

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего
образования

«Дальневосточный федеральный университет»
(ДВФУ)

На правах рукописи

Мокрин Сергей Николаевич

ПРЕДЕЛЫ ГОРЕНИЯ БЕДНЫХ СМЕСЕЙ ГАЗОВ ВО ВСТРЕЧНЫХ ПОТОКАХ

1.1.9. Механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
Доктор физико-математических наук
Минаев Сергей Сергеевич

Владивосток – 2022

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	4
Глава 1. Растяженные пламёна (обзор литературы).....	11
Глава 2. Линейный анализ устойчивости растяженных пламен.....	24
Раздел 2.1. Постановка задачи в рамках диффузионно-тепловой модели и анализ стационарных состояний.....	24
2.1.1 Математическая модель.....	24
2.1.2 Стационарные решения.....	26
Раздел 2.2. Пространственная неустойчивость растяженных пламен с малым числом Льюиса.....	30
Глава 3. Численное моделирование пространственных структур волн горения, стабилизированных между двумя щелевыми противоточными горелками.....	38
3.1. Математическая модель.....	41
3.2. Численный метод.....	43
3.3. Результаты трехмерных расчетов.....	43
3.4. Двумерное численное моделирование и диаграмма режимов...	46
3.5. Результаты линейного анализа устойчивости.....	50
3.6. Сравнение режимных диаграмм для щелевых и осесимметричных растяженных пламен.....	53
3.7. Сравнение численных и экспериментальных результатов.....	55
Глава 4. Стационарные режимы и пределы горения растяженных предварительно перемешанных пламён, стабилизированных в плоском канале.....	60
Раздел 4.1. Экспериментальные исследования растяженных пламён в плоском канале.....	60
4.1.1 Экспериментальная установка.....	61
4.1.2 Результаты экспериментов.....	63
Раздел 4.2. Численное моделирование растяженных пламён в плоском канале.....	68

4.2.1 Математическая модель.....	71
4.2.2 Результаты расчетов.....	74
Заключение.....	85
Список литературы.....	88

ВВЕДЕНИЕ

Исследования горения газов во встречных потоках вблизи застойной зоны необходимы для понимания взаимодействия между фронтом пламени и крупномасштабными течениями газа, для определения пределов существования горения и многих других процессов. Эти исследования необходимы для разработки моделей горения в промышленных устройствах, таких как большие горелки тепловых электростанций, двигатели внутреннего сгорания и другие.

В диссертационной работе изложены теоретические и экспериментальные исследования автора, направленные на развитие физических представлений о причинах и механизмах неустойчивости растяжённого пламени, а также, исследования структуры и пределов существования растяжённого пламени.

До настоящего времени, аналитические исследования устойчивости растяженного пламени ограничивались рамками одномерной постановки задачи и отсутствовало линейное исследование пространственной устойчивости. К числу нерешенных проблем следует отнести описание пространственных структур в виде “трубок пламени” и других, которые возникают вблизи пределов существования горения в пространстве между двумя щелевыми горелками.

Экспериментальное исследование пределов горения при низких скоростях потока газа долгое время было невозможно, поскольку в условиях земной гравитации сильное влияние оказывает эффект плавучести, связанный с естественной конвекцией. В настоящее время, экспериментальное исследование слаборастяженных пламен возможно только в условиях микрогравитации. Подобные эксперименты позволяют получить данные высокой точности о структуре и пределах существования пламени, но в то же время, достаточно затратные и сложные в организации. Предложенная и запатентованная автором щелевая горелка позволила исследовать структуру растяженного пламени в диапазоне малых значений коэффициента растяжения газа, который был недостижим при использовании традиционных горелок со встречными потоками при нормальной гравитации.

Затронутый круг принципиальных проблем теории горения, касающихся

описания пространственной устойчивости и структуры растяженного пламени, пределов его существования, оставался нерешенным. Настоящая работа восполнила многие из указанных пробелов теории горения.

Целью данной работы было теоретическое и экспериментальное исследование пределов распространения предварительно перемешанных растяженных пламен, анализ неустойчивых режимов горения и определение областей их существования. Достижение цели осуществлялось путем решения следующих задач:

- исследование линейной пространственной устойчивости фронта пламени и выявление определяющих параметров и областей неустойчивости;
- численное моделирование пространственных структур волн горения, стабилизированных между двумя противоточными щелевыми горелками;
- экспериментальное выявление режимов горения и пределов существования растяженных пламен, стабилизированных в плоском канале;
- формулировка математической модели и результаты численного моделирования растяженных пламен, стабилизированных в плоском канале с теплопроводящими стенками;

Научная новизна работы состоит в создании упрощенных математических моделей, позволяющих на качественном уровне описать поведение растяженных пламен вблизи пределов их существования, согласующиеся с данными экспериментов. Была разработана и протестирована новая экспериментальная методика, позволяющая получить данные о характеристиках растяженных пламен бедных смесей газов при малых параметрах растяжения. В представляемой работе впервые были получены следующие результаты:

- На основании линейного анализа устойчивости стационарных режимов горения двойных растяженных пламен к малым пространственным возмущениям определены области параметров (коэффициент растяжения, состав смеси, число Льюиса) при которых возможно устойчивое горение и пульсации пламени.

- Выполнено численное моделирование пространственных структур растяженного пламени, стабилизированного в пространстве между двумя щелевыми горелками. Построены диаграммы существования различных режимов горения, качественно согласующиеся с имеющимися экспериментальными данными.
- Экспериментально исследованы пределы существования и режимы горения двойных противоточных пламен при малых значениях коэффициента растяжения в условиях земной гравитации.
- Разработана математическая модель и выполнено численное моделирование горения в канале со встречными потоками газа, качественно согласующееся с экспериментальными данными.

Научная и практическая ценность работы. Предложенные в настоящем исследовании модели и методы их анализа могут быть применены в последующих численных и теоретических исследованиях широкого спектра задач теории горения газов. Результаты исследования устойчивости растяженных пламен способствуют развитию фундаментальной теории горения и позволяют дополнить теорию диффузионно-тепловой неустойчивости пламени. Численные и экспериментальные данные о пределах распространения бедных газофазных пламен могут найти применение в области взрыво- и пожаробезопасности.

Достоверность полученных результатов обеспечивается строгой постановкой краевых задач, корректностью применяемых математических моделей и соответствием полученных результатов с данными экспериментальных и теоретических исследований, отраженных в литературе. Экспериментальные исследования проводились с использованием зарекомендовавших себя методов и современного научного оборудования, в том числе внесённого в реестры средств измерений РФ. Систематические и случайные погрешности экспериментов учтены с помощью классических методов статистической обработки данных. Достоверность полученных результатов подтверждена воспроизводимостью полученных данных. Полученные результаты согласуются с современными представлениями об изучаемых процессах, находятся в качественном и

количественном соответствии с литературными данными по объектам исследований.

На защиту выносятся:

- результаты линейного анализа устойчивости двойных растяженных предварительно перемешанных пламен относительно пространственных возмущений;
- Результаты численного моделирования пространственных структур растяженного пламени, стабилизированного в пространстве между двумя щелевыми горелками.;
- результаты экспериментального исследования пределов горения бедных метано-воздушных пламен, стабилизированных в плоском канале;
- результаты численного моделирования растяженных пламён, стабилизированных в плоском канале с теплопроводящими стенками.

Апробация результатов исследования

Результаты диссертационной работы были представлены на российских и международных конференциях: II International Conference «Dynamics and Structure of Combustion Waves» (Vladivostok, 2014), Международная конференция, приуроченная к 75-летию академика В.А. Левина (Владивосток, 2014), 11th – 15th International Conference on Flow Dynamics (2014 – 2018), 10th Asia - Pacific Conference on Combustion (Beijing, 2015), Современные технологии и развитие политехнического образования (Владивосток, 2015), 36th International Symposium on Combustion (Seoul, 2016), 12th Asia-Pacific Conference on Combustion (Fukuoka, 2019), 5th International Workshop on Heat-Mass Transfer Advances for Energy Conservation and Pollution Control (Novosibirsk, 2019), 2nd International Workshop and School of Young Scientists: «Theory, experiments and numerical simulations of reaction-diffusion systems in applications for biotechnology, biomedicine and energy production», (Vladivostok, 2021).

Личный вклад соискателя. Все экспериментальные и теоретические результаты, включенные в диссертацию, получены автором лично, либо при его определяющем личном участии. Из работ, опубликованных в соавторстве, на

защиту выносятся результаты, в получении которых соискатель принимал непосредственное участие.

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения.

В первой главе кратко описаны механизмы затухания растяженных предварительно перемешанных пламен. Перечислены эффекты, влияющие на формирование пределов горения предварительно перемешанных смесей газов.

Во второй главе приведены результаты теоретических исследований автора в рамках упрощенной диффузионно-тепловой модели. В разделе 2.1. приведена математическая постановка задачи описания растяженных пламен в рамках диффузионно-тепловой модели и описаны стационарные режимы горения. В разделе 2.2. приведены результаты линейного анализа устойчивости растяженных предварительно перемешанных пламен к малым пространственным возмущениям. По результатам проведенного анализа устойчивости стационарных решений были выявлены различные типы неустойчивости фронта пламени и определены области их существования на диаграмме в плоскости коэффициент растяжения / адиабатическая температура пламени.

В главе 3 приведено сравнение результатов численного и теоретического исследования пламен предварительно перемешанных смесей газов с малыми числами Льюиса в потоке, создаваемом двумя встречно направленными щелевыми горелками. Показана возможность существования следующих режимов горения: двойные плоские пламена, ячеистые пламена и "трубки" пламени. Определены области параметров задачи, в которых возможна реализация указанных режимов горения. С помощью численного моделирования и теоретического анализа были определены области существования выявленных режимов горения в плоскости концентрация топлива / параметр растяжения. Исследовано влияние числа Льюиса на формирование неустойчивых режимов горения. Было установлено, что с уменьшением числа Льюиса расширяются диапазоны параметров растяжения и коэффициентов избытка воздуха, при которых могут существовать противоточные пламена.

В четвертой главе приведены результаты экспериментальных и численных

исследований растяжённых предварительно перемешанных пламен, стабилизированных в плоском канале с теплопроводящими стенками. В разделе 4.1. содержатся результаты экспериментальных работ, проведенных на разработанной и запатентованной автором противоточной щелевой горелке, которая позволяет экспериментально исследовать горение как предварительно перемешанных, так и диффузионных пламён при малых коэффициентах растяжения в условиях нормальной гравитации. Эксперименты продемонстрировали существование двух принципиально различных устойчивых режимов горения: «удаленное пламя» и пламя вблизи застойной зоны. На диаграмме коэффициент растяжения / коэффициент избытка топлива были определены области существования обнаруженных режимов горения, а также границы существования пламени. Было показано, что форма границы пределов существования пламени, стабилизированного в канале, отличается от С-образной кривой, характерной для обычных растяженных пламен.

В разделе 4.2. была предложена упрощенная математическая модель, описывающая предварительно перемешанные противоточные пламена, стабилизированные в узком зазоре между двумя теплопроводящими пластинами. В рамках разработанной модели выполнено численное моделирование стационарных состояний растяженных пламен и определены области параметров, соответствующие устойчивому горению. Результаты численного моделирования качественно согласуются с данными эксперимента, описанного в разделе 4.1. В частности, численно получена ε-образная форма границы области существования горения в плоскости концентрация топлива / параметр растяжения, которая отличается от С-образной кривой, соответствующей противоточным пламёнам в открытом пространстве. Анализ численных результатов позволил выявить механизмы гашения пламени на разных ветвях кривой пределов горения.

В **Заключении** приведены основные результаты и выводы диссертационной работы и представлен список работ соискателя, опубликованных в рецензируемых научных изданиях.

Благодарности. Работа выполнена в рамках крупного научного проекта №

075-15-2020-806 «Фундаментальные исследования процессов горения и детонации применительно к развитию основ энерготехнологий». Автор благодарен д.ф.-м.н. Минаеву С.С. за научное руководство при выполнении диссертационной работы, д.ф.-м.н. Р.В. Фурсенко за поддержку, полезные советы и замечания при выполнении работ, обсуждении и публикации полученных результатов, а также д.т.н. Штыму К.А., д.ф.-м.н. Губернову В.В., к.т.н. Пономаревой А.А., к.ф.-м.н. Князькову Д.А. и проф. К. Маруте за ценные замечания и поддержку при выполнении совместных работ.

ГЛАВА 1. РАСТЯЖЕННЫЕ ПЛАМЕНА (ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ)

Течение в застойной зоне широко используется для анализа растяженных пламен, потому что поле течения хорошо определено и характеризуется одним параметром, а именно коэффициентом растяжения (градиентом скорости). Известные конфигурации течений с застойной зоной, которые широко использовались в экспериментах по сжиганию предварительно смешанной смеси, включают поток, падающий на поверхность [1,2], пористую горелку с равномерным потоком или горелку Цудзи [3,4], встречные струи [5,6], радиальные встречные потоки в цилиндрической геометрии [7–9] и другие. В конфигурации, описанной в работах [1,2], предварительно перемешанная смесь газов подавалась из сопла горелки и набегала на плоскую неподвижную стенку. Если фронт предварительно перемешанного пламени расположен достаточно далеко от стенки, то потери тепла от пламени вниз по потоку к стенке оказывают незначительное влияние на структуру пламени. В горелке Цудзи цилиндрическое или сферическое пористое тело помещалось в набегающий поток газа, а предварительно перемешанная смесь реагентов истекала из передней части пористого тела. Коэффициент растяжения в застойной области перед пористым телом определяется как U/R , где U — скорость потока в трубе, а R — радиус пористого цилиндра или сферы. В отличие от застойной зоны, создаваемой двумя противоточными коаксиальными струями, застойная зона в цилиндрической горелке расположена на оси симметрии, а входной поток горючей смеси направлен радиально к оси симметрии. Поток продуктов горения выходил из системы вдоль оси симметрии. Цилиндрическое предварительно перемешанное пламя, подвергается комбинированным эффектам растяжения и искривления; тогда как для плоского противоточного пламени влияние аэродинамического растяжения на фронт может быть исследовано без эффектов, связанных с кривизной пламени. Хотя вышеупомянутые конфигурации течения в лабораторной практике, как правило, носят многомерный характер из-за неизбежных краевых эффектов, предполагается, что для большей части фронта пламени течение определяется одним параметром растяжения.

В данной диссертационной работе исследованы растяженные ламинарные пламёна в противоточной конфигурации. В противоточной конфигурации течения формируется плоское пламя и коэффициент растяжения определяется градиентом скорости перед пламенем. В то же время, экспериментальные наблюдения [10,11] и теоретические исследования [12,13] продемонстрировали возможность формирования пространственных структур пламени, таких как например, ячеистое пламя, трубчатое пламя, звездообразное пламя и других, образование которых также возможно во встречных потоках.

Одним из достоинств противоточной конфигурации является возможность исследовать как предварительно перемешанное, так и диффузионное пламя на одной установке. Например, при наличии потока идентичных горючих смесей из двух противоположных сопел можно получить два симметричных предварительно перемешанных пламени. Условие симметрии в застойной зоне позволяет уменьшить теплотери из продуктов горения в окружающую среду. Тепловые потоки из зоны реакции можно контролировать с помощью набегающего на пламя со стороны продуктов горения горячим потоком инертного газа или горячими продуктами с заданной температурой. Диффузионное пламя также может быть получено в противоточной конфигурации потоков топлива и окислителя. Кроме того, противоточные горелки позволяют изучить структуру тройного пламени, которое может быть получено путем столкновения богатой смеси с обедненной, так что избыток топлива из богатого пламени реагирует с избытком окислителя из бедного пламени, образуя диффузионное пламя [14]. Данная диссертационная работа ограничивается исследованием двойных симметричных предварительно перемешанных пламён.

На рисунке 1.1 показана схема противоточной горелки. Застойная зона создается двумя встречными однородными струями, вытекающими из двух одинаковых сопел аэродинамической формы с высокой степенью сужения. Каждая струя горючего газа находится в потоке азота, чтобы изолировать двойное пламя от окружающей среды. Для противоточных пламён требуемый коэффициент растяжения зависит от скоростей и расстояния между соплами. Как правило,

расстояние между соплами (L) примерно равно диаметру сопла (D), для создания квази-одномерного, плоского пламени. Если L намного меньше, чем D , диапазон коэффициентов растяжения, при которых возможно избежать потерь тепла от пламени к соплу, ограничен. С другой стороны, когда L намного больше, чем D , двойные пламена более восприимчивы к влиянию конвекции. При фиксированном разделяющем расстоянии изменение коэффициента растяжения может быть достигнуто путем изменения скорости выхода газа из сопла (т.е. расхода смеси).

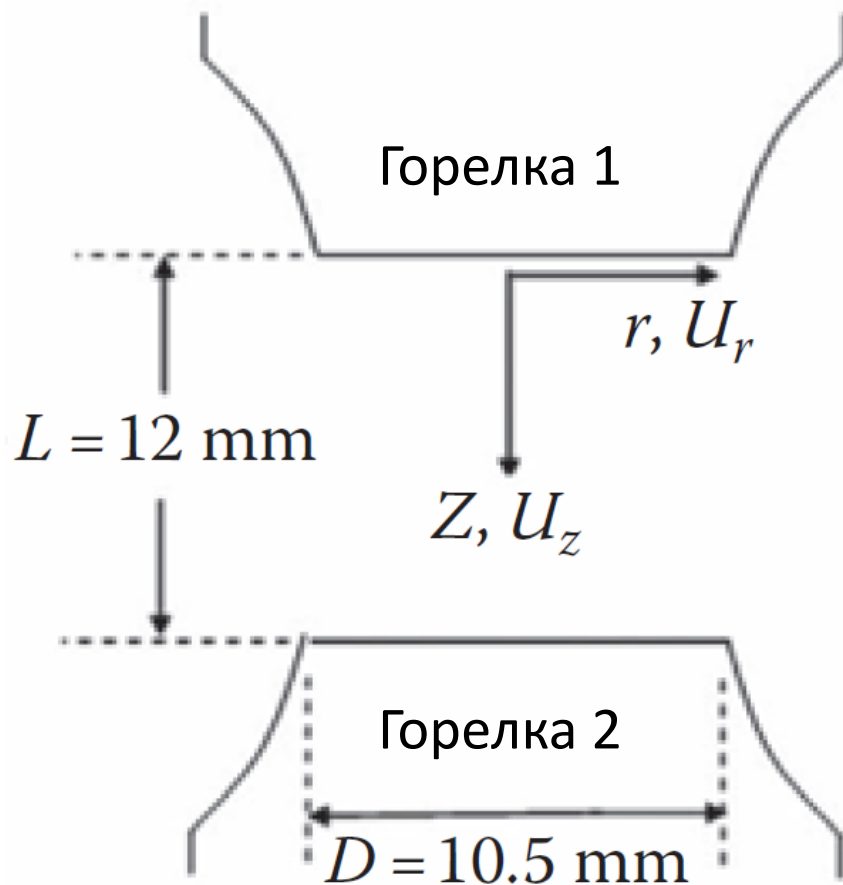


Рисунок 1.1 – Схема противоточной горелки из работы [16].

Фотография противоточных предварительно перемешанных двойных пламен показана на рисунке 1.2. Можно заметить, что, несмотря на краевые эффекты, большая часть поверхности пламени имеет плоскую форму. Соответствующее расположение застойной поверхности и типичный профиль компоненты скорости вдоль оси симметрии системы показаны на рис. 1.2. Можно заметить, что осевая скорость сначала уменьшается вдоль оси при выходе из сопла и достигает минимума по мере приближения к границе зоны свечения пламени. Когда поток

входит в зону пламени, осевая скорость увеличивается вследствие теплового расширения, достигает локального максимума и в конечном итоге уменьшается до нуля по мере приближения к поверхности застоя.

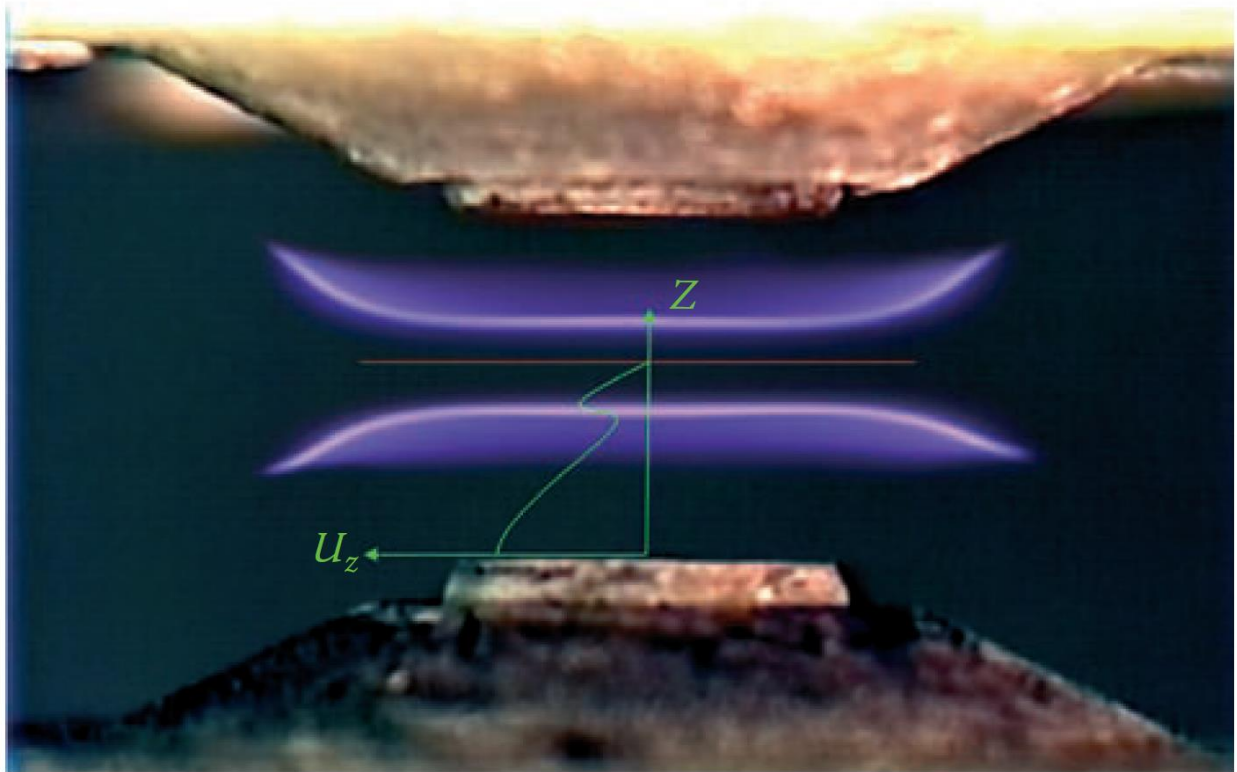


Рисунок 1.2. Фотография растяженных предварительно перемешанных пламен.

На рисунке схематично представлен профиль осевой скорости U_z .

Положение предварительно перемешанных пламен можно свободно регулировать, изменяя коэффициент растяжения, тем самым изменяя динамический баланс между локальной скоростью распространения пламени и скоростью потока [15,16]. В описанном застойном течении осевая скорость перед зоной пламени уменьшается от выхода из сопла. В стационарном случае локальная осевая скорость потока равна скорости распространения пламени. Поэтому пламя приближается к поверхности застоя (выходу из сопла) с увеличением (уменьшением) расхода горючей смеси. Таким образом, разделяющее расстояние между двумя пламенами увеличивается с уменьшением коэффициента растяжения (скорости потока). Отметим, что, когда пламя приближается к соплу по мере уменьшения скорости потока (коэффициента растяжения), его поверхность может

иметь некоторую кривизну вблизи центра пламени. Это связано с тем, что выходной поток имеет тенденцию замедляться вокруг центральной линии и ускоряться на больших радиусах в случаях с низкой скоростью потока [17]. Следовательно, создание адиабатического, плоского, противоточного, предварительно перемешанного двойного пламени с низким растяжением является сложной задачей из-за увеличения тепловых потерь от пламени к соплу, влияния гравитации и других возмущений потока.

Из-за плоской природы противоточного пламени и относительно высокого числа Рейнольдса, связанного с потоком, конфигурацию пламя/поток можно считать “аэродинамически чистой”, где квази-одномерные упрощения и упрощения пограничного слоя могут быть реализованы как в аналитических, так и в численных исследованиях. Полезную информацию о химических реакциях горения и структуре ламинарного растяженного пламени можно получить, сравнивая экспериментальные данные с численными расчетами, включающими детальную химическую кинетику и явление переноса. Кроме того, общие свойства горения смеси топливо/окислитель, такие как скорость распространения ламинарного пламени и время задержки самовоспламенения, широко используются в качестве целевых параметров для разработки, проверки и оптимизации детальных механизмов реакции. В частности, скорость распространения ламинарного пламени является фундаментальным параметром, который зависит от реакционной способности, энерговыделения и транспортных свойств данной смеси.

Определение ламинарной скорости пламени

Поле скорости для противоточной конфигурации может быть получено с помощью цифровой обработки изображений введенных в поток частиц (DPIV). Поток смеси засевают частицами инертного материала субмикронного размера. Равномерно диспергированные частицы в потоке освещаются световым листом толщиной 0,2 мм в вертикальной плоскости с помощью импульсного Nd:YAG-

лазера с двойной лазерной головкой. Применение DPIV для измерения скорости пламени имеет два преимущества. Во-первых, отображение всего двумерного поля потока может существенно сократить время выполнения теста по сравнению с точечными лазерными методами, такими как лазерная доплеровская анемометрия (LDV). Во-вторых, это может уменьшить ошибку позиционирования. Для измерения скорости воспламенения при использовании противоточной конфигурации решающее значение имеет точное определение истинной скорости и коэффициента растяжения. Ошибка позиционирования DPIV намного меньше, чем у LDV, поскольку используется ПЗС-камера с тонкой матрицей и нет необходимости в перемещении пробоотборного зонда в разные точки. Таким образом, DPIV может быть эффективным методом для точного измерения скорости в конкретной точке, а также связанных с ней радиальных и осевых градиентов скорости.

Пределы существования противоточных предварительно перемешанных пламен

Конфигурация противоточных пламен широко используется для получения эталонных экспериментальных данных для изучения структуры растяженного пламени. Характеристики пламени предварительно перемешанной смеси топливо/окислитель, полученные с использованием этой конфигурации, такие как скорость ламинарного пламени и предельный коэффициент растяжения, широко используются в качестве целевых параметров для разработки, проверки и оптимизации детального механизма реакции. В частности, предельный коэффициент растяжения зависит от кинетических механизмов химических реакций горения. Кроме того, изучение явлений гашения имеет фундаментальное и практическое значение в области горения и тесно связано с областями безопасности, пожаротушения и управления процессами горения.

Одним из важных результатов исследований растяженного предварительно перемешанного пламени является то, что на температуру пламени и интенсивность

горения критически влияют комбинированные эффекты неравновесной диффузии и растяжения потока [15,16,18–22]. Это влияние может быть в совокупности количественно оценено с помощью обобщенного параметра $S \sim (Le^{-1}-1)k$, где Le - число Льюиса смеси, а k - коэффициент растяжения, испытываемого пламенем. В частности, температура пламени увеличивается, если $S > 0$, и уменьшается в противоположном случае. Поскольку Le может быть больше или меньше единицы, в то время как k может быть положительным или отрицательным, поведение пламени может измениться, когда Le или k пересекают соответствующее критическое значение. Например, в случае положительно растяженного противоточного пламени с $k > 0$ интенсивность горения увеличивается по сравнению с соответствующим нерастяженным плоским одномерным пламенем для смесей с $Le < 1$, но уменьшается для смесей с $Le > 1$.

Также хорошо известно, что существуют различные режимы затухания при наличии радиационных тепловых потерь из продуктов горения растяженного предварительно перемешанного пламени [23–28]. В этом случае излучающее пламя может вести себя иначе, чем адиабатическое пламя. На рис. 1.3 показана вычисленная максимальная температура пламени T_{max} как функция коэффициента растяжения k для бедного противоточного метано-воздушного пламени с коэффициентом избытка топлива $\phi = 0,455$, с учетом и без учета радиационных тепловых потерь. Из Рисунка 1.3 видно, что два предельных значения параметра растяжения. Для бедного метано-воздушного пламени T_{max} обычно представляет собой температуру в застойной зоне. Механизм реакции, использованный в работе [29] при расчете графиков на Рисунке 1.3, состоял из 32 компонент и 177 элементарных стадий реакции по механизму GRI-Mech 1.2 [29]. Радиационные тепловые потери были включены в уравнение теплопроводности, в предположении, что излучают только продукты горения: CO_2 , H_2O и CO . В данной квази-одномерной формулировке боковые тепловые потери не учитывались, и расчеты были выполнены для давления 1 атмосфера и начальной температуры смеси температуры 300 К.

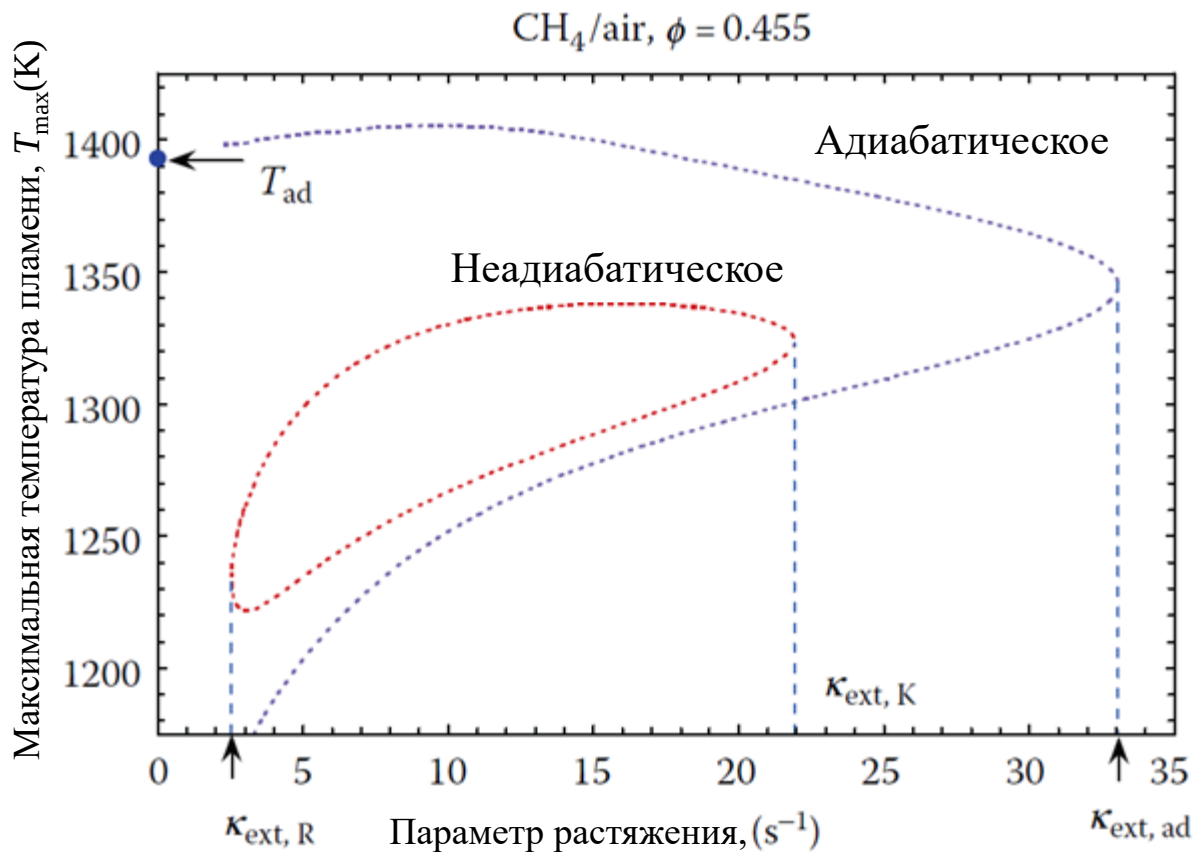


Рисунок 1.3. Максимальная температура пламени $T_{\max}$ как функция коэффициента растяжения k для бедного метано-воздушного пламени ($\phi = 0,455$), с учетом и без учета радиационных теплопотерь.

Для адиабатических условий, в которых отсутствуют радиационные теплопотери, пламя имеет верхнюю и среднюю ветви характеристической кривой воспламенения–гашения, причем только верхняя ветвь представляет физически реалистичные решения. Из рисунка 1.3 видно, что с увеличением коэффициента растяжения $T_{\max}$ сначала увеличивается из-за эффектов, связанных с неравновесной диффузией ($S > 0$), а затем уменьшается по мере приближения к состоянию гашения из-за неполной реакции. $T_{\max}$ стремится к адиабатической температуре пламени T_{ad} , при $k = 0$.

В случае неадиабатического пламени кривая пределов горения имеет вид замкнутой кривой с двумя предельными точками гашения, которые обозначаются как $k_{\text{ext}, K}$ и $k_{\text{ext}, R}$ для более высоких и более низких значений k соответственно. На верхней, устойчивой ветви островка, можно наблюдать, что с увеличением

коэффициента растяжения температура пламени сначала увеличивается, а затем уменьшается, причем гашение происходит при максимальном коэффициенте растяжения $k_{ext,K}$. Механизм гашения на этом пределе аналогичны механизму гашения адиабатического пламени и $k_{ext,K} < k_{ext,ad}$ из-за радиационных теплопотерь. Данное состояние называется пределом горения, обусловленным растяжением.

Гашение, однако, также может быть вызвано уменьшением коэффициента растяжения из-за постепенного увеличения времени прохождения реагирующим потоком зоны реакции и радиационных теплопотерь из пламени. Таким образом, существует минимальное значение коэффициента растяжения, $k_{ext,R}$, ниже которого устойчивое горение невозможно. Этот предел известен как предел горения, вызванный радиационными потерями, при котором растяжение потока влияет на поведение пламени. Следовательно, существует конечный диапазон коэффициентов растяжения, в котором возможно устойчивое горение. Отметим, что, хотя $k_{ext,K}$ составляет около 66% от $k_{ext,ad}$, соответствующие температуры пламени в критических точках отличаются только на 23 К и критическая температура при $k_{ext,K}$ примерно на 60 К ниже адиабатической температуры T_{ad} . На нижнем пределе температура пламени при гашении почти на 160 К ниже, чем T_{ad} . Таким образом, пламя намного «слабее» в состоянии затухания, вызванного радиационными потерями.

Эффект неравновесной диффузии

Пределы существования растяженного пламени существенно зависят от состава смеси. На рис. 1.4 показаны прямые изображения растяженных двойных пламен n -декан/ O_2/N_2 непосредственно перед затуханием для трех различных стехиометрических составов смеси. Молярное отношение $N_2/(N_2+O_2)$ составляет 0,84, а температура горючей смеси T_u была 400 К.

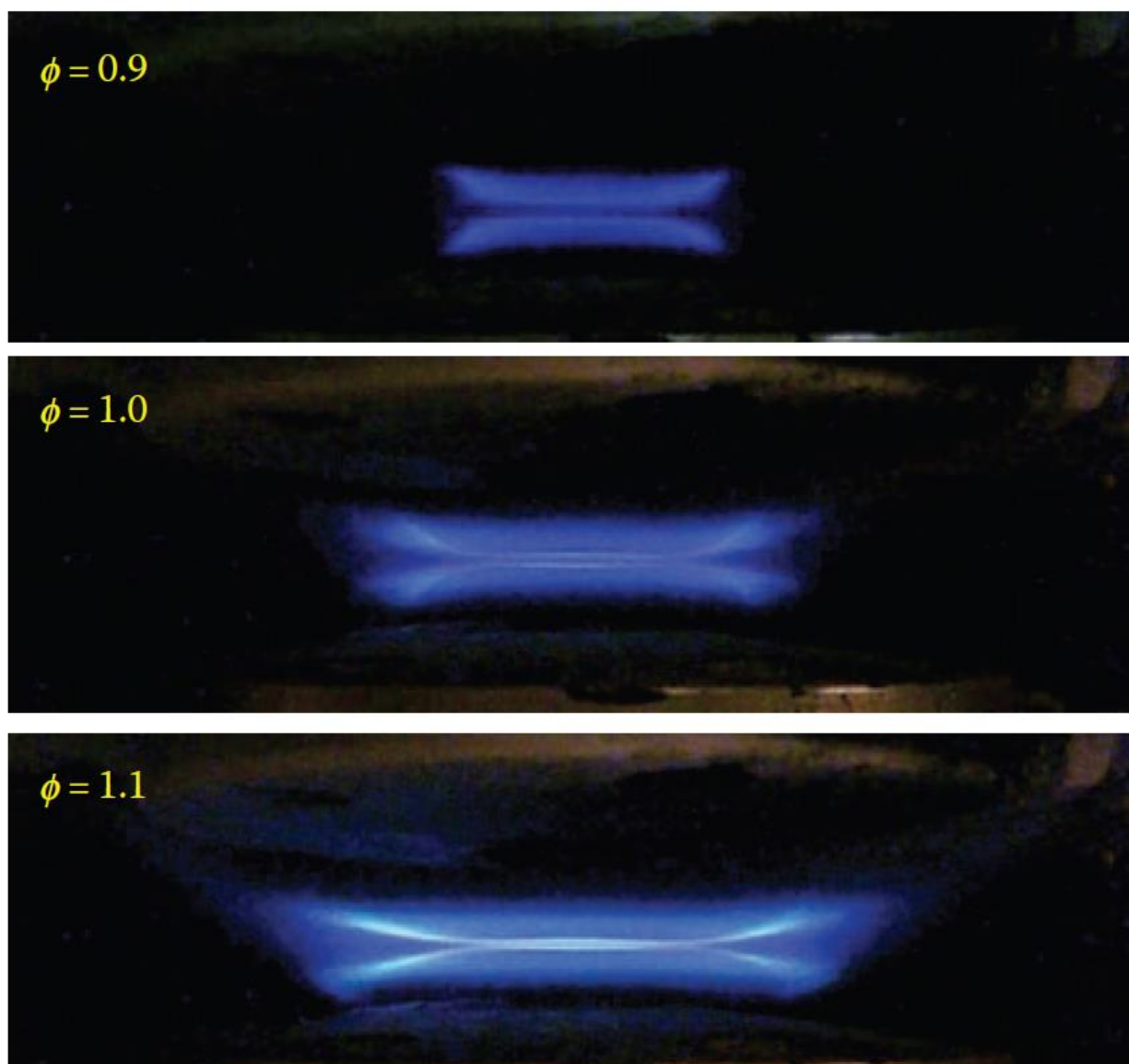


Рисунок 1.4. Прямые изображения пламени п-декан/ O_2/N_2 , близкого к затуханию, при температуре горючей смеси $T_u=400$ К. Молярное отношение $N_2/(N_2+O_2)$ составляет 0,84.

Экспериментально наблюдаются два режима затухания. Гашение бедного противоточного пламени смеси п-декан/ O_2/N_2 происходит на конечном расстоянии между фронтами, в то время как у богатого пламени наблюдается слияние двух пламен. Два различных режима гашения хорошо видны на рис. 1.4. Эксперименты показали, что противоточные пламена с числом Льюиса меньшим единицы ($Le < 1$), соответствующие богатой смеси п-декан/ O_2/N_2 , гаснут в режиме объединенного пламени из-за неполной реакции, в то время как пламена с числами Льюиса

большими единице $Le > 1$, соответствующие бедной смеси n -декан/ O_2/N_2 , гаснут, находясь на конечном расстоянии от застойной зоны из-за эффекта неравновесной диффузии ($S < 0$).

Измеренные критические параметры растяжения при гашении пламени смеси n -декан/ O_2/N_2 при начальной температуре горючей смеси 400 К в зависимости от коэффициента избытка топлива показаны на рисунке 1.5. Можно видеть, что вычисленные критические коэффициенты растяжения при гашении, полученные с использованием двух механизмов реакции n -декана, довольно близки друг к другу. Хотя согласие между экспериментальными и вычисленными результатами является удовлетворительным при $\phi=0.8$, экспериментальные значения, как правило, ниже для других коэффициентов избытка топлива.

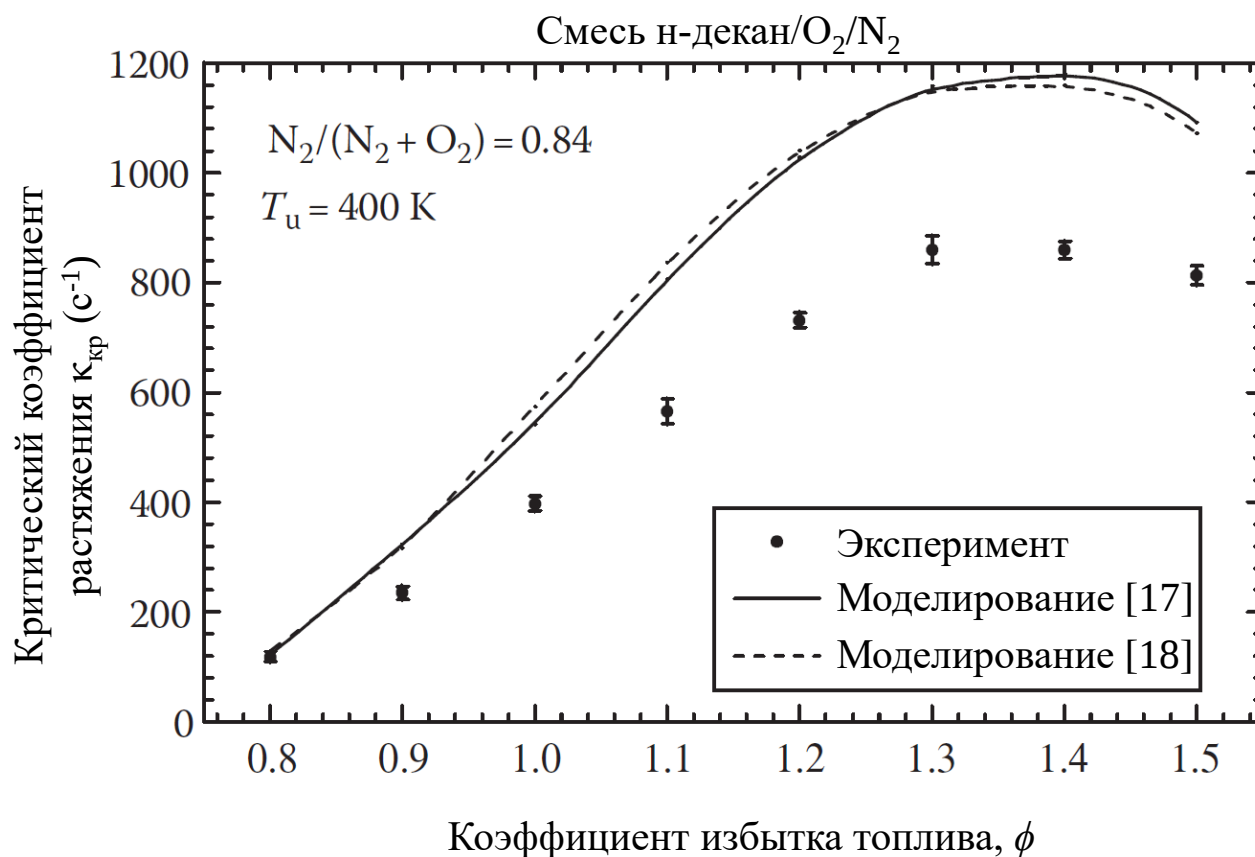


Рисунок 1.5 – Экспериментальные (символы) и расчётные (линии) критические параметры растяжения при гашении смеси n -декан/ O_2/N_2 при $T_u=400\text{ K}$. Молярное отношение $N_2/(O_2+N_2)=0.84$.

Из рисунка 1.5 видно, что как экспериментальные, так и расчетные пределы противоточных пламен *n*-декана демонстрируют одинаковую тенденцию, причем предельный коэффициент растяжения достигает максимума при $\phi \sim 1,4$. Этот сдвиг в сторону обогащения вызван комбинированными эффектами положительного растяжения и числа Льюиса, равного единице, которое достигается в богатой смеси. Отличие между экспериментом и численным расчетом коэффициента может быть связано с недостатками кинетического механизма окисления *n*-декана, а также с квазиодномерным приближением, используемым при моделировании противоточного пламени. Отметим, что существующие механизмы реакции все еще не могут точно предсказать экспериментальные данные о скорости ламинарного пламени [30]. Этот пример показывает, что изучение растяженного пламени смесей углеводородных топлив позволяет проверить кинетические механизмы горения путем сравнения результатов расчета пределов пламени с экспериментом.

Гашение, вызванное пульсационной неустойчивостью

В работе Сивашинского [31] в рамках диффузионно-тепловой модели было показано, что плоский фронт пламени может быть неустойчив относительно пространственных возмущений. В случае, когда число Льюиса меньше единицы $Le < 1$ и достаточно большой энергии активации неустойчивость может приводить к образованию ячеек на фронте пламени. В случае больших чисел Льюиса больших единицы $Le > 1$, неустойчивость может возникнуть в виде осцилляций или пульсаций пламени. Можно предположить, что возникновение ячеистой неустойчивости и пульсационного режима распространения пламени, предсказанных для одномерного плоского пламени, может возникнуть в случае растяженных пламен. Как показано в работах Сивашинского и др. [32], Бехтольда и Маталона [33], при положительных значениях параметра растяжения, например, в случае противоточных пламен или в случае расходящегося сферического пламени с числами Льюиса $Le < 1$, ячеистая неустойчивость ослабляется. Численное

исследование [34] распространяющегося наружу сферического пламени с одноступенчатой химической реакцией показало, что пульсационная неустойчивость может усиливаться при малых радиусах пламени за счет эффектов растяжения. Численное моделирование с детальной химической кинетикой реакций горения, распространяющегося внутрь сферического пламени и положительно растяженного противоточного пламени в богатых смесях водород / воздух, [35] продемонстрировало, что положительное растяжение способствует возникновению пульсации пламени, в то время как отрицательное растяжение замедляет его.

Поскольку растяжение влияет на возникновение пульсации пламени, оно должно соответственно влиять и на затухание в пульсирующем режиме. Поэтому необходимо оценить влияние растяжения на изменение состояния гашения.

Более того, пульсации растяженного пламени могут привести к гашению, даже при меньших значениях параметра растяжения, чем параметр растяжения, вычисленный для стационарного пламени. Таким образом, для определения пределов гашения растяженного пламени необходимо учитывать возникновение пульсаций.

Для оценок границы возникновения пульсаций можно использовать линейный анализ устойчивости стационарных решений, как это было выполнено в работе [36]. Эта работа ограничивалась случаем, когда исследовалась лишь одномерная устойчивость пламени, без рассмотрения пространственных возмущений. В работах автора диссертации впервые рассмотрена устойчивость растяженного пламени относительно пространственных возмущений для произвольного числа Льюиса, в частности, для $Le < 1$.

ГЛАВА 2. ЛИНЕЙНЫЙ АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ РАСТЯЖЕННЫХ ПЛАМЕН

2.1 Постановка задачи в рамках диффузионно-тепловой модели и анализ стационарных состояний

Исследования структуры и устойчивости противоточных предварительно перемешанных пламен позволяют получить данные о кинетических механизмах реакции и пределах существования горения, тем самым способствуя разработке новых технологий горения, таких как, технологии, связанные с низкими выбросами NO_x , горение бедных смесей, микрогорение и синтез материалов. Теоретические и численные исследования диффузионно-тепловой неустойчивости одномерного распространяющегося плоского пламени показали, что неустойчивость наиболее сильно проявляется вблизи пределов существования пламени. В случае, когда число Льюиса меньше единицы, поверхность пламени неустойчива относительно пространственных возмущений, которые приводят к ячеистой форме поверхности пламени. При больших числах Льюиса неустойчивость проявляется в виде осцилляций пламени. Недавние экспериментальные и теоретические исследования горения с использованием стационарного противоточного пламени с предварительной смесью обнаружили существование нескольких режимов пламени [36], в то же время устойчивость пламени, близкого к предельному, не исследована. В данном исследовании акцент делается на двумерной линейной устойчивости этих режимов горения пламени.

2.1.1 Математическая модель

На Рис. 2.1.1 представлена схема двух симметричных противоточных пламен. Плоскость симметрии определяется уравнением $x = 0$, и с силу выше указанной симметрии стационарные решения ограничены областью $x > 0$.

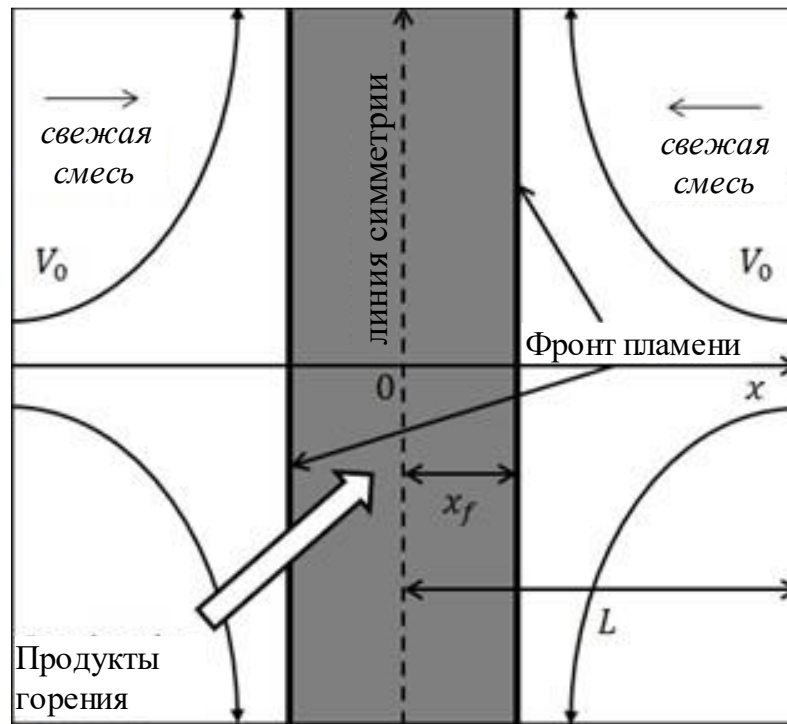


Рисунок 2.1.1. Схема двойных растяженных пламен

Используя общепринятые предположения о постоянстве плотности, тепловых свойств, принимая течение потенциальным, а зону химической реакции узкой, система уравнений для температуры газа и концентрации недостающего компонента будет иметь вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \alpha x \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + (1 - \sigma)W - Q \quad (2.1.1)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} - \alpha x \frac{\partial C}{\partial x} = \frac{1}{Le} \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} - W \quad (2.1.2)$$

$$W = \exp\left(\frac{N}{2}\left(1 - \frac{1}{T_f}\right)\right) \delta(x - x_f) \quad (2.1.3)$$

Здесь, t , x , T и C – время, продольная координата, температура и массовая концентрация недостающего компонента, которые обезразмерены на соответствующие величины D_{th}/U_b^2 , D_{th}/U_b , T_b и C_0 , где T_b , D_{th} , U_b и C_0 – это адиабатическая температура горения, коэффициент температуропроводности, нормальная скорость пламени и начальная массовая концентрация недостающего компонента, соответственно. N – это энергия активации, приведенная в единицах адиабатической температуры горения, $Le = D_{th}/D_{mol}$ – число Льюиса, где D_{mol} –

коэффициент диффузии, δ – δ -функция Дирака, $a = V_0/L$ – градиент скорости, обезразмеренный на U_b^2/D_{th} , где V_0 – скорость газа на входе, а L – это половина расстояния между горелками. W – это безразмерная скорость химической реакции, $\sigma = T_0/T_b$ – безразмерная начальная температура газа. Здесь и далее индексом f обозначены переменные на фронте пламени. Для упрощения расчетов член Q , отвечающий за радиационные теплотери, линейно зависит от температуры $Q = h(T - \sigma)$, здесь параметр h – это интенсивность радиационных теплотерь, обезразмеренный на величину U_b^2/D_{th} .

2.1.2 Стационарные решения

Используя замену переменных $\tau = at/2$, $\zeta = x\sqrt{a/2}$ и $H = h/a$, получим стационарные решения уравнений (2.1.1)-(2.1.2) в следующем виде:

$$T_{1s} = \sigma + (T_{fs}^+ - \sigma) \frac{I^-(\zeta, nH)}{I^-(\zeta_{fs}^+, nH)}, \quad (2.1.4)$$

$$T_{2s} = \sigma + (T_{fs}^+ - \sigma) \frac{I^+(\zeta, H) + I^-(\zeta, H)}{I^+(\zeta_{fs}^+, H) + I^-(\zeta_{fs}^+, H)}, \quad (2.1.5)$$

$$C_{1s} = \frac{\text{erf}(\sqrt{Le}\zeta) - \text{erf}(\sqrt{Le}\zeta_{fs}^+)}{1 - \text{erf}(\sqrt{Le}\zeta_{fs}^+)}. \quad (2.1.6)$$

Приведенные выше индексы 1 и 2 соответствуют области свежей смеси и продуктов горения, $\text{erf}(\zeta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\zeta \exp(-\eta^2) d\eta$ – это функция ошибки,

$$I^\mp(\zeta, \Lambda) = \exp(-\zeta^2) \int_0^\infty \eta^\Lambda \exp\left(-\frac{\eta^2}{4} \mp \zeta\eta\right) d\eta, \quad (2.1.7)$$

где Λ – комплексное число.

Положение фронта $x_{fs} = \zeta_{fs}\sqrt{2/a}$ и температуру пламени T_{fs} можно найти из системы неявных алгебраических уравнений

$$\sqrt{\frac{a}{2Le}} \psi(\sqrt{Le}\zeta_{fs}) = \exp\left(\frac{N}{2}\left(1 - \frac{1}{T_{fs}}\right)\right), \quad (2.1.8)$$

$$(T_{fs} - \sigma)(B_s(\zeta_{fs}, H) - A(\zeta_{fs}, nH)) = \frac{(1 - \sigma)}{\sqrt{Le}} \psi(\sqrt{Le}\zeta_{fs}), \quad (2.1.9)$$

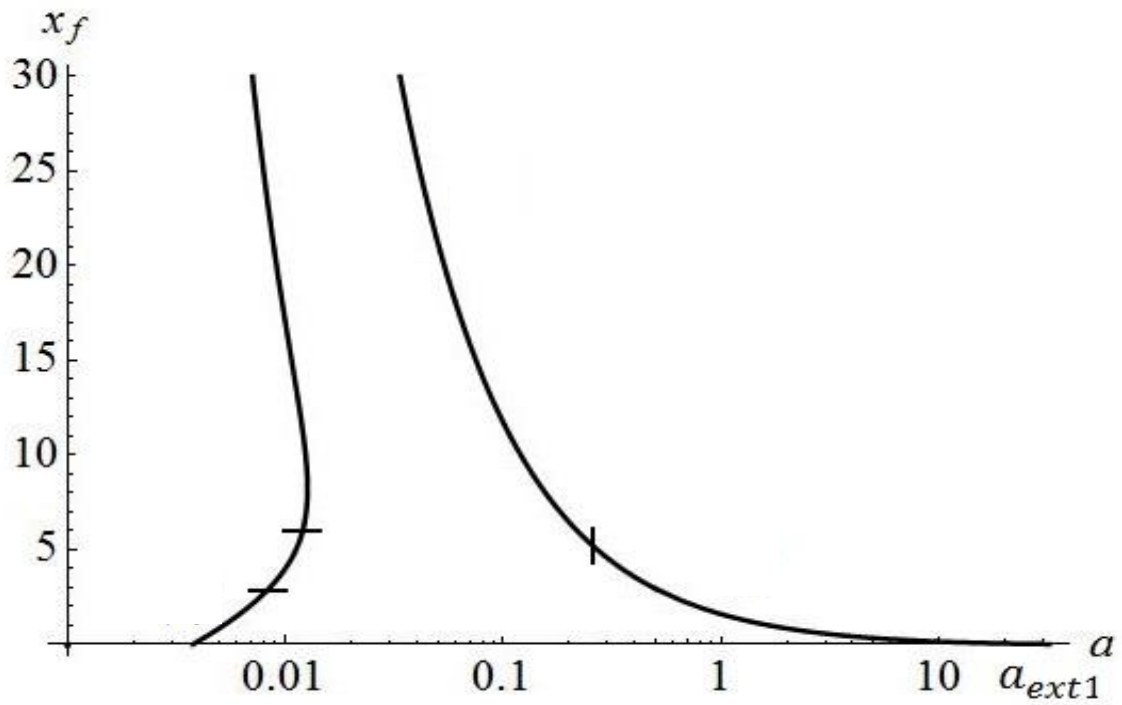
где

$$\begin{aligned}\psi(\zeta) &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\exp(-\zeta^2)}{1 - \operatorname{erf}(\zeta)} \\ A(\zeta, \Lambda) &= \frac{d}{d\zeta} \ln(I^-(\zeta, \Lambda)) \\ B_S(\zeta, \Lambda) &= \frac{d}{d\zeta} \ln(I^+(\zeta, \Lambda) + I^-(\zeta, \Lambda))\end{aligned}\tag{2.1.10}$$

Полученные выше решения асимптотически стремятся к решениям для свободно распространяющегося пламени в предельном случае, когда расстояние между пламенами стремится к бесконечности, а градиент скорости стремится к нулю ($x_f \rightarrow \infty$, $a \rightarrow 0$, $x_f a \rightarrow \text{const}$).

Типичные зависимости положения фронта пламени от коэффициента растяжения, полученные из решения алгебраических уравнений (2.1.8) и (2.1.9) для $Le = 0.3$, и $\sigma = 0.25$ и $\sigma = 0.21$ представлены на Рис. 2.1.2. Данные конфигурации можно определить как «Х-образная» (Рис. 2.1.2а) и «Λ-образная» (Рис 2.1.2б). Как видно из Рис. 2.1.2 полученные зависимости качественно воспроизводят результаты предыдущих исследований [26,27]. Подробное описание и классификация режимов горения приведены в работе Ju et al. [26]. Было обнаружено, что существует критическое значение параметра $\sigma = 0.231$, когда ветви «Х-образной» объединяются, и происходит переход от «Х-образной» конфигурации стационарного решения к «Λ-образной».

а)



б)

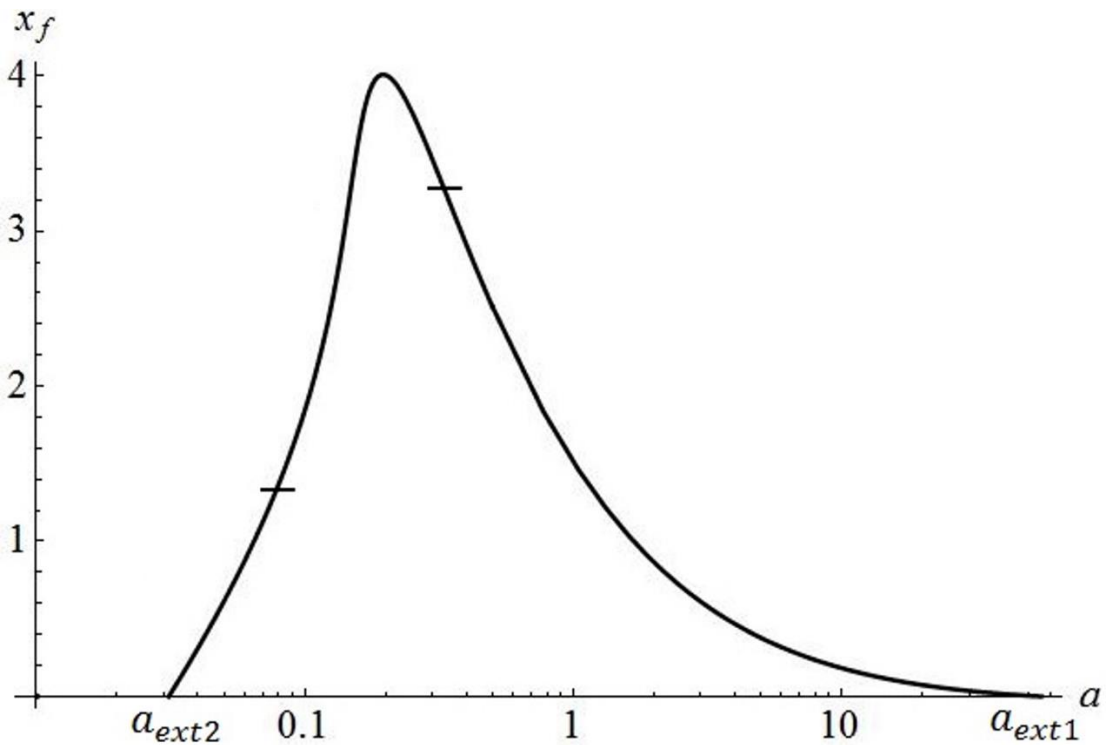


Рисунок 2.1.2. Типичные зависимости положения фронта пламени x_f от градиента скорости a для $Le = 0.3$. а) $\sigma=0,21$ - «X-образная» конфигурация, б) $\sigma=0,25$ - «Λ-образная» конфигурация.

Стоит отметить, что для обеих конфигураций, существует критическое значение коэффициента растяжения a_{ext1} , при котором расстояние между пламенами становится равным нулю. Данное значение градиента скорости соответствует верхнему (концентрационному) пределу горения. В случае «Λ-образной» конфигурации стационарного решения существует еще одно критическое значение a_{ext2} , определяющее нижний предел горения, связанный с радиационными тепловыми потерями газа. Предельные значения градиента скорости зависят от состава смеси, которая, в свою очередь, определяется адиабатической температурой пламени. Таким образом, вычислив значения критического коэффициента растяжения a_{ext1} и a_{ext2} при различных значениях адиабатической температуры пламени, можно построить кривую существования непрерывного фронта пламени на плоскости коэффициент растяжения/адиабатическая температура пламени.

2.2. Пространственная неустойчивость растяженных пламен с малым числом Льюиса

Несмотря на важность исследования устойчивости различных режимов горения, в предыдущих работах рассматривалась только задача об одномерной диффузионно-тепловой неустойчивости противоточных пламен [36]. Основной целью работы, описанной в данном разделе, был анализ устойчивости стационарных решений к пространственным колебаниям.

Для линейного анализа устойчивости стационарных решений (2.1.4)-(2.1.6) запишем решения линеаризованных нестационарных уравнений (2.1.1), (2.1.2)

$$\frac{\partial T}{\partial t} - ax \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} - h(T - \sigma), \quad (2.2.1)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} - ax \frac{\partial C}{\partial x} = \frac{1}{Le} \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right) \quad (2.2.2)$$

в следующей форме:

$$T = T^S + \tilde{T} e^{\Omega t + iky}, \quad C = C^S + \tilde{C} e^{\Omega t + iky}, \\ T_f = T_f^S + \tilde{T}_f e^{\Omega t + iky}, \quad x_f = x_f^S + \tilde{x}_f e^{\Omega t + iky},$$

где известные стационарные решения обозначены индексом s .

Подробное решение уравнений (2.2.1), (2.2.2) было описано в работе [36], таким образом, используя тот же самый метод, можно получить следующее дисперсионное уравнение:

$$(\beta - \alpha) \left(\frac{2(T_f^S)^2}{N} (ax_f^S Le + \gamma) + \frac{dT_1^S}{dx} \right) + \\ + \left(\frac{(1 - \sigma)}{Le} \left((1 - Le) ax_f^S + \beta - \gamma \right) \right) \frac{dC^S}{dx} = 0. \quad (2.2.3)$$

Здесь:

$$\alpha = \frac{d\tilde{T}_1}{dx} / \tilde{T}_1, \quad \beta = \frac{d\tilde{T}_2}{dx} / \tilde{T}_2, \quad \gamma = \frac{d\tilde{C}}{dx} / \tilde{C}.$$

Функции α, β, γ принимают вид:

$$\begin{aligned}
\alpha &= \sqrt{\frac{\bar{a}}{2}} A \left(x \sqrt{\frac{\bar{a}}{2}}, \frac{1}{\bar{a}} (\Omega + h + k^2) \right), \\
\beta &= \sqrt{\frac{\bar{a}}{2}} B_{S,A} \left(x \sqrt{\frac{\bar{a}}{2}}, \frac{1}{\bar{a}} (\Omega + h + k^2) \right), \\
\gamma &= \sqrt{\frac{aLe}{2}} A \left(x \sqrt{\frac{aLe}{2}}, \frac{1}{aLe} (\Omega Le + k^2) \right).
\end{aligned} \tag{2.2.4}$$

В случае симметричных возмущений функция B_S , определенная формулой (2.1.10), в случае несимметричных колебаний мы применяем следующую функцию, которая имеет вид:

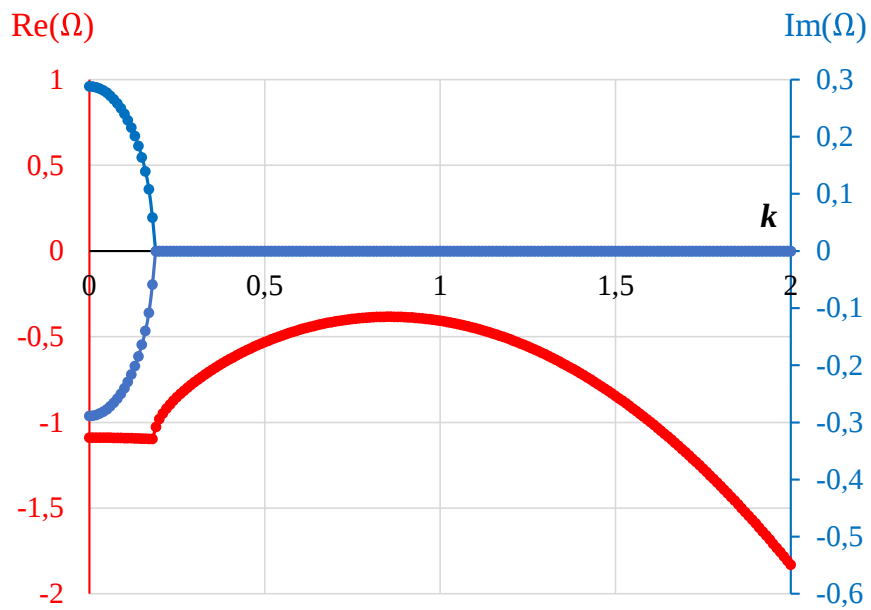
$$B_A(\zeta, \Lambda) = \frac{d}{d\zeta} \ln(I^+(\zeta, \Lambda) - I^-(\zeta, \Lambda)). \tag{2.2.5}$$

Дисперсионное уравнение (2.2.3) решалось численно с использованием пакета Wolfram Mathematica 8, основное внимание уделялось поиску нестационарных решений, для которых $Re(\Omega) \geq 0$. В результате численного расчета удалось выявить три типичных зависимости инкремента Ω от волнового числа k , которые соответствуют различным режимам неустойчивости:

- а) Случай ($Re[\Omega] < 0$, при любых k) соответствует устойчивому пламени. Типичная зависимость реальной и мнимой части инкремента от волнового числа для этого случая представлены на Рис. 2.2.1а.
- б) Случай ($Re[\Omega] > 0$, $Im[\Omega] = 0$ при $k = 0$) соответствует неустойчивому пламени, что при развитии данного типа неустойчивости приводит к гашению пламени.
- в) Случай ($Re[\Omega] > 0$, $Im[\Omega] \neq 0$ at $k = 0$) наблюдаются симметричные пульсации фронта. Развитие данного режима также может приводить к гашению [36].
- г) Третий вид неустойчивости характеризуется наличием максимума реальной части инкремента $\max(Re[\Omega]) > 0$ при $k \neq 0$. Данный режим соответствует ячеистому пламени. На Рис. 2.2.1б показана типичная

зависимость реальной и мнимой части инкремента возмущений от волнового числа, соответствующая данному типу неустойчивости. Отметим, что значение волнового вектора k , соответствующего максимуму инкремента $\max(\text{Re}[\Omega])$, позволяет оценить характерный размер ячеек.

a)



б)

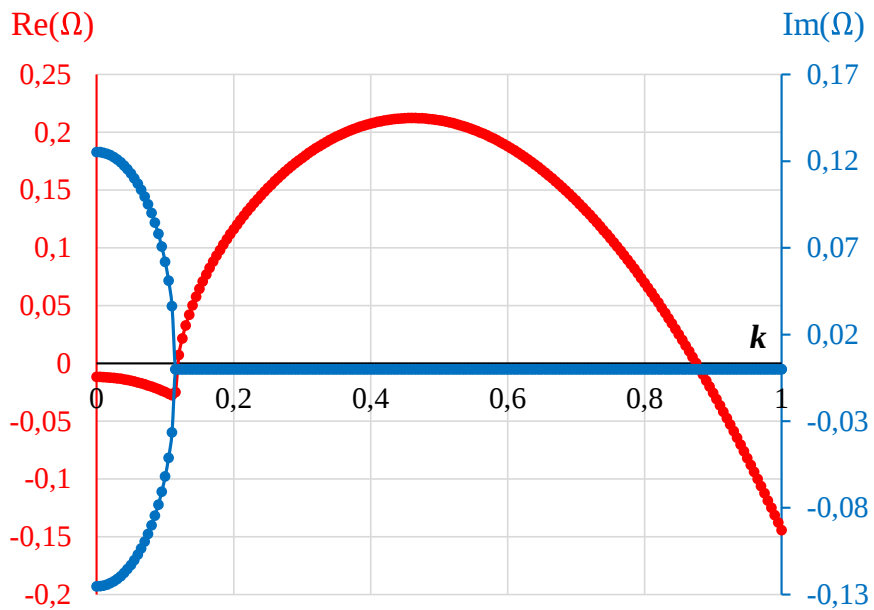
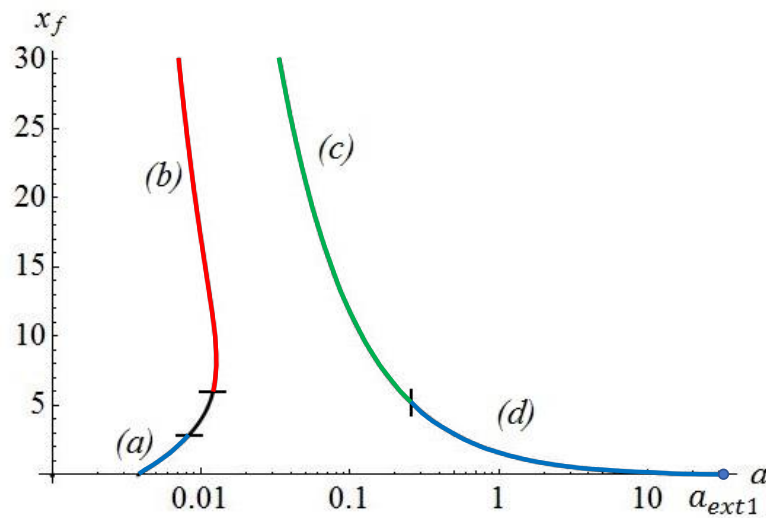


Рисунок 2.2.1 Типичные зависимости реальной (красные символы) и мнимой (синие) части инкремента возмущений от волнового числа в случае устойчивого пламени при $Le=0.3$, $\sigma=0.25$, $a=1$ (Рис 2.2.1а) и ячеситого пламени $Le=0.3$, $\sigma=0.25$, $a=0.2$ (Рис. 2.2.1б).

Анализ устойчивости стационарных решений, позволяет выделить области параметров, при которых существуют данные режимы. На Рис. 2.2.2 приведены

результаты линейного анализа устойчивости стационарных решений, показанных на Рис. 2.1.2.

а)



б)

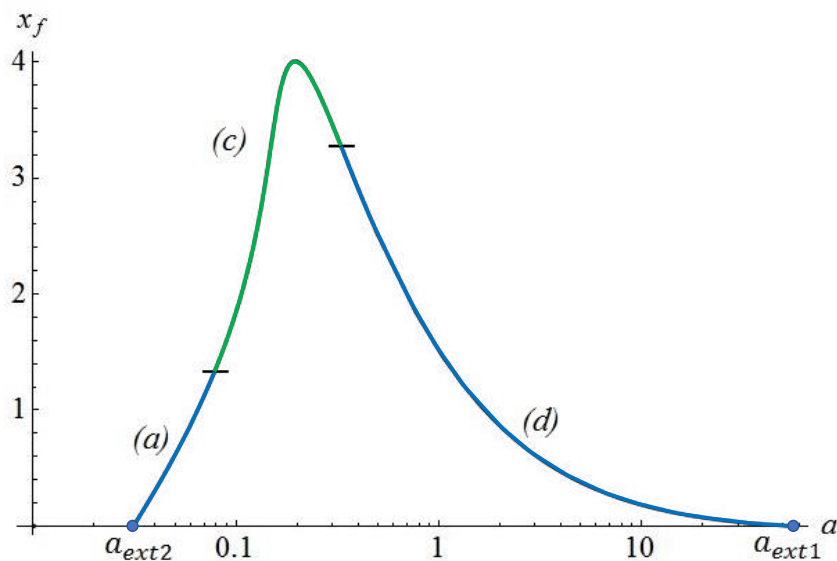


Рисунок 2.2.2. Режимы горения, полученные в результате анализа устойчивости стационарных конфигураций, приведенных на Рис.2.1.2.

Ветка (а), выделенная синим цветом на обоих графиках, соответствует устойчивому режиму так называемого «слабого пламени», которое наблюдалось в экспериментах в условиях микрогравитации [26]. Ветка (b) на Рис. 2.2.2а, выделенная красным, соответствует неустойчивому режиму горения. Отметим, что

между кривой (a) и (b) существует узкая область (черный участок между двумя горизонтальными линиями на Рис. 2.2.2a), в которой $Re[\Omega] > 0, Im[\Omega] \neq 0$ при $k = 0$. Данный режим, как было сказано выше, описывает одномерные пульсации фронта пламени. Ветка (c) на Рис. 2.2.2, выделенная зеленым соответствует ячейистому пламени. Из рисунка видно, что при увеличении значения σ , что соответствует обеднению смеси и переходу «X-образной» конфигурации стационарного решения к «Λ-образной», ветка (c) смыкается с неустойчивой веткой (b), после чего неустойчивое решение (b) исчезает. Ветка (d) на Рис. 2.2.2 соответствует нормальному устойчивому пламени.

Таким образом, проанализировав стационарные решения для различных значений адиабатической температуры пламени, можно построить диаграмму режимов горения, выявленных в результате линейного анализа устойчивости. На Рис. 2.2.3 изображена диаграмма пределов существования пламени, построенная на плоскости градиент скорости/адиабатическая температура пламени. Непрерывный фронт пламени существует внутри области, ограниченной жирной черной линией, вертикальной пунктирной линией выделена граница между «X-образной» и «Λ-образной» конфигурациями стационарных решений. Красные точки соответствуют критическим значениям коэффициента скорости, вычисленным для случаев, показанных на Рис. 2.2.2.

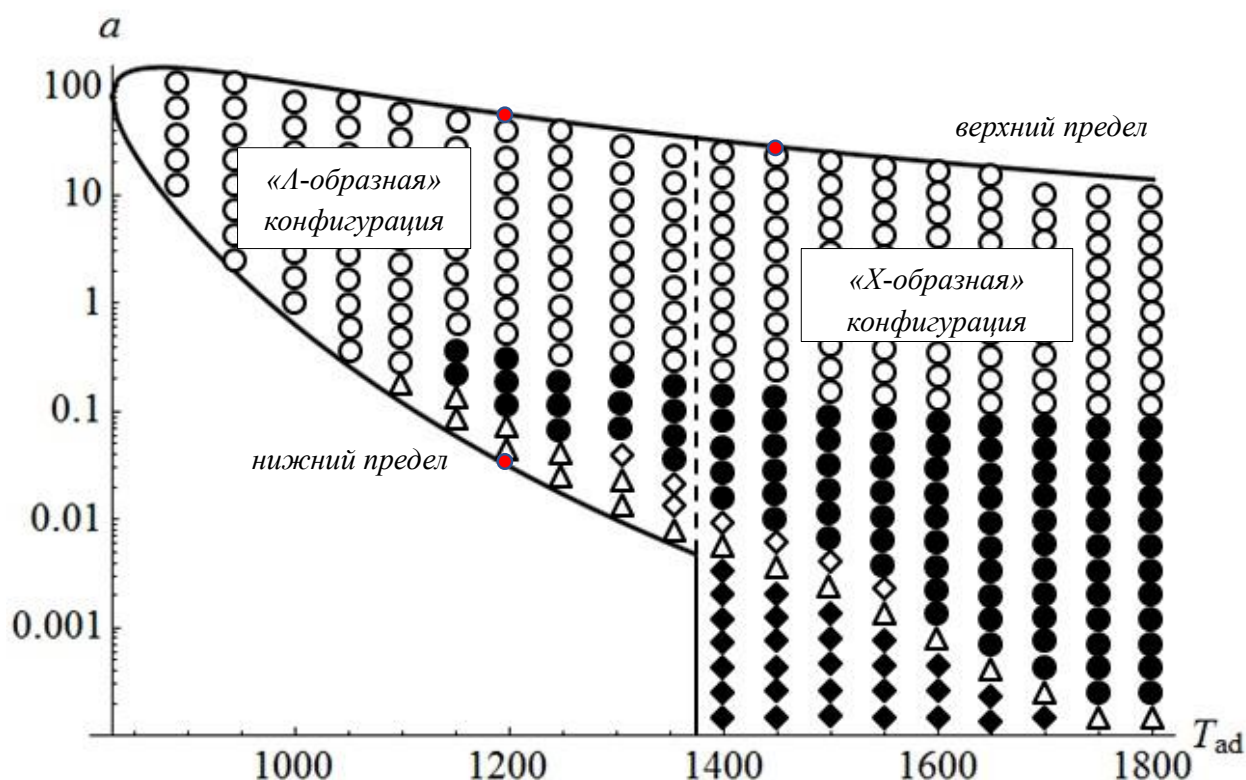


Рисунок 2.2.3. Пределы существования пламени на плоскости градиент скорости/адиабатическая температура пламени при $Le=0.3$. Пустыми кружочками обозначена область плоского фронта пламени, сплошными – область ячеистого пламени, пустыми ромбами – пульсирующее пламя, треугольниками – слабое пламя, сплошными ромбами – область неустойчивого низкоскоростного горения

Основные результаты исследования

В рамках упрощенной диффузионно-тепловой модели были получены стационарные решения и проведен линейный анализ устойчивости растяженных предварительно перемешанных пламен к малым пространственным возмущениям. Было получено дисперсионное уравнение, описывающее скорость роста возмущений фронта пламени. По результатам проведенного анализа устойчивости стационарных решений для случая $Le=0.3$ были выявлены различные типы неустойчивости фронта пламени и определены области их существования на диаграмме в плоскости коэффициент растяжения / адиабатическая температура

пламени и определены пределы существования устойчивого растяженного пламени.

ГЛАВА 3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СТРУКТУР ВОЛН ГОРЕНИЯ, СТАБИЛИЗИРОВАННЫХ МЕЖДУ ДВУМЯ ЩЕЛЕВЫМИ ПРОТИВОТОЧНЫМИ ГОРЕЛКАМИ

Исследования различных режимов горения и пределов воспламенения растяженных пламен предварительно перемешанных горючих смесей с числами Льюиса от 0.97 до 1.8 представлены в экспериментальных [37,38], численных [24–26,28] и теоретических [27,36,39] работах. Было обнаружено, что в плоскости коэффициент избытка топлива / коэффициент растяжения область существования противоточных пламен ограничена С-образной кривой. В рассматриваемом диапазоне чисел Льюиса экспериментально наблюдаемые пламена имеют плоскую форму и пределы их воспламенения хорошо описываются в рамках одномерных моделей [25,37]. Одномерное численное моделирование бедных водородо-воздушных пламен [40] также предсказывает С-образную форму кривой, описывающей пределы воспламенения. Область воспламенения смесей водород-воздух шире по сравнению с областью воспламенения пламен смеси метан-воздух из-за влияния избирательной диффузии. В то же время, пламена смесей с малыми числами Льюиса могут быть подвержены влиянию диффузионно-тепловой неустойчивости, которая проявляется в формировании ячеистой структуры волны горения. Такие структуры не могут быть описаны в рамках одномерных моделей.

Недавние эксперименты [41,42] в условиях микрогравитации и трехмерные численные расчеты показывают, что при малых параметрах растяжения, пламена бедных предварительно перемешанных смесей газов с малым числом Льюиса могут представлять собой набор отдельных движущихся очагов горения, имеющих форму "колпачков" с вершиной, направленной в сторону несгоревшей смеси. Такие спорадические волны горения существуют в области параметров, лежащей за пределами воспламенения, предсказываемыми в рамках одномерной модели. Расширение пределов воспламенения связано с существенно трехмерной структурой пламени, вызванной совместным действием диффузионно-тепловой неустойчивости и радиационных тепловых потерь. Численные результаты, полученные

в [41,42] в рамках диффузионно-тепловой модели с одностадийной химической реакцией находятся в хорошем качественном согласии с экспериментальными данными. Учитывая высокие вычислительные затраты, необходимые для детального трехмерного моделирования рассматриваемых нестационарных процессов, применение редуцированных моделей представляется перспективным, поскольку позволяет исследовать основные особенности многомерных растяженных пламен с низким числом Льюиса в широком диапазоне параметров задачи.

В упомянутых выше экспериментальных исследованиях, рассматривалась осесимметричные противоточные горелки, а все численные исследования за исключением [41,42] были ограничены одномерными постановками задачи. В случае осесимметричных противоточных горелок поле течения имеет ненулевой градиент в обоих координатных направлениях, параллельных поверхности пламени, как показано на рис. 3.1а. В экспериментальной работе [43] исследовалось водородо-воздушное пламя в потоке смеси, создаваемом двумя встречно направленными щелевыми горелками (рис. 3.1b). Такая конфигурация позволяет создать двухмерное поле течения. Экспериментальные результаты, представленные в [43] были получены в условиях нормальной гравитации и показали, что растяженные пламена бедной водородо-воздушной смеси могут существовать за пределами гашения плоского пламени, в виде набора "трубок пламени". В этом режиме горения растяженное пламя представляет собой набор отдельных очагов горения, имеющих форму трубок.

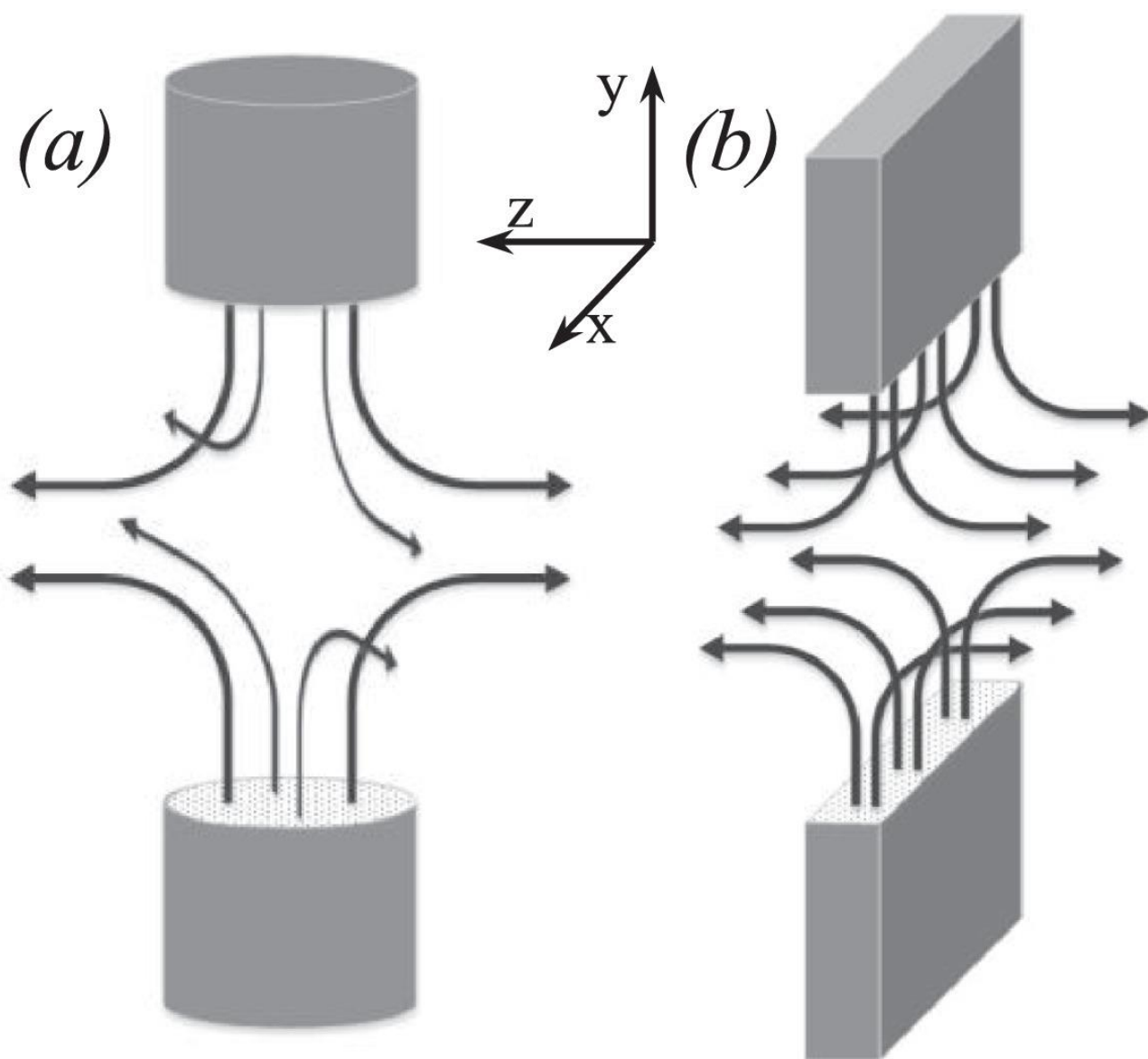


Рисунок. 3.1. - Схема осесимметричных (a) и щелевых (b) встречно направленных горелок Стрелками показаны линии тока.

Существование подобных пространственных структур в растяженных пламенах при числах Льюиса меньше единицы было теоретически предсказано в работах [44,45]. В этих работах в рамках численного моделирования была показана возможность существования «трубок пламени» при числах Льюиса $Le \sim 0.3$ в области параметров, находящихся за пределами распространения плоских растяженных пламен. Существует сходство между «трубкой пламени» и спорадическим режимом горения, возникающем при осесимметричной конфигурации противоточных пламен [41,42]. В то же время, режим, при котором в бедных смесях встречаются множественные «трубки пламени» существует в

достаточно широком диапазоне коэффициентов растяжения [43], когда как спорадический режим горения наблюдается только при малых параметрах растяжения [42].

Данный раздел посвящен теоретическим и численным исследованиям пространственной структуры растяженных пламен с низкими числами Льюиса в случае щелевой конфигурации встречно направленных горелок (см. рис. 3.1b), и призван восполнить недостаток теоретических представлений об особенностях процессов горения в таких системах, в частности, был выполнен линейный анализ устойчивости стационарных режимов горения растяженных пламен с учетом радиационных теплопотерь, которые не учитывались в работах [44,45]. В настоящем исследовании использовалась редуцированная модель аналогичная модели примененной в [41,42], что позволило изучить влияние геометрии противоточных горелок на пространственную структуру пламени. Обсуждаются различия в режимах горения растяженных пламен предварительно перемешанных смесей газов в осесимметричной и щелевой противоточных конфигурациях. Кроме того, полученные теоретические и численные результаты сравниваются на качественном уровне с экспериментальными данными, представленными в [43].

3.1 Математическая модель

На рис. 3.1b приведена схема противоточной щелевой горелки. Топливо-воздушная смесь подается из двух противоположно направленных сопел, расположенных в $y = \pm L_y$. Система безразмерных уравнений для температуры и концентрации недостающего компонента имеет следующий вид [12]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla T = \nabla^2 T - h(T^4 - \sigma^4) + (1 - \sigma)W(T, C) \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla C = \frac{1}{Le} \nabla^2 C - W(T, C) \quad (3.2)$$

Здесь T – безразмерная температура в единица адиабатической температуры продуктов горения T_b ; C – безразмерная концентрация недостающего компонента

свежей смеси в единицах C_0 . Скорость задается в единицах скорости распространения плоского адиабатического пламени U_b , расстояние – в единицах тепловой толщины пламени $l_{th} = D_{th}/U_b$, где D_{th} – коэффициент температуропроводности смеси, а время – в единицах D_{th}/U_b^2 . $Le = D_{th}/D_{mol}$ – число Льюиса, где D_{mol} – коэффициент молекулярной диффузии топлива. Безразмерная начальная температура определяется как $\sigma = T_0/T_b$, где T_0 – температура свежей смеси; $W(T, C) = 2CLe^{-1}(1 - \sigma)^2 N^2 \exp(N(1 - 1/T))$ – безразмерная скорость химической реакции, где $N = T_a/T_b = \sigma T_a/T_0$ – безразмерная энергия активации, представленная в виде отношения температуры активации $T_a = 15000K$ и адиабатической температуры пламени T_b ; $h = A(1/\sigma - 1)\exp(\sigma T_a/T_0)$ – безразмерная интенсивность радиационных тепловых потерь, зависящая от безразмерной концентрации топлива $1/\sigma - 1$ [36,42], безразмерный параметр A равен $3,69 \times 10^{-7}$. Отметим, что для бедных смесей параметр $1/\sigma - 1 = T_b/T_0 - 1$ связан с коэффициентом избытка топлива через зависимость адиабатической температуры пламени T_b от концентрации топлива [42].

В рамках диффузионно-тепловой модели предполагается, что плотность газа постоянная, а поле скорости – заданным. Для противоточной щелевой конфигурации горелок (см. Рис 3.1b) вектор скорости имеет всего два ненулевых компонента и может быть представлен в виде $\vec{V} = (0, -ay, az)$, где a – это безразмерный градиент скорости, который равен отношению начальной скорости потока газа на выходе из горелки к половине расстояния между горелками. Такой вид скорости удовлетворяет уравнению неразрывности $div \vec{V} = 0$. В численном моделировании вычислительная область имеет конечные размеры и предполагается, что при $y = \pm L_y$ $T = \sigma, C = 1$. Поскольку размер расчетной области по координате y выбирался таким образом, чтобы решения очень слабо отличались при изменении размера области. Для этого были выполнены численные эксперименты с изменением размеров области.

Уравнения (3.1)-(3.2), рассматриваются в области $-L_x \leq x \leq L_x, -L_y \leq y \leq L_y, -L_z \leq z \leq L_z$ и дополняются следующими граничными условиями:

$$\begin{aligned}
&\text{при } y=\pm L_y: T=\sigma, C=1; \\
&\text{при } x=\pm L_x: T=\sigma, C=0; \\
&\text{при } z=\pm L_z: \text{периодические граничные условия.}
\end{aligned}
\tag{3.3}$$

Отметим, что граничные условия $\partial T/\partial x = \partial C/\partial x = 0$ были также проверены, и было обнаружено, что результаты численного счета нечувствительны к влиянию граничных условий, поскольку вычислительная область выбрана достаточно большой.

В начальный момент времени, расчетная область заполняется свежей смесью, имеющей температуру σ . В ходе численного моделирования пламя поджигалось путем задания области с высокой температурой вблизи плоскости симметрии $y=0$.

3.2. Численный метод.

Система уравнений (3.1)–(3.2) с граничными условиями (3.3) решалась численно, с использованием явной конечно-разностной схемы первого порядка точности по времени и второго по пространственным координатам. Сходимость численного алгоритма тестировалась на последовательности сгущающихся сеток. Размер расчетной области был достаточно большим, чтобы избежать влияния граничных условий на численное решение. По результатам тестового моделирования размер области был выбран равным $L_x = L_z = 40, L_y = 30$. Разрешение равномерных сеток, принятое для дальнейших расчетов, обеспечивает около пяти точек в зоне реакции для трехмерного моделирования и не менее пяти узлов в зоне реакции пламени для двумерного моделирования. Он было выбрано таким, чтобы расчетная скорость распространения адиабатического ($h = 0$) растяженного пламени изменялась менее чем на 5 % при увеличении количества узлов в каждом направлении в 1,5 раза.

3.3 Результаты трехмерных расчетов

Трехмерные расчеты показали, что в зависимости от параметров задачи, таких как коэффициент растяжения (a) и интенсивность радиационных теплотерь (h) возможна реализация следующих режимов горения в потоке горючей смеси, создаваемом встречно направленными щелевыми горелками: двойные плоские пламена, двойные ячеистые пламена и "трубки" пламени.

Изоповерхности температуры, характерные для этих режимов горения, показаны на рис. 3.2. Пространственные структуры растяженных пламен, полученные в случае обычной осесимметричной конфигурации противоточных горелок приведены на рис. 3.3. В этом случае можно выделить три различных режима горения, а именно: плоские и ячеистые непрерывные двойные пламена (рис. 3.3a) и спорадические волны горения (рис. 3.3b.) [41,42]. В обоих противоточных конфигурациях возможно существование непрерывных пламени и пламен, состоящих из отдельных очагов химической реакции. В то же время, сравнивая результаты, представленные на рис. 3.2 и рис. 3.3, можно заключить, что в случае щелевых горелок структура пламени является полностью двумерной для всех режимов горения, в то время как осесимметричные растяженные пламена имеют существенно трехмерную пространственную структуру. Кроме того, как было показано в работах [41,42] отдельные очаги пламени, составляющие спорадическую волну горения, находятся в состоянии постоянного движения и расщепления. В противоположность этому, результаты настоящего численного моделирования показывают, что "трубки" пламени являются стационарными. Эти различия в структуре растяженных пламен в щелевой и осесимметричной конфигурациях наблюдаются только для смесей с низкими числами Льюиса. Экспериментальные данные [36–38] и представленные в данном разделе численные расчеты показывают, что для чисел Льюиса близких к единице двойные растяженные пламена являются плоскими и поэтому могут быть описаны в рамках одномерных моделей, которые для случая щелевых и осесимметричных горелок полностью совпадают.

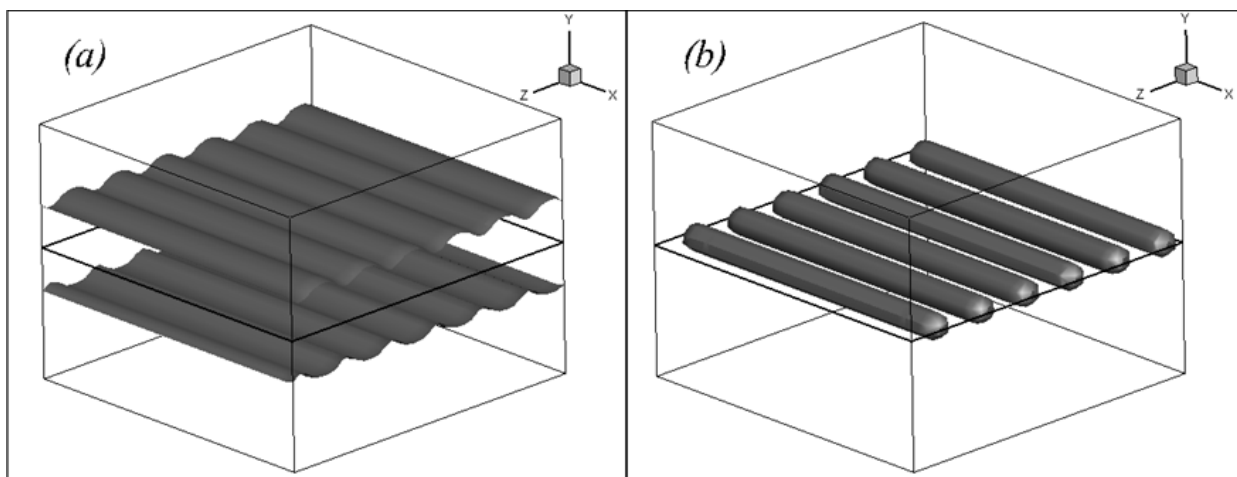


Рисунок 3.2. - Изоповерхности температуры ($T=0.5$) типичные для двойных ячейистых пламен (a) и "трубок" пламени (b) при щелевой конфигурации противоточных горелок. Расчеты проводились для $Le = 0.3$, $a = 0.5$, $1/\sigma - 1 = 4$ (Рис. 3.2a), $1/\sigma - 1 = 2.5$ (Рис. 3.2b).

Поскольку трехмерные расчеты пространственной структуры пламени в потоке, создаваемом встречно направленными щелевыми горелками, показали, что численные решения не зависят от x -координаты, все дальнейшие вычисления были выполнены в рамках двумерной постановки задачи, сформулированной в плоскости y - z .

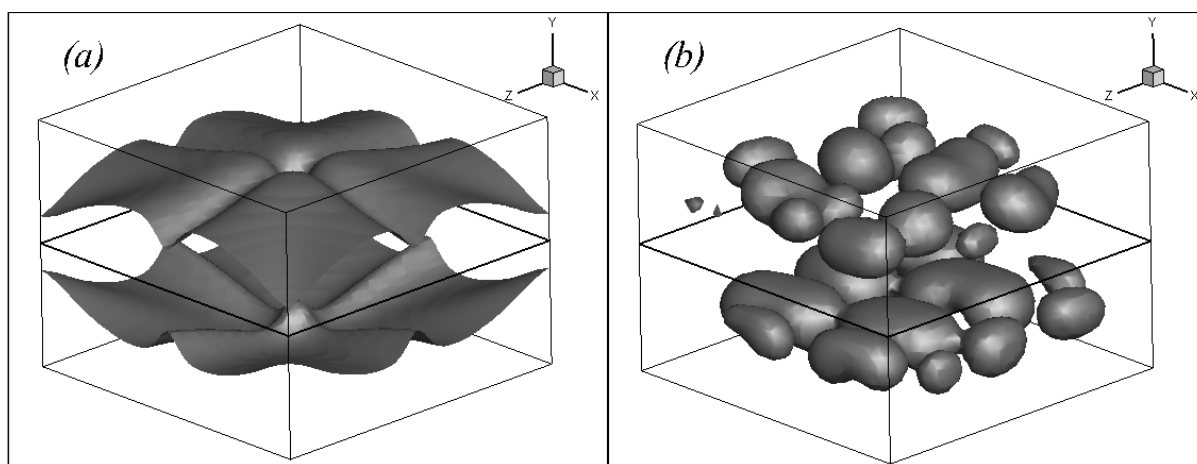
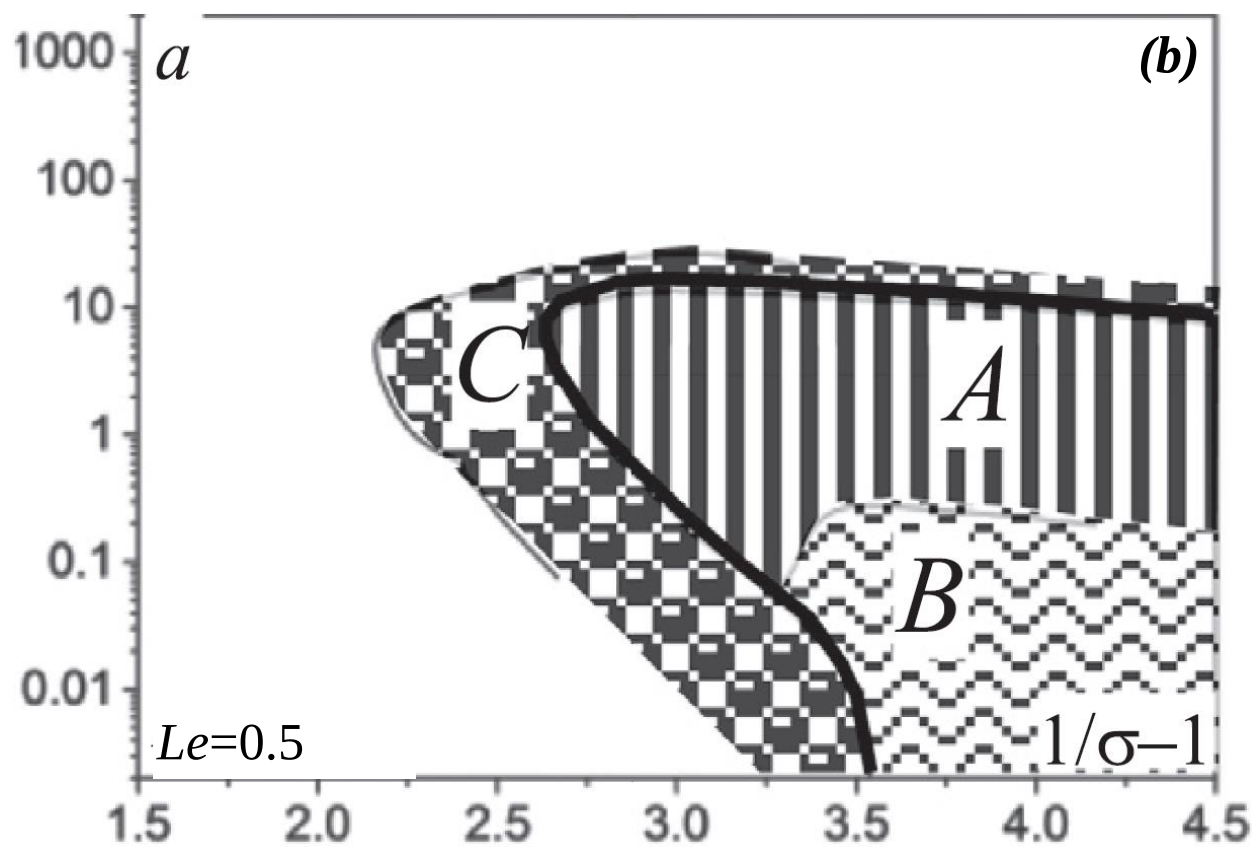
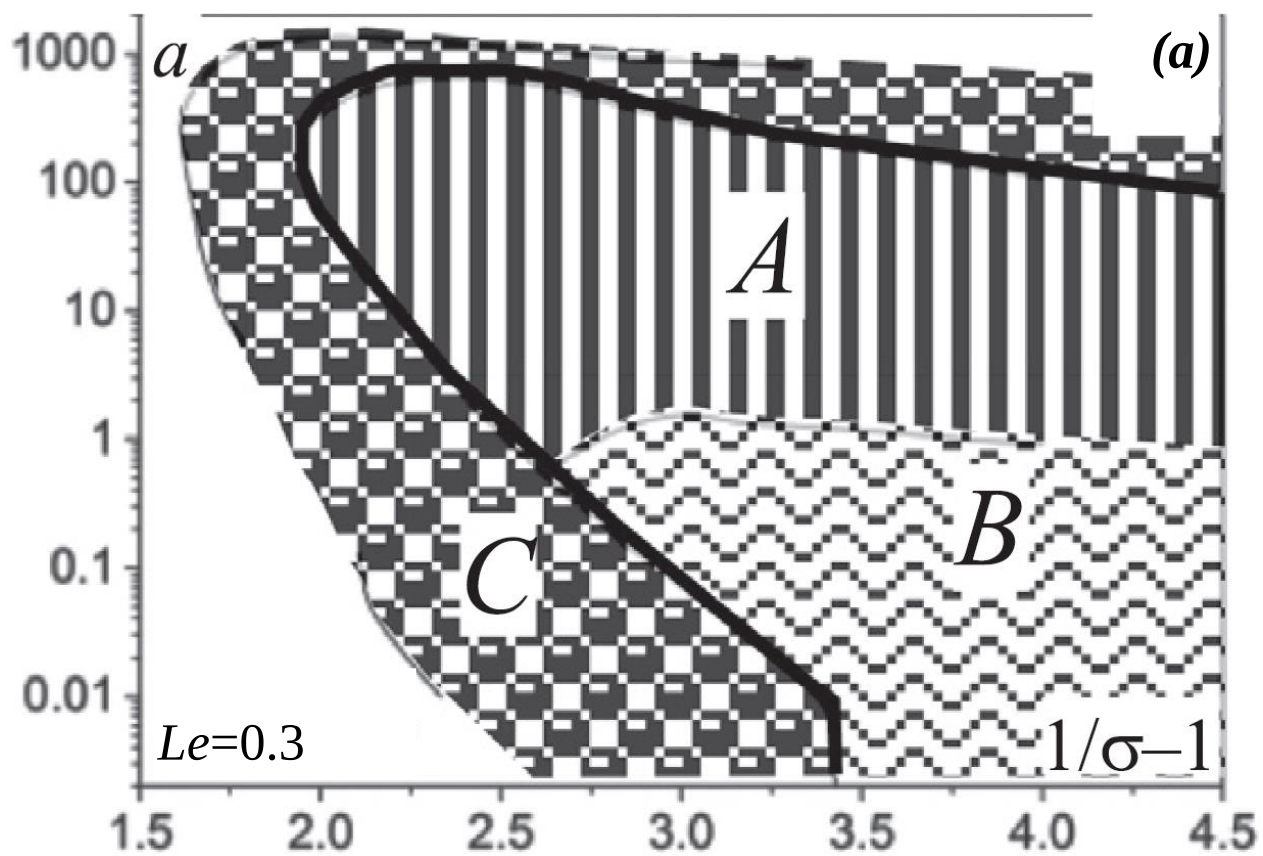


Рисунок 3.3. – Изоповерхности температуры ($T=0.5$) типичные для двойных ячейистых пламен (a) и спорадических волн горения (b) при осесимметричной конфигурации противоточных горелок. Расчеты проводились для $Le = 0.3$, $a = 0.025$, $1/\sigma - 1 = 4$ (Рис. 3.2a), $1/\sigma - 1 = 3.3$ (Рис. 3.2b).

3.4. Двумерное численное моделирование и диаграмма режимов

С целью определения областей существования различных режимов горения, описанных выше, в плоскости концентрация топлива / коэффициент растяжения, использовалась следующая расчетная процедура. На первом этапе, были определены пределы воспламенения одномерных растяженных пламен, которые в плоскости концентрация топлива / коэффициент растяжения имеют вид С-образной кривой. После этого, начальные значения безразмерного коэффициента растяжения a_0 и параметр $(1/\sigma_0 - 1)$, характеризующий состав бедной смеси, выбирались таким образом, чтобы точка $(1/\sigma_0 - 1, a_0)$ находилась внутри области воспламенения. Численное моделирование начинается с инициирования пламени при этих параметрах. После установления режима горения, параметр $(1/\sigma - 1)$ и/или коэффициент растяжения (a) линейно изменялся со временем ($1/\sigma(t) = 1/\sigma_0 + 1/\sigma_s \cdot t$, $a(t) = a_0 + a_s \cdot t$), приближаясь к пределу воспламенения в плоскости $(1/\sigma - 1) / a$. Расчет заканчивался после погасания пламени. Путем наблюдения за изменением структуры пламени в ходе такого моделирования определялось размещение различных режимов горения вдоль прямой $(1/\sigma(t) - 1, a(t))$.

На рис. 3.4 приведены безразмерные диаграммы режимов горения, рассчитанные с помощью описанной выше процедуры для различных значений числа Льюиса. Внутри С-образной кривой воспламенения возможно существование непрерывных плоских и ячеистых пламен. При этом область существования плоских пламени (область А на рис. 3.4.) находится в диапазоне больших коэффициентов растяжения, в то время как на при малых коэффициентах растяжения пламя имеет ячеистую структуру (область В на рис. 3.4). Запредельно бедные пламена с низким значением числа Льюиса наблюдаются во всем диапазоне коэффициентов растяжения (область С на рис. 3.4) и имеют вид "трубок" пламени (см. рис. 3.2b).



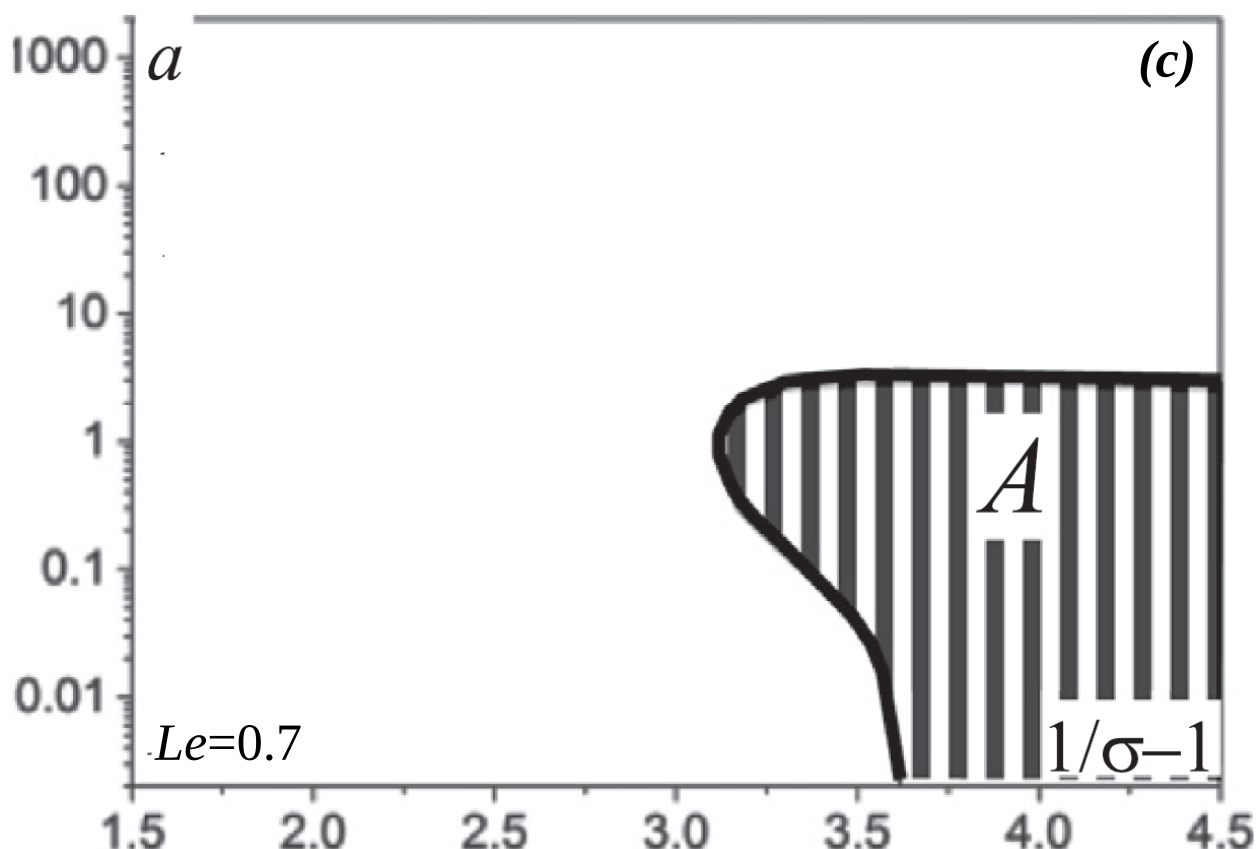


Рисунок 3.4. Безразмерные диаграммы режимов горения в плоскости коэффициент растяжения / состав смеси, полученные численно для различных значений числа Льюиса. С-образная кривая, внутри которой существуют одномерные решения, обозначена толстой черной линией.

Область А – плоское пламя, область В – ячеистое пламя, область С – «трубки» пламени

Распределение скорости химической реакции, типичное для непрерывных ячеистых пламен и "трубок" пламени приведены на рис. 3.5а и рис. 3.5b,c, соответственно. Внутри кривой, ограничивающей область воспламенения одномерных пламен, полученные численные результаты находятся в хорошем качественном согласии с теоретическими предсказаниями линейного анализа устойчивости (см. рис. 3.6.). В то же время, необходимо отметить, что линейный анализ устойчивости одномерных стационарных решений не в состоянии предсказать расширение пределов воспламенения, связанное с формированием двумерной пространственной структуры пламени, поскольку одномерная

стационарная задача не имеет решения в области параметров, лежащей за пределами воспламенения.

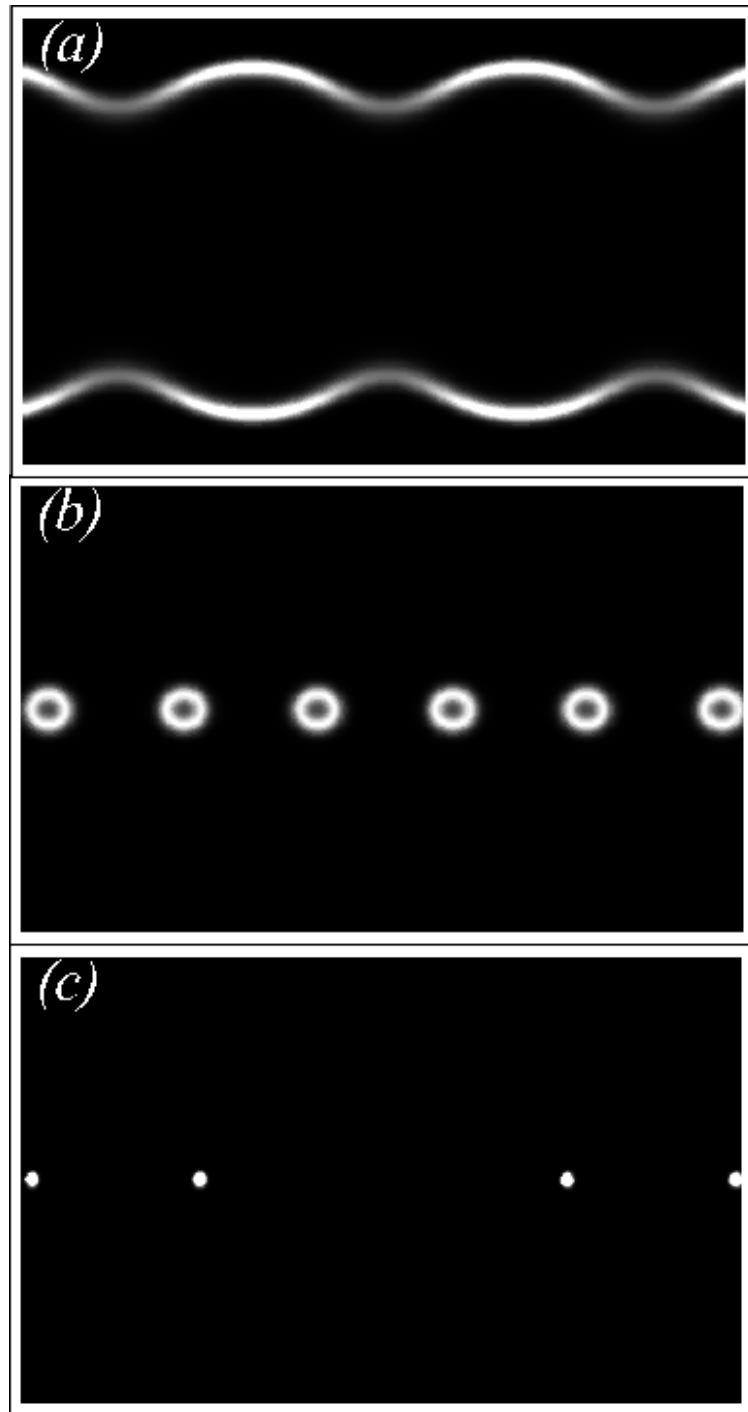


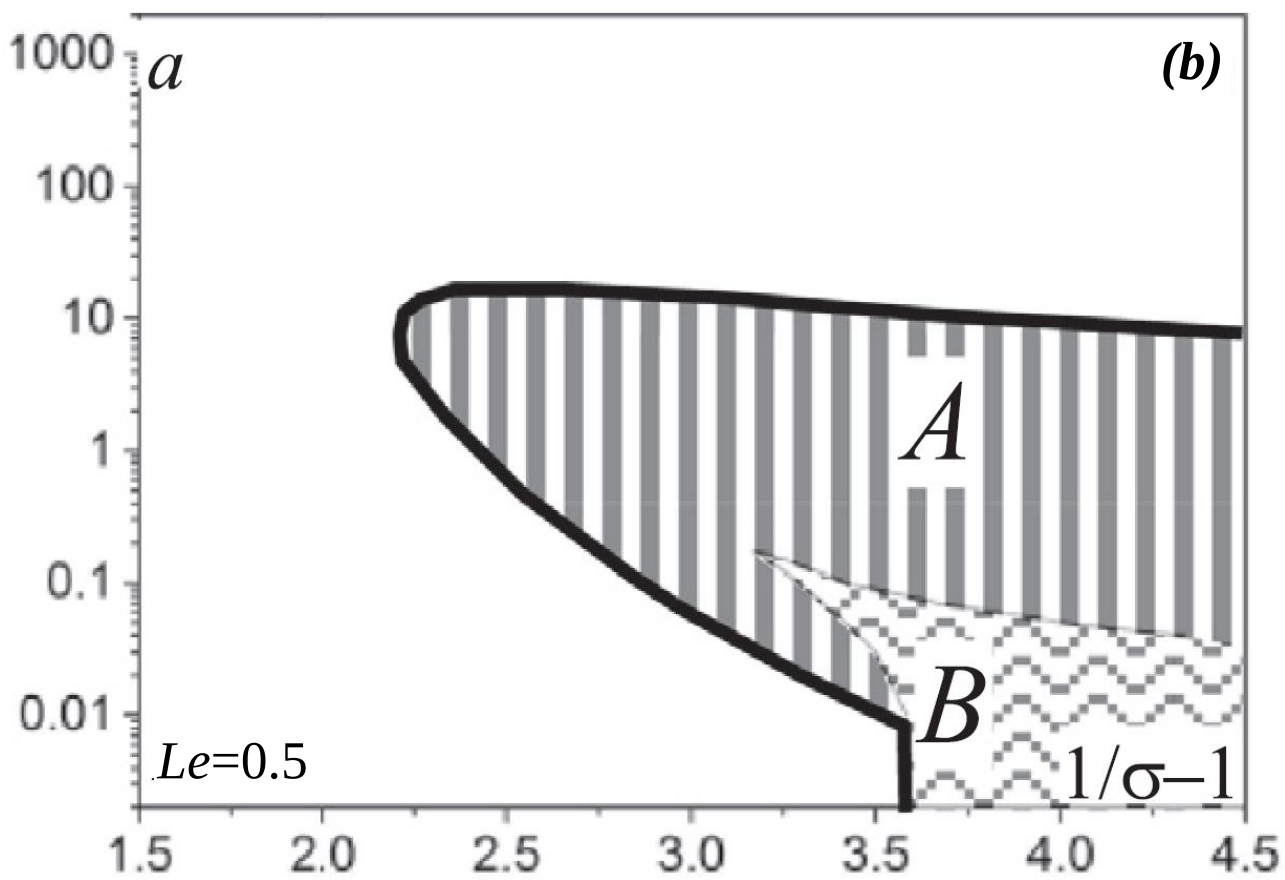
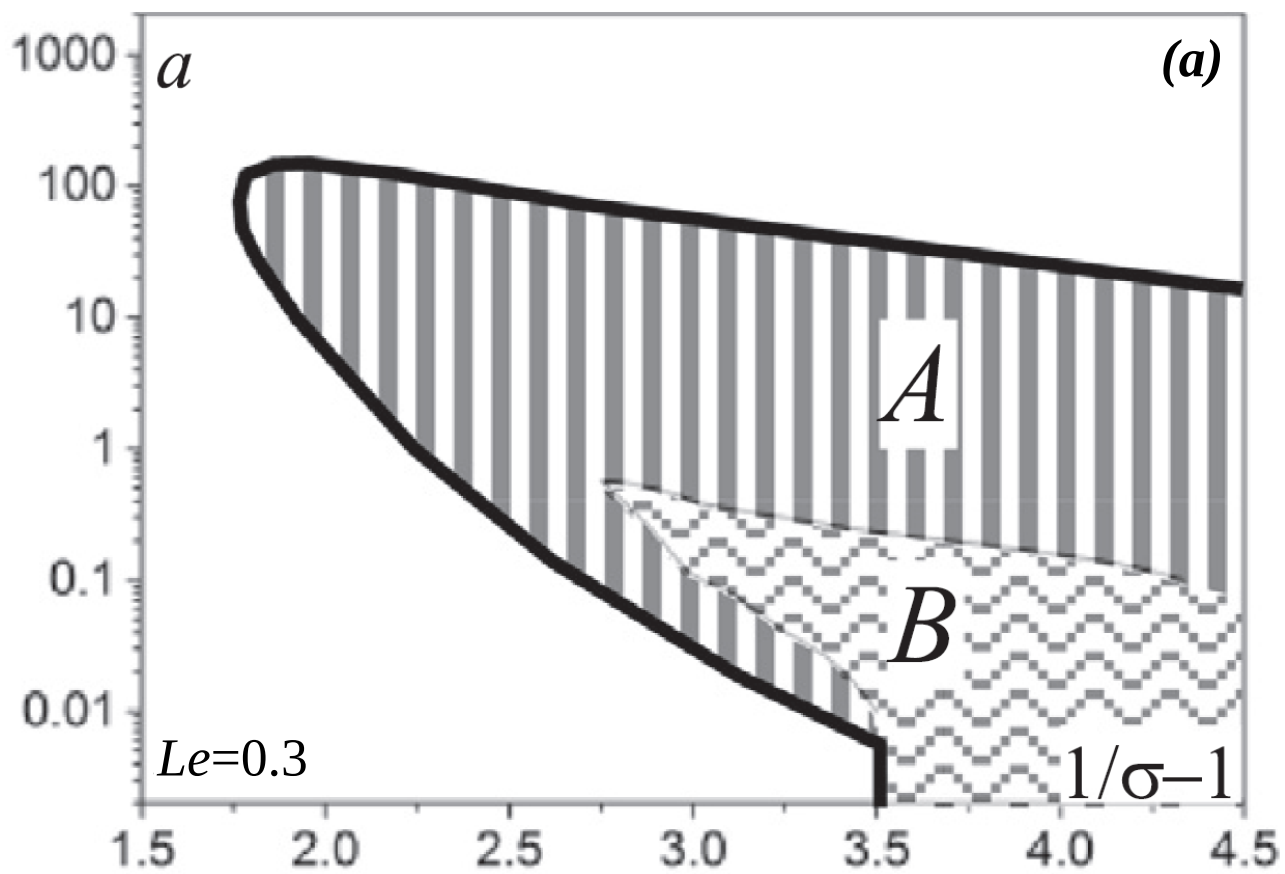
Рисунок 3.5. – Распределение скорости химической реакции, типичное для непрерывных ячеистых пламен (a) и "трубок" пламени (b), (c) $Le=0.3$, $a=0.5$, $1/\sigma-1=4$ (a), $1/\sigma-1=2.5$ (b), $1/\sigma-1=2.1$ (c).

Как видно из диаграмм режимов горения (см. рис. 3.4), расширение пределов воспламенения происходит для смесей с числами Льюиса меньше 0.6. Растяженные

пламена с $Le \geq 0.6$ являются плоскими для всех значений коэффициентов растяжения и избытка топлива, лежащих внутри области воспламенения. Пространственная структура и пределы существования таких пламен полностью описываются в рамках одномерной модели. Эти результаты показывают, что возможность существования неплоской пространственной структуры фронта волны горения, приводящая к расширению пределов существования пламени, вызвана влиянием диффузно-тепловой неустойчивости и радиационных теплопотерь.

3.5 Результаты линейного анализа устойчивости

Предсказания линейного анализа устойчивости совпадают с результатами численного моделирования для градиента скорости и безразмерных концентраций смеси, соответствующих горючей области в плоскости $(1/\sigma - 1) / a$. На рис. 3.6 приведена теоретическая диаграмма режимов, полученная для различных значений числа Льюиса. Видно, что внутри областей, ограниченной С-образной кривой, расположение различных режимов горения, определенное с помощью линейного анализа устойчивости и численного моделирования, совпадает. Теоретический анализ позволяет достаточно точно исследовать влияние числа Льюиса на структуру пламени. Результаты теоретического анализа (рис. 3.6) качественно согласуются с результатами численного моделирования (рис. 3.4), для случаев $Le=0.3$ и $Le=0.5$. Тем не менее, диапазон коэффициентов растяжения, при которых возможно горение, очень сильно зависит от числа Льюиса. Так, область существования пламени для $Le=0.5$ значительно уже, чем для $Le=0.3$. Эти результаты совпадают с результатами одномерного детального моделирования, представленными в работе[40].



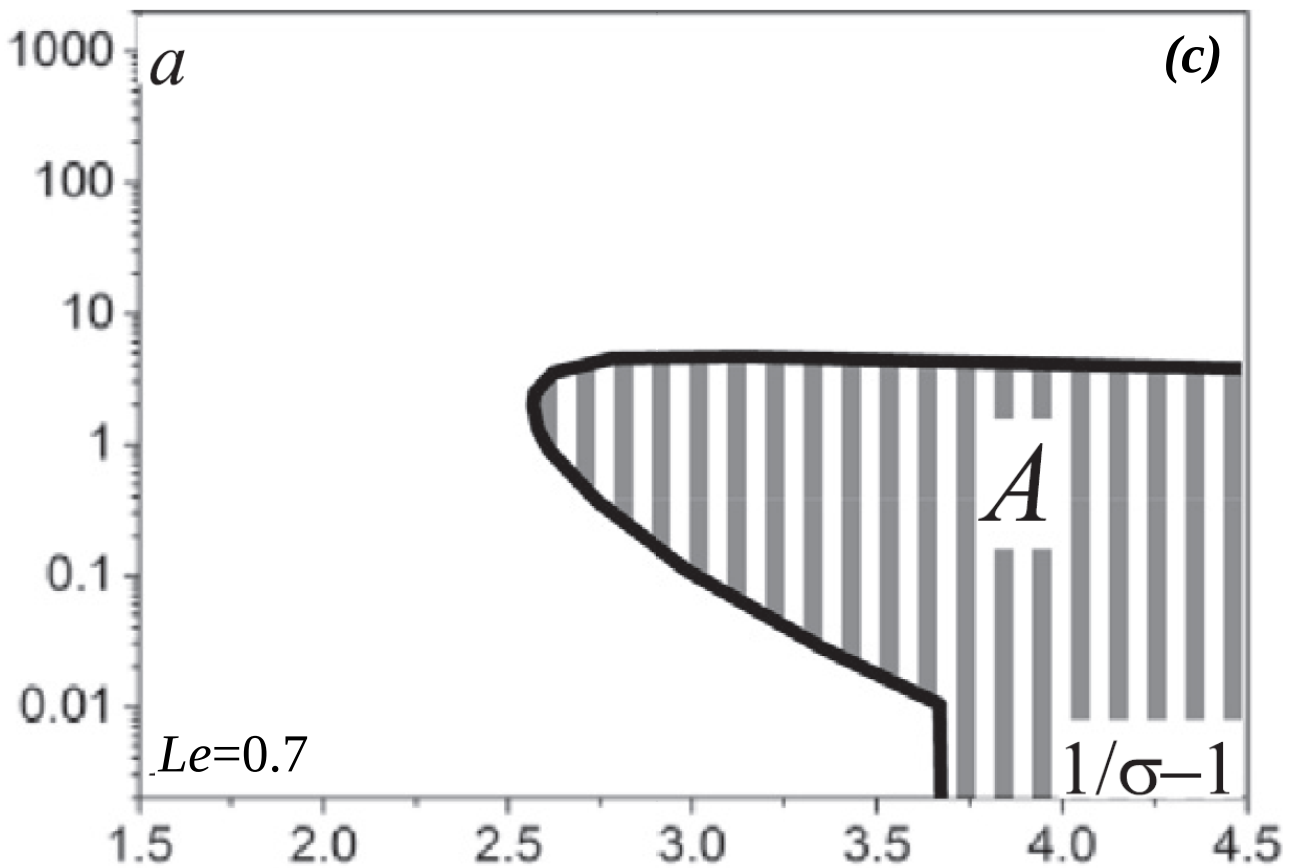


Рисунок 3.6. Безразмерные диаграммы режимов горения в плоскости коэффициент растяжения / состав смеси, полученные по результатам линейного анализа устойчивости одномерных стационарных решений для различных значений числа Льюиса. Область А – плоское пламя, область В – ячеистое пламя.

На основании результатов анализа линейной устойчивости может быть оценен характерный размер ячейки пламени (область В на рис. 3.6) как $\lambda = 2\pi/k_{\max}$, где $k_{\max}$ – волновое число, соответствующее максимальному росту возмущений. Численные и теоретические результаты согласуются с выводом о том, что характерный размер ячейки возрастает с увеличением числа Льюиса и в то же время почти не зависит от безразмерной концентрации топлива и параметра растяжения.

В то же время, необходимо отметить, что анализ устойчивости одномерных стационарных решений не в состоянии предсказать расширение пределов существования пламени, связанных со структурой неплоского фронта пламени,

потому что одномерная стационарная задача не имеет решения для параметров, находящихся за пределами существования одномерных противоточных пламен.

3.6 Сравнение режимных диаграмм для щелевых и осесимметричных растяженных пламен

На рис. 3.7. приведена размерная диаграмма режимов горения двойных растяженных пламен в потоке горючей смеси, создаваемом встречно направленными щелевыми горелками, рассчитанная для $Le=0.3$. Размерный коэффициент растяжения $a_{dim} = aU_b^2/D_{th}$ рассчитывался по приближенной формуле $U_b = B \exp(-N(\sigma)/2)$ для адиабатической скорости пламени в пределе высокой энергии активации. Параметр B был выбран таким образом, чтобы приведенная выше формула хорошо соответствовала зависимости $U_b(\varphi)$ для бедных смесей в GRI-Mech 3.0. Коэффициент избытка топлива, соответствующий безразмерному параметру $1/\sigma - 1 = T_b/T_0 - 1$, определялся с помощью числовой зависимости $T_b(\varphi)$.

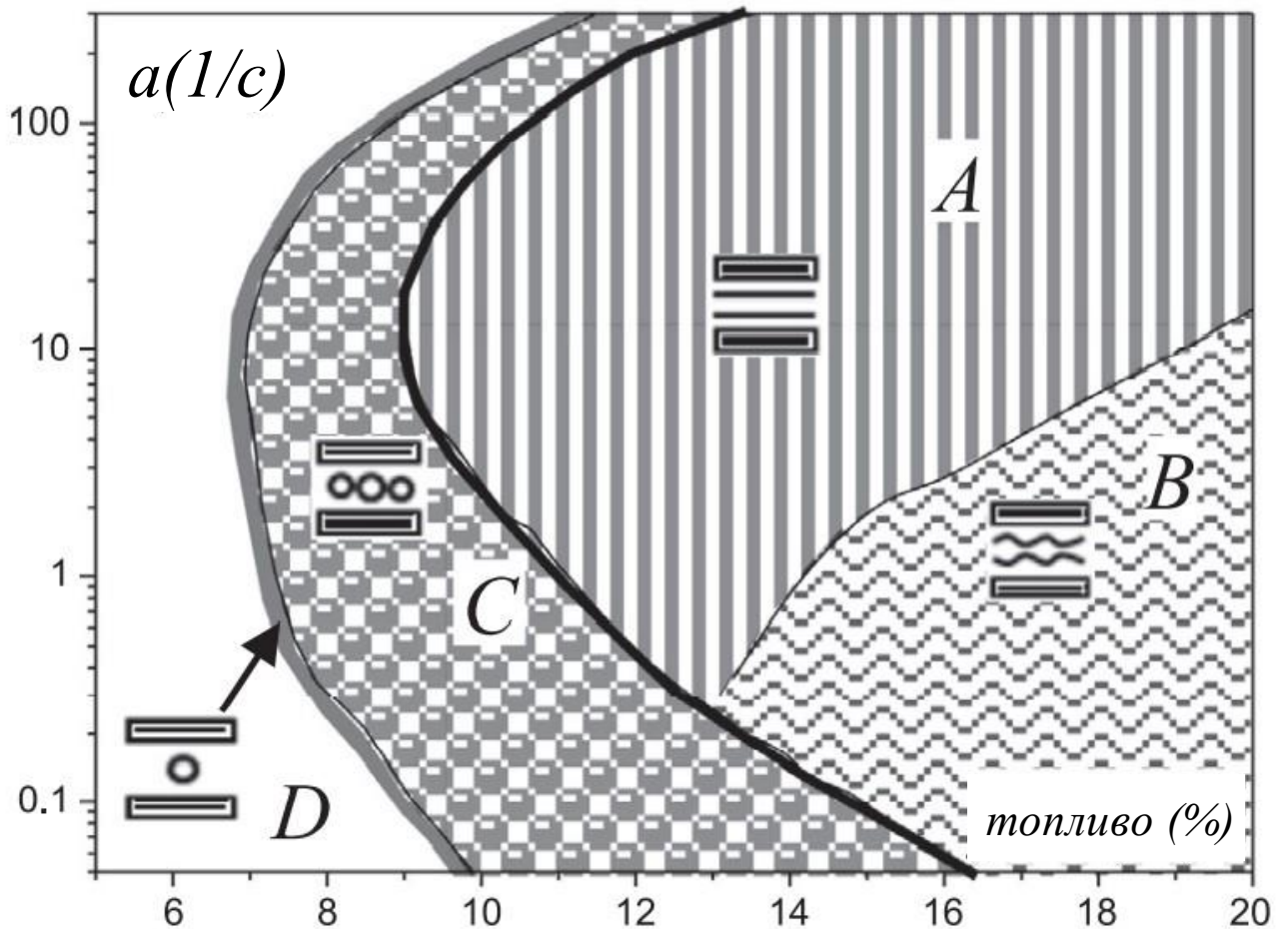


Рисунок 3.7. – Размерная диаграмма режимов горения в плоскости коэффициент растяжения / состав смеси, рассчитанная при $Le=0.3$.

Сравнивая полученную диаграмму (рис. 3.7.) с диаграммой режимов горения осесимметричных растяженных пламен, представленной в [42], можно видеть, что размещение областей существования плоских и ячеистых пламен одинаково для обоих случаев. А именно, непрерывные плоские пламена, наблюдаемые внутри С-образной кривой существования, которые при фиксированном коэффициенте избытка топлива переходят в ячеистые при уменьшении градиента скорости. При этом в обеих геометриях граница, разделяющая области существования ячеистого и плоскостного пламен, представляет собой почти прямую линию, наклоненную вправо в плоскости коэффициент избытка топлива / параметр растяжения. Напротив, расположение областей существования разрывных пламен (спорадически волны горения в случае осесимметричных горелок и "трубки" пламени в случае щелевых горелок) существенно отличается. Спорадические

волны горения наблюдаются за пределами существования одномерных пламен при малых коэффициентах растяжения, в то время как "трубки" пламени существуют во всем диапазоне коэффициентов растяжения, как показано на рис. 3.7.

3.7 Сравнение численных и экспериментальных результатов

На рис. 3.8 представлена экспериментальная диаграмма режимов горения, полученная в работе [43] для бедных растяженных пламен смеси водород-воздух при щелевой конфигурации встречно направленных горелок. Существование ячеистых пламен (рис. 3.9а) экспериментально наблюдалось при значениях параметров, лежащих внутри С-образной кривой и умеренных и высоких коэффициентах растяжения [43]. Авторы экспериментальной работы [43] отмечают, что гидродинамические эффекты при высоких скоростях потока и потери тепла в горелки при низких скоростях существенно влияют на структуру пламени.

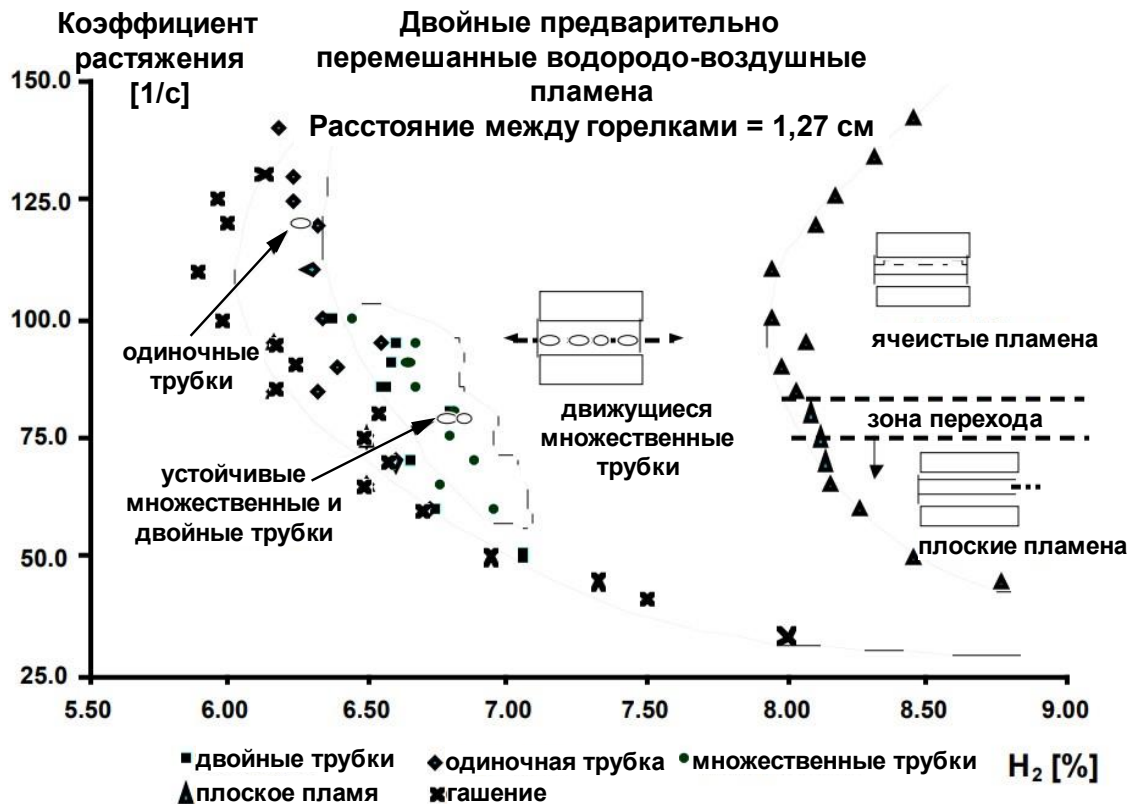


Рисунок 3.8. Экспериментальная диаграмма режимов горения, полученная С. Kaiser и соавторами в работе [43].

Влияние этих факторов, а также влияние естественной конвекции не учитывается в рамках редуцированной диффузионно-тепловой модели (3.1)-(3.2), что может быть причиной расхождения между численными и экспериментальными результатами в диапазоне относительно высоких коэффициентов избытка топлива. Экспериментальные результаты [43] показывают существование "трубок" пламени (рис. 3.5b,c) в области запредельно бедных смесей, лежащей за пределами воспламенения, во всем диапазоне коэффициентов растяжения (рис. 3.7.). Однако экспериментально наблюдаемые «трубки» пламени не были неподвижными и двигались вдоль оси z , в то время как в численном моделировании режим «трубок» пламени является стационарным. Вблизи расширенного предела горения экспериментально наблюдались одинарная (рис. 3.9c) и двойная «трубки» пламени. Этот режим горения, по-видимому, соответствует режиму изолированных трубок (рис. 3.5c), который был обнаружен в численном моделировании при параметрах, близких к пределам существования (область D на рис. 3.7).

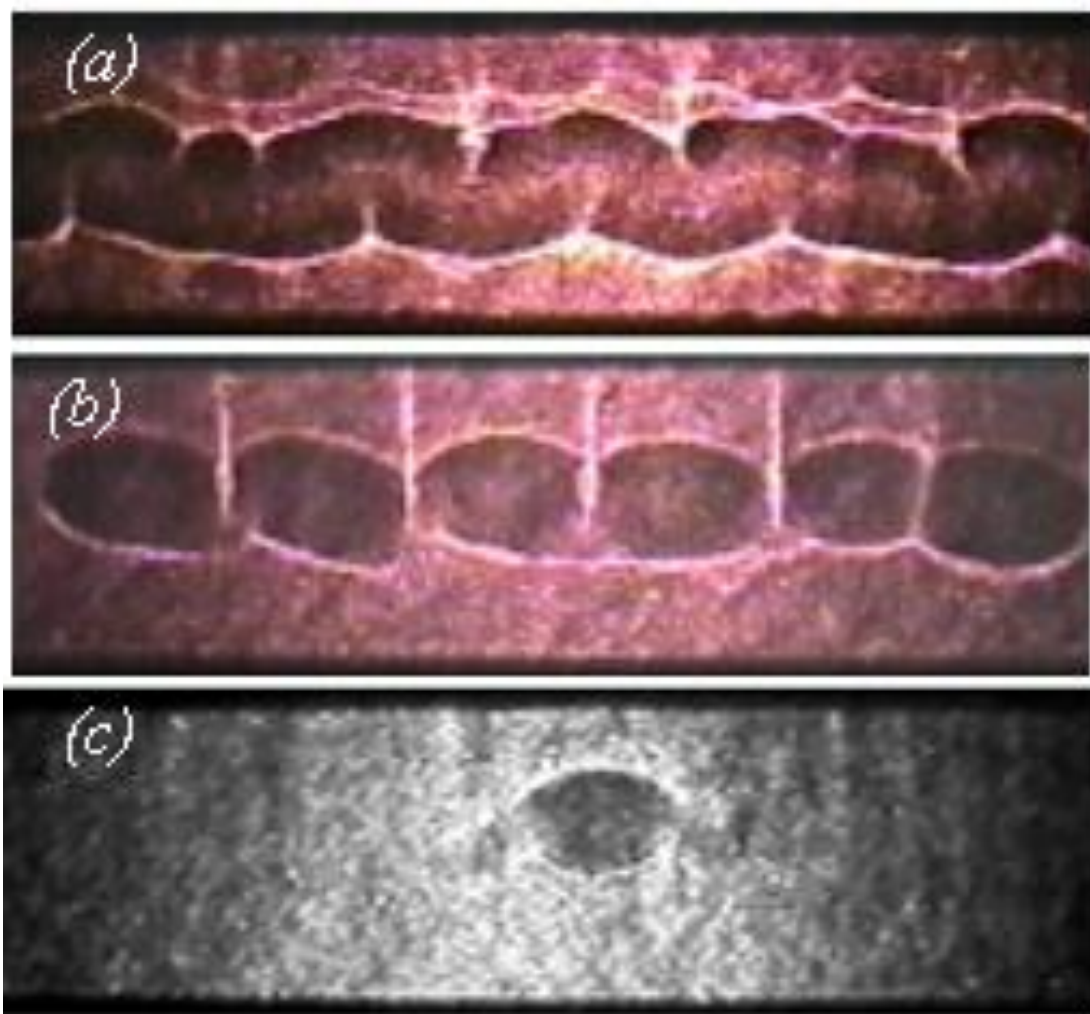


Рисунок 3.9. – Теневые фотографии ячеистых пламен (a) и "трубок пламени (b), (c), полученные в работе [43].

Экспериментальные [43] и численные результаты, согласуются в выводе о расширении пределов существования двойных растяженных пламен с низкими числам Льюиса, обусловленном формированием неплоской пространственной структуры волны горения. Численное моделирование, позволяет описать основные особенности горения в противоточных щелевых горелках, но не способно дать детального описания. Это можно объяснить такими неучтенными факторами, как потери тепла в корпуса горелок, химическая кинетика, эффект плавучести, тепловое расширение газа, гидродинамическая неустойчивость и переход к турбулентности. Если первые два фактора могут быть включены в диффузионно-тепловую модель, то описание остальных эффектов выходит за рамки модели, предполагающей фиксированное поле течения. С другой стороны, результаты,

полученные в рамках представленной диффузионно-тепловой модели, оказались в хорошем согласии с результатами экспериментов по горению растяженных пламен смеси метан-воздух-ксенон с малыми числами Льюиса, проведенных в условиях микрогравитации [42]. Полученные численные результаты и их сравнение с имеющимися в литературе экспериментальными данными [43] позволяют предположить, что диффузно-тепловая неустойчивость и радиационные теплотери являются основными механизмами, определяющими пространственную структуру пламени. В то же время, неучтенные в рамках редуцированной модели факторы, такие как естественная конвекция, потери тепла в конструктивные элементы горелки и др., могут частично подавлять указанные механизмы и препятствовать их проявлениям.

Основные результаты исследования

Выполнены численные и теоретические исследования предварительно перемешанных пламен для смесей с малыми числами Льюиса в потоке, создаваемом двумя встречно направленными щелевыми горелками. Показана возможность существования следующих режимов горения: двойные плоские и ячеистые пламена и "трубки" пламени. Определены области параметров задачи, в которых возможна реализация указанных режимов горения. С помощью численного моделирования и теоретического анализа были определены области существования выявленных режимов горения на плоскости концентрация топлива / параметр растяжения. Внутри горючей области одномерных растяженных пламен при малых числах Льюиса расположение режимов горения в случае щелевой и осесимметричной горелок [42] идентично. Однако, в отличие от существенно трехмерной структуры ячеистых пламен в последнем случае, растяженные пламена в щелевой конфигурации полностью двумерны.

Численно обнаружено расширение пределов воспламенения за счет возможности формирования неплоской структуры волны горения, вызванной действием диффузионно-тепловой неустойчивости. Режим «трубок» пламени подобен спорадическим волнам горения в осесимметричных растяженных

пламенах. Оба этих типа пламени представлены отдельными реагирующими очагами и возникают за пределами горения непрерывных плоских пламен. Однако, в отличие от спорадических волн горения сверхбедных смесей с низким числом Льюиса, которые наблюдаются только при относительно малых коэффициентах растяжения, «трубки» пламени существуют во всем диапазоне градиентов скорости. Большинство результатов, полученных в рамках упрощенной диффузионно-тепловой модели, согласуются на качественном уровне с экспериментальными данными, представленными в работах [42,43].

Численные и теоретические исследования влияния числа Льюиса показывают, что ячеистые и трубчатые неплоские структуры пламени появляются при $Le < 0,6$. При более высоких числах Льюиса существует только режим плоского пламени. Установлено, что с уменьшением числа Льюиса расширяется диапазон коэффициентов растяжения и концентраций топлива, в которых могут существовать противоточные пламена. При этом взаимное расположение различных режимов горения остается одинаковым.

ГЛАВА 4. СТАЦИОНАРНЫЕ РЕЖИМЫ И ПРЕДЕЛЫ ГОРЕНИЯ РАСТЯЖЕННЫХ ПРЕДВАРИТЕЛЬНО ПЕРЕМЕШАННЫХ ПЛАМЁН, СТАБИЛИЗИРОВАННЫХ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ

4.1 Экспериментальные исследования растяженных пламён в плоском канале

Экспериментальные и теоретические работы [11,46–49] позволили определить пределы существования растяженного пламени для углеводородных смесей в условиях земной гравитации при высоких и средних скоростях потока. Экспериментально исследовать предел горения при низких скоростях долгое время было невозможно, поскольку в условиях земной гравитации сильное влияние оказывает эффект плавучести, связанный с естественной конвекцией. В ходе экспериментов в условиях микрогравитации были определены механизмы гашения слаборастяженных пламен и получены пределы существования пламени [25,38]. Дальнейшие исследования противоточных пламен в условиях микрогравитации [41,42,50,51] выявили наличие различных неплоских и неустойчивых режимов горения. Современные эксперименты в условиях микрогравитации хотя и являются весьма эффективными, однако продолжают оставаться достаточно дорогими и сложными в организации.

Одним из способов преодоления негативного влияния плавучести является стабилизация пламени в узком канале. Так в работах [52,53] был исследован механизм гашения диффузионного и частично перемешанного пламени, стабилизированном в плоском канале. Было показано, что в такой системе возможно снизить влияние плавучести и исследовать слаборастяженные пламена в лабораторных условиях. В то же время, теплообмен между газом и стенками канала может вызвать дополнительные потери тепла от пламени к стенкам канала. Влияние тепловых потерь на пламя особенно важно в канале малых размеров. Интенсивные тепловые потери на стенки канала вызывают гашение пламени в канале диаметром меньше критического. В работах [54–57] было показано, что эффективная рециркуляция тепла приводит к расширению области

распространения устойчивого пламени. Небольшое расстояние между пластинами препятствует развитию естественной конвекции. Подогрев газа через стенки теплопроводящих каналов уменьшает отношение плотностей сгоревшего и несгоревшего газов, что также препятствует развитию естественной конвекции. В то же время, если зазор между пластинами достаточно велик, возникает естественная конвекция.

Данный раздел содержит результаты экспериментального исследования слаборастяженных противоточных пламен, стабилизированных в плоском микроканале. Цель состояла в том, чтобы изучить влияние как рециркуляции тепла, так и эффектов растяжения потока на пределы воспламеняемости в условиях, препятствующих развитию естественной конвекции.

4.1.1 Экспериментальная установка

Экспериментальная установка состоит из противоточной горелки [58], регуляторов массового расхода газа с блоком управления, подключенным к персональному компьютеру. В качестве противоточных горелок были использованы щелевые горелки, схожие по конструкции с горелками, использованными в работе [43]. Горелки были установлены горизонтально друг напротив друга на расстоянии $2L=50$ мм, размер каждой щели 40×5 мм. В каждой горелке было проделано по два шлица для установки кварцевых пластин таким образом, чтобы образовался плоский канал. Размеры кварцевых пластин - 50×50 мм, толщина – 1.4 мм. Для создания однородных потоков газа в корпус горелок были засыпаны керамические шарики диаметром ~ 1 мм, которые были прикрыты четырьмя слоями сетки из нержавеющей стали. Для поддержания постоянной температуры входящего газа использовалась система водяного охлаждения, закрепленная на корпусе горелки. В результате, начальная температура свежей смеси не превышала 50°C . Для того, чтобы температура входящего газа была всегда постоянной, на корпусе горелок была смонтирована система охлаждения. Для контроля температуры и определения стационарного состояния системы в

центре одной из кварцевых пластин была закреплена хромель-алюмелевая термопара, показания которой считывались с контроллера. Точность измерения температуры $\pm 1^\circ\text{C}$, использовались термопарные контроллеры Omron E5CB. Сверху и сбоку от горелки были установлены цифровые фотокамеры. Схема противоточных горелок показана на рис. 4.1.1.

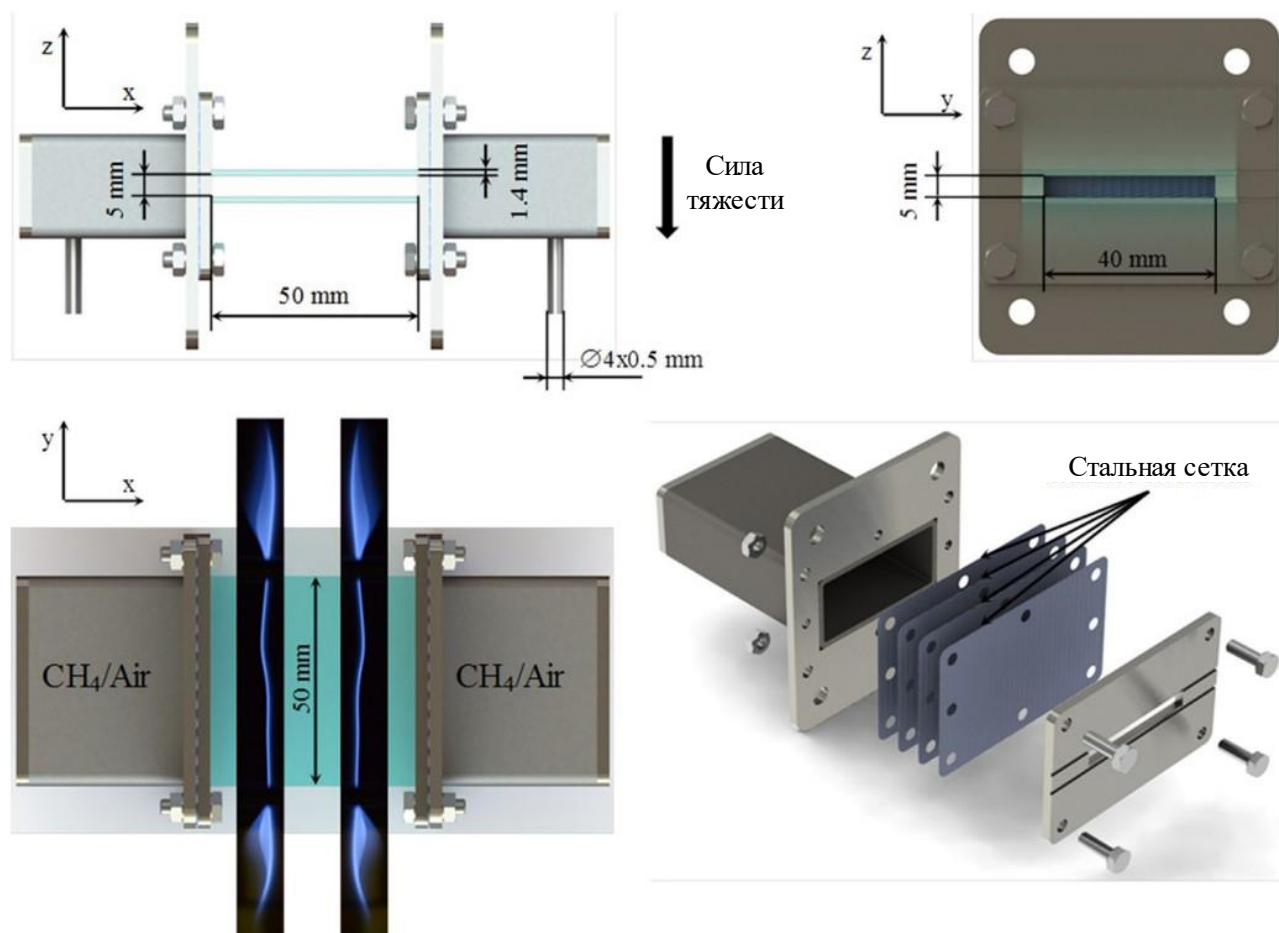


Рисунок 4.1.1. Схема экспериментальной противоточной горелки [58]

В качестве горючей смеси была использована предварительно перемешанная бедная $0.6 \leq \phi \leq 0.8$ метано-воздушная смесь. Определение предела горения осуществлялось согласно следующей процедуре: устанавливался постоянный расход горючей смеси с коэффициентом избытка топлива $\phi = 0.8$ на входе горелки и смесь поджигалась. Далее в течение нескольких минут устанавливался стационарный режим горения, который определялся по показанию термопары, установленной в центре нижней пластины на внешней поверхности. После установления стационарного режима входящая смесь обеднялась на величину

$\Delta\phi=0.01$, устанавливался новый стационарный режим, и смесь снова обеднялась. Это повторялось до тех пор, пока пламена не погасали. После чего задавалась новая скорость потока при $\phi=0.8$, и вся процедура повторялась.

4.1.2 Результаты экспериментов

В работе были определены пределы существования бедного ($0.6 \leq \phi \leq 0.8$) предварительно перемешанного метано-воздушного пламени в диапазоне коэффициентов растяжения от 44 до 10 с^{-1} . Коэффициент растяжения $a=V_0/L$ определялся как отношение начальной скорости свежей смеси на входе в канал V_0 к половине расстояния между горелками L . В ходе эксперимента были выявлены различные режимы горения. На рис. 4.1.2а, б представлены фотография плоских пламен. Контуры кварцевых пластин выделены белой пунктирной линией. Как видно из рис. 4.1.2а, б фронты плоских пламен прерываются на границе кварцевых пластин. Это связано с тем, что в кадр попали стальные шпильки, удерживающие корпуса щелевых горелок ровно друг напротив друга. В эксперименте фронты плоских пламен оставались непрерывными.

С уменьшением коэффициента избытка топлива ϕ расстояние между пламенами уменьшалось. При некотором критическом значении ϕ фронты пламени сдвигались вниз по потоку и стабилизировались вблизи застойной зоны. Фронт пламени при этом оставался плоским и непрерывным. Дальнейшее уменьшение коэффициента избытка топлива вело к уменьшению расстояния между пламенами, и при некотором значении ϕ происходило гашение. Типичное изображение данного режима горения представлено на рис. 4.1.2б (вид сверху) и рис. 4.1.2с (вид сбоку). Х-образная форма пламени на рис. 4.1.2с – результат горения газа за пределами плоского канала.

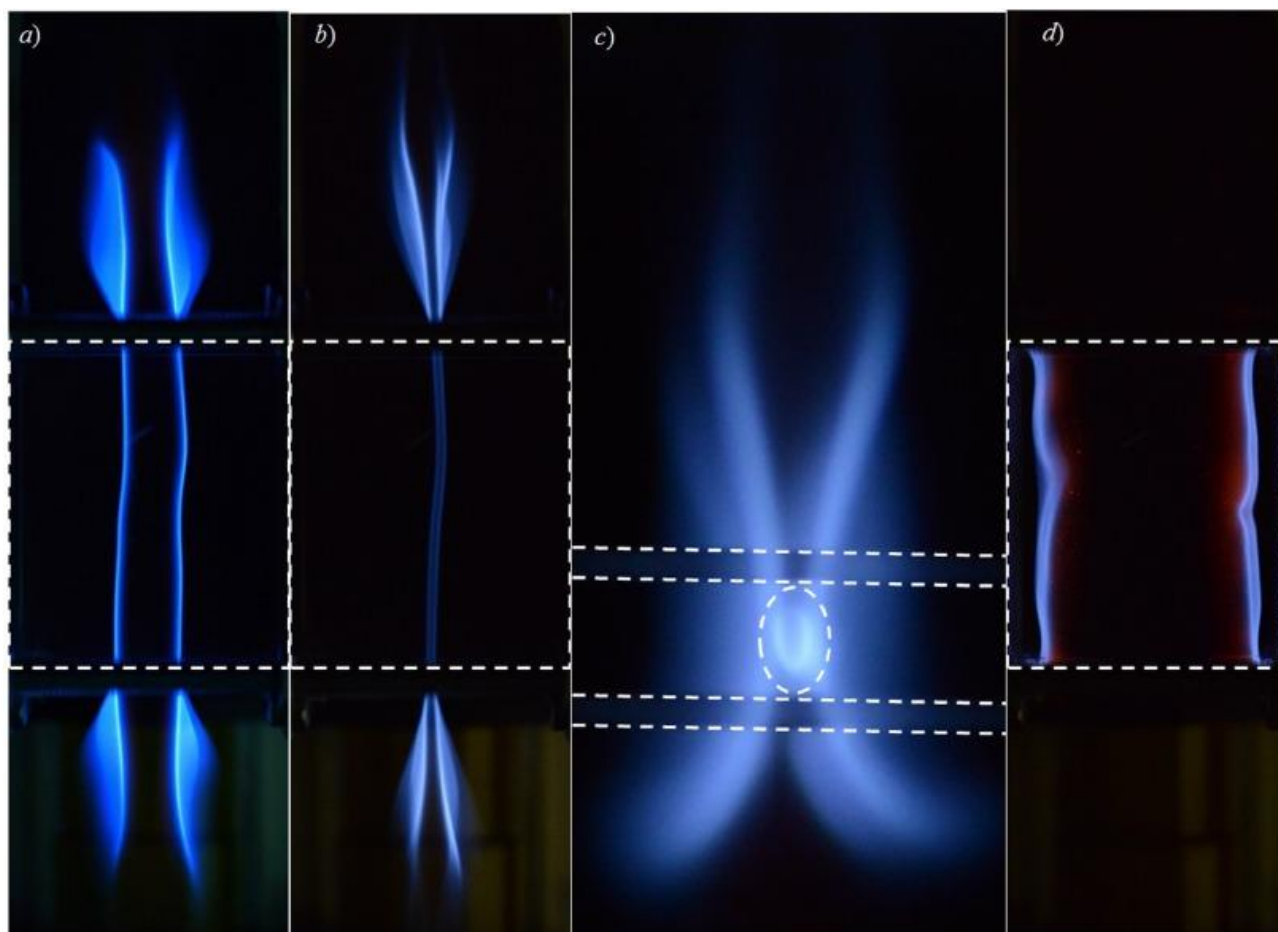


Рисунок 4.1.2. Режимы горения метано-воздушных пламен, стабилизированных в плоском канале при различном составе смеси и градиентах скорости. а) Плоское пламя $\phi=0.8$, $a=40$; б) Трубка пламени (вид сверху) $\phi=0.71$, $a=38$; в) Трубка пламени (вид сбоку) $\phi=0.71$, $a=38$; г) Осцилляции пламени $\phi=0.76$, $a=20$

На рис. 4.1.3 показано расположение режимов горения, выявленных в ходе эксперимента, на плоскости коэффициент растяжения / коэффициент избытка топлива. Как видно из рисунка 4.1.3, режим «ВС», отмеченный сплошными кружками, существует в широкой области параметров. Данный режим существуют, если коэффициент растяжения превышает 30 с^{-1} . Ниже этой границы были обнаружены колебания пламени (см. рис. 4.1.2д), однако мы предполагаем, что данный режим горения обусловлен влиянием горелок, расположенных в непосредственной близости от фронта пламени. Вследствие чего возникают дополнительные теплотери.

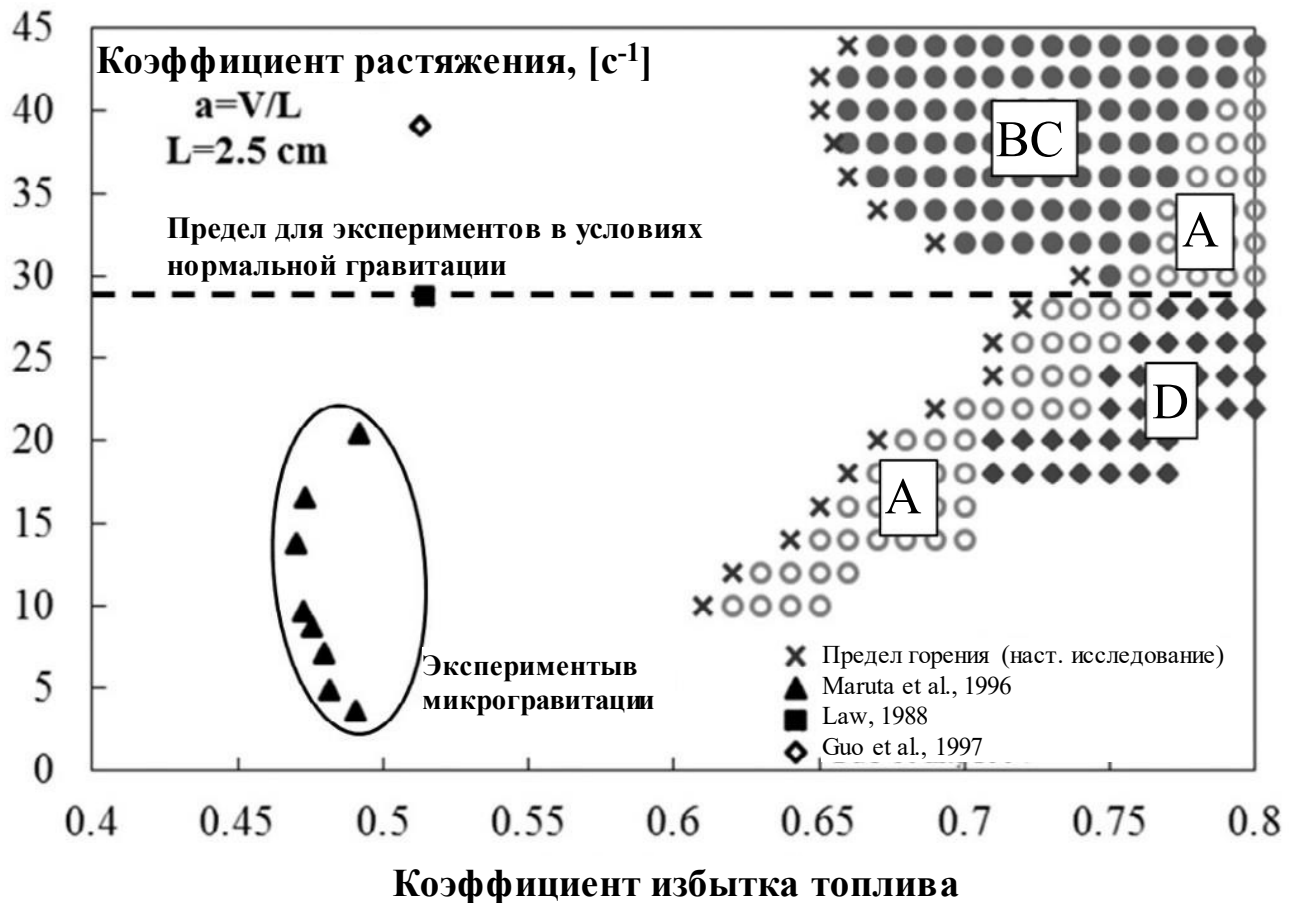


Рисунок 4.1.3. Диаграмма режимов горения в плоскости коэффициент растяжения / коэффициент избытка топлива. Крестиками обозначена граница пределов существования пламен, стабилизированных в канале, область А (пустые кружки) – плоское удаленное пламя, область ВС (заполненные кружки) – плоское пламя вблизи застойной зоны, область D (заполненные ромбы) – пульсации пламени.

Результаты, полученные в предыдущих экспериментах в условиях микрогравитации [38] и в условиях нормальной гравитации [15,25], представлены на рис. 4.1.3. Как видно на рис. 4.1.3 кривая предела воспламеняемости, полученная в экспериментах в условиях микрогравитации, образует классическую С-образную кривую, описанную в работах [25,38]. Данные, полученные в настоящих экспериментах при малых коэффициентах растяжения ($a < 30 \text{ с}^{-1}$), дают форму кривой пределов воспламеняемости, отличную от классической С-образной кривой. Мы предполагаем, что это связано с эффектом регенерации тепла, когда

тепло от продуктов сгорания возвращается в несгоревшую смесь через теплопроводящие стенки канала.

По данным термопары, установленной в центре кварцевой пластины, температура стенки канала составляла 300–350 °С при коэффициента растяжения 10–16 с⁻¹ для смесей с коэффициентом избытка топлива $0,6 \leq \varphi \leq 0,7$. Теплообмен между горячими пластинами и несгоревшей смесью приводил к увеличению скорости горения, что может объяснить наблюдаемое смещение положения пламени вверх по потоку по сравнению с расположением пламени в отсутствие кварцевых пластин. С другой стороны, в области, где пламена стабилизировались вблизи застойной зоны, температура в центре пластины была около 150–200 °С, и в этом случае рециркуляция тепла через пластины была незначительной. Сужение пределов существования по сравнению с работами [15,25,38,47] объясняется наличием тепловых потерь с поверхности стенок канала во внешнюю среду. Также при высоких и средних значениях градиента скорости отток тепла в стенки канала выполняет роль дополнительных тепловых потерь.

Однако увеличение скорости горения за счет рециркуляции тепла не является единственной причиной смещения фронта пламени от застойной зоны в сторону горелок. Трение между газом и стенками канала может уменьшить скорость потока по сравнению со скоростью потока в обычных щелевых или осесимметричных горелках. Влияние эффектов трения и теплообмена вдоль стенок канала на поле течения требует дополнительных исследований. Эксперименты показали, что предложенная противоточная система позволяет исследовать пределы воспламеняемости при малых расходах для смесей с коэффициентом избытка более 0,6 для метано-воздушной смеси. Диапазон работы предлагаемой горелки практически такой же, как и в условиях микрогравитации, а доступный диапазон градиентов скорости ниже минимального для обычных противоточных горелок. Тепловыделение при сгорании бедных смесей становится меньше, и в этом случае кварцевые пластины создают дополнительные потери тепла по сравнению со случаем пламени без пластин. Снижение тепловых потерь за счет теплоизоляции

пластин, вероятно, позволит исследовать предел воспламенения бедных смесей и структуру пламени. Это предмет будущих исследований.

Основные результаты исследования

В результате проведенных исследований была разработана и запатентована противоточная щелевая горелка с плоским каналом, которая позволяет экспериментально исследовать горение как предварительно перемешанных, так и диффузионных пламен при малых коэффициентах растяжения в условиях нормальной гравитации. Стабилизация пламени внутри узкого плоского канала позволила значительно снизить влияние естественной конвекции на фронт пламени при малых значениях градиента скорости потока газа. Эксперименты продемонстрировали существование двух принципиально различных устойчивых режимов горения: «удаленное пламя» и пламя вблизи застойной зоны. На диаграмме коэффициент растяжения / коэффициент избытка топлива были определены области существования обнаруженных режимов горения, а также предел существования пламени. В результате, было показано, что форма границы пределов существования пламени, стабилизированных в канале, значительно отличается от общепринятой С-образной кривой, характерной для обычных растяженных пламен.

4.2 Численное моделирование растяженных пламён в плоском канале

В экспериментальных [37,38], численных [24–26,28] и теоретических [27,36,39] исследованиях пламен противоточных предварительно перемешанных смесей газов было получено, что пределы воспламенения в плоскости коэффициент избытка топлива / коэффициент растяжения описываются С-образной кривой. Теоретические и экспериментальные исследования показали, что при больших коэффициентах растяжения (верхняя ветвь С-образной кривой) пламя гаснет из-за неполного сгорания [3,47]. Гашение пламени при малых коэффициентах растяжения (нижняя ветвь С-образной кривой) наблюдалось в экспериментах в условиях микрогравитации [38,59]. Оно обусловлено влиянием радиационных теплотерь, что подтверждалось результатами численного моделирования [23,25,26]. Численные результаты, полученные в рамках моделей с детальной химической кинетикой и транспортными свойствами, хорошо согласуются с экспериментальными данными [25,26]. Редуцированные математические модели, предполагающие одноступенчатую глобальную химическую реакцию и постоянные транспортные свойства [23,36], также способны предсказывать как предельные градиенты скорости, так и предел излучения противоточного предварительно перемешанного пламени. Несмотря на то, что согласие теоретических результатов с экспериментальными данными может быть на качественном уровне, редуцированные модели позволяют выделить основные механизмы гашения пламени и получить ясное физическое объяснение природы пределов горения.

Экспериментальные исследования пламен на противоточных горелках при малых коэффициентах растяжения [38,59] требуют создания условий микрогравитации из-за существенного влияния естественной конвекции на пламя. Это делает необходимым использование дорогих экспериментальных средств, таких как “падающие башни” или эксперименты в свободном полете. В недавних работах [52,53,60] была предложена экспериментальная установка [58], позволяющая устранить влияние естественной конвекции и исследовать

слаборастяженные пламена в условиях нормальной гравитации. Противоточные пламена в этих работах были стабилизированы внутри плоского канала, как показано на Рис. 4.1.1. В этом случае развитию естественной конвекции препятствует малое расстояние между кварцевыми пластинами, образующими стенки канала. С другой стороны, малый поперечный размер канала приводит к интенсификации межфазного теплообмена и дополнительному теплоотводу в стенки. В таких условиях может иметь место эффективная рециркуляция тепла через теплопроводящие стенки [54]. Таким образом, помимо возможности экспериментальных исследований слаборастяженных пламен в условиях нормальной гравитации, система, предложенная в работах [52,53,60], позволяет исследовать влияние рециркуляции тепла на пламена в неоднородных потоках. Такие исследования представляют интерес для дальнейшего развития фундаментальных основ технологий микрорегулирования и горелочных систем с рециркуляцией тепла, в том числе пористых горелок.

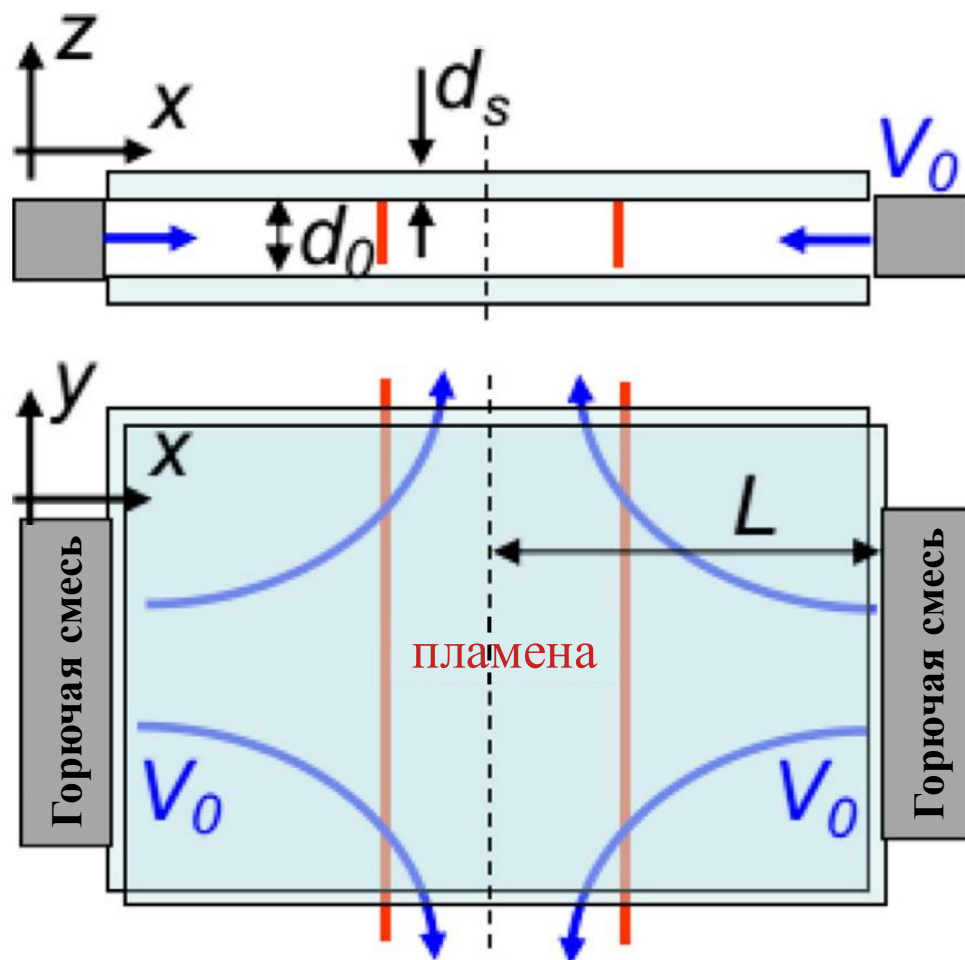


Рисунок 4.2.1. Схема плоского канала с теплопроводящими стенками.

Результатом недавних экспериментальных исследований растяженных пламен в плоском микроканале [60] стало определение диаграммы режимов горения и пределов воспламенения в плоскости коэффициент избытка топлива / коэффициент растяжения. Как видно из экспериментальных результатов [60], показанных на Рис. 4.1.3 из предыдущего раздела, форма кривой пределов воспламенения отличается от С-образной формы, типичной для обычных противоточных пламен. Это различие заключается в появлении дополнительного полуострова в диапазоне относительно малых коэффициентов растяжения ($a < 30 \text{ с}^{-1}$). При больших и средних коэффициентах растяжения (область выше горизонтальной пунктирной линии на рис. 4.1.3) кривая, ограничивающая область существования пламени, имеет С-образную форму. Таким образом, в отличие от классической С-образной кривой воспламенения пределы воспламенения противоточных пламен в плоском микроканале имеют ε-образную форму. В работе [60] авторы предположили, что это различие связано с эффектом рециркуляции тепла через теплопроводящие стенки канала. Тем не менее, физическое понимание механизмов гашения пламени в этой системе, а также теоретическое объяснение ε-образной формы пределов воспламенения до настоящего времени отсутствовали.

Настоящая работа была направлена на понимание физических механизмов, определяющих пределы горения противоточных предварительно перемешанных пламен, стабилизированных в узком канале. С этой целью была предложена упрощенная математическая модель, которая включает только основные физические механизмы, такие как, глобальная одноступенчатая химическая реакция, теплопроводность стенок, радиационные потери тепла и т. д. Численный анализ этой модели позволяет получить физическое представление о механизмах, определяющих поведение пламени, его стабилизацию и гашение при различных значениях параметров задачи.

4.2.1 Математическая модель.

Схема растяженных пламен, стабилизированных в плоском канале, приведена на Рис.4.2.1. Топливо-воздушная смесь подается в зазор между двумя теплопроводящими пластинами через два прямоугольных встречно направленных сопла, расположенных при $x=\pm L$. Вблизи застойной зоны ($x=0$) формируются два встречных предварительно перемешанных пламени. Продукты горения покидают систему через открытые торцы канала вдоль оси y . Для численного анализа этой системы были сделаны следующие упрощающие допущения: ламинарное течение, одностадийная экзотермическая реакция Аррениусовского типа с одним реагентом, бедная топливо-воздушная смесь, постоянные теплофизические параметры. Для приведения задачи к одномерной постановке применялось усреднение по оси z [54]. При этих предположениях определяющие уравнения аналогичны уравнениям для обычных одномерных противоточных пламен [27,36], за исключением дополнительного уравнения для температуры стенок (θ) и линейных членов, описывающих межфазный теплообмен. Система одномерных уравнений, описывающая горение растяженных пламен в канале включает в себя уравнения на температуру газа (T) и температуру стенок канала (θ), а также на концентрацию недостающего компонента свежей смеси (C). В безразмерных переменных эти уравнения имеют следующий вид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - ax \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \Omega_g(T - \theta) - h(T^4 - \sigma^4) + (1 - \sigma)W(T, C) \quad (4.2.1)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = k \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \Omega_s(T - \theta) \quad (4.2.2)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} - ax \frac{\partial C}{\partial x} = \frac{1}{Le} \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} - W(T, C). \quad (4.2.3)$$

Здесь T и θ – безразмерные температуры газа и стенки в единицах адиабатической температуры пламени T_b ; C – безразмерная концентрация недостающего компонента смеси в единицах C_0 (значение для свежей смеси); $a=V_0/L$ – безразмерный коэффициент растяжения (градиент скорости), равный

отношению абсолютной величины скорости газа на выходе из сопла (V_0) к половине расстояния между соплами (L). Скорость измеряется в единицах ламинарной скорости горения U_b , расстояние - в единицах тепловой толщины пламени, которая определяется как $l_{th} = D_{th}/U_b$, где D_{th} - коэффициент температуропроводности смеси. Безразмерное время измеряется в единицах $t_{th} = D_{th}/U_b^2$. $Le = D_{th}/D_{mol}$ - число Льюиса, а $k = D_s/D_{th}$, где D_{mol} - коэффициент молекулярной диффузии топлива, D_s - коэффициент температуропроводности стенок канала. Выражения для коэффициентов теплообмена Ω_g и Ω_s следуют из обезразмеривания и усреднения по оси z и могут быть записаны как $\Omega_g = 2Nu/Pe^2$, $\Omega_s = s\Omega_g$, $s = d_0\rho_g c_{pg}/d_s\rho_s c_{ps}$, где $Nu = \alpha d_0/\lambda$ - число Нуссельта, α - коэффициент теплоотдачи, а $Pe = U_b d_0/D_{th}$ - число Пекле, характеризующее безразмерный поперечный размер канала. Остальные обозначения в приведенных выше выражениях: d_0 - ширина канала, d_s - толщина стенки канала, ρ - плотность, c_p - удельная массовая изобарная теплоемкость, λ - коэффициент теплопроводности. Нижние индексы g и s соответствуют газовой и твердой фазам. Скорость химической реакции имеет следующий вид: $W(T, C) = 2CLe^{-1}(1 - \sigma)^2 N^2 \exp(N(1 - 1/T))$, где $N = T_a/T_b$ - безразмерная энергия активации, T_a - температура активации. Безразмерная температура окружающей среды обозначается как $\sigma = T_0/T_b$. Важно отметить, что для бедных смесей параметр $1/\sigma - 1 = T_b/T_0 - 1 = (T_0 + QY_\infty/c_{pg})/T_0 - 1 = QY_\infty/c_{pg}T_0$ характеризует состав смеси и коррелирует с коэффициентом избытка топлива. Большее значение $1/\sigma - 1$ соответствуют более высокому коэффициенту избытка топлива. Следуя предыдущим работам [36,42,61], безразмерный параметр h , характеризующий интенсивность радиационных теплопотерь, определяется как $h = A(1/\sigma - 1)\exp(N)$, где $A = 3,69 \times 10^{-7}$. Обсуждаемые ниже численные результаты были получены для следующих параметров: $T_a = 15000$ К, $Le = 0.9$, $Pe = 20$, $Nu = 4$, $k = 0.018$, $s = 0.0023$, если не указано иное.

В силу симметрии рассматриваемой противоточной системы, уравнения (4.2.1)-(4.2.3) рассматриваются на интервале $[0, L]$ с граничными условиями:

$$\text{при } x=L \text{ (вход): } T=\theta=\sigma, C=I; \quad (4.2.4)$$

$$\text{при } x=0 \text{ (ось симметрии): } \partial T/\partial x = \partial \theta/\partial x = \partial C/\partial x = 0. \quad (4.2.5)$$

Численное исследование рассматриваемой задачи включало в себя две стадии. На первом этапе определялись стационарные ($\partial/\partial t=0$) решения уравнений (4.2.1)-(4.2.3) с граничными условиями (4.2.4), (4.2.5). На втором этапе исследовалась линейная устойчивость полученных стационарных решений по отношению к малым одномерным возмущениям. Для нахождения стационарных решений дифференциальные уравнения дискретизировались двумя разностными схемами: схемой с разностями против потока и центрально-разностной схемой. Полученная система нелинейных алгебраических уравнений решалась демпфированным методом Ньютона. Для нахождения всех ветвей решения, в том числе неустойчивых, и решения задачи вблизи точек поворота, соответствующих пределам горения, был применен усовершенствованный метод длины дуги [26,62]. Моделирование стационарного состояния начиналось при относительно высоких коэффициентах растяжения с первоначальным предположением ступенчатого распределения температуры T и концентрации C при $\theta = \sigma$. Далее применялся метод длины дуги, и, следовательно, предыдущее решение служит начальным предположением для демпфированного метода Ньютона при соседнем значении коэффициента растяжения. Устойчивость полученных стационарных решений определялась путем исследования скорости роста ω одномерных бесконечно малых возмущений вида:

$$T(t, x) = T_s + \tilde{T}(x) \exp(\omega t), C(t, x) = C_s + \tilde{C}(x) \exp(\omega t),$$

$$\theta(t, x) = \theta_s + \tilde{\theta}(x) \exp(\omega t),$$

где нижний индекс s обозначает стационарное решение. Подставляя вышеуказанные выражения в уравнения (4.2.1) – (4.2.3) и линеаризуя по переменным с волной (амплитуды бесконечно малых возмущений), можно получить линейную задачу на собственные значения. После дискретизации собственные значения ω определялись численно методом итерации Арнольди [63].

Сходимость используемых численных методов тестировалась путем расчетов на последовательности сгущающихся сеток. В частности, было обнаружено, что положения пламени и температуры, рассчитанные для $1/\sigma - 1 =$

4.56 на сетках с разрешением не менее 10 точек на тепловую толщину (l_{th}) отличаются менее чем на 1,5 %. Все представленные ниже результаты были получены на равномерных сетках с 10–30 узлами на l_{th} .

4.2.2 Результаты расчетов.

На Рис. 4.2.2 приведены безразмерные зависимости положения фронта (x_f) и температуры фронта (T_f) пламени от коэффициента растяжения (a), рассчитанные при различных значениях параметра $1/\sigma-1$, характеризующего состав смеси. Чем больше значение параметра $1/\sigma-1$ тем больше коэффициент избытка топлива. Положение фронта пламени $0 \leq x_f \leq L$ определяется как положение максимального тепловыделения. Толстыми и тонкими линиями на Рис. 4.2.2 отмечены устойчивые и неустойчивые ветви решений, соответственно. В случае противоточных пламен в канале существуют те же режимы горения, что и в случае растяженных пламен в свободном пространстве между горелками, описанные в работах [26–28,64]. При относительно больших значениях $1/\sigma-1$ ветвь $a_1 b_1 c_1$ соответствует режиму “нормального пламени” (normal flame - NF), а ветвь $e_1 d_1 c_1$ представляет режим “слабого пламени” (weak flame - WF). Обоеднение смеси (уменьшение $1/\sigma-1$) приводит к разделению решения на две несвязанные ветви $e_i d_i a_i$ и $b_i c_i$, $i=2,3,4$. Ветвь $b_i c_i$ является аналогом режима “удаленного пламени” (distant flame - DF), а $e_i d_i a_i$ — пламя вблизи застойной зоны (near-stagnation flame - NSF) [64]. С дальнейшим уменьшением значения параметра $1/\sigma-1$ ветвь $b_i c_i$ пропадает, в то время как режим NSF по-прежнему представлен ветвью $e_5 d_5 a_5$.

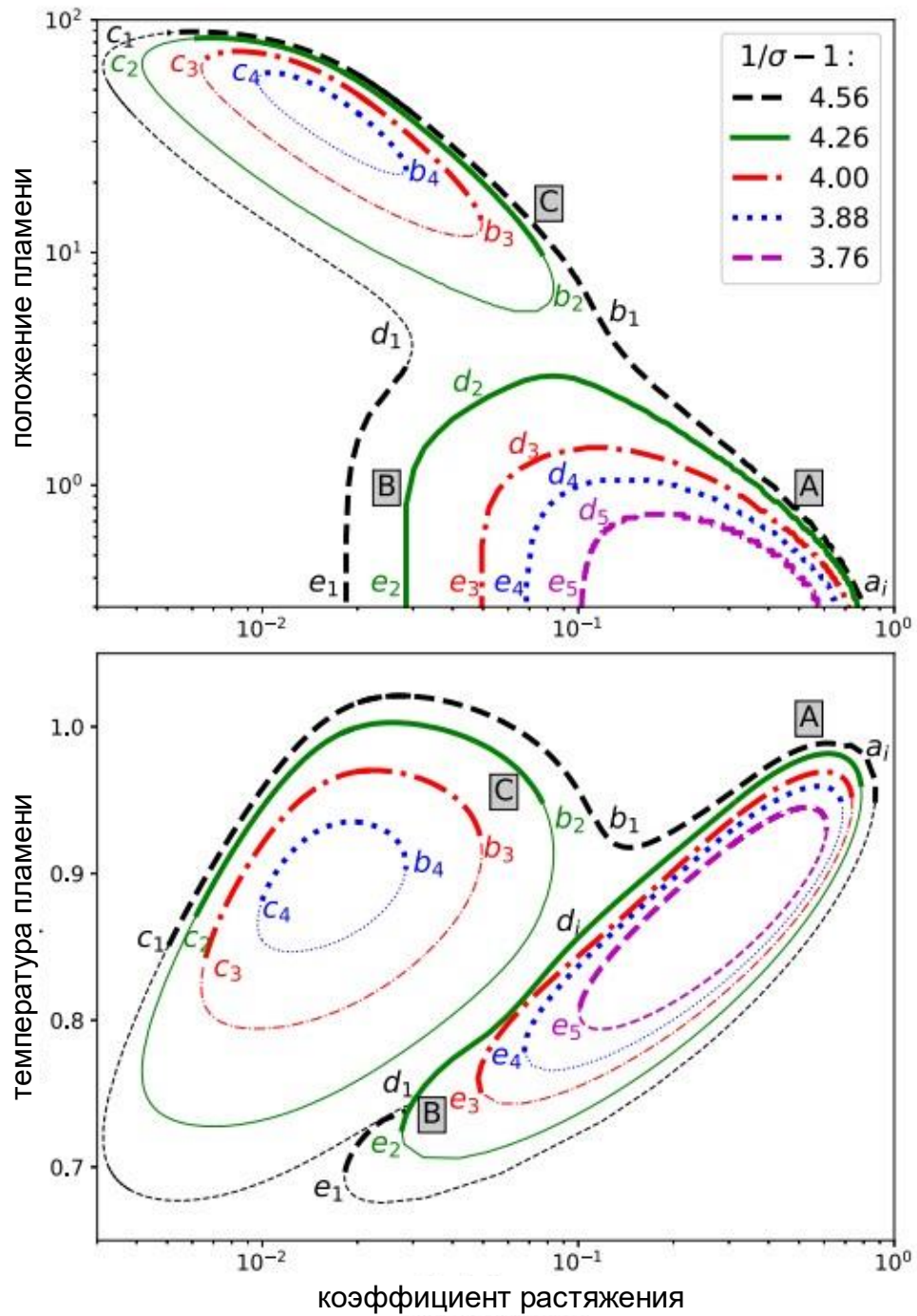


Рисунок 4.2.2. Безразмерные зависимости положения фронта (сверху) и температуры фронта (снизу) пламени от коэффициента растяжения (a), рассчитанные для $Re=20$, $L=100$ при различных значениях параметра $1/\sigma-1$.

Толстые линии соответствуют устойчивым решениям, тонкие линии - неустойчивым.

При больших коэффициентах растяжения (a) “нормальное пламя” или “пламя в застойной зоне” стабилизируется вблизи оси симметрии системы и имеет

относительно высокую температуру (T_f). Характерные для этих режимов горения распределения температуры газа и стенок канала (T и θ), концентрации (C) и скорости химической реакции (W) показаны на рис. 4.2.3а. Видно, что температура стенки θ близка к безразмерной температуре окружающей среды. Таким образом, при больших коэффициентах растяжения влияние стенок канала в основном сводится к дополнительным потерям тепла, описываемым слагаемым $\Omega_g(T - \theta) \approx \Omega_g(T - \sigma)$ в уравнении (4.2.1). Область существования режимов NSF и NF ограничена пределом гашения при больших a , связанным с влиянием растяжения потока. Увеличение коэффициента растяжения приводит к уменьшению расстояния между пламенами ($2x_f$) и сокращению времени пребывания топлива в зоне реакции. В результате происходит неполное сгорание топлива, вызывающее снижение температуры пламени и, в конечном итоге, погасание пламени. Таким образом, механизм гашения при больших коэффициентах растяжения в рассматриваемом случае аналогичен механизму гашения обычных растяженных пламен [26]. На Рис. 4.2.2 этому пределу гашения соответствуют точки a_i , которые также отмечены на кривой пределов воспламенения, показанной на Рис. 4.2.4.

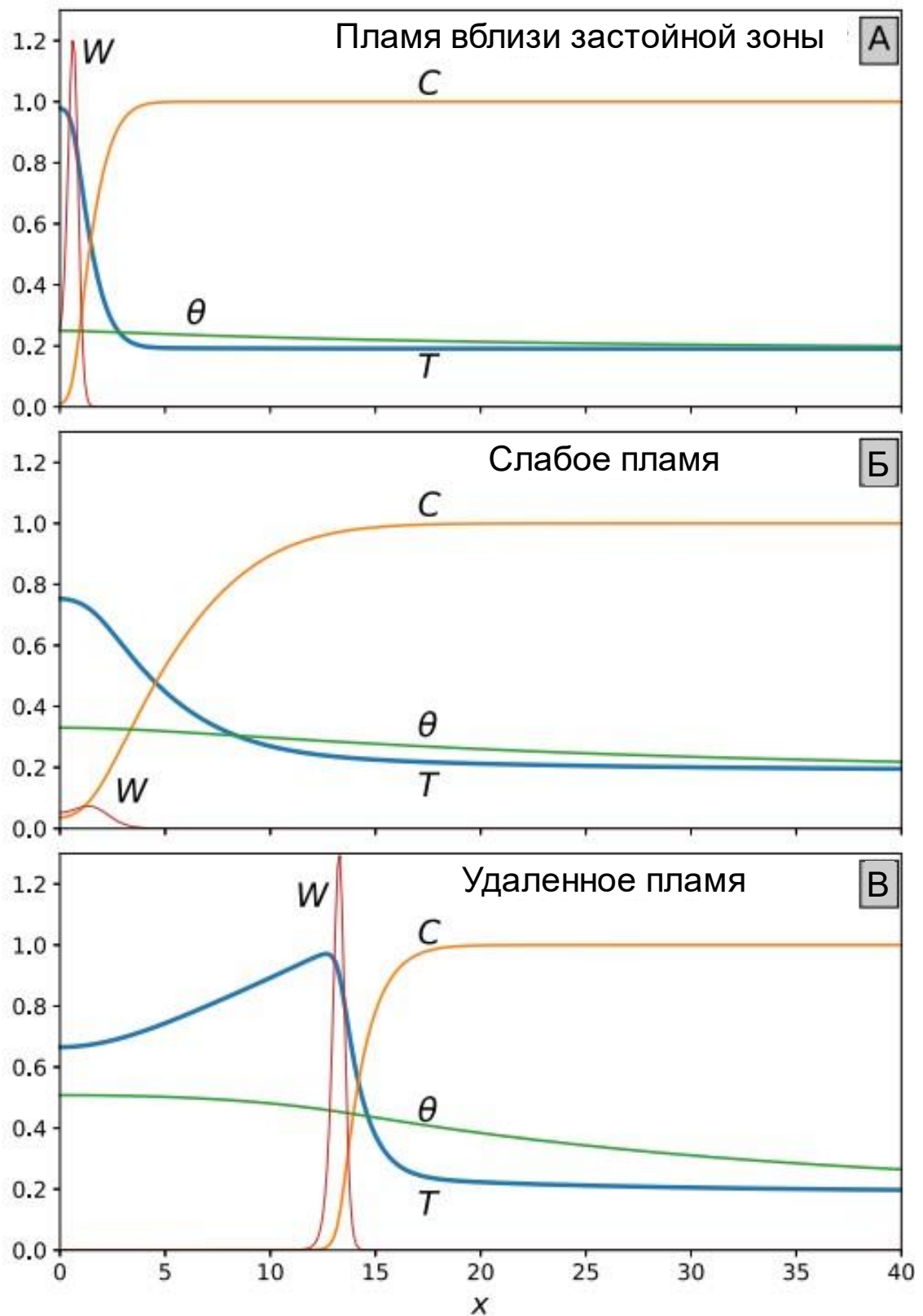


Рисунок 4.2.3. Пространственные распределения температуры газа (T) и стенок канала (θ), концентрации недостающего компонента смеси (C) и скорости химической реакции (W), характерные для «пламени в застойной зоне» (а), «слабого пламени» (б) и «удаленного пламени» (в).

При умеренных коэффициентах растяжения наблюдается “слабое пламя” или “пламя в застойной зоне”, характеризуемое низкой температурой пламени (T_f) и малым расстоянием между пламенами ($2x_f$). Профили температуры и концентрации, рассчитанные для точки В (рис. 1.4) и характерные для таких пламен, представлены на рис. 4.2.3б. Характерной особенностью WF и NSF при умеренных коэффициентах растяжения являются повышенные потери тепла из зоны реакции, что и приводит к низкой температуре пламени. В отличие от обычных растяженных пламен эти потери тепла в данном случае связаны не только с радиационными теплопотерями, но и с конвективными потерями тепла в холодные стенки каналов, которые описываются членом $\Omega_g(T - \theta) = 2NuPe^{-2}(T - \theta)$ в уравнении (4.2.1) и стремятся к нулю с увеличением безразмерного поперечного размера канала (Pe). Отметим, что интенсивность радиационных теплопотерь h зависит только от состава смеси и не зависит от размера канала. Таким образом, для относительно широких каналов пределы гашения e_i (см. Рис. 4.2.2 и Рис. 4.2.4) связан в основном с радиационными теплопотерями и имеет ту же природу, что и “радиационный предел” обычных растяженных пламен (нижняя ветвь С-образной кривой) [25,26]. Однако при уменьшении поперечного размера канала доминирующую роль начинают играть конвективные потери тепла. Подводя итог, можно сказать, что предел существования пламени e_i на рис. 4.2.2 и 4.2.4 связан как с радиационными, так и с конвективными потерями тепла и совпадает с обычным радиационным пределом растяженных пламен [25,26] в предельном случае бесконечно широкого канала ($Pe \rightarrow \infty$).

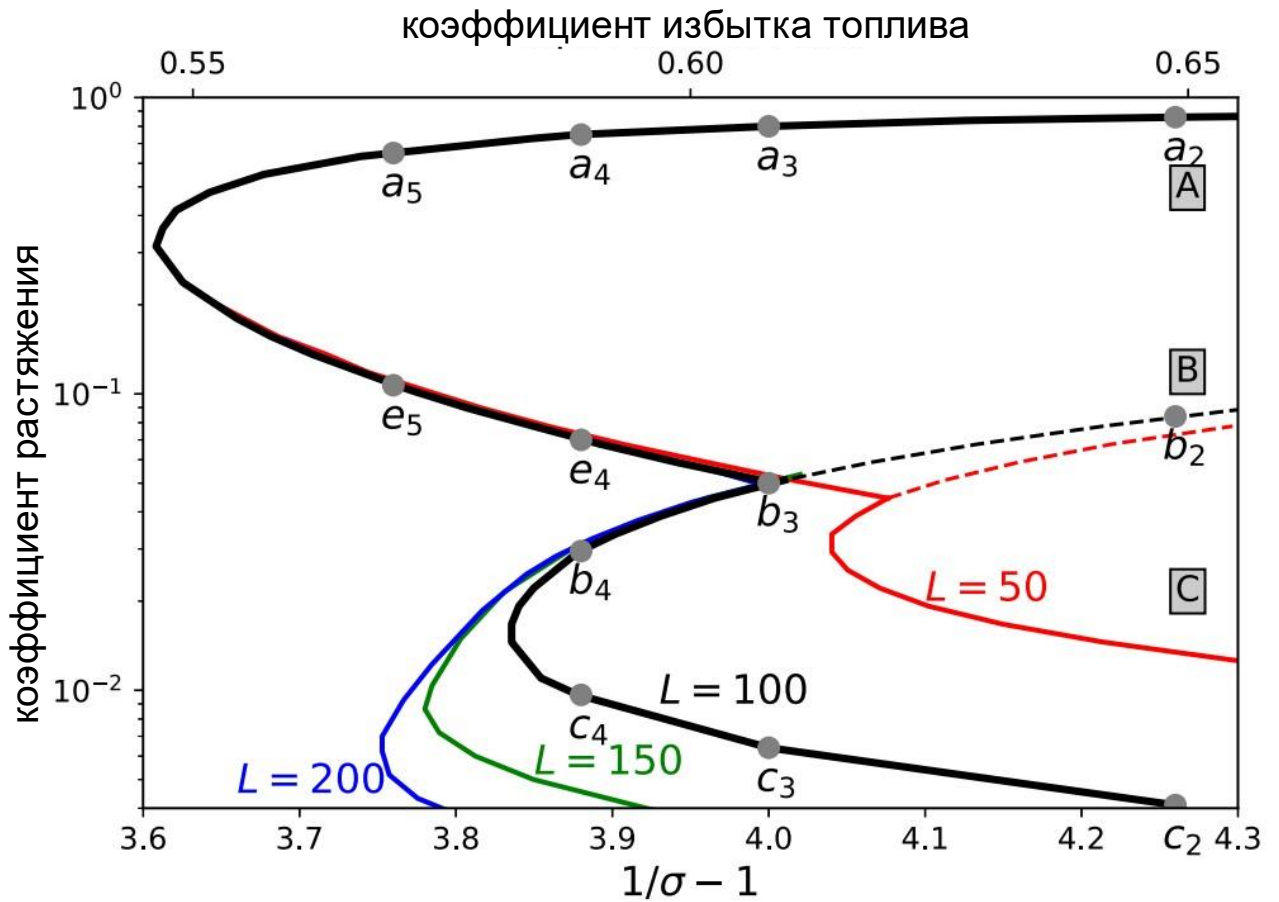


Рисунок 4.2.4. Пределы воспламенения, рассчитанные при различных значениях расстояния между горелками ($2L$). Пунктирные линии соответствуют бифуркации между решениями DF и NSF

На рис. 4.2.2 устойчивые и неустойчивые решения были отмечены толстой и тонкой линиями соответственно. Стационарные решения, соответствующие NF (ветка $c_1b_1a_1$) и NSF ($e_1d_1a_i$, $i = 2, \dots, 5$), оказались устойчивыми по отношению к малым возмущениям, как и ветка e_1d_1 слабого пламени. При этом линейный анализ устойчивости указывает на возможность существования колебаний пламени ($Re(\omega) > 0$, $Im(\omega) = 0$) в окрестности точек поворота d_1 и c_1 . Такие же выводы об устойчивости NF, NSF и WF были сделаны ранее в [36,64] для случая обычных противоточных пламен. Отметим, что в диапазоне коэффициентов растяжения, где существует несколько устойчивых решений, реализация того или иного режима горения зависит от начальных условий.

Ветви $b_i c_i$, $i=2, 3, 4$, соответствующие режиму “удаленных пламен”, существуют при малых значениях коэффициента растяжения. Решения, лежащие на этих ветвях, характеризуются большим расстоянием между пламенами ($2x_f$). Предел гашения c_i при очень малых параметрах растяжения связан исключительно с влиянием теплопотерь в горелки, у поверхности которых стабилизируется пламя. Это подтверждается численным моделированием, выполненным в расчетных областях с разными размерами, демонстрирующим уменьшение предельного коэффициента растяжения и гашение пламени вблизи поверхности горелки при x_f , близких к L .

Заметим, что верхние части кривых на Рисунках 4.2.2 являются устойчивыми ветками, в то время как нижние части – неустойчивы. Поскольку пламя стабилизируется в точке, где локальная скорость пламени равна скорости потока горючей смеси ax_f , то при одном и том же значении параметра растяжения a , верхней, устойчивой, ветке соответствует больше значение скорости пламени по сравнению с нижней веткой. В предельном случае $a \rightarrow 0$ и $x_f \rightarrow \infty$ решения для растяженного пламени стремятся к решениям, описывающим ламинарное пламя с теплопотерями, стабилизированное в канале. Согласно работам [27,36,64], пламя в канале с теплопотерями в стенки имеет два решения – одно устойчивое, с высокой скоростью, и другое неустойчивое с малой скоростью распространения. Таким образом, полученные результаты, по устойчивости решений для растяженного пламени, соответствуют результатам, полученным ранее для свободного пламени с теплопотерями. Заметим, что вблизи верхних точек поворота c_i возможны пульсации пламени.

Влияние теплопроводящих стенок на растяженное пламя проявляется в возврате тепла от продуктов горения к несгоревшей смеси. Этот механизм рециркуляции тепла может быть продемонстрирован профилями температуры, представленными на рис. 4.2.3в. Продукты горения нагревают стенки канала за фронтом пламени. Тепло от продуктов горения переносится по теплопроводящим стенкам канала в область, заполненную свежей смесью, которая нагревается за счет теплообмена между стенками и газом. Повышение температуры поступающих

реагентов приводит к повышению температуры пламени и к расширению пределов горения [65]. Численное моделирование показало, что в исследуемой системе рециркуляция тепла наиболее выражена в области малых параметров растяжения, а при средних и больших параметрах растяжения, этот механизм проявляется слабо из-за недостатка времени для нагрева свежей смеси стенками канала.

С увеличением параметра растяжения до значений, соответствующих точкам b_i , $i=2,3,4$ на Рис. 4.2.2, “удаленное пламя” не может существовать. Дальнейшее увеличение параметра a приводит либо к погасанию пламени (как в точке b_4 на Рис. 4.2.2 и Рис. 4.2.4), либо к бифуркации решения и смене режима на режим пламени “вблизи застойной зоны” (как в точке b_2 на Рис. 4.2.2 и Рис. 4.2.4). Предел горения «удаленного пламени» показан на рис. 4.2.4 сплошной линией. Как видно из рис. 4.2.4, начиная с достаточно больших расстояний между горелками ($L \geq 100$) смена режимов горения происходит при близких значениях параметра растяжения.

Кривая воспламенения, полученная численно (Рис. 4.2.4), находится в хорошем качественном согласии с экспериментальными результатами [60] представленными на Рис. (4.1.3) из предыдущего раздела. Тем самым, можно предположить какие физические механизмы определяют поведения пламени при различных значениях параметров. Пределы гашения, вызванные растяжением (ветвь a_2a_5 на Рис. 4.2.4) и потерями тепла ($e_5e_4b_3$), являются прямыми аналогами верхней и нижней частей обычной С-образной кривой. В области параметров, ограниченной кривой $a_2a_5e_5b_3b_2$, пламя стабилизируется вблизи застойной зоны и его поведение в основном определяется теми же механизмами, что и поведение обычных растяженных пламен. Влияние стенок канала в этой области параметров сводится к дополнительным потерям тепла из зоны реакции. В отличие от обычных противоточных пламен, в диапазоне малых коэффициентов растяжения и относительно бедных смесей (область $b_3b_4c_4c_3$) существование пламени становится возможным лишь благодаря рециркуляции тепла через стенки канала. Более того, как численные, так и экспериментальные результаты сходятся в заключении, что расстояние между пламенами в этом диапазоне параметров является значительным.

На рис. 4.2.5, показаны результаты расчетов пределов горения, выполненные для каналов с различными поперечными размерами, представленными числами Пекле (Pe). Увеличение зазора между пластинами (увеличение сила Пекле) приводит к ослаблению межфазного теплообмена и, следовательно, к уменьшению влияния стенок канала на растяженное пламя. Кривая пределов горения в этом случае приближается к С-образной кривой, рассчитанной для обычных противоточных пламен и изображенной на рис. 4.2.5 пунктирной линией. Наоборот, сужение канала приводит к интенсификации теплообмена. Как обсуждалось выше, при больших параметрах растяжения эта интенсификация проявляется в усилении теплоотвода к стенкам, а в области малых a рециркуляция тепла становится более эффективной. Это объясняет сужение верхнего полуострова ($a_2a_5e_5b_3$) и расширение нижнего полуострова ($b_3b_4c_4$) ε -образной кривой существования пламени с уменьшением числа Пекле.

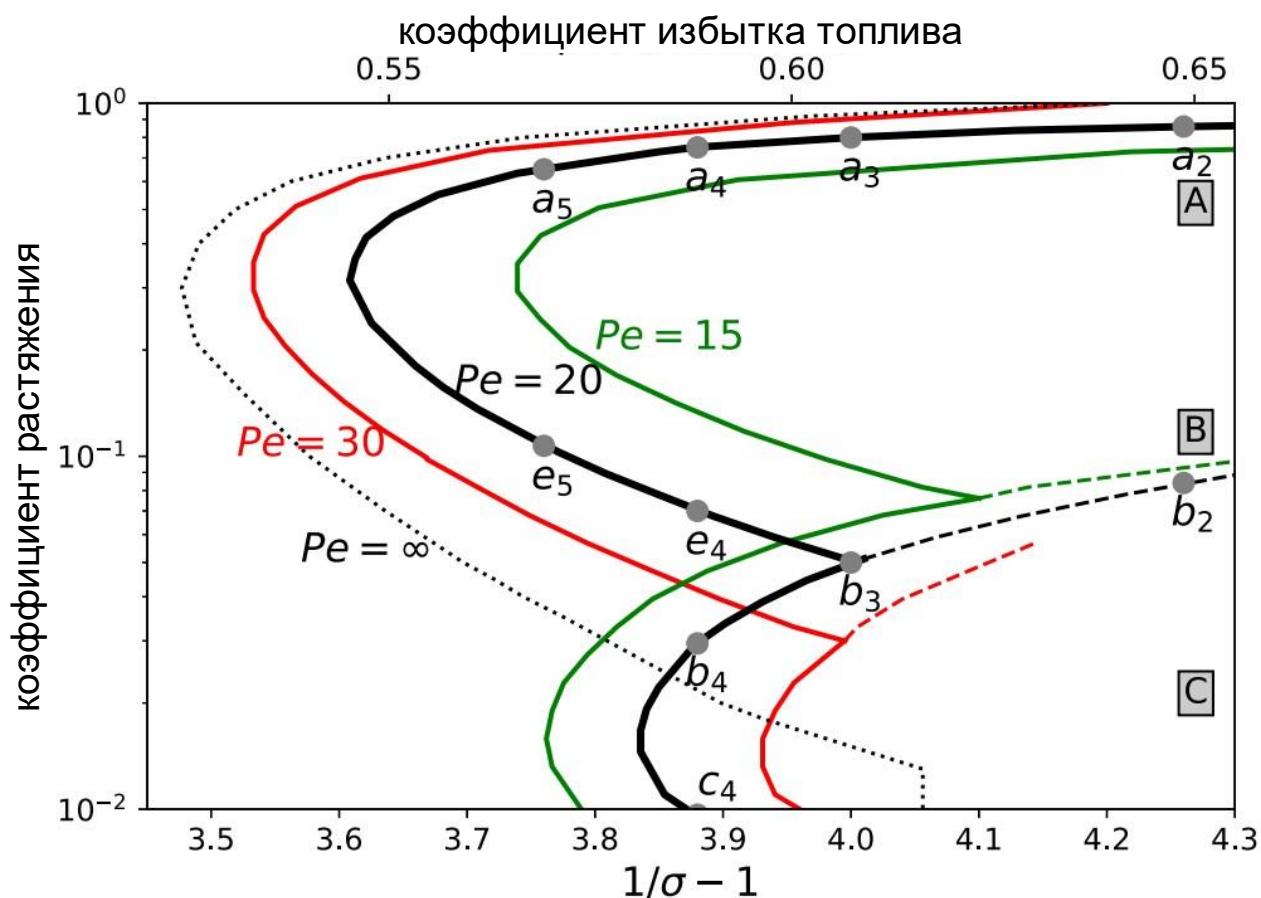


Рисунок 4.2.5. Пределы горения, рассчитанные для $L = 100$ и различных значений числа Пекле (Pe).

Следует отметить, что все приведенные выше результаты были получены в рамках модели, не учитывающей внешние потери тепла со стенок канала. Выбор модели обусловлен поиском минимально необходимого набора физических процессов, обеспечивающих удовлетворительное объяснение экспериментальных данных на качественном уровне. Мы предполагаем, что учет внешних потерь тепла приведет к сужению пределов горения и смещению ε -образной кривой в область более богатых смесей (т.е. в область больших $1/\sigma - 1$).

Основные результаты исследования

Предложена упрощенная математическая модель, описывающая предварительно перемешанные противоточные пламена, стабилизированные в узком зазоре между двумя теплопроводными пластинами. Численно были исследованы стационарные решения и их устойчивость по отношению к малым одномерным возмущениям. Результаты численного моделирования демонстрируют ε -образную форму кривой предельного горения в плоскости $(1/\sigma - 1, a)$, которая отличается от С-образной кривой, описанной ранее для обычных противоточных пламен [25,26,28,37,38]. Этот результат оказался в хорошем качественном согласии с экспериментально полученной режимной диаграммой для противоточного пламени, стабилизированного в кварцевом канале [60]. Анализ численных результатов позволил выявить первичные механизмы гашения пламени на разных ветвях кривой пределов горения. Этими механизмами, начиная с верхнего предела и заканчивая нижним на ε -образной кривой, являются следующие: растяжение; радиационные и конвективные тепловые потери; ослабление рециркуляции тепла; отвод тепла к горелке. Первые два являются прямыми аналогами верхнего и нижнего пределов на обычной С-образной кривой, а два последних связаны с влиянием стенок канала. Можно предположить, что предложенная редуцированная модель содержит минимальный набор физических процессов, необходимых для воспроизведения основных особенностей поведения пламени в исследуемой системе. Модель дает объяснение этих особенностей на

качественном уровне, однако количественное сравнение требует дальнейшей детализации модели.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе выполнения диссертационной работы впервые были получены следующие результаты:

1. В рамках линейного анализа устойчивости стационарных растяженных пламен к малым пространственным возмущениям были определены области параметров задачи (коэффициент растяжения, состав смеси, число Льюиса) при которых возможно устойчивое горение, формирование ячеек на поверхности фронта и пульсации пламени. Анализ был выполнен для диапазона изменения параметра растяжения $10^{-4} \leq a \leq 200$, состава смеси $1.8 \leq 1/\sigma - 1 \leq 5$ и числа Льюиса $Le = 0.3$.
2. Выполнено численное моделирование пространственных структур растяженного пламени, стабилизированного в пространстве между двумя щелевыми горелками. По результатам численного моделирования были выявлены различные режимы горения: плоское пламя, ячеистое пламя и «трубки» пламени. Построены области существования режимов горения на диаграмме параметр растяжения / состав смеси. Численное моделирование выполнено для диапазона изменения параметра растяжения $10^{-4} \leq a \leq 200$, состава смеси $1.8 \leq 1/\sigma - 1 \leq 5$ и числа Льюиса $0.3 \leq Le \leq 0.9$. Выполнен сравнительный анализ результатов численного моделирования с результатами линейного анализа устойчивости и данными экспериментов, которое показало качественное согласие в расположении областей существования различных режимов горения на диаграммах параметр растяжения / состав смеси.
3. Экспериментально исследованы пределы существования и режимы горения двойных растяженных противоточных метано-воздушных пламен при малых значениях коэффициента растяжения в условиях земной гравитации. Эксперименты выполнены на щелевой противоточной горелке с плоским каналом, специально разработанной для выполнения экспериментов. В ходе экспериментов были выявлены два устойчивых режима горения: пламя вблизи застойной зоны и

“удаленные” пламена. Установлено, что переход от одного режима к другому происходит скачкообразно. Экспериментально определены области существования режимов горения на плоскости параметр растяжения / коэффициент избытка топлива. Показано, что форма кривой пределов распространения имеет ε -образную форму и характеризуется расширенным диапазоном существования растяженных пламен в области малых параметров растяжения по сравнению с С-образной кривой, ограничивающей область существования горения противоточных пламен в свободном пространстве между щелевыми горелками.

4. Разработана двухтемпературная математическая модель, описывающая двойные растяженные пламена предварительно перемешанных смесей газов, стабилизированных в плоском канале с теплопроводящими стенками. В рамках предложенной модели численно исследованы стационарные решения и их линейная устойчивость по отношению к малым одномерным возмущениям. Определены область пределов существования пламени, имеющую ε -образную форму, в плоскости коэффициент растяжения / состав смеси и получено качественное согласие численных результатов с данными экспериментов. Установлено, что механизмами гашения пламени на верхней ветке кривой пределов горения является растяжение пламени, а на средней ветке и нижнем полуострове кривой воспламенения пределы воспламенения определяются, соответственно, радиационными потерями тепла, ослаблением рециркуляции тепла через теплопроводящие стенки горелки и отводом тепла от пламени к корпусу горелки.

Содержание диссертации отражено в следующих работах в рецензируемых научных изданиях:

1. **Mokrin S.**, Fursenko R., Minaev S. Thermal-diffusive stability of counterflow premixed flames at low Lewis numbers // *Advanced Materials Research*. – 2014. – Vol. 1040. – P. 608–613.

2. **Mokrin S.**, Fursenko R., Minaev S. Pulsating instability of large Lewis number counterflow premixed flames // Proceedings of 10th Asia-Pacific Conference on Combustion ASPACC 2015, Beijing, China [Electronic resource]. – 2015. – P. 1-6 (paper 317).
3. **Mokrin S.N.**, Odintsov E.S., Uriupin G.V., Tezuka T., Minaev S.S., Maruta K. Flammability limit of moderate- and low-stretched premixed flames stabilized in planar channel // Combustion and Flame. – 2017. – Vol. 185. – P. 261–264.
4. Fursenko R., **Mokrin S.**, Minaev S., Maruta K. Diffusive-thermal instability of stretched low-Lewis-number flames of slot-jet counterflow burners // Proceedings of the Combustion Institute. – 2017. – Vol. 36, Issue 1. – P. 1613–1620.
5. Fursenko R., **Mokrin S.**, Minaev S. Stationary combustion regimes and extinction limits of one-dimensional stretched premixed flames in a gap between two heat conducting plates // Proceedings of the Combustion Institute. – 2019. – Vol. 37, Issue 2. – P. 1655–1661.
6. **Mokrin S.**, Sharaborin D., Odintsov E., Uriupin G., Minaev S. Stretched flame behavior in a planar meso-scale channel with heat conducting walls // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – Vol. 1369, Issue 1. – Paper № 012039.
7. **Mokrin S.**, Fursenko R., Minaev S., Maruta K. Experimental study of premixed twin flames in the planar duct // // Proceedings of 12th Asia-Pacific Conference on Combustion ASPACC 2019, Fukuoka, Japan [Electronic resource]. – 2019. – P. 1–4 (paper 1418).
8. Одинцов Е.С., **Мокрин С.Н.**, Фурсенко Р.В., Урюпин Г.В., Минаев С.С. Установка для изучения горения // Патент РФ №2700844. – 2019.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Egolfopoulos F.N., Zhang H., Zhang Z. Wall effects on the propagation and extinction of steady, strained, laminar premixed flames // *Combust Flame*. Elsevier, 1997. Vol. 109, № 1–2. P. 237–252.
2. Zhao Z., Li J., Kazakov A., Dryer, F.L. Burning velocities and a high-temperature skeletal kinetic model for n-decane // *Combustion Science and Technology*. 2005. Vol. 177, № 1. P. 89–106.
3. Tsuji H., Yamaoka I. Structure and extinction of near-limit flames in a stagnation flow // *Symposium (International) on Combustion*. 1982. Vol. 19, № 1. P. 1533–1540.
4. Yamaoka I., Tsuji H. Determination of burning velocity using counterflow flames // *Symposium (International) on Combustion*. 1985. Vol. 20, № 1. P. 1883–1892.
5. Wu C.K., Law C.K. On the determination of laminar flame speeds from stretched flames // *Symposium (International) on Combustion*. Elsevier, 1985. Vol. 20, № 1. P. 1941–1949.
6. Law C.K., Zhu D.L., Yu G. Propagation and extinction of stretched premixed flames // *Symposium (International) on Combustion*. 1988. Vol. 21, № 1. P. 1419–1426.
7. Ishizuka S. On the behavior of premixed flames in a rotating flow field: Establishment of tubular flames // *Symposium (International) on Combustion*. Elsevier, 1985. Vol. 20, № 1. P. 287–294.
8. Kobayashi H., Kitano M. Extinction characteristics of a stretched cylindrical premixed flame // *Combust Flame*. Elsevier, 1989. Vol. 76, № 3–4. P. 285–295.
9. Mosbacher D.M., Wehrmeyer J.A., Pitz R.W., Sung C.J., Byrd, J.L. Experimental and numerical investigation of premixed tubular flames // *Proceedings of the Combustion Institute*. Elsevier, 2002. Vol. 29, № 2. P. 1479–1486.
10. Ishizuka S., Miyasaka K., Law C.K. Effects of heat loss, preferential diffusion, and flame stretch on flame-front instability and extinction of propane/air mixtures // *Combust Flame*. Elsevier, 1982. Vol. 45, № C. P. 293–308.

11. Ishizuka S., Law C.K. An experimental study on extinction and stability of stretched premixed flames // Symposium (International) on Combustion. Elsevier, 1982. Vol. 19, № 1. P. 327–335.
12. Sheu W.J., Sivashinsky G.I. Nonplanar flame configurations in stagnation point flow // Combust Flame. Elsevier, 1991. Vol. 84, № 3–4. P. 221–224.
13. Sung C.J., Trujillo J.Y.D., Law C.K. On non-Huygens flame configuration in stagnation flow // Combust Flame. Elsevier, 1995. Vol. 103, № 3. P. 247–251.
14. Sohrab S.H., Ye Z.Y., Law C.K. An experimental investigation on flame interaction and the existence of negative flame speeds. 1985.
15. Law C.K. Dynamics of stretched flames // Symposium (International) on Combustion. Elsevier, 1989. Vol. 22, № 1. P. 1381–1402.
16. Law C.K., Sung C.J. Structure, aerodynamics, and geometry of premixed flamelets // Prog Energy Combust Sci. Pergamon, 2000. Vol. 26, № 4–6. P. 459–505.
17. Vagelopoulos C.M., Egolfopoulos F.N. Direct experimental determination of laminar flame speeds // Symposium (International) on Combustion. Elsevier, 1998. Vol. 27, № 1. P. 513–519.
18. Sivashinsky G.I. On a distorted flame front as a hydrodynamic discontinuity // Acta Astronaut. Pergamon, 1976. Vol. 3, № 11–12. P. 889–918.
19. Clavin P., Williams F.A. Effects of molecular diffusion and of thermal expansion on the structure and dynamics of premixed flames in turbulent flows of large scale and low intensity // J Fluid Mech. Cambridge University Press, 1982. Vol. 116. P. 251–282.
20. Matalon M., Matkowsky B.J. Flames as gas dynamic discontinuities // J Fluid Mech. Cambridge University Press, 1982. Vol. 124. P. 239–259.
21. Buckmaster J.D., Ludford G.S.S. Theory of Laminar Flames. Cambridge University Press, 1982.
22. Williams F.A. Combustion theory: The fundamental theory of chemically reacting flow systems, second edition // Combustion Theory: The Fundamental Theory of Chemically Reacting Flow Systems, Second Edition. CRC Press, 2018. P. 1–680.

23. Platt J., T'ien J. Flammability of a weakly stretched premixed flame: the effect of radiation loss, Fall technical meeting, eastern section // Combustion Institute. 1990.
24. Sung C.J., Law C.K. Extinction mechanisms of near-limit premixed flames and extended limits of flammability // Symposium (International) on Combustion. Elsevier, 1996. Vol. 26, № 1. P. 865–873.
25. Guo H., Ju Y., Maruta K., Niioka T., Liu F. Radiation extinction limit of counterflow premixed lean methane-air flames // Combust Flame. Elsevier, 1997. Vol. 109, № 4. P. 639–646.
26. Ju Y., Guo H., Maruta K., Liu F. On the extinction limit and flammability limit of non-adiabatic stretched methane–air premixed flames // J Fluid Mech. Cambridge University Press, 1997. Vol. 342. P. 315–334.
27. Buckmaster J. The effects of radiation on stretched flames // Combustion Theory and Modelling. Taylor & Francis, 1997. Vol. 1, № 1. P. 1–11.
28. Ju Y., Guo H., Maruta K., Niioka T. Flame bifurcations and flammable regions of radiative counterflow premixed flames with general Lewis numbers // Combust Flame. Elsevier Inc., 1998. Vol. 113, № 4. P. 603–614.
29. Frenklach M., Wang H., Bowman C.T. et al. GRI-MECH: An optimized detailed chemical reaction mechanism for methane combustion. Topical report, September 1992-August 1995. United States, 1995.
30. Kumar K., Sung C.J. Laminar flame speeds and extinction limits of preheated n-decane/O₂/N₂ and n-dodecane/O₂/N₂ mixtures // Combust Flame. 2007. Vol. 151, № 1–2. P. 209–224.
31. Sivashinsky G.I. Diffusional-Thermal Theory of Cellular Flames // <http://dx.doi.org/10.1080/00102207708946779>. Taylor & Francis Group, 1977. Vol. 15, № 3–4. P. 137–145.
32. Sivashinsky G.I., Law C.K., Joulin G. On stability of premixed flames in stagnation — point flow // Combustion science and technology. Taylor and Francis Ltd., 1982. Vol. 28, № 3–4. P. 155–159.

33. Bechtold J.K., Matalon M. Hydrodynamic and diffusion effects on the stability of spherically expanding flames // *Combust Flame*. Elsevier, 1987. Vol. 67, № 1. P. 77–90.
34. Farmer J.R., Ronney P.D. A Numerical Study of Unsteady Non-Adiabatic Flames // <http://dx.doi.org/10.1080/00102209008951670>. Taylor & Francis Group, 2007. Vol. 73, № 4–6. P. 555–574.
35. Sung C.J., Makino A., Law C.K. On stretch-affected pulsating instability in rich hydrogen/air flames: asymptotic analysis and computation // *Combust Flame*. Elsevier, 2002. Vol. 128, № 4. P. 422–434.
36. Minaev S., Fursenko R., Ju Y., Law C.K. Stability analysis of near-limit stretched premixed flames // *J Fluid Mech*. Cambridge University Press, 2003. Vol. 488. P. 225–244.
37. Maruta K., Ju Y., Honda A., Niioka T. Lewis number effect on extinction characteristics of radiative counterflow CH₄–O₂–N₂–He flames // *Symposium (International) on Combustion*. Elsevier, 1998. Vol. 27, № 2. P. 2611–2617.
38. Maruta K., Yoshida M., Ju Y., Niioka T. Experimental study on methane-air premixed flame extinction at small stretch rates in microgravity // *Symposium (International) on Combustion*. Elsevier, 1996. Vol. 26, № 1. P. 1283–1289.
39. Минаев С.С., Фурсенко Р.В., Чу Ю. Устойчивость растяженных пламен предварительно перемешанных смесей газов вблизи пределов их существования // *Теплофизика и аэромеханика*. 2002. Vol. 9, № 2. P. 273–287.
40. Guo H., Ju Y., Niioka T. Effects of radiative heat loss on the extinction of counterflow premixed H₂-air flames // *Combustion Theory and Modelling*. Taylor and Francis Ltd., 2000. Vol. 4, № 4. P. 459–475.
41. Fursenko R., Minaev S., Nakamura H. et al. Cellular and sporadic flame regimes of low-Lewis-number stretched premixed flames // *Proceedings of the Combustion Institute*. Elsevier, 2013. Vol. 34, № 1. P. 981–988.
42. Fursenko R., Minaev S., Nakamura H. et al. Near-lean limit combustion regimes of low-Lewis-number stretched premixed flames // *Combust Flame*. Elsevier Inc., 2015. Vol. 162, № 5. P. 1712–1718.

43. Kaiser C., Liu J.B., Ronney P.D. Diffusive-thermal instability of counterflow flames at low Lewis number // 38th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2000.
44. Buckmaster J.D., Short M. Cellular instabilities, sublimit structures and edge-flames in premixed counterflows // Combustion Theory and Modelling. Taylor & Francis, 1999. Vol. 3, № 1. P. 199–214.
45. Daou J., Liñán A. Ignition and extinction fronts in counterflowing premixed reactive gases // Combust Flame. Elsevier, 1999. Vol. 118, № 3. P. 479–488.
46. Law C.K., Ishizuka S., Mizomoto M. Lean-limit extinction of propane/air mixtures in the stagnation-point flow // Symposium (International) on Combustion. Elsevier, 1981. Vol. 18, № 1. P. 1791–1798.
47. Sato J. Effects of Lewis number on extinction behavior of premixed flames in a stagnation flow // Symposium (International) on Combustion. Elsevier, 1982. Vol. 19, № 1. P. 1541–1548.
48. Sohrab S.H., Law C.K. Extinction of premixed flames by stretch and radiative loss // Int J Heat Mass Transf. Pergamon, 1984. Vol. 27, № 2. P. 291–300.
49. Sohrab S.H., Ye Z.Y., Law C.K. Theory of Interactive Combustion of Counterflow Premixed Flames // Combustion Science and Technology. Taylor & Francis, 1986. Vol. 45, № 1–2. P. 27–45.
50. Takase K., Li X., Nakamura H. et al. Extinction characteristics of CH₄/O₂/Xe radiative counterflow planar premixed flames and their transition to ball-like flames // Combust Flame. Elsevier, 2013. Vol. 160, № 7. P. 1235–1241.
51. Okuno T., Nakamura H., Tezuka T., Hasegawa S., Takase K. Study on the combustion limit, near-limit extinction boundary, and flame regimes of low-Lewis-number CH₄/O₂/CO₂ counterflow flames under microgravity // Combust Flame. Elsevier Inc., 2016. Vol. 172. P. 13–19.
52. Lee M.J., Kim N. Il. Flame structures and behaviors of opposed flow non-premixed flames in mesoscale channels // Combust Flame. Elsevier, 2014. Vol. 161, № 9. P. 2361–2370.

53. Lee M.J., Cho M.S., Kim N. Il. Characteristics of opposed flow partially premixed flames in mesoscale channels at low strain rates // Proceedings of the Combustion Institute. Elsevier, 2015. Vol. 35, № 3. P. 3439–3446.
54. Zamashchikov V.V., Minaev S.S. Limits of Flame Propagation in a Narrow Channel with Gas Filtration // Combustion, Explosion and Shock Waves 2001 37:1. Springer, 2001. Vol. 37, № 1. P. 21–29.
55. Fursenko R. V., Minaev S.S., Babkin V.S. Thermal Interaction of Two Flame Fronts Propagating in Channels with Opposing Gas Flows // Combustion, Explosion and Shock Waves 2001 37:5. Springer, 2001. Vol. 37, № 5. P. 493–500.
56. Ronney P.D. Analysis of non-adiabatic heat-recirculating combustors // Combust Flame. Elsevier, 2003. Vol. 135, № 4. P. 421–439.
57. Ju Y., Choi C.W. An analysis of sub-limit flame dynamics using opposite propagating flames in mesoscale channels // Combust Flame. Elsevier Inc., 2003. Vol. 133, № 4. P. 483–493.
58. Патент №2700844, Российская Федерация, МПК F23C 99/00, СПК 99/00. Установка для изучения горения: заявл. 18.12.2018, опубл. 23.09.2019 / Одинцов Е.С., Мокрин С.Н., Фурсенко Р.В., Урюпин Г.В., Минаев С.С. – URL: <https://www.fips.ru/iiss/document.xhtml?faces-redirect=true&id=28733d3a54853b794a6c45a2a3a8e712>
59. Ronney P.D. On the Mechanisms of Flame Propagation Limits and Extinction Processes at Microgravity // Twenty Second Symposium (International) on Combustion, Combustion Institute. 1988. P. 1615–1623.
60. Mokrin S.N., Odintsov, E.S., Uriupin, G.V. et al. Flammability limit of moderate- and low-stretched premixed flames stabilized in planar channel // Combust Flame. Elsevier Inc., 2017. Vol. 185. P. 261–264.
61. Fursenko R., Mokrin S., Minaev S., Maruta K. Diffusive-thermal instability of stretched low-Lewis-number flames of slot-jet counterflow burners // Proceedings of the Combustion Institute. Elsevier, 2017. Vol. 36, № 1. P. 1613–1620.

62. Giovangigli V., Smooke M.D. Extinction of Strained Premixed Laminar Flames with Complex Chemistry // Combustion Science and Technology. Taylor & Francis, 1987. Vol. 53, № 1. P. 23–49.
63. Lehoucq R.B., Sorensen D.C., Yang C. ARPACK Users' Guide. Society for Industrial and Applied Mathematics, 1998.
64. Ju Y., Law C.K., Maruta K., Niioka T. Radiation-induced instability of stretched premixed flames // Proceedings of the Combustion Institute. Elsevier, 2000. Vol. 28, № 2. P. 1891–1900.
65. Babkin V.S. Filtration Combustion of Gases. Present State of Affairs and Prospects // Pure Appl. Chem. 1993. Vol. 65, № 2. P. 335–344.