эффективности и экологической безопасности.

Сформулированный феноменологический подход в теории нестационарного горения на основе понятия «эффективной начальной температуры» позволяет на основе ограниченного числа опытных данных дает возможность проводить теоретический анализ для широкого класса топлив и в широком диапазоне изменения физических параметров и внешних условий, а также корректно определяет основные факторы, влияющие на характер горения.

Результаты исследования устойчивости горения с учетом времени релаксации газовой фазы позволяют предсказать возникновение высокочастотной неустойчивости при гармонически меняющемся давлении. При этом знание детальной кинетики химических реакций не требуется. Полученные данные дают возможность предсказывать появление высокочастотных акустических колебаний в ракетных двигателях, определить величину нестационарной скорости горения порохов, что необходимо для создания более надежных ракетных двигателей на твердом топливе.

Найденное уравнение малых нелинейных колебаний температуры на поверхности разложения топлива полезно для понимания внутренних физических механизмов горения на основе проведения аналогии с известными динамическими системами. Кроме того, здесь привлекательна простота решения задачи нестационарного горения, если рассматриваются процессы с характерными временами, много меньшими времени релаксации газовой фазы.

Отдельный интерес представляют полученные сведения о характере развития нелинейных явлений: автоколебательные и нерегулярные режимы горения, условия их существования, самопроизвольное погасание горения и погасание под действием переменного давления в камере сгорания РДТТ. Полученные новые знания позволят заранее предсказать возможность появления и характер нелинейных явлений в ракетных двигателях, что необходимо для их разработки, придания им интересных свойств.

Результаты исследований распространения примеси в устойчиво стратифицированной атмосфере и осаждения частиц в сепараторах могут быть одной из составных частей систем прогнозирования, предупреждения и ликвидации последствий экологических и техногенных катастроф. Простота алгоритмов расчета позволяет быстро производить необходимые математические расчеты, что немаловажно для принятия правильных решений в экстренных ситуациях.

Разработанные научные основы пылеулавливания в пенных и центробежно-барботажных аппаратах позволяют решить ряд технологических задач в экологии и химической промышленности.

Представленные в диссертационной работе теории турбулентного горения газов, частные физико-математические модели нестационарного горения высокоэнергетических материалов, могут применяться в качестве учебного материала при подготовке специалистов по направлению «Техническая физика».

Положения, выносимые на защиту:

- 1) формулы, связывающие производство энтропии со скоростью движения фронта горения;
- 2) уравнения температурно-диффузионного пограничного слоя в ламинарном пламени;
- 3) новая формулировка теории диффузионно-тепловой устойчивости ламинарного пламени;
- 4) новая аксиоматическая формулировка уравнений газовой динамики горения на основе понятий «поверхность горения» и «нормальная скорость пламени» и теория перехода медленного горения в детонацию в трубах;
- 5) модели ускорения турбулентного пламени при дозвуковых и сверхзвуковых скоростях движения;
- 6) вывод обыкновенного нелинейного дифференциального уравнения для температуры поверхности горения ракетного топлива, полученные на его основе условия возникновения параметрического резонанса и явления захвата частоты;
- 7) доказательство понятия эффективной начальной температуры как важнейшей физической величины в феноменологической теории нестационарного горения;
- 8) условия устойчивого горения твердых взрывчатых веществ и ракетных топлив, формулы для нестационарной скорости горения при гармонически меняющемся давлении и акустической проводимости;
- 9) перечень нестационарных эффектов, предсказываемых моделью горения твердых ракетных топлив и взрывчатых веществ, разлагающихся на газ посредством пиролиза;
- 10) аналитическое решение задачи об интрузии облака перемешанной турбулентной жидкости в устойчиво стратифицированной атмосфере и модель распространения в ней примеси;

- 11) формула для коэффициента проскока пенного и центробежно-барботажного аппаратов.

Личный вклад автора

Личный вклад состоит в формулировке физических идей и теоретических концепции, их математической реализации на языке дифференциальных уравнений (ОДУ и УЧП), постановке задач, разработке новых или привлечения ранее известных аналитических методов, а также в проведении необходимых расчетов с привлечением численных методов. В частности, им найден способ получения уравнений пограничного слоя в теории ламинарного горения, высказана идея о нарушении синхронной деформации полей температуры и концентрации, что привело к новой формулировке диффузионно-тепловой неустойчивости пламени. Он самостоятельно пришел к идее возможности аксиоматической формулировки уравнений газовой динамики горения на исходных понятиях «поверхности горения» и «нормальной скорости пламени», что позволило автору создать теорию перехода медленного горения в детонацию. В исследованиях горения твердых топлив автором обнаружено важное прикладное и теоретическое значение эффективной начальной температуры, и им же сформулированы задачи по построению новой феноменологической теории на основе этой величины. Автор также самостоятельно составил необходимые программы расчета на языках ФОРТРАН-90 и C++.

Апробация работы

Основные результаты работы докладывались на следующих конференциях: III Всесоюзном школе-семинаре «Макроскопическая кинетика, химическая и магнитная газодинамика» (Томск – Красноярск, 1991); Международной научной конференции «International conference of combustion» (Moscow – St.-Peterburg, 1993); Международной научной конференции «Всесибирские чтения по математике и механике» (Томск, 1997); I-й Всероссийской научной конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики» (Томск, 1998); Международной научно-практической конференции «Наукоемкие технологии угледобычи и углепереработки» (Кемерово, 1998); I-й Международной конференции «Математическое моделирование процессов в синергетических системах» (Улан-Удэ, 1999); VI-й, VII-й Всероссийской научной конференции «Механика летательных аппаратов и современные материалы» (Томск, 1999, 2000); Всероссийской научно-практической конференции «Фундаментальные проблемы охраны окружающей среды и экологии природно-территориального комплекса Западной Сибири» (Горно-Алтайск, 2000); II-й Всероссийской научной конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики» (Томск, 2000); Международной конференции «Modern technique and technologies: 8th International Scientific and Practical Conference of Students, Post-graduates and Young Scientists», April 8-12. 2002. Tomsk; Международной конференции «Zel'dovich Memorial - II: Progress in Combustion and Detonation», August 30 – September 3, 2004. Moscow, Russia;

3rd International youth nuclear congress IYNC 2004. Toronto – Canada, May 9 – 13, 2004; Международной научной конференции «Хаос и структуры в нелинейных системах. Теория и эксперимент», 15-17 июня 2006, Астана; IV-й Международной научно-практической конференции «Физико-технические проблемы атомной энергетики и промышленности», 7-8 июня 2007 г., Томск.

Публикации по теме диссертационной работы

Основное содержание диссертационной работы отражено в 47 работах, опубликованных в рецензируемых отечественных и зарубежных журналах и трудах Международных и Всероссийских конференций, конгрессов и симпозиумов (1 монография, 25 статей, 21 докладов и тезисов).

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и библиографического списка из 332 наименований. Первая глава – обзорная. Следующие четыре составляют основную часть и сопровождаются списками принятых обозначений. Вся диссертационная работа изложена на 299 страницах машинописного текста и содержит 78 рисунков и 5 таблиц.

Основное содержание работы:

Во введении к диссертации обоснована актуальность тем исследований, сформулированы цель и конкретные задачи работы, указаны полученные результаты, их научная и практическая значимость, приведены положения, выносимые на защиту, дается краткая характеристика основных разделов диссертации.

В первой главе проведен краткий анализ литературных данных по этапам развития физики горения, структуре и устойчивости ламинарного пламени, дается обзор исследований турбулентного горения газов, по моделированию взрывов газовых смесей и наиболее важные экспериментальные сведения, а также элементарные сведения из теории фракталов. В последующих разделах представлен обзор исследований по развитию феноменологической теории нестационарного горения порохов и ракетных топлив с учетом времени релаксации газовой фазы, и анализ работ, посвященных нахождению условий устойчивого горения твердых топлив, зависимости нестационарной скорости горения конденсированных систем при гармонически меняющемся во времени давлении и акустической проводимости. Глава заканчивается кратким экскурсом в методы расчета атмосферного переноса вредных примесей и мокрой очистки газов от мелкодисперсных фракции твердых и жидких частиц.

Во второй главе дается обоснование применимости принципов неравновесной термодинамики к медленному горению и выводится формула для производства энтропии S' во фронте ламинарного пламени:

$$S' = j \frac{N_0 R Q}{\mu p}, \quad (1)$$

где j – массовый поток (идеального) газа в системе координат, связанной с движущимся фронтом пламени; R – универсальная газовая постоянная; c_p – теплоемкость газовой смеси при постоянном давлении p ; μ – средний молекулярный вес газа; T_b – (температура горения) адиабатическая температура пламени, $T_b = T_0 + N_0 Q / c_p$; T_0 , N_0 – начальные значения температуры и концентрации реагирующего вещества; Q – тепловой эффект химической реакции. Согласно формуле (1) минимальному производству энтропии отвечает минимальная скорость распространения пламени u_n , т.к. поток связан с нормальной скоростью пламени и начальной плотностью газовой смеси ρ_0 согласно соотношению $j = \rho v = \rho_0 u_n$, где v , ρ – скорость и плотность газа. Аналогичная (1) формула имеет место и для т.н. «холодного» пламени.

Далее рассматривается известная классическая задача о нахождении скорости пламени

$$\begin{aligned} -\rho v c_p \frac{dT}{dx'} &= \frac{d}{dx'} \left(\lambda_T \frac{dT}{dx'} \right) + \rho Q W(N, T), \\ -\rho v \frac{dN}{dx'} &= \frac{d}{dx'} \left(D \rho \frac{dN}{dx'} \right) - \rho W(N, T), \end{aligned} \quad (2)$$

$$x' \rightarrow -\infty, \quad dT/dx' = dN/dx' = 0, \quad x' \rightarrow +\infty, \quad T = T_0, \quad N = N_0,$$

где N – концентрация химически реагирующего вещества; λ_T , D – коэффициенты теплопроводности и диффузии; W – скорость химической реакции; x' – пространственная координата, по направлению которой движется пламя. Для существования решения (2) закон Аррениуса

$$W(N, T) = k_0 N^n \exp\left(-\frac{E}{RT}\right),$$

заменяется приближенной формой

$$W(N, T) = k_0 N^n \exp\left[-\frac{E(T_b - T_0)}{RT_b(T - T_0)}\right]. \quad (3)$$

Для коэффициентов λ_T , D принимаются следующие зависимости от температуры: $\lambda_T \sim T$, $D \sim T^2$. В безразмерных переменных

$$\theta = \frac{T - T_0}{T_b - T_0}, \quad b = \frac{N_0 - N}{N_0}, \quad x = \frac{v c_p}{\lambda_T} \int_0^x \rho dx'$$

уравнения (2) с формулой (3) запишутся как

$$\frac{d^2 \theta}{dx^2} + \frac{d\theta}{dx} + a(1-b)^n \exp\left(-\frac{1}{\beta \theta}\right) = 0, \quad (4)$$

$$Le \frac{d^2 b}{dx^2} + \frac{db}{dx} + a(1-b)^n \exp\left(-\frac{1}{\beta\theta}\right) = 0,$$

$$a = \frac{\lambda_T \rho}{c_P} \frac{N_0^{n-1} k_0}{j^2} = \text{const}, \quad Le = \frac{\rho c_P D}{\lambda_T} = \text{const}.$$

Все пространство $]-\infty; +\infty[$ разбивается на две части (рис. 1), в каждой из которых искомым величинам присваиваются индексы согласно нумерации областей. В области I вместо безразмерной температуры θ и выгорания b вводятся новые функции $V(x)$ и $F(x)$ согласно формулам

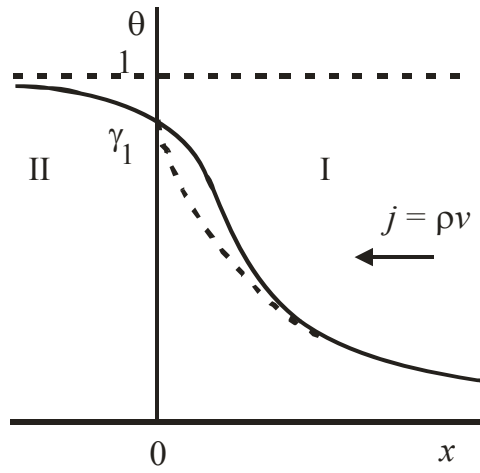


Рис. 1. Распределение температуры в зоне химической реакции во фронте ламинарного пламени

$$\theta_1 = \gamma_1 e^{-x} + \beta \gamma_1^2 e^{-2x} V(x), \quad b_1 = \gamma_2 e^{-x/Le} + \beta \gamma_1^2 e^{-2x} F(x), \quad (5)$$

такие, что $V(0) = F(0) = 0$. Параметры γ_1 и γ_2 – подлежащие определению числа.

Пунктирной линией на рисунке 1 приведено распределение Михельсона – первый член в правой части выражений (5). Принятые формы (5) являются первыми двумя членами разложения распределений $b(x)$ и $\theta(x)$ по степеням малого параметра β .

Последовательным рассмотрением разных предельных случаев нулевого порядка реакции n , больших и малых чисел Льюиса Le приводятся уравнения диффузионно-теплового пограничного слоя с точностью до высших степеней по β . Так, для $n = 0$ и произвольных чисел Le имеем

$$\zeta^3 \frac{d^2 V}{d\zeta^2} + \zeta^2 \frac{dV}{d\zeta} + \delta_1 \exp V = 0, \quad (6)$$

$$\zeta = \exp\left[\frac{1}{\beta}(e^x - 1)\right], \quad \delta_1 = \beta a \exp(-1/\beta).$$

Для $Le \gg \beta$ и произвольных порядков реакции

$$\zeta^3 \frac{d^2 V}{d\zeta^2} + \zeta^2 \frac{dV}{d\zeta} + \delta_2 \left(1 - \frac{V}{C}\right)^n \exp V = 0, \quad (7)$$

$$\zeta = \exp \left[\frac{1}{\beta \gamma_1} (e^x - 1) \right], \quad \gamma_1 = 1 - \beta C, \quad \delta_2 = \beta a \left(\frac{\beta C}{Le} \right)^n e^{-C} \exp \left(-\frac{1}{\beta} \right), \quad C = \text{const.}$$

Третьи предельный случай $Le = 0$, $n < 2$ описывается уравнением

$$\zeta^3 \frac{d^2 V}{d\zeta^2} + \zeta^2 \frac{dV}{d\zeta} + \delta_3 \left(1 - \zeta \frac{dV}{d\zeta}\right)^n \exp V = 0, \quad \delta_3 = Le \beta \exp \left(-\frac{1}{\beta \gamma_1} \right). \quad (8)$$

Уравнения (6–8) с переходом к новой независимой переменной $y = 2/\zeta^{1/2}$ приобретают формы, формально совпадающие с уравнениями стационарной теории теплового взрыва ($0 < y \leq 2$):

$$\begin{aligned} \frac{d^2 V}{dy^2} + \frac{1}{y} \frac{dV}{dy} + \delta_1 \exp V &= 0, \\ \frac{d^2 V}{dy^2} + \frac{1}{y} \frac{dV}{dy} + \delta_2 \left(1 - \frac{V}{C}\right)^n \exp V &= 0, \\ \frac{d^2 V}{dy^2} + \frac{1}{y} \frac{dV}{dy} + \delta_3 \left(1 + \frac{1}{2} y \frac{dV}{dy}\right)^n \exp V &= 0. \end{aligned}$$

В работе показано, что для нахождения единственного решения задачи о ламинарном пламени на функцию V требуется дополнительное граничное условие, помимо тех, что следуют из условий на бесконечностях для температуры θ и выгорания b , а также из равенства их значений с точностью до первых производных при $x = 0$ ($y = 2$). Это условие заключается в наложении ограничения

$$V(y \rightarrow 0) < \infty. \quad (9)$$

Оно обеспечивает, во-первых, минимум производства энтропии, во-вторых – выбор минимальной скорости распространения пламени из бесконечного непрерывного спектра возможных значений. Использование (9) приводит к известным ранее формулам для потока j . Выражение (9) в теории теплового взрыва является естественным условием ограниченности разогрева в центре цилиндра. Таким образом, устанавливается эквивалентность (в первом приближении по малому параметру β) задач поиска скорости пламени и нахождения критических условий теплового взрыва в цилиндрическом сосуде.

Дальнейшие исследования ламинарного горения аналитическими методами проведены с модельным источником химической реакции

$$W = k_0 N \exp \left(-\frac{E}{RT_b} \right) \cdot \eta(T - T_*), \quad (10)$$

описывающая брутто-реакцию $A \rightarrow B$ первого порядка и где η – единичная функция Хевисайда, а T^* – температура воспламенения. В частности, рассмотрена задача о диффузионно-тепловой устойчивости пламени в неограниченной области на основе уравнений (Δ – оператор Лапласа)

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + w \frac{\partial \theta}{\partial x} = \Delta u + W, \quad \frac{\partial b}{\partial t} + w \frac{\partial b}{\partial x} = Le \Delta b + W, \quad (11)$$

где пренебрегается конвективными переносами по поперечным направлениям y, z , как дающими малые величины высших порядков. Безразмерное время t измеряется в единицах κ/u_n^2 , где κ – коэффициент температуропроводности; u_n – нормальная скорость пламени. Символом w обозначена (безразмерная) скорость искривленного пламени в нестационарном режиме. Примем для w согласно Маркштейну ($w^0 = 1$) в случае искривленного фронта пламени зависимость

$$w = w^0 + w', \quad w' = -q \Delta' \xi, \quad \Delta' = \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

с постоянной q (константа Маркштейна в безразмерной форме) и деформацией $\xi(t, y, z)$. Тогда соответствующее дисперсионное соотношение имеет вид:

Полученное дисперсионное соотношение содержит безразмерную энергию активации $k \sim E/RT_b \gg 1$. Его анализ проведен для случаев $q \neq 0$ и $q = 0$. Если постоянная Маркштейна полагается отличной от нуля, то стационарный ($\Omega = 0$, Ω – инкремент нарастания возмущений) искривленный фронт пламени может существовать только при $Le = 1$, причем $q = 1$, что в размерном виде для скорости пламени u означает

$$u = u_n \left(1 - \frac{\kappa}{u_n} \Delta' \xi \right),$$

т.е. получается известный ранее результат. С использованием этого выражения дальнейший анализ с $\Omega \neq 0$ приводит к наличию корня

$$\Omega = -\lambda^2 + k(k+1).$$

Это обстоятельство указывает на возможное существование устойчивого пламени размера, сопоставимого с толщиной зоны химической реакции и менее. Если же предполагать $q = 0$, то следующего при этом дисперсионного уравнения

$$\frac{k-2\gamma}{k+1} - \frac{\chi-\gamma}{\chi+\beta} \frac{k(Le k+1)}{Le \left[\chi^2 + \chi - (\Omega + \lambda^2) \right]} = 0, \quad (12)$$

$$\gamma = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4(\Omega + \lambda^2)}}{2}, \quad \chi = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4Le(a + \Omega + \lambda^2 Le)}}{2Le},$$

$$\beta = \frac{1 + \sqrt{1 + 4Le(\Omega + Le\lambda^2)}}{2Le},$$

получается, что область устойчивого горения сосредоточена в окрестности значений $Le = 1$ и $Le = 0$ при умеренных значениях энергии активации. При $Le > 1$ может реализоваться только аperiодическая потеря устойчивости, а при $Le < 1$ – только периодическая. Таким образом, с одной стороны, принятие гипотезы зависимости скорости пламени от кривизны его фронта приводит к неустойчивости пламени с практически любыми размерами. С другой стороны, для объяснения существования устойчивого ламинарного горения приходится отказаться от влияния кривизны фронта пламени на его скорость движения.

Возникшее противоречие разрешается следующим образом. Пусть теперь возмущенные профили температуры и выгорания имеют вид

$$\theta = \theta(x + \xi_1) + F(t, x, y, z), \quad b = b(x + \xi_2) + G(t, x, y, z),$$

где $\xi_1 = \xi_1(t, y, z)$, $\xi_2 = \xi_2(t, y, z)$ – смещения профилей θ и b относительно положения равновесия, которое было при стационарном горении плоского пламени, а F и G – новые неизвестные функции. В линеаризованных относительно w' , ξ_1 , ξ_2 , F и G уравнениях

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} - \frac{d\theta^0}{dx} \left(\frac{\partial \xi_1}{\partial t} + w' - \frac{\partial^2 \xi_1}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \xi_1}{\partial z^2} \right) = \\ = \Delta F + \frac{\partial W}{\partial \theta^0} F + \frac{\partial W}{\partial b^0} G - \frac{\partial W}{\partial b^0} \frac{db^0}{dx} (\xi_2 - \xi_1), \\ \frac{\partial G}{\partial t} + \frac{\partial G}{\partial x} - \frac{db^0}{dx} \left(\frac{\partial \xi_2}{\partial t} + w' - Le \frac{\partial^2 \xi_2}{\partial y^2} - Le \frac{\partial^2 \xi_2}{\partial z^2} \right) = \\ = Le \Delta G + \frac{\partial W}{\partial \theta^0} F + \frac{\partial W}{\partial b^0} G + \frac{\partial W}{\partial \theta^0} \frac{d\theta^0}{dx} (\xi_2 - \xi_1), \end{aligned}$$

приравняются нулю выражения, стоящие в скобках левых частей равенств. Для полученной в результате пары уравнений

$$\frac{\partial \xi_1}{\partial t} + w' = \frac{\partial^2 \xi_1}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi_1}{\partial z^2}, \quad \frac{\partial \xi_2}{\partial t} + w' = Le \frac{\partial^2 \xi_2}{\partial y^2} + Le \frac{\partial^2 \xi_2}{\partial z^2}, \quad (13)$$

полагается $\xi_2 = \xi_1(1 + \varepsilon)$, где $\varepsilon = \text{const}$. Тогда условием разрешимости системы (13) является наличие зависимости скорости пламени от кривизны фронта

$$w' = - \frac{(Le - 1)(1 + \varepsilon)}{\varepsilon} \Delta' \xi, \quad (14)$$

где индекс символа ξ опущен для краткости записи. Поведение же смещения фронта пламени ξ от положения равновесия описывается уравнением

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = D_* \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} \right), \quad D_* = 1 + \frac{(Le - 1)(1 + \varepsilon)}{\varepsilon},$$

а возмущения температуры и выгорания подчиняются уравнениям линейной теории устойчивости в предположении постоянства скорости пламени ($q = 0$):

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} &= \Delta F + \frac{\partial W}{\partial \theta^0} F + \frac{\partial W}{\partial b^0} G - \varepsilon \frac{\partial W}{\partial b^0} \frac{db^0}{dx} \xi(t, y), \\ \frac{\partial G}{\partial t} + \frac{\partial G}{\partial x} &= Le \Delta G + \frac{\partial W}{\partial \theta^0} F + \frac{\partial W}{\partial b^0} G + \varepsilon \frac{\partial W}{\partial \theta^0} \frac{d\theta^0}{dx} \xi(t, y). \end{aligned} \quad (15)$$

Численным решением (15) с законом Аррениуса для W показано, что возмущения F и G затухают, если входящие в (15) физические параметры отвечают области устойчивого горения. Эта область может быть приближенно найдена решением уравнения (12).

Результаты решения уравнения (12) с целью нахождения условий устойчивого горения и сравнение с результатами исследования других авторов приведены на рис. 2-4.

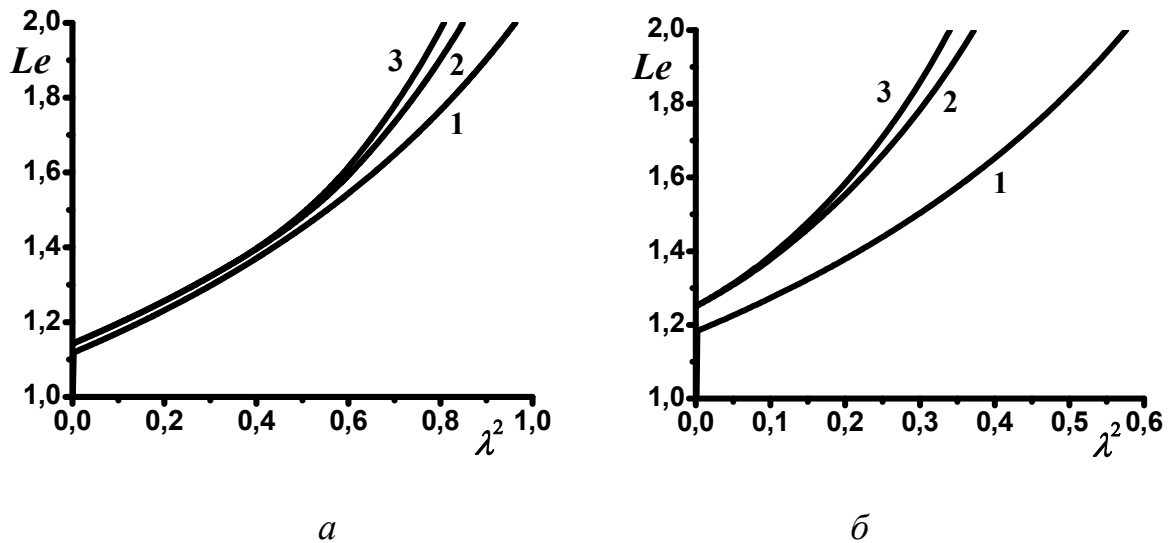


Рис. 2. Границы области неустойчивости пламени при $Le > 1$ и $k = 5$ (а) и 10 (б): кр. 3 – по данным Я.Б. Зельдовича, Г.И. Баренблатта, А.Г. Истратова, А.М. Гришина А.М. и др.; кр. 2 – по данным А.П. Алдушина, С.Г. Каспаряна; 1 – по формуле (12)

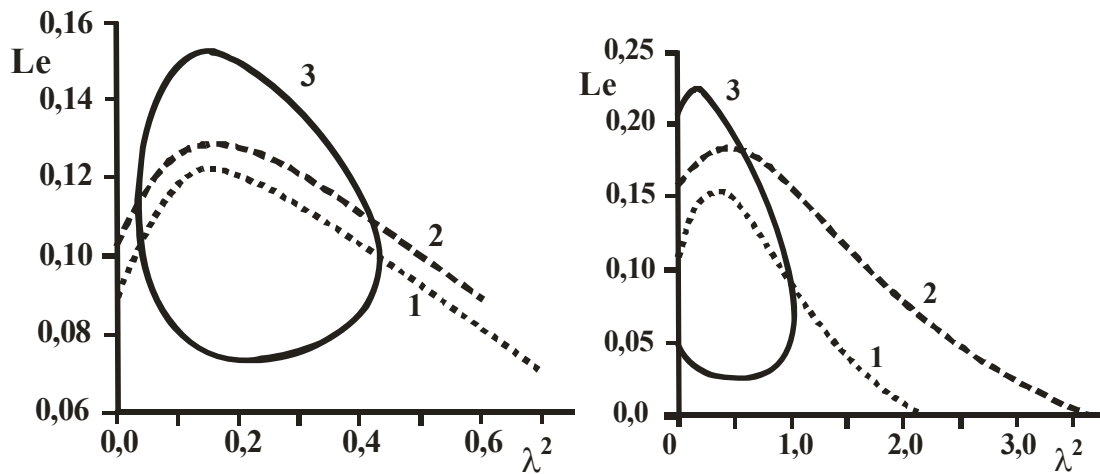


Рис. 3. Границы области неустойчивости пламени при $Le < 1$ и $k = 5$: кр. 1 – по данным Я.Б. Зельдовича, Г.И. Баренблатта, А.Г. Истратова, А.М. Гришина; кр. 2 – по данным А.П. Алдушина, С.Г. Каспаряна; 3 – по формуле (12)

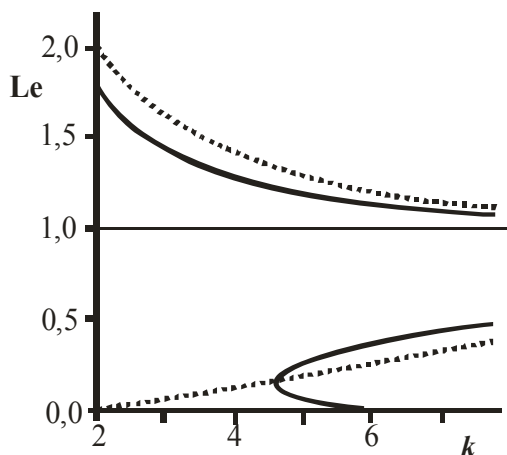


Рис. 4. Границы области устойчивого горения в координатах k , Le . Пунктирные линии – расчет по формуле А.П. Алдушина, С.Г. Каспаряна, сплошные – по формуле (12)

Третья глава начинается разработкой простой алгебраической модели турбулентного пламени в трубе радиуса a , поверхность горения S_f которого представляется фракталом и дается выражением

$$S_f = \pi a^2 \alpha(k) \left[\frac{R(t)}{a} \right]^s, \quad s = d_f - d_t, \quad (16)$$

где α – числовой параметр (мера поверхности); $R(t)$ – путь, пройденный турбулентным пламенем; d_f , d_t – фрактальная и топологическая размерность поверхности турбулентного пламени ($d_t = 2$).

Для упрощения задачи на нахождения длины и времени перехода медленного горения в детонацию принимается во внимание только тепловое расширение продуктов реакции, на поверхности горения претерпевает разрыв

плотность газа (гидродинамическое приближение). Тогда на основе (16) и анализа гидродинамических уравнений получена формула для расстояния R_D преддетонационного участка:

$$\frac{R_D}{2a} = \frac{c(T_f)}{\zeta \sqrt{\lambda_t} u_n \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} - 1 \right)}, \quad (17)$$

где $c(T_f)$ – скорость звука в продуктах горения с температурой T_f ; ρ_1 , ρ_2 – начальная плотность исходной смеси и плотность продуктов реакции (при температуре T_f); λ_t – коэффициент сопротивления трубы; ζ – числовая константа. За T_f берется адиабатическая температура ламинарного горения.

В таблице 1 приведены рассчитанные по (17) и экспериментальные данные по длине переходного участка для ряда смесей в трубе диаметра d . Коэффициенты $\zeta = 2,94$, $\lambda_t = 0,03$ (гладкая стенка трубы).

В последующих разделах излагается теория горения перемешанных газов, где за исходные понятия берутся «нормальная скорость» пламени и «поверхность горения». Здесь атомно-молекулярная природа газов не учитывается. Поверхность горения турбулентного пламени представляется множеством с дробной размерностью. Принимаются два основных положения:

- 1) *вся газовая среда считается состоящей только из двух компонентов: исходной смеси и продуктов горения;*
- 2) *поверхность горения считается случайно блуждающим и меняющимся континуумом.*

Таблица 1. Сравнение теоретических (17) и экспериментальных значений длины переходного участка

Смесь	T_f , К	d , м	ρ_1/ρ_2	u_n , м/с	$R_D/2a$	
					теор.	эксп.
$H_2 + 2O_2$	2500	$2,6 \cdot 10^{-2}$	7,3	3,6	129	92
$2H_2 + O_2$	3100	$2,6 \cdot 10^{-2}$	8,4	11,2	30	37
$4H_2 + O_2$	2800	$2,6 \cdot 10^{-2}$	7,8	9,5	59	80
$H_2 + O_2$	2900	$2,6 \cdot 10^{-2}$	7,3	7,1	65	41
$2CO + O_2$	2400	$1,6 \cdot 10^{-2}$	6,6	1,1	160	180
$CH_4 + 2O_2$	3300	$2,6 \cdot 10^{-2}$	12,0	3,4	64	52
$H_2 + \text{воздух}$	2500	–	6,9	3,1	75	–

Эти теоретические предпосылки позволяют ввести две величины – скорость химической реакции Φ и коэффициент диффузии D пламени. Скорость химической реакции вводится в теорию как произведение удельной поверхности горения, нормальной скорости пламени u_n и вероятности нахождения в произвольной точке пространства поверхности горения.

Формулы для Φ и D имеют вид:

$$\Phi(C) = \frac{u_n}{a} \left(1 + B \frac{u'}{u_n} \right)^s C(1-C)^2, \quad D = 2au_n \left(1 + B \frac{u'}{u_n} \right)^s, \quad (18)$$

где C – массовая концентрация исходной смеси; u' – среднеквадратичное значение турбулентных пульсаций скорости газа u . Числовой параметр B зависит от свойств горючей смеси.

Сформулированная полная система уравнений газовой динамики горения в одномерном приближении по пространственной переменной x имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\gamma-1} p + \rho \frac{u^2}{2} \right) + \frac{\partial}{\partial x} u \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} p + \rho \frac{u^2}{2} \right) = \frac{Qu_n}{a} K \rho C(1-C)^2, \quad (19)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho C + \frac{\partial}{\partial x} \rho u C = \frac{\partial}{\partial x} \left(2u_n a K \frac{\partial C}{\partial x} \right) - \frac{u_n}{a} K \rho C(1-C)^2,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho u + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u^2 + p) = -\frac{\lambda_t}{a} \rho u |u|,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \frac{\partial}{\partial x} \rho u = 0, \quad K = \left(1 + \frac{B}{u_n} \sqrt{\lambda_t} |u| \right)^s,$$

где p – давление; ρ – плотность; Q – тепловой эффект горения рассматриваемой смеси; γ – показатель адиабаты.

Также принято равенство $u' = (\lambda_t)^{1/2} |u|$, которое является одним из простейших замыкающих соотношений. Константа B предполагается зависящей от состава горючей смеси.

Показано, что, не смотря на противоречивость приведенных выше положений для случая ламинарного горения, система (19) может описывать формально и этот режим горения. Теоретическая скорость пламени u^* при этом находится как решение краевой задачи на собственное значение. Причем $u^* = u_n$, т.е. в точности равно экспериментально наблюдаемой скорости пламени. Соответственно для скорости турбулентного пламени u_f получается формула

$$u_f = u_n (1 + Bu'/u_n)^s$$

при постоянном среднеквадратичном значении пульсации скорости потока u' .

Далее, на основе построенных новых уравнений газовой динамики горения (19) численными методами изучается переход медленного горения в детонацию для ряда смесей. Сравнение теоретических результатов по времени и расстоянию перехода к детонации с экспериментальными данными показывает их удовлетворительное согласие (табл. 2).

Таблица 2. Сравнение теоретических и экспериментальных значений длины и времени перехода медленного горения в детонацию

Смесь	$B, (s)$	$R_D/2a$		$t_D, мс$	
		теор.	эксп.	теор.	эксп.
$2H_2 + O_2$	22 (0,9)	35	38	1,3	1,2
$H_2 + 2O_2$	15 (0,9)	86	92	9,5	8,3
$4H_2 + O_2$	30 (0,8)	54	79	5,9	3,1
$H_2 + O_2$	30 (0,9)	44	41	1,6	1,8
$CH_4 + 2O_2$	20 (0,9)	57	56	2,1	2,1
$C_2H_2 + \text{воздух}$	22 (0,9)	67	92	5,7	6,1
$2CO + O_2$	40 (0,9)	40	38	3,8	3,0

На рис. 4 показаны в условных единицах распределения давления (1), скорости (2), плотности (3) и концентрации (4) при двух различных моментах времени на начальной стадии ускорения пламени в смеси H_2+2O_2 .

Динамика пространственного распределения этих же параметров на завершающей стадии ускорения вплоть до возникновения детонационной волны показана на рис. 5.

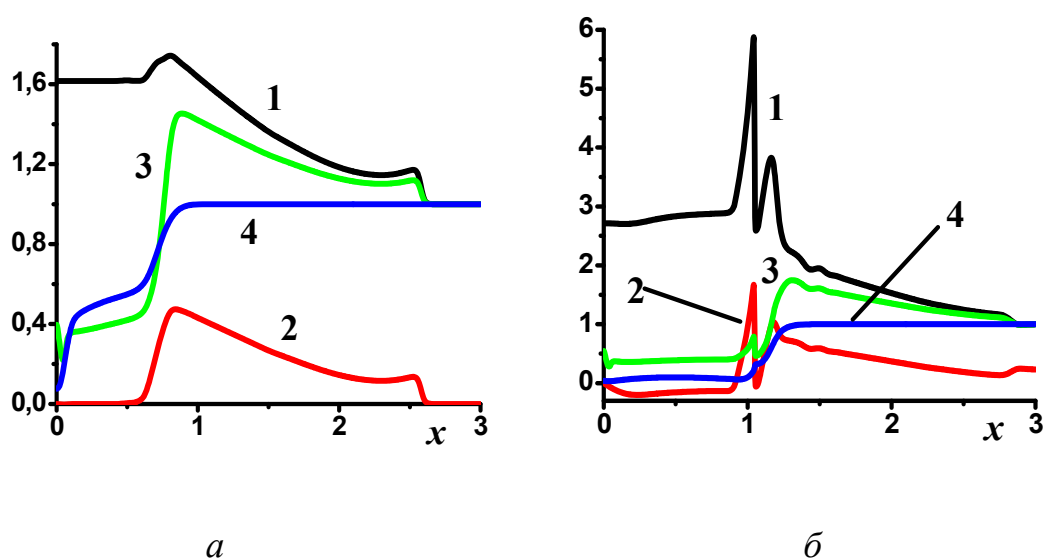


Рис. 4. Начальная стадия ускорения фронта пламени в смеси H_2+2O_2 . Время $t = 7,2 \cdot 10^{-3}$ (а), $9,0 \cdot 10^{-3}$ (б) с

На основе анализа и обработки результатов численных экспериментов предложена модель ускорения турбулентного пламени при его сверхзвуковых скоростях движения. Согласно этой модели фронт горения состоит из ударной волны, за которым горючая смесь сгорает в турбулентном потоке. В условный начальный момент ускорения смесь не успевает сгореть полностью на ширине зоны химической реакции. Это происходит из-за быстрого падения скорости

газа (а, следовательно, и скорости химической реакции Φ) в волне разрежения. Но положительная обратная связь между полнотой сгорания и скоростью газа приводит к ускорению пламени до возникновения детонации.

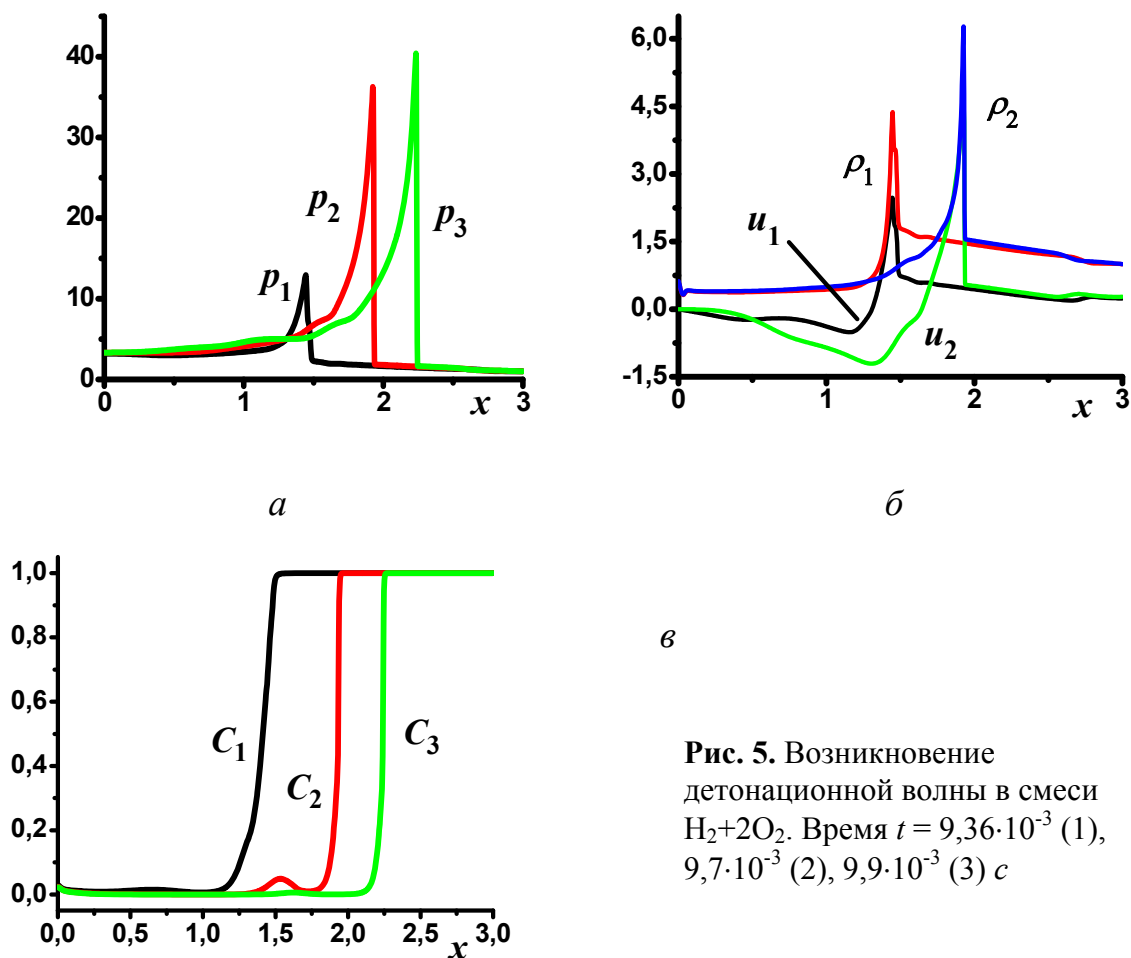


Рис. 5. Возникновение детонационной волны в смеси $\text{H}_2 + 2\text{O}_2$. Время $t = 9,36 \cdot 10^{-3}$ (1), $9,7 \cdot 10^{-3}$ (2), $9,9 \cdot 10^{-3}$ (3) с

Для описанного ускоряющегося режима горения имеет место адиабата Рэнкина-Гюгоньо в форме

$$\frac{\gamma+1}{\gamma-1}(pV - p_0V_0) - pV_0 + p_0V = 2QC_p^*(t), \quad V = 1/\rho, \quad V_0 = 1/\rho_0, \quad (20)$$

где p_0, ρ_0 – начальные давление и плотность; $C_p^*(t)$ – концентрация продукта на границе раздела зоны химической реакции и волны разрежения Тейлора. Тогда в предположении допустимости аппроксимации $C_p^*(t) = (R/R_D)^{2k}$ ($k = \text{const}$) и применении условия Чепмена – Жуге на указанной границе раздела из (20) получается следующее уравнение для скорости пламени $u_f = dR/dt$:

$$\frac{dR}{dt} = \sqrt{2(\gamma^2 - 1)Q} \left(\frac{R}{R_D} \right)^k. \quad (21)$$

За условное расстояние начала сверхзвукового режима ускорения пламени грубо принимается диаметр трубы. Сравнение с экспериментом полученной в результате формулы из (21) ($k = 1$),

$$t_D = \frac{R_D}{U} \ln \frac{R_D}{d}, \quad U = \sqrt{2(\gamma^2 - 1)Q},$$

связывающей преддетонационное расстояние со временем перехода к детонации приведено в таблице 3 ($d = 2,6 \cdot 10^{-2}$ м).

Таблица 3. Сравнение теоретического времени перехода преддетонационного периода с экспериментальными данными

Смесь	$U, \text{м/с}$	R_D/d	$t_D, \text{мс}$	
			теор.	эксп.
$\text{H}_2 + 2\text{O}_2$	1922	92	5,7	8,3
$2\text{H}_2 + \text{O}_2$	2825	37	1,5	1,2
$4\text{H}_2 + \text{O}_2$	3344	80	2,4	1,8
$\text{H}_2 + \text{O}_2$	2310	41	1,7	1,8
$2\text{CO} + \text{O}_2 + 5,6\%\text{H}_2\text{O}$	1760	37,5	1,2	—
$\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$	2146	52	2,0	2,1
$\text{C}_2\text{H}_4 + 3\text{O}_2$	2210	13,5	0,41	0,75
$\text{C}_2\text{H}_6 + 3,5\text{O}_2$	2363	28	1,1	1,3
$\text{H}_2 + \text{N}_2\text{O}$	2305	52	2,3	2,6
$8\%\text{C}_2\text{H}_2 + 92\%\text{воздуха}$	1780	92	6,1	13

В четвертой главе на основе развития идей Я.Б. Зельдовича и Б.В. Новожилова предлагается формулировка феноменологического подхода с инерционной газовой фазой и разложением топлива по механизмам испарения, пиролиза и их комбинированном действии по механизму Вильямса. Соответствующая двухэтапная схема разложения топлива приведена на рис. 6.

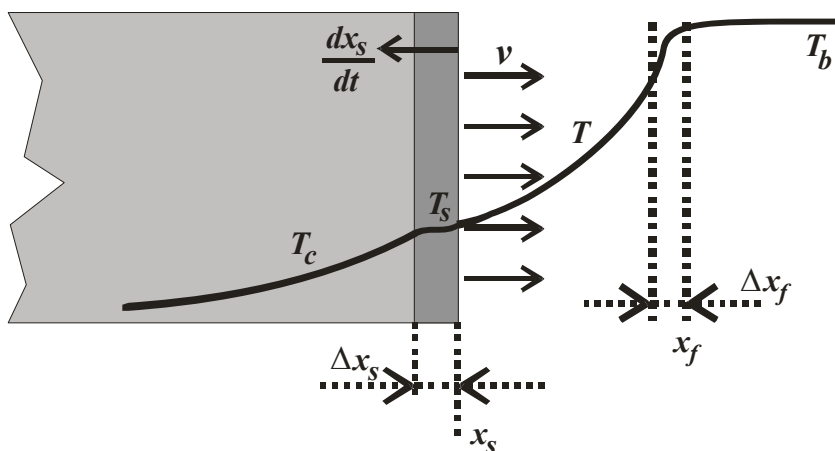


Рис. 6. Схема разложения конденсированного вещества и качественное распределение температуры

Здесь сначала конденсированное вещество разлагается ($x = x_s$), превращается в газ, состоящий из окислителя, горючего и, возможно, другие химически инертные вещества. Эти компоненты химически реагируют на

некотором расстоянии $x = x_f$ от поверхности разложения. В пространстве $x < x_s(t)$ температура T_c топлива с теплоемкостью c_c повышается от начального T_0 до T_s . В области шириной Δx_s происходит первичная реакция разложения с тепловым эффектом L . Здесь твердое топливо распадается на газообразные компоненты: горючее (с концентрацией Y_s на поверхности разложения), окислитель. Эта смесь характеризуется температурой T , которая в т.н. зоне прогрева растет от T_s до значения T_b .

Дальнейшая химическая реакция с тепловым эффектом Q и при базовом давлении p_0 протекает в пространстве $x_s(t) < x < x_f(t)$. За этим интервалом устанавливается в стационарном режиме горения постоянная температура пламени T_b . В области $x > x_f(t)$ располагается зона пламени. Положительному и отрицательному знаку L отвечает соответственно эндотермическая и экзотермическая реакция разложения.

Феноменологический подход для случая ненулевого времени релаксации состоит в предположении бесконечно тонкой зоны химической реакции, как в твердом топливе, так и в газовой фазе. Процессы тепломассопереноса в твердой и газовой фазах детально моделируются. Особенности протекания химической реакции в обеих фазах неявно содержатся в феноменологических коэффициентах.

После вводной части третьей главы в рамках феноменологического подхода использованием аппроксимации Бубнова – Галеркина температурного поля в твердой фазе находится обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка для изменения температуры поверхности топлива

$$\frac{d^2 \vartheta}{d\tau^2} + \left(\frac{k}{r} - \frac{\partial F}{\partial \vartheta} \right) \frac{d\vartheta}{d\tau} + \frac{1}{r} u = \frac{\partial F}{\partial \eta} \frac{d\eta}{d\tau}, \quad (22)$$

$$F = \frac{k-1}{r} w - u(1+w), \quad (23)$$

где все величины безразмерные и ϑ , w , u , η – отклонения температуры, градиента температуры на поверхности топлива, его скорости горения и давления от стационарных значений; τ – время. Феноменологические коэффициенты k , r определены выражениями

$$k = (T_s^0 - T_0) \left(\frac{\partial \ln \dot{m}^0}{\partial T_0} \right)_p, \quad r = \left(\frac{\partial T_s^0}{\partial T_0} \right)_p,$$

в которых T_s^0 , $\dot{m}^0$ – температура на поверхности топлива и его массовая скорость горения при стационарном режиме.

Показано, что уравнение (23) в линейном приближении приводит к ранее известным результатам, полученным другими авторами. При горении же в поле акустической волны возможен параметрический резонанс. Также показано, что простейшие автоколебательные процессы горения могут быть описаны уравнением Ван-дер-Поля или Ван-дер-Поля–Дюффинга. Для реализации таких автоколебаний, по крайней мере, необходимо, чтобы нестационарная часть

градиента w имела кубическую зависимость от нестационарной части ϑ температуры поверхности топлива:

$$w \approx \frac{k+r-1}{r} \vartheta - \frac{a}{3} \vartheta^3, \quad a = \text{const.}$$

Кроме того, исследовано обычное нелинейное резонансное горение, в частности, явление синхронизации (захвата частоты). Установлены соотношения, позволяющие определить условие возникновения такого явления.

В последующих разделах дается аналитическое решение линейной задачи нестационарного горения в предположении равенства числа Льюиса Le в газовой фазе единице и произвольных его значениях. Разложение топлива происходит посредством пиролиза. Колебание давления гармоническое с малой амплитудой.

Инерционность газовой фазы характеризуется безразмерным параметром σ . Он является отношением времени релаксации процессов теплопереноса в газе к характерному времени теплопереноса в твердом топливе. При этом выявлена возможность устойчивого стационарного горения в такой системе при отрицательных значениях коэффициентов k и r . Часть результатов приведена на рисунке 7, где при движении снизу вверх по кривой Γ_1 область устойчивого горения находится справа, а при движении по кривой Γ_2 – слева.

Анализ поведения действительной части акустической проводимости (рис. 8, 9) показал наличие двух режимов горения, где скорость горения испытывает всплеск, а топливо проявляет способность усиливать звуковые возмущения.

Показано, что горение имеет склонность к акустической неустойчивости, если высокие значения имеют тепловой эффект химической реакции горения топлива и его начальная температура. Это согласуется с известными экспериментальными данными.

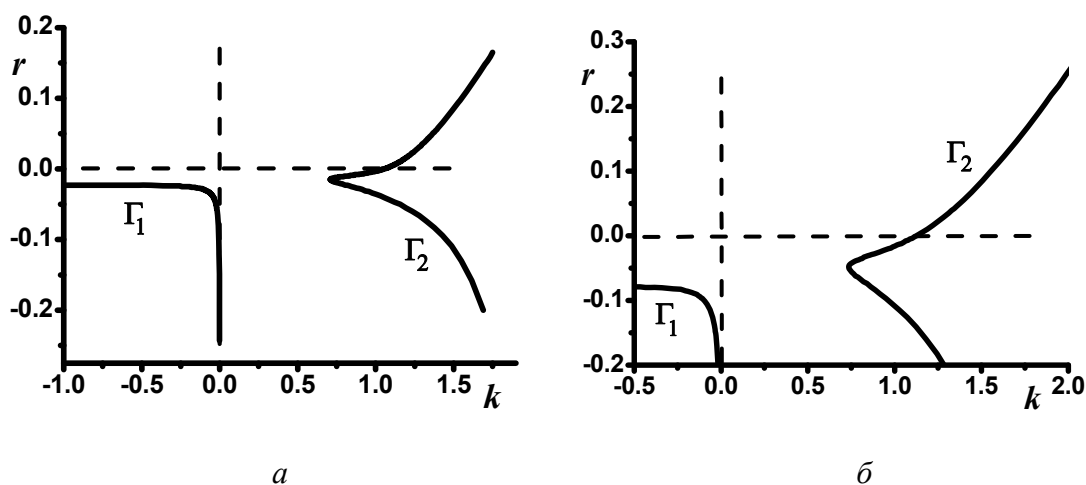


Рис. 7. Изменение границ устойчивого горения при $Le = 1$; $a = 0,2$; $\delta = 1,2$ и при различных значениях параметра σ : а) 10^{-4} ; б) 10^{-3} ; $a = 1 - Y_s^0$; $\delta = (T_s^0 - T_0) / (T_s^0 - T_0 + L/c_c)$

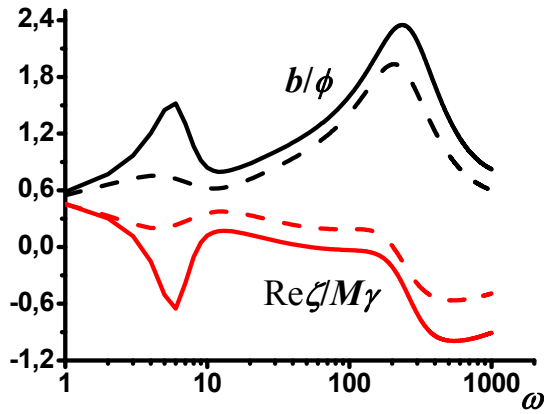


Рис. 8. Влияние теплового эффекта q химической реакции в газовой фазе на скорость горения и акустическую проводимость. Сплошная линия $q = 3,2$; пунктирная линия $q = 2,2$ (в единицах $c_s T_s^0$); b, ϕ – безразмерные возмущения скорости горения и давления; M, γ – число Маха и показатель адиабаты

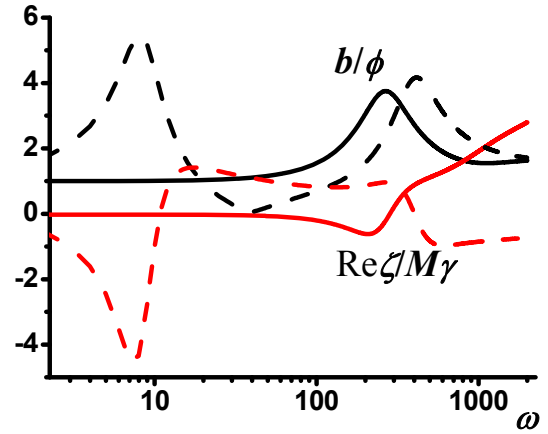


Рис. 9. Наличие двух режимов горения на различных частотах и качественное изменение в зависимости от числа Le: штриховая линия – $Le = 1,0$; сплошная линия – $Le = 1,1$

Также показана сильная зависимость скорости горения и акустической проводимости ζ топлива от числа Льюиса и других характеристик газовой фазы в области высоких частот колебания давления. Причем повышение или понижение Le приводит к неоднозначному поведению горения по отношению к акустическим возмущениям. Здесь можно, в зависимости от других параметров модели, наблюдать как увеличение, так и уменьшение области устойчивости. Причем при увеличении числа Le в области низких частот ($\omega \ll 1/\sigma$) скорость горения и акустическая проводимость топлива перестают зависеть от частоты.

Далее проводится анализ нелинейных явлений на основе модели горения с детальным описанием химической реакции в газовой фазе:

$$-\infty < x < x_s(t): \quad \rho_c c_c \frac{\partial T_c}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_c \frac{\partial T_c}{\partial x} \right); \quad (24)$$

$$x_s(t) < x < +\infty: \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \rho v = 0,$$

$$\rho \left(\frac{\partial Y}{\partial t} + v \frac{\partial Y}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \rho \frac{\partial Y}{\partial x} \right) - \rho Y k_0 \exp \left(-\frac{E}{RT} \right),$$

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \rho Q Y k_0 \exp \left(-\frac{E}{RT} \right) + \rho c_p \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{T}{p} \frac{dp}{dt};$$

$$p = \rho R_g T.$$

Граничные условия:

$$x \rightarrow -\infty: T_c = T_0;$$

$$x = x_s(t): -\rho_c \frac{dx_s}{dt} = -\rho \frac{dx_s}{dt} + \rho v, \quad -\rho_c \frac{dx_s}{dt} = -\rho \frac{dx_s}{dt} + \rho v Y - D \rho \frac{\partial Y}{\partial x},$$

$$-\rho_c \frac{dx_s}{dt} = m_1(T, p), \quad T = T_c, \quad \lambda_c \frac{\partial T_c}{\partial x} = \lambda \frac{\partial T}{\partial x} + L \rho_c \frac{dx_s}{dt};$$

$$x \rightarrow +\infty: \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial Y}{\partial x} = 0,$$

где k_0 – предэкспоненциальный множитель в законе Аррениуса; E – эффективная энергия активации химической реакции в газовой фазе; Q – суммарный тепловой эффект химической реакции.

Массовая скорость распада топлива m_1 описывается законом Аррениуса. Численным решением (24) показана возможность существования (в рамках модели) стационарного устойчивого горения с $k < 0$ (рис. 10).

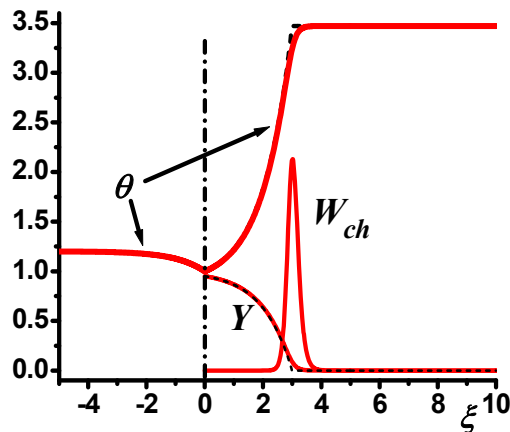


Рис. 10. Устойчивый режим горения с коэффициентом $k < 0$. Здесь (безразмерные) θ – температура; Y – концентрация реагента; W_{ch} – скорость химической реакции. Пунктирные линии – точные аналитические решения в модели с бесконечно тонкой зоной химической реакции. Штрихпунктирной линией показано положение поверхности разложения твердого топлива

Дальнейшие исследования проводились для случаев, когда режим горения находится вблизи границы устойчивости. Если топливо разлагается на газ по экзотермической реакции, то автоколебания приводят в среднем по периоду к повышению скорости горения (рис. 11, а). Повышение числа Льюиса делает горение устойчивым (рис. 11, б).

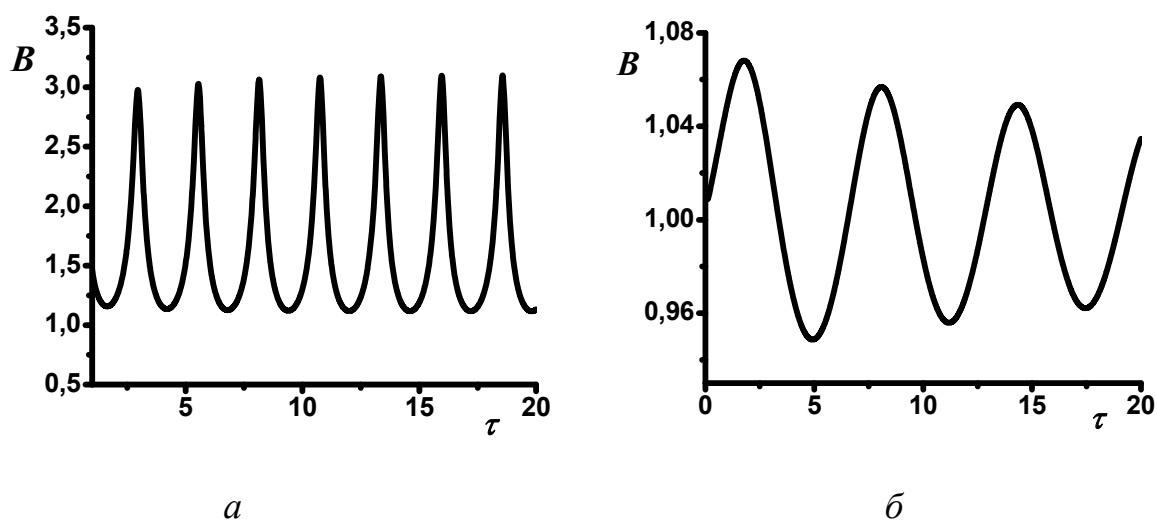


Рис. 11. Зависимость безразмерной скорости горения B от времени τ и числа Льюиса: а) $Le = 1,4$; б) $Le = 4,5$

В случае эндотермической реакции пиролиза тоже может реализоваться автоколебательное горение, но здесь средняя по периоду скорость горения близка к стационарному значению $B = 1$. Возможно существование неустойчивого автоколебательного горения, после нескольких колебаний наступает погасание (рис. 12, а). Погасание также может произойти в результате мягкой потери устойчивости стационарного горения (рис. 12, б).

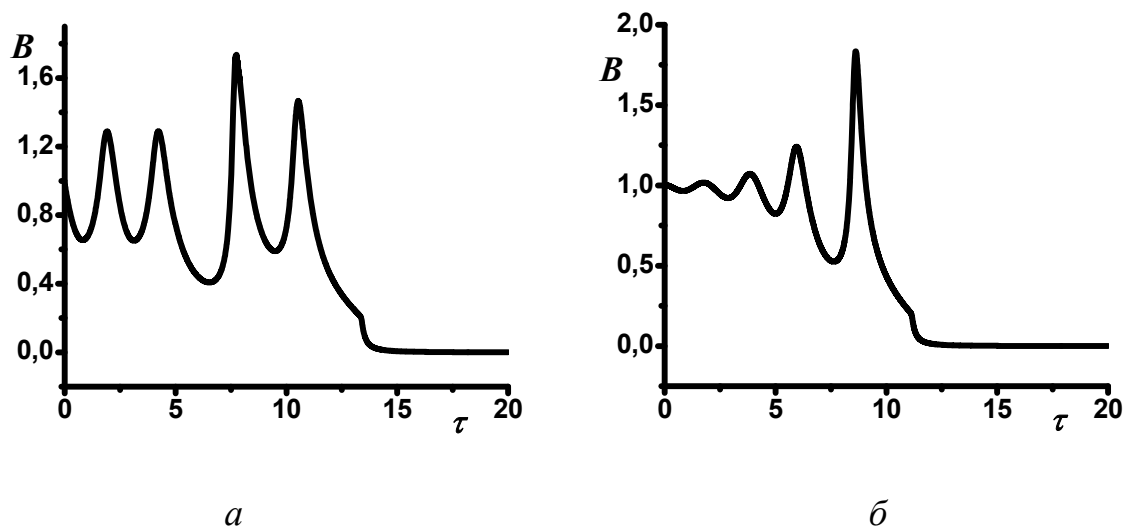


Рис. 12. Две разновидности наступления погасания: потеря устойчивости автоколебательного горения а) и стационарного горения б)

Вблизи границы устойчивости малые гармонические колебания давления, как правило, вызывают большие изменения скорости горения и других параметров системы (рис. 13).

При этом для каждой частоты существует своя критическая амплитуда колебания давления, при которой происходит погасание. Наблюдается

тенденция роста критической амплитуды с повышением частоты. Но не при всех значениях физических параметров это имеет место.

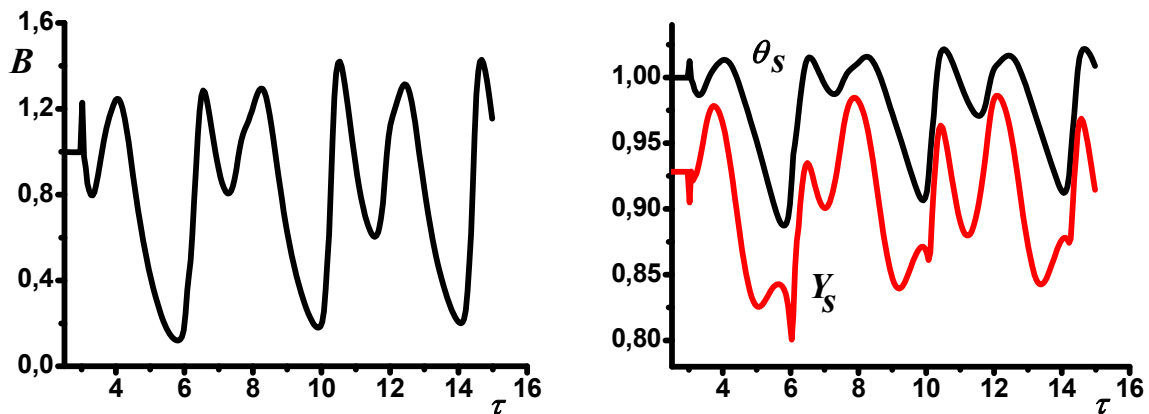


Рис. 13. Колебания в системе при гармонически меняющемся давлении; θ_s – температура поверхности топлива

Для каждой частоты существует своя критическая амплитуда колебания давления, при которой происходит погасание (рис. 14). Наблюдается тенденция роста критической амплитуды с повышением частоты. Но не при всех значениях физических параметров это имеет место.

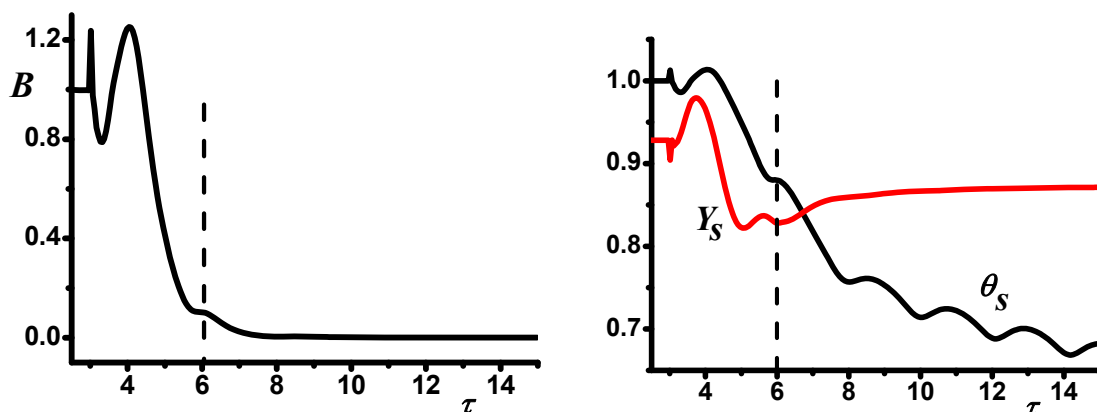


Рис. 14. Переход к погасанию при превышении амплитуды давления критического значения

Горение в полузамкнутом объеме. Моделированием неустойчивых режимов горения показано существование критического значения аппаратной константы $\chi = \chi^*$, ниже которого стационарный режим работы двигателя невозможен.

Как удалось установить, это критическое значение χ^* сильно зависит от параметров, определяющих механизм горения. Причем, уменьшение его

значения означает появление все более высокочастотных колебаний с началом потери устойчивости (рис. 15-18).

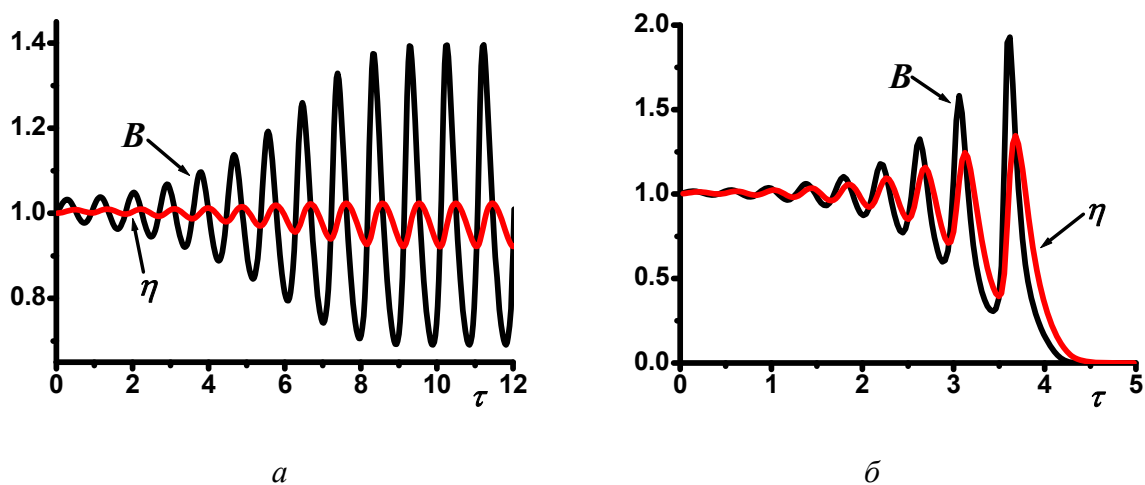


Рис. 15. Потеря устойчивости, выход на автоколебательное горение (*а*, $\chi = 1,0$) и погасание (*б*, $\chi = 0,1$)

На рис. 15 $\chi^* \approx 2,3$. Каждому представленному ниже рисунку отвечает свой набор физико-химических параметров. За границей устойчивости $\chi < \chi^* \approx 2,3$ сначала наступает автоколебательное горение (рис. 15, *а*). Но по мере дальнейшего продвижения вглубь области неустойчивости выхода на автоколебание не происходит: амплитуда скорости горения становится настолько большой, что состояние горения выходит к другому устойчивому состоянию – отсутствию горения. Проще говоря, наступает самопроизвольное погасание (рис. 15, *б*).

Из работ Б.В. Новожилова и материалов предыдущих глав следует, что горящее топливо как самостоятельная система при неизменных внешних условиях имеет свой внутренний механизм, регулирующий его устойчивое состояние. Если этот механизм не сбалансирован, то наступает неустойчивое горение, приводящее или к автоколебательному горению, или к погасанию. Удаленность от границы устойчивости (назовем ее G_0 -границей) может быть охарактеризована двумя параметрами k и r (рис. 7). Замечено, что величина χ^* тем больше, чем дальше располагается состояние горения от G_0 -границы. Например, стоит только немного отодвинуться (по сравнению с рис. 15) от этой границы, наблюдается быстрое снижение χ^* (рис. 16). Здесь уже $\chi^* \approx 0,63$.

Дальнейшее удаление от G_0 -границы приводит к еще большему снижению χ^* . Такое уменьшение сопровождается появлением новых качественных свойств: относительно небольшое изменение (в сторону уменьшения) χ в неустойчивой области сразу же приводит к погасанию (рис. 17).

Таким образом, область существования по параметру χ автоколебательного режима горения сужается. Периодический режим горения сосредоточен в очень узком интервале изменения χ , например, при $\chi = 8 \cdot 10^{-3}$ горение еще устойчиво.

Замечено, что погасание происходит при снижении температуры поверхности топлива примерно на ширину ΔT порядка интервала Н.Н. Семенова: $\Delta T \sim RT_s^2/E_c$, где коэффициент пропорциональности зависит от параметров газовой фазы: Le , σ и др.

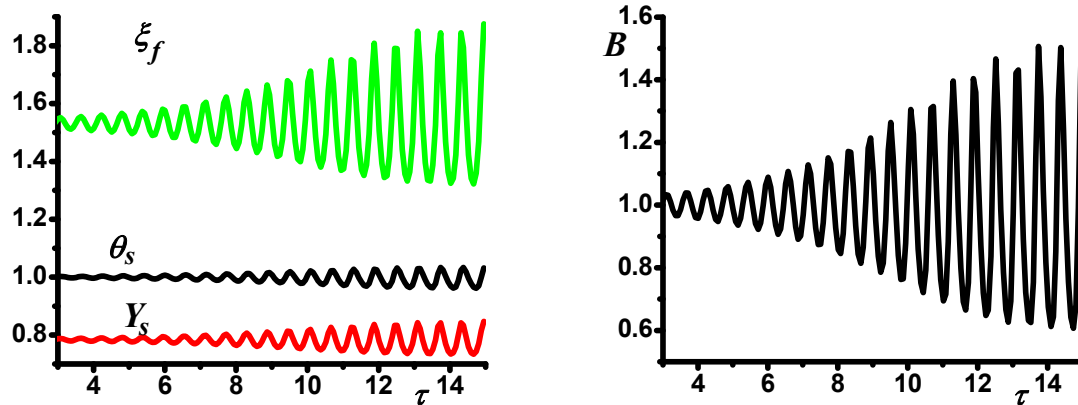


Рис. 16. Потеря устойчивости и выход на автоколебательное горение, ξ_f – положение зоны химической реакции в газе

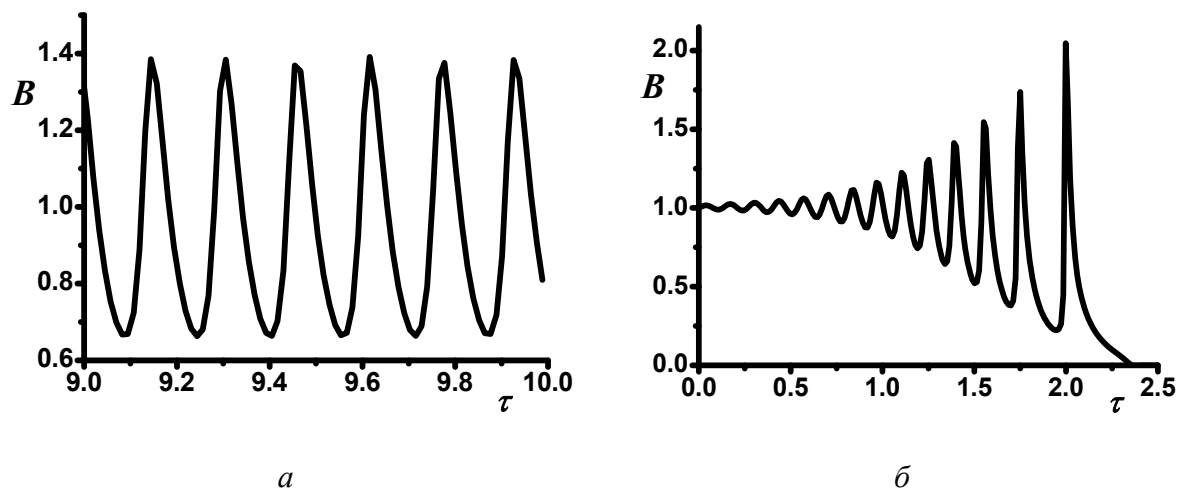


Рис. 17. Автоколебательное горение (*а*, $\chi = 7 \cdot 10^{-3}$) и наступление погасания (*б*, $\chi = 5 \cdot 10^{-3}$)

Варьирование параметром χ показало возможность реализации нерегулярного режима горения, который может быть охарактеризован как динамический хаос. Действительно, по мере уменьшения аппаратной константы растет амплитуда автоколебаний и все сильнее проявляется нелинейность системы. При дальнейшем снижении χ происходит удвоение периода колебаний. Над увеличением периодов в дальнейшем проследить трудно: малое изменение χ приводит к нерегулярному режиму горения, подобному на рис. 18.

Таким образом, переход к хаотическому режиму горения соответствует сценарию Помо – Манневилла, которая предсказывает возможность появления

в динамической системе хаотического движения после ограниченного числа удвоения периодов.

Говорить о какой-либо конкретной частоте колебаний, представленных на рис. 18 не приходится. Но интервал (безразмерного) времени между двумя максимумами колебаний сравним с безразмерным временем релаксации процессов в газовой фазе. Если этот промежуток времени принять за период колебаний, то при давлении около 100 атм и в размерных единицах их частота составляет примерно 10^3 Гц, т.е. относится к области высоких частот. Для сравнения заметим, параметры на рис. 15, 16 имеют частоту изменения примерно 40 и 100 Гц, т.е. это уже низкочастотные колебания.

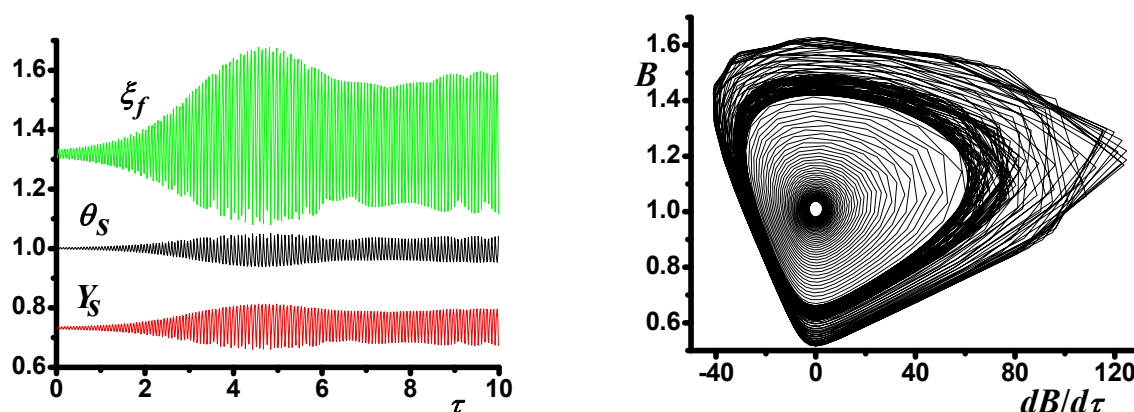


Рис. 18. Нерегулярные колебания, $\chi = 4 \cdot 10^{-3}$

Глава заканчивается формулировкой теории нестационарного горения в рамках феноменологического подхода и t_c -приближения. Скорость горения u и температура поверхности T_s топлива принимаются функциями эффективной начальной температуры T_0^* и давления p :

$$u = F_u(T_0^*, p), \quad T_s = F_T(T_0^*, p),$$

т.е. в отличие от теории Зельдовича-Новожилова градиент температуры на поверхности топлива как основной регулирующий фактор исключается. Вместо него приходит температура T_0^* , для которой принимается следующее определение:

Определение. Пусть для неограниченного плоского фронта горения установлена в стационарном режиме зависимость $T_s^0 = F_T(T_0, p)$. Тогда эффективной начальной температурой топлива T_0^* называется величина, рассчитанная по температуре поверхности T_s как $T_0^* = F_T^{-1}(T_s, p)$.

Полная математическая формулировка одномерной задачи нестационарного горения в системе координаты x' , связанной с фронтом горения, имеет вид

$$\frac{\partial T_c}{\partial t} + u \frac{\partial T_c}{\partial x'} = \kappa_c \frac{\partial^2 T_c}{\partial x'^2}, \quad u = u(T_0^*, p), \quad T_s = T_s(T_0^*, p).$$

Граничные условия:

$$x' = -\infty: \quad T_c = T_0;$$

$$x' = 0: \quad T_c = T_s, \quad \frac{\partial T_c}{\partial x'} = \frac{u(T_0^*, p)(T_s - T_0^*)}{\kappa_c}.$$

Условия ограничения: $u(T_0^*, p) = 0$, если $T_0^* < (T_0^*)_-^{cr}$ или $p < p_-^{cr}$;
 $u(T_0^*, p) = \infty$, если $T_0^* > (T_0^*)_+^{cr}$ или $p > p_+^{cr}$.

Содержащиеся здесь верхняя $(T_0^*)_-^{cr}$ и нижняя $(T_0^*)_+^{cr}$ критические значения эффективной температуры устанавливают пределы существования фронта горения как волнового явления.

Температуры $(T_0^*)_-^{cr}$, $(T_0^*)_+^{cr}$ находятся опытным путем по исследованию стационарного горения. Аналогичная ситуация имеет место и с пределами p_-^{cr} , p_+^{cr} по давлению.

Показано, что предложенная формулировка вообще-то говоря, в линейных задачах (устойчивость горения, горение при переменном давлении с малой амплитудой или осциллирующем световом облучении) приводит к тем же результатам, что и теория Зельдовича-Новожилова.

Отличие же состоит в принятии условия ограничения, которые приводят к другим критериям погасания. Кроме того, дополнение условия устойчивости Новожилова

$$r > (k-1)^2/(k+1)$$

приведенными выше условиями ограничения снимает противоречия теории с экспериментом в области низких и высоких начальных температур и давлений, когда горение в виде движущегося фронта невозможно.

Понятие эффективной начальной температуры позволяет расширить феноменологический подход, где учитывается время релаксации газовой фазы. В этом случае помимо функциональных форм $u = u(T_0^*, p)$, $T_s = T_s(T_0^*, p)$ необходимо еще привлечь условие сохранения энтальпии. Оно при нестационарном режиме горения и в случае одной реагирующей компоненты Y в газе дает связь

$$Y_s = \frac{c_p}{Q} [T_0^* - T_s(T_0^*, p)] + 1 - \frac{c_p}{c_c} L$$

концентрации Y_s на поверхности твердой фазы с эффективной начальной температурой. Толщина зоны химической реакции в топливе и газе остается бесконечно тонкой, информация о ней содержится в феноменологических коэффициентах.

Пятая глава содержит результаты решения задач по распространению примеси в атмосфере и мокрой очистки газов. В первом разделе рассматривается эволюция большого облака объемом V с примесями в сильно стратифицированной атмосфере, где турбулентность сосредоточена в локальных областях – облаках. Здесь анализируется наиболее поздняя и

длительная стадия интрузии облака, представляемой в виде перемешанной турбулентной жидкости и с постоянной плотностью. Число Рейнольдса в облаке много больше критического Re_{cr} .

В математическом плане задача об интрузии здесь формулируется аналогично известной работе Г.И. Баренблатта, с разницей в используемой форме для напряжения силы трения

$$\tau_* \sim \kappa v^2, \quad \kappa = \text{const},$$

вместо линейной зависимости от скорости v перемешанной жидкости. Соответственно задача об эволюции облака ставится как

$$\left(-\frac{\partial h}{\partial r}\right)^{1/2} h^2 \frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{t_*} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial h^5}{\partial r} \right), \quad t_* = 20\kappa / \omega_b, \quad (25)$$

$$2\pi \int_0^\infty h(r, t) r dr = V = \text{const}; \quad r = 0: \quad \frac{\partial h}{\partial r} = 0.$$

В уравнении (25) ω_b – частота Брента-Вяйсяля, h – полутолщина облака. Радиус r_0 облака в плане растет по закону $r_0 \sim t^{2/9}$ (в теории Г.И. Баренблатта $r_0 \sim t^{1/10}$). Показано, что коллапс облака на поздней и наиболее длительной стадии протекает в автомодельном режиме. Найдено точное решение задачи (25), отвечающее такому режиму.

Далее строится модель выпадения частиц из коллапсирующего облака на поверхность земли и выявляется единственный безразмерный параметр u'/u_g – отношение среднеквадратичной пульсации скорости ветра u' и скорости свободного падения частицы в поле силы тяжести u_g . Апробация модели проведена на испытании «Castle Bravo» термоядерного заряда на атолле Бикини 1954 года.

Во второй части четвертой главы приводится анализ в пенном и центробежно-барботажном аппаратах физических процессов, ответственных за улавливание частиц пыли. Аналитически решена гидродинамическая задача о росте газового пузыря при малых числах Рейнольдса и задача о двухфазном течении в растущем пузыре. Выведена формула для т.н. коэффициента проскока k – отношения числа частиц, прошедших барботажный аппарат, к их начальному числу. Указанная формула имеет вид

$$k = \exp \left\{ -a \left(\frac{\rho_p}{\rho_g Re_d} \right)^{1/6} \sqrt{St} \left[1 - \left(\frac{d\omega}{3V_0} \right)^{4/9} \right] \right\}, \quad Re_d = \frac{dV_0}{\nu}, \quad (26)$$

где a – подлежащая определению константа; ρ_p , ρ_g – плотности материала частиц и газа; St – число Стокса; d – диаметр отверстия, из которого поступает в пузырь пылегазовая смесь со скоростью V_0 ; ω – частота отрыва пузырей; ν – кинематическая вязкость газа.

Для рассматриваемых условий, которые обычно реализуются на практике, имеем

$$\left(\frac{d\omega}{3V_0}\right)^{4/9} \approx 10^{-2} \div 10^{-1}, \quad \rho_p/(\rho_g \text{Re}_d) \approx \text{const} \sim 1.$$

Поэтому формулу (27) рекомендуется на практике использовать в следующей упрощенной форме

$$k = \exp(-a\sqrt{St}). \quad (27)$$

Сравнение формулы (27) с экспериментальными данными приведено на рисунке 19.

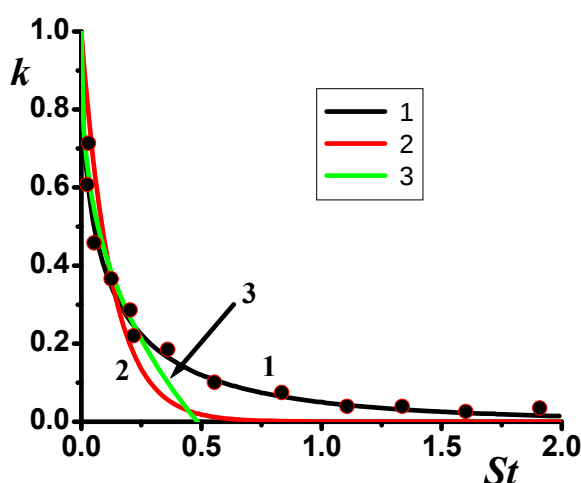


Рис. 19. Зависимость коэффициента проскока частиц k от числа Стокса St . Кривая 1 – расчету по (28) при $a = 3$. Точки – экспериментальные данные. Остальные кривые – расчет по формулам других авторов

Выводы

1. Разработан новый подход к изучению структуры пламени на основе использования аналогии между медленным горением и тепловым взрывом и привлечением термодинамического принципа минимума производства энтропии. Показано, что производство энтропии во фронте ламинарного горения пропорционально скорости его распространения.
2. Построена на новом физическом принципе нарушения подобия полей температуры и концентрации реагирующего вещества теория искривленного пламени, согласно которой пламя устойчиво, а постоянная Маркштейна обратно пропорционально величине рассогласования, что в перспективе может объяснить наблюдающуюся гидродинамическую устойчивость ламинарного горения. Это позволило объединить теорию Маркштейна и теорию диффузионно-тепловой неустойчивости Я.Б. Зельдовича и Г.И. Баренблатта в единую концепцию.
3. Применением математического аппарата множеств дробной размерности получена новая формулировка уравнений газовой динамики (турбулентного) горения, где первичными понятиями служат «поверхность горения» и «нормальная скорость пламени».

4. Выведена формула для скорости турбулентного горения как функция нормальной скорости ламинарного пламени, среднеквадратичного значения пульсации скорости потока и фрактальной размерности поверхности горения.
5. Построена одномерная теория спонтанной детонации в трубах. Численным моделированием перехода медленного горения в детонацию и сравнением с экспериментальными данными показана ее справедливость.
6. Предложены модели ускоряющегося турбулентного пламени при его дозвуковых и сверхзвуковых скоростях движения. В частности показано, что ускорение пламени происходит в режиме медленного горения и в режиме Чепмена – Жуге.
7. Разработана новая формулировка феноменологической теории нестационарного горения порохов, где фундаментальной величиной является эффективная начальная температура горения. Это позволило расширить теорию, где учитывается инерционность газовой фазы.
8. Аналитическими методами исследования развита теория нестационарного горения твердых взрывчатых веществ и ракетных топлив, где учитывается время релаксации газовой фазы. В рамках этой теории построена область устойчивого горения, где возможно горение при отрицательных значениях феноменологических коэффициентов k и r .
9. Изучено поведение нестационарной скорости горения и акустической проводимости от теплофизических свойств топлива и числа Льюиса в газовой фазе. Показано, что обе эти величины сильно зависят от числа Льюиса и других характеристик газа вблизи границы устойчивого горения.
10. Проведен комплекс исследований при постоянном и переменном давлении по свойствам модели горения твердых ракетных топлив и взрывчатых веществ, разлагающихся посредством пиролиза. Показано, что уже простейшая кинетика брутто-реакции по схеме $A \rightarrow B$ описывает широкий спектр наблюдаемых в натуральных экспериментах явлений: от мягкой потери устойчивости горения до самопроизвольного погасания и хаотического режима.
11. Разработаны научные основы распространения примеси в устойчиво и сильно стратифицированной атмосфере и пылеулавливания в пенных и центробежно-барботажных аппаратах. Это позволяет решить ряд технологических задач в экологии и химической промышленности.

ОСНОВНЫЕ ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Сабденов К.О. Теория нестационарного горения твердых ракетных топлив. – Томск: Изд-во ТПУ, 2006. – 236с.
2. Вилунов В.Н., Сабденов К.О. К феноменологической теории нестационарного горения //Химическая физика. – 1992. – №3. – С. 415-423.
3. Сабденов К.О. Нестационарное горение с точки зрения теории динамических систем //Химическая физика. – 1993. – №3. – С. 419-424.

4. Сабденов К.О., Постников С.Н. К теории ламинарного пламени (Сообщение 1) //Физика горения и взрыва. – 1993. – Т. 30, №1. – С. 42-46.
5. Сабденов К.О. К теории ламинарного пламени (Сообщение 2) //Физика горения и взрыва. – 1993. – Т. 30, №5. – С. 22-30.
6. Сабденов К.О., Постников С.Н. К теории ламинарного пламени (Сообщение 3) //Физика горения и взрыва. – 1993. – Т. 30, №6. – С. 25-33.
7. Сабденов К.О. Фрактальная теория перехода медленного горения в детонацию в газах //Физика горения и взрыва. – 1995. – Т.32, №6. – С. 106-112.
8. Сабденов К.О. К теории гетерогенных реакций. Некоторые приложения теории множеств дробной размерности //Химическая физика. – 1996. – №3. – С. 83-90.
9. Сабденов К.О., Зубков С.В. О выпадении частиц из облака большого размера в устойчиво стратифицированной атмосфере //Прикладная механика и техническая физика. – 1996. – №6. – С. 78-84.
10. Сабденов К.О., Миньков Л.Л. К фрактальной теории перехода медленного горения в детонацию в газах //Физика горения и взрыва. – 1998. – Т. 34, №1. – С. 70-78.
11. Сабденов К.О. О барботаже пылегазовых смесей //Известия РАН. Механика жидкости и газа. – 1998. – №4. – С. 114-121.
12. Магазинников А.Л., Пойзнер Б.Н., Сабденов К.О., Тимохин А.Н. Тройка керровских сред в нелинейном интерферометре Физо: факторы, влияющие на бифуркационное поведение // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. – 1998. – Т. 6, № 5. – С. 56-65.
13. Сабденов К.О. К линейной теории искривленного пламени //Инженерно-физический журнал. – 2001. – Т. 74, №5. – С. 81-86.
14. Сабденов К.О. Миньков Л.Л. Особенности горения ракетного топлива при не равном единице числе Льюиса в газовой фазе //Инженерно-физический журнал. – 2001. – Т.74, №6. – С. 61-72.
15. Сабденов К.О. О диффузионно-тепловой неустойчивости ламинарного пламени //Инженерно-физический журнал. – 2002. – Т. 75, №4. – С. 73-79.
16. Сабденов К.О. К вопросу нахождения постоянной Маркштейна //Известия Томского политехнического университета. – 2004. – Т. 307, №3. – С. 21-25.
17. Сабденов К.О. Нахождение условий диффузионно-тепловой устойчивости пламени применением модельной функции скорости химической реакции //Известия Томского политехнического университета. – 2004. – Т. 307, №2. – С. 25-29.
18. Долматов О.Ю., Сабденов К.О., Мацаков Р.И., Демянук Д.Г. Модель самораспространяющегося высокотемпературного синтеза с твердофазной реакцией //Известия вузов. Физика. – 2004. – №11. – С. 79-85.
19. Сабденов К.О. К моделированию химического и радиоактивного загрязнения поверхности земли при испытании высокоэнергетических устройств //Известия Томского политехнического университета. – 2005. – Т. 308, №2. – С. 90-94.
20. Сабденов К.О. Теория спонтанной детонации. Ч. 1. Формулировка основных положений //Известия Томского политехнического университета. – 2005. – Т. 308, №3. – С. 16-22.
21. Сабденов К.О. Теория спонтанной детонации. Ч. 2. Моделирование взрывных процессов //Известия Томского политехнического университета. – 2005. – Т. 308, №4. – С. 19-25.
22. Шрагер Э.Р., Васенин И.М., Сабденов К.О. Сравнительный анализ результатов решения задачи о диффузионно-тепловой неустойчивости пламени // Известия Томского политехнического университета. – 2005. – Т. 308, №6. – С. 28-33.
23. Сабденов К.О. Режимы горения твердого ракетного топлива, распадающегося на газ по механизму пиролиза // Известия Томского политехнического университета. – 2006. – Т. 309, №3. – С. 120-125.
24. Мырзакулов Р., Козыбаков М.Ж., Сабденов К.О. Погасание горения твердых ракетных топлив и взрывчатых веществ при переменном давлении // Известия Томского политехнического университета. – 2006. – Т. 309, №5. – С. 123-129.

25. Мырзакулов Р., Козыбаков М.Ж., Сабденов К.О. Моделирование акустической неустойчивости в камере ракетного двигателя твердого топлива // Известия Томского политехнического университета. – 2006. – Т. 309, №6. – С. 109-113.
26. Сабденов К.О., Селиваникова О.В., Данейкин О.Ю., Пахомов А.А. Параметрический анализ условий существования и динамики кавитационных пузырьков в трубопроводах реактора // Известия вузов. Физика. – 2004. – Т. 47, №11. – С. 126-129.
27. Дик И.Г., Сабденов К.О. Модель агломерации металлических порошков на поверхности горения конденсированного вещества // Проблемы механики летательных аппаратов: Тез. IV-й Всеросс. науч. конф., 18-20 мая 1988 г. Изд-во ТГУ, 1988. – С. 43.
28. Вилюнов В.Н., Сабденов К.О. К феноменологической теории нестационарного горения. Инерционная газовая фаза // Макроскопическая кинетика, химическая и магнитная газодинамика: Тез. всесоюз. школы-семинара, Томск – Красноярск, 19-21 сентября 1991 г. Изд-во ТГУ, 1992. – С. 141-142.
29. Sabdenov K.O. On the new approach in theoretical research of non-stationary processes in burning of solid fuel // International conference on combustion (ICOC 93), Moscow - St. Petersburg, Russia, 1993. – P. 91-95. Сабденов К.О. О новом подходе при теоретическом изучении нестационарного горения твердых топлив // Международная конференция по горению, Москва – Санкт-Петербург, Россия, 1993. – С. 91-95.
30. Сабденов К.О. О гидродинамической устойчивости пламени // Всесибирские чтения по математике и механике: Тез. докл. Междунар. научн. конф. 17-20 июня 1997 г. – Т. 2. Томск: Изд-во ТГУ, 1997. – С. 161.
31. Сабденов К.О., Миньков Л.Л. О новом подходе в моделировании горения перемешанных газов // Всесибирские чтения по математике и механике: Тез. докл. Междунар. научн. конф. 17-20 июня 1997 г. – Т. 2. – Томск: Изд-во ТГУ, 1997. – С. 161-162.
32. Сабденов К.О. К разрешению парадокса Л.Д. Ландау о гидродинамической неустойчивости пламени // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Докл. Все росс. конф. Изд-во ТГУ, 1998. – 310с.
33. Сабденов К.О. Зависимость скорости пламени от кривизны его фронта и ячеистая структура пламени // Механика летательных аппаратов и современные материалы: Сборник докл. Всеросс. конф. – 1999. – Вып. 2. – С. 54-56.
34. Сабденов К.О. Механизмы ускорения турбулентного пламени в трубе при переходе медленного горения в детонацию в газах // Механика летательных аппаратов и современные материалы: Сборник докл. Всеросс. конф. 1999. Вып. 2. – С. 109-111.
35. Сабденов К.О., Миньков Л.Л., Васенин И.М., Шрагер Э.Р., Палеев Д.Ю. Исследование Исследование переходных процессов горения метано-воздушной смеси в условиях горной выработки // Научные технологии угледобычи и углепереработки: Тр. Междунар. научно-практ. конф. – Кемерово: ИУУ СО РАН, КузГТУ, 1988. – С. 70-73.
36. Сабденов К.О., Миньков Л.Л., Васенин И.М., Шрагер Э.Р., Палеев Д.Ю. Исследование взрыва метано-воздушной смеси в полуограниченной трубе с учетом местных сопротивлений и потерь тепла в стенку трубы // Математическое моделирование процессов в синергетических системах: Сб. статей. Улан-Удэ – Томск: Изд-во ТГУ, 1999. – С. 99-102.
37. Козлов Е.А., Сабденов К.О., Шабанов М.Н. Модель и скорость осаждения частиц аэрозолей // Фундаментальные проблемы охраны окружающей среды и экологии природно-терр. компл. Западной Сибири: Мат-лы Всеросс. научно-практ. конф. Горно – Алтайск. Томск: Изд-во ТГУ, 2000. – С. 82-84.
38. Сабденов К.О., Миньков Л.Л. Об устойчивости горения твердого гомогенного ракетного топлива // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Докл. всеросс. конф. Изд-во ТГУ, 2000. – С. 61-62.
39. Sabdenov K.O., Shepotenko N.A. Modeling nuclear fall-out of the cloud as result of emergency situation at a-plant // Modern technique and technologies: 8th International Scientific and Practical Conference of Students, Post-graduates and Young Scientists, April 8-12. 2002.

- Tomsk. – Р. 33-36. Сабденев К.О., Шепотенко Н.А. Моделирование выпадения ядерных радионуклидов в результате аварий на предприятии // Современная техника и технологий: 8-я Международная научно-практическая конференция студентов, аспирантов и молодых ученых, 8-12 апреля, 2002 г.
40. Sabdenov K.O., Demyanuk D.G., Matzakov R.I. Model of self-propagating high-temperature synthesis (SHS) with solid phase reaction // 3rd International youth nuclear congress IYNC 2004. Toronto – Canada, May 9 – 13, 2004. – Р. 94. Сабденев К.О., Демянук Д.Г., Мацаков Р.И. Модель самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) с твердофазной реакцией // 3-я Международный конгресс молодых ядерщиков, 9-13 мая 2004 г., Торонто, Канада. – С. 94.
41. Sabdenov K.O., Miroshnichenko A.V. Specializing of the Thermal-Diffusion Flame Stability Region with the Aid of a Modeling Function for the Chemical Reaction Rate // Progress in Combustion and Detonation / Edited by A.A. Borisov, S.M. Frolov, A.L. Kuhl. – Moscow: TORUS PRESS Ltd., – 2004. – 432 p. – Р. 35 – 36. Сабденев К.О., Мирошниченко А.В. Исследование диффузионно-тепловой неустойчивости с помощью модельной функции скорости химической реакции // Прогресс в теории горения и детонации / Под ред. Борисова А.А., Фролова С.М., Кула А.Л. – М.: Торус-Пресс Лтд., - 2004. – 432с. – С. 35-36.
42. Козыбаков М.Ж., Сабденев К.О. Нерегулярные колебания в ракетных двигателях на твердом топливе // Хаос и структуры в нелинейных системах. Теория и эксперимент: Сб. докл. Междунар. научной конф. 15-17 июня 2006. – Астана: Изд-во Евразийского национального ун-та, 2006. – С. 156-160.
43. Сабденев К.О. Формулировка феноменологической теории нестационарного горения на основе эффективной начальной температуры // Фундаментальные и прикладные проблемы механики: Труды V-й Всероссийской научной конференции, Томск, 3-5 октября 2006 г. – Томск: Изд-во ТГУ, 2006 г. – С. 154-156.
44. Sabdenov K.O., Gerasim M.S., Sokolov K.A. Toward a theory of gas cavity in fuel pellet // 3rd International youth nuclear congress IYNC 2004. Toronto – Canada, May 9 – 13, 2004. – Р. 112-113. Сабденев К.О., Герасим М.С., Соколов К.А. Кавитация газовых пузырьков // 3-я Международный конгресс молодых ядерщиков, 9-13 мая 2004 г., Торонто, Канада. – С. 112-113.
45. Сабденев К.О., Пахомов. А.А., Нестеров. В.Н. Исследование динамики кавитационных пузырьков в трубопроводах ядерных реакторов // Современная техника и технологии СТТ'2004: Тезисы докл. Международной научно-практ. конф. Томск, 29 марта – 2 апреля 2004 г. – Томск: Изд-во ТПУ. – С. 278-279.
46. Сабденев К.О. К оценке минимального воздействия на горючие газы для инициирования детонации / Тезисы докл. Международной научно-практической конференции «Физико-технические проблемы атомной энергетики и промышленности», Томск, 7-8 июня 2007 г. – Томск: Изд-во ТПУ. – С. 56.
47. Сабденев К.О. К оценке концентрационных пределов возникновения горения / Там же. – С. 57.

Подписано в печать 2007 г.
Тираж 100 экз. Заказ №155. Бумага офсетная.
Печать RISO. Отпечатано в типографии ТПУ.
г. Томск, пр. Ленина, 30.