

Государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Сургутский государственный университет ХМАО-Югры»

На правах рукописи



Смирнова Ирина Викторовна

НЕУСТОЙЧИВОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ
ПЛАМЕНИ В ПЛОСКОМ УЗКОМ КАНАЛЕ

01.02.05 – механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических
наук, профессор Самсонов В.П.

Сургут – 2014

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
ВВЕДЕНИЕ	4
1. ТЕПЛО- МАССОПЕРЕНОС И ГИДРОДИНАМИКА ПЛАМЕНИ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В УЗКОМ КАНАЛЕ	12
1.1 Гидродинамическая и диффузионно-тепловая неустойчивость пламени	13
1.2 Спиновое распространение волн горения	23
1.3 Программа исследований	32
2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА	35
2.1 Экспериментальные установки и методика проведения экспериментов	36
2.2 Объекты исследования, методы измерений	45
2.2.1 Методы цифровой обработки плоских изображений фронта пламени	48
2.2.2 Измерение коэффициента теплоотдачи методом сканирующего лазерного луча	52
2.2.3 Моделирование стратифицированного слоя в газовой смеси	58
3. ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В УЗКОМ КАНАЛЕ	62
3.1 Влияние геометрии, размеров и расположения канала на формирование спинового фронта пламени	62
3.2 Влияние определяющих физических параметров на формирование спинового фронта пламени	70
3.2.1 Влияние неоднородности горючей смеси в стратифицированном слое газа	79

	Стр.
3.2.2 Роль нестационарного профиля скоростей в канале типа «диффузор-конфузор»	83
3.2.3 Эффект «скручивания» фронта пламени	86
3.2.4 Дифракция фронта пламени на щели в преграде	90
3.2.5 Теплообмен при формировании спинового фронта пламени	93
4. ФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ САМОПРОИЗВОЛЬНОГО ФОРМИРОВАНИЯ СПИНОВОГО ФРОНТА ПЛАМЕНИ	96
4.1 Роль ведущей точки при формировании спинового фронта пламени	96
4.2 Влияние критических условий диффузии и теплоотдачи	99
4.3 Механизмы влияния ускорений на распад стационарного фронта пламени	109
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	115
ЛИТЕРАТУРА	117

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность проблемы. Распространение фронта пламени в узких каналах связано со сложными нелинейными явлениями передачи тепла и массы во фронте горения, которые до конца не понятны до настоящего времени. Исследование этих явлений продиктовано необходимостью получения новых сведений для понимания механизмов и кинетики фронтальных химических реакций, выработки критериев устойчивости горения. В последнее десятилетие в промышленно развитых странах значительный интерес проявляется к разработке микрокамер сгорания и микродвигателей внутреннего сгорания. Уменьшение расстояний между стенками камеры сгорания в научной литературе рассматривается как перспективный метод повышения энергоэффективности и коэффициента полезного действия энергетической установки. Одним из физических эффектов, сопровождающих распространение фронта пламени в узком канале, является распад фронта пламени и переход к спиновому режиму. Прикладное значение спинового горения обусловлено повышением интенсивности теплообмена между фронтом пламени и стенками канала и изменением кинетики химических реакций.

Явление распада фронта пламени является, на первый взгляд, парадоксальным физическим эффектом, вызываемым влиянием множества внешних факторов: геометрии камеры сгорания, температуры и состава горючей смеси и др. Под парадоксами в физике вообще и механике реагирующих сред, в частности, обычно понимают несоответствие явлений, ожидаемых с теоретической точки зрения, и наблюдаемых в эксперименте. Научная ценность эффектов и парадоксов состоит в том, что они расширяют рамки устоявшихся представлений о физической сути явлений и при определенных условиях выявляют ранее ускользающие от внимания детали процесса. Это позволяет создавать более точные математические модели явлений и предсказывать направление их развития. Новые экспериментальные данные иногда могут противоречить ранее накопленному опыту. Анализ новых закономерностей

изменения определяющих параметров эксперимента позволит устранить кажущиеся противоречия. Обнаружение новых физических эффектов может быть в известной степени спрогнозировано с учетом изменения величины или типа определяющих параметров эксперимента.

Специфическая гидродинамическая ситуация порождается при распространении пламени в плоских, узких каналах, в которых расстояние между одной парой стенок канала по порядку величины сравнимо с шириной тепловой зоны пламени, а расстояние между другой парой стенок во много раз больше. В этом случае влияние кривизны фронта пламени приводит к новым гидродинамическим эффектам, поскольку течение газа становится преимущественно двумерным. Вихревое течение, порождаемое фронтом пламени, происходит практически только в одной плоскости, что приводит к эффекту скручивания фронта пламени в винтовую поверхность. Эффект становится очевидным в том случае, если имеется компонента скорости течения, касательная к фронту пламени. Актуальность исследования эффекта скручивания спинового фронта пламени связана с тем, что он позволяет получить дополнительную информацию о вихревом механизме порождения и эволюции случайных возмущений фронта пламени.

Закономерности распространения фронта пламени в узких каналах в настоящее время во всем мире находятся в начальной стадии изучения. До настоящего времени экспериментальных исследований в этом направлении проведено недостаточно для понимания физических механизмов, управляющих распадом фронта пламени и переходом к спиновому режиму распространения. В частности, данные о влиянии геометрии канала на распределение температуры и скорости газа во фронте пламени и его роли в развитии неустойчивости горения и процессов переноса в научной литературе ограничены. В этой связи исследование спиновых режимов распространения фронтальных химических реакций является актуальной научной задачей для понимания связи гидродинамических, тепловых и диффузионных процессов в

реагирующей среде с кинетикой химического превращения вещества. С точки зрения технических приложений феномен спинового фронта пламени может быть использован для управления скоростью теплообмена в энергосберегающих камерах сгорания и разработке новых систем зажигания в двигателях внутреннего сгорания, методов управления скоростью и устойчивостью горения, оценкой пожарной опасности в технологических процессах и устройствах.

Цель диссертационной работы состоит в экспериментальном определении условий сохранения или распада целостного фронта пламени, распространяющегося в узком канале по покоящейся пропано-воздушной смеси, получении новых сведений о физических эффектах, происходящих под одновременным влиянием разных физических параметров, определяющих многообразие воздействий на фронт пламени. Для фронта пламени, распространяющегося по горючей газовой смеси в канале, такими параметрами являются: форма и размеры канала, скорость и ускорение фронта пламени, преграды в канале, распределение концентрации горючей компоненты в смеси и т.д. Видимыми признаками проявления новых физических эффектов, как правило, являются потеря его устойчивости, изменение формы, скорости горения, возбуждение колебаний давления и температуры в потоке.

Достижение указанной цели требует решения ряда научных задач, среди которых:

- разработка экспериментальной установки и методики комплексного изучения гидродинамических и теплофизических явлений, происходящих при распространении газозвушного пламени в узком канале;
- разработка системы и методов визуализации течений в пламени, расчета температурных и концентрационных полей;
- определение областей устойчивости расходящегося фронта пламени и перехода к спиновому режиму;

- исследование закономерностей изменения кинематики распространения спинового фронта в зависимости от изменения ширины канала, его формы и состава газовой смеси;
- изучение возможности одновременного образования более двух ядер спина;
- исследование влияния препятствий на формирование ядер спина;
- определение роли внешних массовых сил – сил тяжести, акустических колебаний столба газа в микроканале и т.д.;
- исследование явления распада спинового фронта пламени, сопровождающегося образованием десятков мелких очагов горения;
- выяснение роли конкурирующих процессов теплового расширения продуктов сгорания и переноса тепла и массы в развитии неустойчивости пламени;
- выработка управляющих физических механизмов формирования спинового фронта пламени.

Научная новизна. В диссертационной работе впервые:

1. Предложен новый экспериментальный метод осуществления распада целостного фронта газоздушного пламени и перехода к спиновому режиму распространения, заключающийся в том, что используется центральное зажигание неподвижной горючей смеси, заполняющей открытую узкую щель.

2. Предложены оригинальные экспериментальные методы диагностики структуры фронта пламени при потере устойчивости и измерения полей скорости и температуры при формировании спинового фронта пламени. Среди них метод цифровой фотометрии для оценки температурного и концентрационного полей прозрачного «цилиндрического» пламени, метод сканирующего лазерного луча для измерения распределения температуры в целевом пространстве и коэффициента теплоотдачи из зоны горения в стенки щели, метод цифровой обработки изображений для изучения эволюции возмущений на поверхности фронта пламени.

3. Экспериментально определены границы области существования спинового фронта пламени в координатах чисел Рейнольдса, Льюиса и Пекле.

Подтверждена гипотеза о влиянии интенсивности вынужденного конвективного теплообмена между стенками канала и фронтом пламени на распад фронта пламени.

4. Показано, что, изменяя определяющие физические параметры эксперимента, можно управлять различными свойствами спина, которые отличаются характерными размерами, скоростью вращения и «скручивания» фронта пламени, образованием десятков мелких очагов горения.

5. Обнаружено уменьшение скорости распространения пламени в 2÷3 раза при переходе к спиновому режиму, обусловленное увеличением теплового потока из зоны пламени к стенкам щели примерно на 20%.

6. Показано, что выбор преимущественных направлений распространения фронта пламени определяется локальным изменением температуры на фронте пламени и концентрации компонент горючей смеси.

7. Обнаружено влияние препятствий на формирование ядер спина, приводящее к эффекту «дифракции» фронта пламени.

8. Разработан физический механизм формирования спиновоего фронта пламени, заключающийся в изменении скорости теплоотдачи из фронта пламени в стенки канала. Показано, что формирование ядра спина пламени происходит при уменьшении расстояния между стенками щели и сопровождается уменьшением температуры в ведущей точке фронта пламени.

На защиту выносятся:

1. Разработка нового подхода для осуществления самопроизвольного перехода фронта пламени к спиновому режиму распространения в узкой щели, образованной стенками камеры сгорания.

2. Комплексная методика экспериментального исследования закономерностей формирования спиновоего фронта пламени, позволившая визуализировать изменение структуры фронта при потере устойчивости, произвести оценку изменения полей температур, измерить величину тепловых потоков из зоны горения на поверхность камеры сгорания, обнаружить физические

явления, приводящие к изменению интенсивности теплообмена и потере целостности симметричного фронта пламени.

3. Экспериментальные результаты, подтверждающие: а) влияние расстояния между стенками щели и скорости распространения пламени на границы устойчивости симметричного фронта при переходе к спиновому горению; б) влияние локальных изменений концентрации компонент горючей смеси на выбор преимущественных направлений распространения спинового фронта пламени; в) влияние сил тяжести на скорость, характерные размеры спинового фронта пламени, количество очагов горения, формирующихся после погасания спинового фронта пламени; г) изменение интенсивности теплопередачи из пламени на стенки камеры сгорания при переходе к спиновому режиму распространения.

4. Экспериментальное и теоретическое обоснование предлагаемых физических механизмов формирования спинового фронта пламени, согласно которым распад целостного, симметричного фронта пламени вызван: а) теплоотводом тепла из ведущей точки фронта в стенки камеры сгорания и рассеянием теплового потока, вызванным растяжением фронта; б) конвективным диффузионным расслоением горючей смеси в направлении, касательном к фронту пламени;

Практическая ценность и внедрение результатов диссертационной работы заключаются в следующем:

1. Обнаруженные закономерности формирования спинового фронта пламени, сопутствующие ему физические и гидродинамические эффекты дополняют представления о возможных причинах, условиях и формах проявления потери устойчивости и распада симметричного «кругового» фронта пламени.

2. Полученные количественные данные, описывающие критические условия гидродинамики пламени и теплообмена в узкой щели, могут быть использованы для разработки горелочных и теплообменных устройств с более

высокими эксплуатационными характеристиками, а также для разработки нового типа «мембранных» двигателей внутреннего сгорания, отличающихся высоким коэффициентом сжатия.

3. Оригинальные методы диагностики и измерений физических параметров газа в пламени могут применяться для широкого круга объектов исследования, связанных с горением и теплообменом в ограниченном пространстве.

4. Диссертационная работа выполнялась на кафедре экспериментальной физики Сургутского государственного университета (2010-2013 г.г.). Предложенные физические механизмы формирования спинового фронта пламени и методы диагностики процессов горения и теплообмена применялись в экспериментальных исследованиях, выполнявшихся по госбюджетной тематике кафедры экспериментальной физики ГБОУ СурГУ (г. Сургут), и в учебном процессе. Выполнение работы поддержано грантом Губернатора ХМАО-Югры (2010 г.).

Апробация работы. Основные результаты работы, изложенные в диссертации, опубликованы в работах [1-10], докладывались и обсуждались на следующих научных мероприятиях:

- научных семинарах лаборатории теплофизических методов исследования кафедры экспериментальной физики ГБОУ СурГУ;
- Всероссийской научной конференции с участием зарубежных ученых «Математическое и физическое моделирование опасных природных явлений и техногенных катастроф (Томск, 2010 г.);
- Международной молодежной научной конференции «XIX Туполевские чтения» (Казань, 2011);
- X-ом Всероссийском съезде по теоретической и прикладной механике (Нижний Новгород, 2011 г.);
- XVI международной конференции по методам аэрофизических исследований (Казань-Новосибирск, 2012);

- VIII Всероссийский семинар ВУЗов по теплофизике и энергетике (Екатеринбург, 2013);

Количество основных работ по диссертации – 10. Из них, в журналах, относящихся к перечню Высшей аттестационной комиссии опубликовано 5 работ [1, 3-5, 7].

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы из 94 наименований. Общий объём составляет 126 страниц, включая 37 рисунков.

1. ТЕПЛО- МАССОПЕРЕНОС И ГИДРОДИНАМИКА ПЛАМЕНИ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В УЗКОМ КАНАЛЕ

Формирование известных до настоящего времени спиновых фронтов волн горения – спиновой детонации и фронта пламени в системах с самораспространяющимся высокотемпературным синтезом (СВС-системах) происходит под влиянием критических граничных условий, накладываемых на скорость течения и интенсивность переноса тепла и массы вблизи зоны горения и детонации. Изменение величин определяющих физических параметров системы приводит развитию неустойчивости процессов переноса тепла и массы и скачкам скорости тепло- массообмена. В волне горения образуется одна или несколько ведущих точек, управляющих дальнейшим развитием химической реакции в волне горения.

Для СВС-систем формирование ведущих точек на фронте волны горения происходит под влиянием фазовых превращений и теплообмена на границе между исходным реагирующим веществом и продуктами реакции. Формирование ведущих точек детонационной волны в газе – спинов детонации происходит не только под влиянием геометрии стенок канала, определяющей направление распространения прямых и отраженных ударных волн, но и при характерных распределениях давления и концентрации компонент горючей газовой смеси во фронте ударной волны.

Ядро спина и ведущая точка фронта пламени на ядре спина при дефлаграционном распространении в газовой смеси формируются при развитии неустойчивости течения расширяющихся продуктов горения, изменения скорости диффузии компонент газовой смеси, скорости тепломассообмена со стенками канала и скорости диссипации механической энергии газа. Характерные времена определяющих физических явлений и химических реакций при формировании ядра спина должны совпадать по порядку величины. Преимущественное влияние тех или иных процессов устанавливает многообразие форм и поведение спинового фронта пламени.

1.1 Гидродинамическая и диффузионно-тепловая неустойчивость стационарного распространения пламени

Гидродинамическая неустойчивость фронта пламени при распространении по газовой горючей смеси. Исследование диффузионно-тепловой и гидродинамической неустойчивости фронта пламени (ДТН) продолжает оставаться актуальной научной проблемой. Неустойчивость проявляется в появлении возмущений поверхности фронта в виде складок, периодическом изменении длины волны и амплитуды возмущений, частоты колебаний и др. Задача гидродинамической неустойчивости, сформулированная Л.Д. Ландау, приводит к выводу об абсолютной неустойчивости плоского фронта пламени: рост мелкомасштабных возмущений обусловлен тепловым расширением газа [11]. Среди подлежащих изучению факторов, влияющих на гидродинамическую неустойчивость, в работе [11] упомянуты эффекты переноса тепла и массы и необходимость постановки неоднородной задачи. В обзорной работе [12] обращается внимание на тот факт, что гидродинамическая неустойчивость фронта пламени (ГДН) проявляется сильнее по мере увеличения его характерного размера. В этом случае роль явлений переноса тепла и массы уменьшается, а влияние гидродинамической неустойчивости, обусловленной тепловым расширением продуктов горения, возрастает.

Инкремент возрастания амплитуды возмущений является функцией нормальной скорости распространения пламени, длины волны возмущения и коэффициента теплового расширения газа:

$$\omega = ku_n f(\alpha),$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, определяющее длину волны возмущения λ , u_n – нормальная скорость распространения пламени, $\alpha = \rho_0/\rho$ – коэффициент теплового расширения. Следовательно, изменения геометрии канала, управляющие ростом температуры продуктов горения, амплитуды и длины волны

возмущений поверхности фронта пламени, влияют на границы стационарного распространения пламени.

Интерес к проблеме абсолютной неустойчивости пламени значителен на протяжении более 70 лет. Теория гидродинамической неустойчивости пламени непрерывно совершенствуется путем уточнения деталей явления. Примером тому является одна из последних обзорных работ [12], в которой обращается внимание на тот факт, что гидродинамическая неустойчивость пламени проявляется главным образом в крупномасштабных пламенах. По мере увеличения характерного размера, например радиуса сферического фронта пламени роль явлений переноса тепла и массы уменьшается, а влияние гидродинамической неустойчивости возрастает. При этом возможна смена ведущего механизма неустойчивости. Для сферических пламен автором работы [12] она иллюстрируется представленной на рис. 1.1 диаграммой зависимости волнового числа от числа Пекле $Pe = R \cdot u_n / D$, где R – радиус фронта пламени, D – коэффициент диффузии недостающей компоненты газовой смеси. Показано, что условие $Pe > 650$ определяет нижнюю границу устойчивости к мелкомасштабным возмущениям на поверхности фронта пламени.

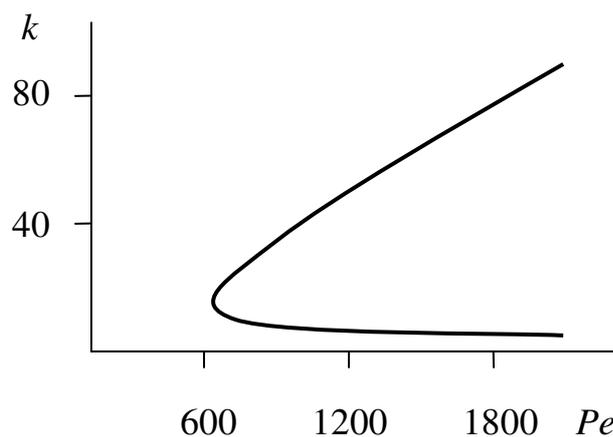


Рис. 1.1

Возможность влияния камеры сгорания на смену ведущего механизма неустойчивости следует из того, что в число Пекле входит коэффициент

диффузии, а характерный размер пламени зависит от формы и размеров канала, в котором распространяется фронт пламени.

Диффузионно-тепловая неустойчивость пламени. Роль конкурирующих процессов переноса тепла и массы при распространении пламени по горючей газовой смеси, хорошо изучена экспериментально и теоретически. Тем не менее, также как и классические результаты исследований гидродинамической неустойчивости, теория диффузионно-тепловой неустойчивости подвергается непрерывному совершенствованию. Примером этому являются работы [13-15], в которых исследованы различные режимы диффузионно-тепловой неустойчивости, приводящие к автоколебаниям пламени (ДТН-1) и развитию ячеистой структуры (ДТН-2) ламинарного пламени в плоских каналах и цилиндрических трубах.

Сравнительный анализ результатов устойчивости пламени, следующих из различных подходов к представлению характера и скорости протекания химической реакции, проведенный в работе [16], показал, что детальное рассмотрение дисперсионных соотношений, полученных в ранних работах, приводит к изменению границ диффузионно-тепловой неустойчивости пламени. В частности, замена аррениусовской формы скорости реакции на модельные выражения сильнее всего оказывает влияние на условия устойчивого горения при числах Льюиса $Le < 1$, чем при $Le > 1$. Здесь $Le = D/a$ – число Льюиса, a – коэффициент температуропроводности. Конечность скорости химической реакции не отражается на условиях неперIODической и колебательной потери устойчивости и объясняет устойчивость плоского фронта пламени при числах $Le \approx 0$. Увеличение ширины зоны химической реакции или уменьшение скорости распространения пламени приводят к повышению устойчивости по отношению к двумерным возмущениям.

Это позволило получить новые границы области устойчивого горения в координатах числа Льюиса и волнового числа k , Диаграмма устойчивости представлена на рис. 1.2.

Пунктиром показаны границы устойчивости, приведенные в работах [11, 14]. Сплошные линии соответствуют данным автора работы [16]. Из диаграммы видно, что согласно современным представлениям и область устойчивости к коротковолновым возмущениям и область устойчивости к автоколебаниям несколько расширяются.

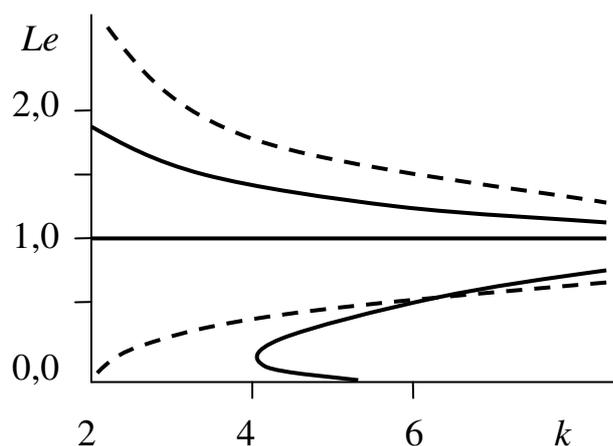


Рис. 1.2

Из теоретических представлений следует, что условия проявления гидродинамической и диффузионно-тепловой неустойчивости пламени связаны с размерами канала. Нелинейная связь размеров канала с другими определяющими параметрами подтверждается многочисленными исследованиями, выполненными в последние годы.

Авторами работы [17] в численных экспериментах показано, что колебательный режим распространения пламени вызван взаимодействием фронта пламени со стенками. Колебания приводят к изменению формы пламени и скорости распространения. Параметры колебания зависят от диаметра трубы и, следовательно, от числа Рейнольдса. В узких каналах колебания затухают, а в широких развиваются вследствие нелинейных эффектов. Увеличение диаметра приводит к увеличению периода колебаний быстрее, чем увеличивается характерные размеры фронта.

Эффект влияния ширины канала, скорости течения и температуры стенок на устойчивость и динамику фронта пламени при горении перемешан-

ных смесей при числах Льюиса, равных единице, также численным расчетом на двумерной модели показан авторами работы [18]. Утверждается, что механизм неустойчивости обусловлен теплообменом пламени со стенками канала. В работе [19] предложена простая аналитическая модель, предсказывающая пульсации пламени в малоразмерной трубке, нагреваемой внешним источником тепла. Эксперименты, выполненные авторами работы, показали также, что при составах смеси, далеких от предельных значений для свободного пламени, и при низких скоростях потока газа в трубке, немного меньшей критического диаметра, определенного при нормальных условиях для стехиометрической метановоздушной смеси, наблюдались пульсации пламени.

Неустойчивость Дарье-Ландау для плоского пламени изучена в работе [20, 21]. В работе [20] рассмотрены асимптотические режимы горения в двумерных трубах различной ширины, с граничными условиями вязких стенок и условиями проскальзывания. Для задачи с гладкими стенками установлено наличие симметричного вогнутого S-многогорбого фронта пламени. Это решение неустойчиво и эволюционирует в устойчивое S-одногорбое образование. Рассчитана задача о S-осцилляционном фронте в трубке с вязкими стенками, открытой с обоих концов. Показано, что при ширине трубы порядка критической после пульсаций фронта образуется ускоряющийся максимум, что может свидетельствовать об образовании детонационного режима. Авторы работы [21] отмечают, что структура и форма фронта пламени при распространении в трубке сильно зависят от граничных условий. Численно исследованы влияние температуры стенок и поля скоростей на распространение пламени. В случае адиабатического пламени преобладающими являются силы трения, а для изотермических стенок, локальное гашение пламени на стенке является доминирующим механизмом, определяющим структуру и форму фронта. Различные моды колебаний развиваются в зависимости от нормальной скорости распространения пламени и числа Рейнольдса.

Методом численного моделирования в работе [22] изучались стабилизация и динамика бедных водородовоздушных пламен при атмосферном давлении в плоских микроканалах с заранее заданной температурой стенок. Ширина канала изменялась от 0.3 до 1.0 мм. Исследовали обращенные, несимметричные, вибрационные и пульсирующие пламена. Обнаружено, что в самых узких каналах многие формы динамики пламени – подавляются.

В работе [23] определены границы применимости теории Дарье-Ландау в области низкочастотных возмущений.

Неустойчивость расширяющегося радиального течения. Потеря устойчивости радиального течения является одной из причин формирования ведущей точки на симметричном цилиндрическом фронте пламени. Понятие «ведущей» было введено авторами работы [11]. Ведущей точкой фронта пламени является наиболее выдвинутая по направлению распространения точка поверхности фронта. Скорость движения ведущей точки в лабораторной системе отсчета равна сумме скоростей горючего газа и нормальной скорости распространения пламени по газу. Нормальная скорость распространения пламени зависит от состава горючей смеси и локальной температуры поверхности фронта пламени. Следовательно, траектория движения ведущей точки определяется полем скоростей в потоке горючей смеси и направлением диффузионных потоков тепла и компонент газовой смеси.

Естественной причиной неустойчивости радиального течения является расширение линий тока по мере удаления от источника. Выполнение закона сохранения массы требует появления трансверсальной компоненты вектора скорости потока, которая приводит к изменениям температуры на отдельных участках поверхности фронта пламени. Моделирование влияния неустойчивости радиального течения горючего газа при его стационарном вдуве в пространство между двумя плоскими дисками на динамику пламени проведено в работе [24]. Авторами работы [24] проведен анализ устойчивости решений

системы уравнений энергии и диффузии, описывающей распространение пламени в цилиндрической системе координат:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{Q}{r} \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) - \Omega \cdot [T - \Theta(r)] + (1 - \sigma)W, \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{Q}{r} \frac{\partial C}{\partial r} = \frac{1}{Le \cdot r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial C}{\partial r} \right) - W \quad (1.2)$$

Здесь T – температура газа, Q – безразмерная скорость течения, $Le = D/a$ – число Льюиса, D – коэффициент диффузии недостающего компонента горючей смеси, a – коэффициент температуропроводности, W – скорость объемной химической реакции, $\Omega = 2Nu/Pe^2$, Nu и $Pe = bU_b/D$ – числа Нуссельта и Пекле, $\theta = T/T_b$ и $\sigma = T_0/T_b$, b – расстояние между дисками, U_b – скорость распространения фронта пламени, T_0 – температура холодной горючей смеси, T_b – температура горения. Граничными условиями для уравнений (1) и (2) являлись:

$$\text{при } r \rightarrow r_0: \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{Q}{r_0} T = -\frac{Q}{r_0} \sigma; \quad \frac{1}{Le} \frac{\partial C}{\partial r} - \frac{Q}{r_0} C = -\frac{Q}{r_0}; \quad \theta \rightarrow \sigma$$

$$\text{при } r \rightarrow +\infty: \theta \rightarrow \Theta$$

Результаты анализа показали, что радиальное течение газа устойчиво лишь при малых и больших скоростях течения для любых значений радиуса. Интервал скоростей, при которых радиальное течение неустойчиво, увеличивается при уменьшении числа Пекле. Это означает, что при уменьшении расстояния между стенками плоского канала до величины, близкой к тепловой ширине ламинарного пламени и скорости движения газа до минимальной скорости расширения продуктов горения газ начинает вращение в плоскости канала. Авторы работы показали также, что устойчивое пламя может быть получено в узком интервале на границах области неустойчивого течения газа. В области неустойчивости возможны негармонические колебания фронта пламени.

Полученные авторами результаты во многом объясняют закономерности распространения пламени при радиальном распространении в плоских,

узких щелях. Сведений об экспериментальных исследованиях неустойчивости фронта пламени, распространяющегося в газе, покоящемся в узкой щели, в настоящее время не имеется.

Формирование фронта пламени при радиальном распространении в микроканале с температурными градиентами изучено в экспериментальной работе [25]. Ширину канала изменяли от 0,5 мм до 3,0 мм. Показано, что форма фронта пламени, радиус кругового фронта и частота вращения фронта пламени, имеющего форму лопастей турбины, зависят от состава горючей смеси, скорости ввода газа в щель и ширины канала.

Условия стабилизации пламени в узком зазоре между двумя круглыми пластинами при подводе газа через центр одной из них исследованы в работе [26]. Расширение газа происходило при его радиальном движении. Автором показано, что пламя может стабилизироваться либо на срезе подводящей газ трубки, либо на некотором расстоянии от него.

Одна из немногих работ [27], посвящена исследованию трансформации фронта пламени и сохранения его целостности при прохождении через отверстие в преграде, размеры которого много больше ширины тепловой зоны ($\approx 16 \cdot 10^{-3}$ м). Экспериментами показано, что ускорение, испытываемое фронтом пламени разрушает фронт пламени и формирует струю, на границах которой происходит горение.

Влияние эффекта растяжения фронта пламени. Изменение составляющей скорости газа, касательной по отношению к поверхности пламени, связано с перераспределением потоков тепла и массы вблизи фронта пламени. Работа [28] посвящена детальному анализу влияния растяжения пламени на массовую скорость горения для случаев, когда число Льюиса не равно единице. Для построения теории в качестве исходной модели используется модель Гойи и Бунккампа, учитывающая многокомпонентные химические реакции и процессы переноса во внутреннем реакционном слое пламени. Авторы показали, что их теория позволяет предсказать изменение скорости го-

рения на отдельных участках реакционного слоя. Показано, что избирательная диффузия имеет место не только для богатых, но и для бедных пламен. Следовательно, растяжение фронта пламени является еще одним эффектом, приводящим к разрыву фронта пламени и выбору преимущественных направлений распространения его отдельными частями.

Тот факт, что эффект растяжения определяется характерными размерами камеры сгорания, следует из результатов работы [29]. Ее авторы, используя решение Сехадри и Вильямса, получили аналитическое решение для пламени, стабилизированного на противоположно направленных трубчатых горелках. Показано, что скорость растяжения такого пламени определяется выражением $k = \pi v / (R_2 - R_1)$, если скорость и плотность окислителя и горючей смеси одинаковы ($v_1 = v_2 = v$, $\rho_1 = \rho_2$). Здесь R_1 и R_2 – радиусы горелок. В случае одной горелки $k = \pi v / R_2$.

Растяжение фронта пламени вызывает формирование возмущений на его поверхности или множественных очагов горения. Эволюция возмущений и очагов может явиться причиной формирования спинового фронта пламени. В работе [30] исследовано влияние скорости растяжения и кривизны тонкой реакционной зоны на распространение зародыша турбулентного пламени, образованного при горении заранее перемешанной смеси. Показано, что кривизна очага, тесно связанная с его формой, определяет скорость распространения пламени. Кривизна очага отрицательно влияет на величину градиента концентрации в отличие от плоского пламени.

Проблема анализа эффекта растяжения пламени рассмотрена в работе [31], в которой показано, что число Карловица, рассчитываемое как отношение характерного времени химической реакции к «механическому» времени, должно отражать локальное растяжение фронта. Это связано с тем, что в каждой точке фронта значение числа Льюиса, отражающее изменение состава смеси, различно.

Большое влияние на скорость горения эффект растяжения пламени оказывает при числах Карловица, превышающих единицу. В работе [32] методом высокоскоростной видеосъемки теневых изображений фронта пламени были измерены локальные скорости распространения. Они были сопоставлены с кривизной фронта пламени. Авторами показано полное соответствие скорости распространения и кривизны фронта пламени. Скорость распространения уменьшалась в 7 раз по сравнению со скоростью распространения плоского пламени. Отмечено совпадение результатов экспериментов при распространении пламени в трубе, на бунзеновской горелке и численного расчета. Показано, что результаты асимптотического анализа приводят к меньшему эффекту растяжения пламени.

Результаты работы [32] согласуются с результатами работ [33, 34], в которых показана нелинейная связь объемной скорости тепловыделения во фронте пламени и его скорости растяжения.

Влияние скорости увеличения площади поверхности пламени на скорость тепловыделения, нормальную скорость распространения пламени и локальные распределения температуры, исходя из анализа работ [28-34], можно считать доказанным. В каналах, в которых расстояние между одними стенками по порядку величины сравнимо с шириной тепловой зоны, а другими, наоборот, велико, это влияние должно проявиться в разрыве фронта пламени и самопроизвольном переходе к спиновому режиму распространения. Однако исследований, посвященных самопроизвольному формированию спинового фронта пламени, распространяющегося в покоящейся газовой смеси, до настоящего времени не проводилось.

1.2 Спиновое распространение волн горения

Кинематика спиновой волны горения. Известны экспериментальные и теоретические работы, посвященные двум видам спинового распространения волн горения: в конденсированных системах и спиновой детонации в газах. Главной чертой спиновых режимов в обоих случаях является образование очага горения – ядра спина, который распространяется по спиральной траектории. Под спиновым режимом распространения волны химической реакции в научной литературе принято понимать самопроизвольное специфическое распространение фронта реакции в первоначально покоящейся химически реагирующей среде, при котором вектор нормали к поверхности фронта вращается постоянной или изменяющейся угловой скоростью, а на фронте, как правило, формируется ядро спина с ярко выраженной ведущей точкой. В камере сгорания с подводом реагирующего вещества имеет значение способ подвода реагирующего вещества в зону горения, а устойчивость фронта пламени определяется характером течения газа. В покоящемся газе спиновый режим распространения фронта реакции при определенных условиях является внутренним свойством системы, а формирование ядра спина происходит спонтанно.

Закономерности распространения спинового горения при исследовании детонации в газах обсуждались в работах [35-36]. Аналог спиновой детонации, полученный при распространении волны горения вдоль поверхности цилиндрического образца конденсированного топлива, рассматривался в работе [37]. Авторы работы [38] экспериментально доказали, что возможно получение спинового фронта пламени при газофазной химической реакции над поверхностью жидкого топлива. В работах [39, 40] показано, что неустойчивое пульсирующее горение газа в зазоре между двумя тонкими круглыми пластинами с центральной точечной подачей газа создает гидродинамическую ситуацию, при которой может быть осуществлен спиновый режим дефлаграционного распространения пламени. Автор работ [41, 42] отмечает,

что при снижении скорости непрерывно подводимого газа происходит переход от обычной сплошной, условно говоря, «цилиндрической» волны горения к очаговому распространению пламени перпендикулярно линиям тока газа. Экспериментально исследуется горение в зазоре между двумя тонкими круглыми пластинками с центральной точечной подачей газа. Автор считает, что при уменьшении расхода газа происходит переход в режим спинового горения. При достаточно малом расстоянии между пластинами, по мнению автора, реализуется режим горения с избытком энтальпии. Строгих доказательств того, что реализуются спиновый режим горения и режим горения с избытком энтальпии автор не представил. Отсутствуют необходимые для этого утверждения сведения о распределении температур на фронте пламени и вблизи него и характерных особенностях поведения поверхности фронта пламени.

В настоящее время достигнуто общее понимание природы спинового горения, связанного с избытком энтальпии в прогретом слое впереди волны горения и формированием поперечных волн в тепловом канале [41, 42]. Очевидно, что построение отдельных моделей поведения спиновых волн горения в конкретных условиях может быть успешным. В работах [43, 44] делаются попытки развить общую теорию спиновых режимов горения в СВС-системах, основанную на формальном анализе решений феноменологического уравнения для функции, задающей положение фронта в системе координат, движущейся со средней скоростью горения. Однако универсального описания управляющих физических механизмов спинового горения в нелинейных кинетических системах: детонации в газах, СВС-системах и дефляции в газах добиться невозможно. Трудность построения общей теории объясняется многообразием механизмов химических реакций, процессов молекулярного и конвективного переноса, теплофизических свойств системы, масштабных факторов, а также геометрической и гидродинамической конфигурацией объектов исследований.

Дефлаграционное распространение пламени при горении газа обусловлено только конвективным и молекулярным переносом тепла и массы. Интенсивность и устойчивость тепло- массообмена в значительной мере зависят от граничных условий и масштабных факторов, характерных для системы с горением. В связи с этим, частные механизмы формирования спинового фронта при дефлаграционном горении газа, по мнению авторов данной статьи, могут быть предложены на основании недостающих в настоящее время экспериментальных фактов, выявляющих влияние критических явлений переноса на устойчивость горения.

Актуальность исследований спиновых режимов горения с точки зрения фундаментальной науки связана с получением новых сведений, необходимых для понимания механизмов и кинетики фронтальных химических реакций, выработки критериев устойчивости горения. В последнее десятилетие в промышленно развитых странах значительный интерес проявляется в разработке микрокамер сгорания и микродвигателей внутреннего сгорания как наиболее перспективных с точки зрения развития энергосберегающих технологий. Технические приложения спинового горения связаны с разработкой эффективных устройств зажигания топливных смесей, методов управления скоростью и устойчивостью горения, оценкой пожарной опасности в отраслях добывающей промышленности.

Роль ведущей точки при формировании спинового фронта пламени. Известные спиновые фронты при детонации газов, в СВС-системах и газофазном горении жидких топлив [35-38] обладают общим свойством: они осуществляются в областях, ограниченных твердыми поверхностями. Направление распространения спинового фронта вдоль ограничивающих поверхностей задается пространственным распределением температур и концентраций реагирующих веществ перед ведущей точкой фронта. В связи с этим закономерности распространения спинового фронта во многом определяются геометрией ограничивающих область горения поверхностей и их

ориентацией относительно вектора ускорения свободного падения. Понятие ведущей точки было введено авторами работы [11]. Под ней понимается наиболее выдвинутая по направлению распространения точка поверхности фронта. Скорость движения ведущей точки в лабораторной системе отсчета равна сумме скоростей горючего газа и нормальной скорости распространения пламени по газу. Скорость горючего газа определяется гидродинамической ситуацией в целом. Нормальная скорость распространения пламени зависит от состава горючей смеси и локальной температуры поверхности фронта пламени. Следовательно, траектория движения ведущей точки определяется нестационарными полями скоростей, давлений, концентраций и температур в потоке горючей смеси. Мгновенные распределения указанных физических параметров зависят от направления и устойчивости течения реагирующей среды, диффузионных потоков компонент газовой смеси и тепла. Траектория движения ведущей точки – наиболее выгодна с точки зрения производства избытка энтальпии в прогретом слое впереди волны горения. Поведение ведущей точки является определяющим для описания механизма формирования и распространения всех видов спиновых волн горения. Так, например, условием формирования спинового детонационного фронта является воспламенение газа в ведущей точке, образуемой при соединении поперечной волны сжатия с ударным фронтом [35], обеспечивающим достижение максимальной температуры в соответствии с четырьмя механизмами газовой детонации. Первый из них – механизм нормального распространения с зажиганием смеси позади ударной волны. Второй – отражательный механизм, связанный с отражениями ударной волны от неровностей стенок сосуда. Третий механизм – конвективный, обусловленный воспламенением не вследствие адиабатического сжатия газа, а переносом зоны горения в соответствии с установившимся максимумом в профиле скорости. Максимум скорости газа в сумме со скоростью нормального распространения пламени равен скорости ударной волны. Четвертый – спонтанный градиентный меха-

низм порожден пространственным распределением времени задержки воспламенения газа. Каждый из упомянутых управляющих механизмов реализуется в зависимости от складывающихся граничных условий распространения волны горения, физических и кинетических свойств горючей газовой среды, определяемых показателем экспоненты E/RT , где E – энергия активации химической реакции, T – температура позади ударной волны, R – универсальная газовая постоянная. Совокупное действие четырех механизмов газовой детонации обуславливает четыре режима распространения детонационной волны, среди которых – спиновая детонация, распространяющаяся вдоль стенок круглой трубы по спирали [41].

Аналогично, распространение очага горения СВС-системы определяется положением ведущей точки в наиболее прогретом слое вдоль фронта волны горения [37]. Разработанные в последние годы математические модели наглядно демонстрируют зависимость закономерностей распространения спиновой волны в СВС-системе от внешних условий. Автором работы [45] численным методом исследовано распространение спиновой волны с одним очагом горения по образцу цилиндрической формы с аксиальным внутренним каналом. Предполагалось отсутствие тепловых потерь от внутренней и внешней поверхностей образца. Показано, что характеристики спиновой волны (максимальной температуры, продольной и окружной скоростей, шага «винта» и времени оборота очага вокруг оси образца) изменяются при изменении радиуса канала. В работе [46] построена математическая модель фильтрационного горения в трехмерной постановке, фронт которого распространяется по цилиндрическому образцу, спрессованному из порошка твердого реагента и помещенному в окислитель. Исследованы характеристики спиновых волн в зависимости от давления окружающего образец газа. Показано, что поведение стационарных и нестационарных спиновых волн определяется ведущей точкой – точкой с максимальной температурой: при низких давлениях по образцу распространяются стационарные волны поверхно-

стного горения, при более высоких давлениях — спиновые волны, характеристики которых с ростом давления могут меняться немонотонно. Автором работы [47] показано, что спиновый режим горения порошковых систем может быть обусловлен эффектом капиллярного перераспределения легкоплавкой компоненты на масштабе волны горения, обеспечивающим дополнительный перенос тепла и массы. Траектория ведущей точки и геометрия спиновых очагов определяются формой фронта фильтрации расплава в неизотермических условиях.

Авторы работы [38] отмечают, что в случае газофазной реакции над поверхностью жидкого топлива ведущая точка располагается там, где создаются локальные условия горения, связанные с геометрией металлических подложек, аккумулирующих теплоту горения.

В упомянутых выше работах [37-38, 41, 45] показано, что ведущих точек может быть несколько, что приводит к формированию многоголового спина, как при детонации газов, так и при горении конденсированного топлива. Особые условия для формирования одной или нескольких ведущих точек на фронте пламени создаются при медленном горении газовых смесей в узких каналах. В работе [48] исследована возможность одновременного образования двух фронтов химической реакции при нестационарном горении газа в прямой трубке и в зазоре между двумя дисками при радиальной подаче топлива с градиентом температуры в стенках. В обоих случаях характерный поперечный размер канала – меньше критического диаметра, определенного для температуры окружающей среды, и горение газа происходит в области, где температура стенок превышает температуру окружающей среды. Один фронт соответствует нормальному пламени, распространяющемуся вверх по потоку от горячей к холодной части канала, а другой фронт двигается по потоку и затухает по мере выгорания топлива. Авторы работы [49] в рамках диффузионно-тепловой двухкомпонентной модели теоретически предсказали, а затем экспериментально доказали существование двух фронтов реакции

при горении газа в узком канале с подогревом стенок. Формирование ведущих точек пламени и разделение фронтов волн горения может иметь сложный характер даже в камерах сгорания, имеющих самые простые геометрические формы. С помощью скоростной видеосъемки авторами работы [49] получены экспериментальные данные, которые подтверждают возможность образования трех пиков реакции и двух делений волны горения пропановоздушной смеси за один цикл периодического воспламенения и затухания. Соответственно, формируется несколько ведущих точек на фронте химической реакции.

В работах [35-40, 46-48] обращается внимание на внешний признак формирования спиновых фронтов: их траектории повторяют траектории движения ведущих точек. Ими являются плоские, серповидные или винтовые спирали с постоянным или переменным шагом на поверхностях, ограничивающих область горения.

Характерно, что кинематика спиновой детонационной волны имеет сходство с формированием спиральных волн при дефлаграционном горении газа. Об этом свидетельствуют результаты работ [50, 51]. В работе [50] проведено расчетно-экспериментальное исследование непрерывной спиновой детонации смеси H_2O_2 в кольцевой камере сгорания с подачей компонентов топлива через форсунки. В кольцевой камере диаметром 4 см с расширением канала осуществлено сжигание газовой водородокислородной смеси в режиме непрерывной спиновой (вращающейся) детонации. При варьировании расходов компонентов смеси и противодействия внешней среды исследована структура течения. В двумерной нестационарной газодинамической постановке задачи при соответствующих экспериментах геометрических параметров камеры численно исследована динамика поперечной детонационной волны. Авторы работы [51] утверждают, что спиральные фронты пламени наблюдаются при распространении в трубе и на срезе горелки при горении стехиометрических газовых смесей и смесей, в которых концентрация горю-

чей компоненты близка к нижнему пределу распространения пламени. на основании анализа бифуркации решений системы уравнений диффузии и энергии авторы делают вывод о том, что решающую роль в формировании спиральных фронтов пламени играет число Льюиса.

Особенностью спинового фронта пламени является увеличение числа очагов горения при увеличении диаметра образца конденсированного топлива [37] или по мере удаления по составу газовой смеси от пределов распространения детонации [36]. Вращательное распространение фронта пламени при горении газа, вдуваемого в щелевую камеру сгорания, изучали авторы работ [39, 40, 53]. В работе [39] показано, что при горении радиально расширяющегося газа в щели разделение одного фронта пламени на отдельные очаги зависит от расхода газа и расстояния между стенками щели.

Формирование вращающегося газового пламени, исследуемого в работах [39, 40, 53], вызвано конструктивными особенностями горелочного устройства. Оно происходит при значительных скоростях радиально расширяющейся горючей смеси в канале, вынужденной закрутке потока или искусственном создании градиентов температур на поверхностях канала. Потеря устойчивости радиального течения и неоднородность температуры в потоке горючего газа могут быть причиной формирования вращающихся очагов горения на симметричном цилиндрическом фронте пламени.

Динамика бедных водородо-воздушных пламен, распространяющихся в плоском микроканале, исследована в работе [54]. Авторами показано, что два главных параметра – расстояние между стенками канала и скорость распространения пламени определяют пять типов пламен. Они отличаются друг от друга симметрией (асимметрией) V-образной формы и развитием осцилляций. При последовательном сначала увеличении, а затем уменьшении скорости распространения наблюдается гистерезисный переход от одного типа пламени к другому. В каналах, в которых расстояние между стенками больше 8 мм, наблюдается «глобальная» бифуркация при переходе от симмет-

ричного к несимметричному V-образному пламени. На основании наблюдений бифуркаций, сделанных в работе [54], можно сделать вывод о том, что несколько типов симметричных и несимметричных пламен являются устойчивыми. Таким образом при распространении пламени в узком канале реализуются мультистабильные энергетические состояния с соответствующим балансом энергии. Устойчивость структуры зависит от обмена тепловой энергией между пламенем и стенками канала. Устанавливается такое стационарное распространение пламени, при котором выполняется фундаментальный принцип наименьшего действия: при постоянном поступлении тепловой энергии в систему полная механическая энергия должна быть минимальной. Способ формирования фронта пламени кругового, V-образного или спиновоего реализует способ понижения полной механической энергии течения и определяет преимущественные направления стока тепловой энергии из пламени в стенки канала.

Любая перестройка течения сопровождается потерей энергии. Равновесие в диссипативной структуре может быть нарушено за счет изменения потоков энергии из одной области пространства в другую. Согласно общепринятому физическому принципу Ле Шателье, на всякое внешнее воздействие система отвечает такими изменениями, которые стремятся ослабить это воздействие. С позиций принципа Ле Шателье могут быть объяснены явления самопроизвольного формирования спиновоего пламени.

1.3 Программа исследований

Из краткого обзора литературы следует, что исследование спиновых режимов распространения фронтальных химических реакций является актуальной научной задачей. Актуальность обусловлена необходимостью понимания связи гидродинамических, тепловых и диффузионных процессов в реагирующей среде с кинетикой химического превращения вещества. Скорость химических реакций определяется температурой и концентрацией реагирующих веществ, поэтому при определенных условиях скорость горения на различных участках фронта пламени может быть различной в силу неоднородности тепловых и диффузионных потоков. Это определяет феноменологию поведения фронта пламени. Очевидно, что процессы теплообмена и диффузии в неограниченном объеме реагирующего газа протекают иначе, чем в условиях узкого канала.

С точки зрения технических приложений феномен спинового фронта пламени может быть использован для управления скоростью теплообмена в энергосберегающих камерах сгорания, разработке миниатюрных горелочных устройств и новых систем зажигания в двигателях внутреннего сгорания.

В настоящее время не накоплено достаточного количества экспериментальных данных о закономерностях самопроизвольного формирования и распространения спинового фронта пламени в неподвижной газовой среде. Согласно сведениям, имеющимся в литературе, в настоящее время не вполне ясна роль физических процессов, сопровождающих переход от кругового фронта пламени к спиновому. Нет данных об условиях, определяющих тот или иной режим распространения фронта пламени. Не разработаны методики эксперимента, реализующие спиновый режим распространения волны горения в покоящейся газовой смеси. Отсутствуют методы изучения структуры спинового фронта пламени. Не известно влияние распада целостного фронта пламени на скорость теплообмена при горении газовой горючей смеси в узком канале.

Исходя из недостаточной изученности и важности проблемы, сформулирована цель работы и составлена программа исследований. Она включает в себя создание лабораторной экспериментальной установки для изучения явления распада целостного фронта пламени, методики исследования закономерностей распространения и структуры спинового фронта пламени, его влияния на скорость теплообмена со стенками канала.

Технические возможности экспериментальной установки определяют перечень научных задач, решаемых в настоящей работе:

- разработка экспериментального метода измерения определяющих физических параметров, при которых происходит распад целостного, кругового фронта пламени при распространении в узкой открытой щели;
- разработка оригинального экспериментального метода сканирующего лазерного луча для измерения интенсивности теплообмена между фронтом пламени и стенками канала;
- разработка метода исследования эволюции возмущений на поверхности фронта пламени, основанного на специальной обработке цифровых изображений пламени;
- измерение зависимостей скорости распространения фронта пламени от расстояния между стенками щели, концентрации пропана в пропановоздушной смеси;
- получение зависимостей амплитуды и длины возмущений на поверхности от определяющих физических параметров, изменения температурного поля в момент распада кругового фронта пламени;
- исследование траекторий движения спинового фронта пламени в неподвижной горючей смеси;
- исследование влияния спинового распространения пламени на интенсивность теплообмена между фронтом пламени и стенками канала;
- определение условий дифракции пламени на отверстии в преграде как явления, сопровождающего формирование спинового фронта пламени;

- физическое моделирование распространения фронта пламени на границе стратифицированной пропано-воздушной смеси – модели диффузионного расслоения смеси в ведущей точке кругового пламени;
- исследование гидродинамических эффектов, связанных с винтовым движением газа в плоском канале вблизи фронта пламени;

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Разработку методики эксперимента проводили на основании известных до настоящего времени в научной литературе данных о том, что в неподвижной химически реагирующей среде формирование спиновых фронтов волн горения – спиновой детонации и фронта пламени в системах с самораспространяющимся высокотемпературным синтезом (СВС-системах) происходит под влиянием критических граничных условий, накладываемых на скорость течения и интенсивность переноса тепла и массы вблизи зоны горения. Использовали также тот известный факт, что распад фронта пламени на отдельные вращающиеся очаги при дефлаграционном распространении происходит в камере сгорания в виде плоской щели в потоке с центральной подачей горючей газовой смеси.

Очевидно, что выбор преимущественных направлений распространения отдельных очагов горения, касательных по отношению к поверхности кругового фронта пламени, возможен лишь в канале, в котором расстояние между стенками мало. При этом не имеет значение форма поверхности, ограничивающей объем горючей смеси и создаваемой стенками канала. Она может быть плоской, цилиндрической и др. Расстояние между стенками канала должно быть сравнимо с тепловой шириной зоны горения. Потеря целостности кругового пламени создает новые критические граничные условия для течения продуктов горения, процессов переноса тепла и массы вблизи фронта пламени.

Для выявления роли каждого из процессов, лимитирующих режим распространения пламени, требовалось проведение модельных экспериментов, в которых созданы специальные условия. Условиями, управляющими скоростью теплообмена пламени со стенками канала, являлись: концентрация пропана в пропано-воздушной смеси, расстояние между стенками канала, форма канала, положение канала относительно вектора ускорения свободного падения. Создание начальной стратификации горючей смеси в кана-

ле и прохождение фронта пламени через препятствия в виде небольших отверстий позволили понять последствия избирательной конвективной диффузии, сопровождающей искривление псевдоплоского фронта пламени.

Для измерения коэффициента теплоотдачи в узком канале разработан метод сканирующего лазерного луча. Эволюцию возмущений на поверхности фронта пламени исследовали методом цифровой обработки плоских изображений пламени и методом цифровой фотометрии. Совокупность нескольких объектов исследования и вновь разработанных оригинальных методик измерений привела к необходимости создания комплекса отдельных узлов, входящих в экспериментальную установку.

2.1 Экспериментальные установки и методика проведения экспериментов

Оценки параметров эксперимента. Анализ характерных размеров, задающих величины тепловых и диффузионных потоков и, следовательно, возможные направления движения ведущей точки фронта пламени, позволил выявить геометрию камеры сгорания, в которой может быть реализован спиновый режим горения предельной пропановоздушной смеси. Характерную тепловую ширину фронта пламени l_1 , ширину зоны диффузии компонент газовой смеси l_2 и толщину пограничного слоя l_3 оценивали по соотношениям:

$$l_1 \approx \frac{a}{u_n}, \quad l_2 \approx \frac{D}{u_n}, \quad l_3 \approx \sqrt{\frac{\nu L}{u_n}} \quad (2.1)$$

где a – коэффициент температуропроводности газа, u_n – нормальная скорость распространения пламени, D – коэффициент диффузии, ν – коэффициент кинематической вязкости, L – больший из характерных размеров камеры сгорания. Размерности параметров, перечисленных в соотношениях (2.1), определяют два безразмерных критерия подобия – число Льюиса $Le = D/a$ и число Пекле $Pe = u_f l / a$, где l – ширина щели.

Порядок характерных размеров l_1 , l_2 и l_3 следует из порядков коэффициентов диффузии, кинематической вязкости и нормальной скорости распространения пламени в смесях углеводородов с воздухом при атмосферном давлении. При $L \approx 1$ м для остальных характерных размеров камеры сгорания получим: $l_1 = l_2 \approx 1 \cdot 10^{-3}$ м, $l_3 \approx 4 \cdot 10^{-3}$ м. Если $l = 2,0 \cdot 10^{-3} \div 6 \cdot 10^{-3}$ м, то ширина щели является предельной для стационарного распространения пламени. При $l < 2,0 \cdot 10^{-3}$ м происходит погасание пламени, а при $l > 6 \cdot 10^{-3}$ м влияние стенок многократно уменьшается. Следовательно, порядки характерных размеров l_1 , l_2 , l_3 и L выявляют наиболее простую форму камеры сгорания, в которой возможен выбор более чем одной ведущей точки и, соответственно, различных траекторий их движения. Такой камерой сгорания является открытая щель между двумя плоскими или криволинейными поверхностями. Половина ширины зазора между поверхностями не должна по порядку величины сильно превышать длину зоны прогрева газа перед фронтом пламени, примерно равную $1 \cdot 10^{-3}$ м.

Теплопроводящие стенки щели оказывают влияние на диффузионно-тепловую неустойчивость пламени. Кроме того, устойчивость фронта пламени зависит от устойчивости радиально расширяющегося потока продуктов горения. Потеря устойчивости радиального течения является одной из причин формирования локальных распределений температуры и концентрации горючего газа. Локальные области с максимальным изменением состава газовой смеси и температуры пламени, вызывают появление одной или нескольких самостоятельных ведущих точек на поверхности кругового фронта пламени.

Экспериментальная установка для изучения распада кругового фронта пламени. Сделанные оценки характерных размеров камеры сгорания для экспериментального исследования закономерностей распространения пламени в открытой щели по пропано-воздушным смесям при атмосферном давлении позволили создать экспериментальную установку, схема

которой показана на рис. 2.1. Открытая щель, образована двумя плоскими стеклянными пластинами. В опытах использовали пластины круглой и квадратной формы. Одна из пластин оставалась свободной, а через отверстие в центре другой пластины подавали смесь пропана с воздухом. Штуцер, ввинчиваемый в отверстие, соединялся со шлангом, по которому поступал газ. На выходе из шланга устанавливали пламегаситель, представляющий собой трубку диаметром $8 \cdot 10^{-3}$ м, плотно набитую медной проволокой диаметром $1 \cdot 10^{-4}$ м. Пламегаситель выполнял также роль газового демпфера, устраняющего колебания давления в шланге при нестационарном распространении пламени.

Расход газовой смеси при заполнении щели контролировали расходомером-счетчиком газа РГС-1, обеспечивавшим расход газа от $0,2 \cdot 10^{-6}$ до $2,0 \cdot 10^{-6}$ м³/мин. Относительная погрешность в определении расхода газа не превышала $\pm 1,0$ %. Объем газовой смеси, прокачиваемой через щель перед зажиганием, превышал объем щелевого пространства в $10 \div 15$ раз. Для приготовления горючей газовой смеси необходимой концентрации с точностью до $0,1$ % использовали газометр вытеснения. Концентрацию пропана в смеси при проведении экспериментов изменяли от $2,5\%$ до 9% .

Диаметр пластин равнялся $0,60$ м. Щель могла принимать горизонтальное или вертикальное положение. Для создания щелевого зазора между пластинами зажимали три калиброванных по толщине шайбы, располагаемые на равном расстоянии по краям пластин. Толщину шайб изменяли от $2 \cdot 10^{-3}$ м до $15 \cdot 10^{-3}$ м. Изменение зазора между пластинами, вызванное неоднородностью толщины стеклянных пластин, контролировали по положению интерференционных полос при интерференции света в тонком воздушном слое между пластинами. Изменение зазора между пластинами, обусловленное неоднород-

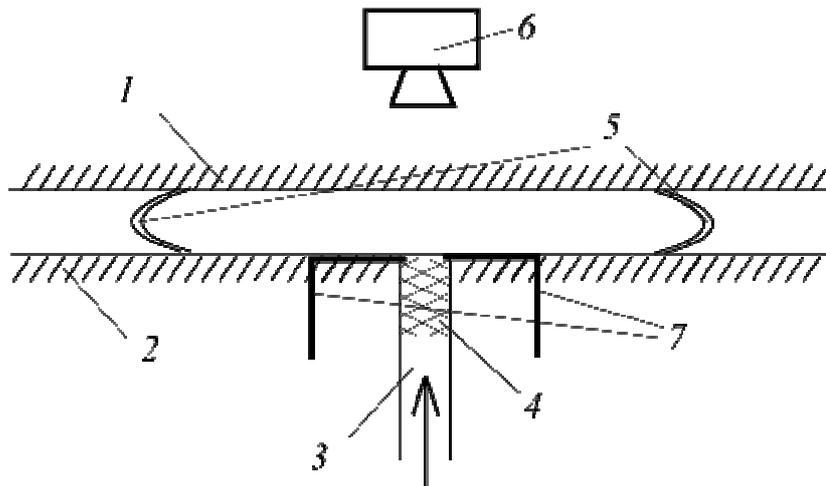


Рис. 2.1 Схема экспериментальной установки

- 1 и 2 – верхняя и нижняя стенки камеры сгорания;
 3 – шланг, подводящий в камеру сгорания газовую смесь;
 4 – пламегаситель; 5 – расходящийся цилиндрический фронт пламени;
 6 – видеокамера, 7 – высоковольтные электроды.

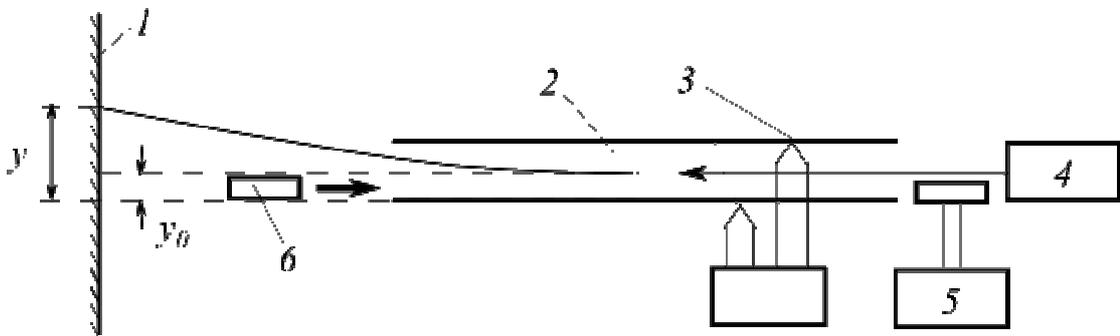


Рис. 2.2 Схема экспериментальной установки для измерения скорости потока методом сканирующего лазерного излучения

- 1 – измерительный экран; 2 – измерительная ячейка;
 3 – термопары; 4 – лазер; 5 – термоанемометр ТАММ 20;
 6 – компрессор.

ностью толщины стекол и провисанием верхней пластины, когда вся установка располагалась горизонтально, не превышало $0,5 \cdot 10^{-4}$ м.

Зажигание пропано-воздушной смеси производили от электрической искры, образующейся при высоковольтном разряде между электродами. Проволочные электроды размещали в выходном сечении отверстия, через которое вводили газовую смесь так, что концы электродов не выходили за боковые стенки отверстия. Остальную часть электродов тщательно зашлифовывали заподлицо с поверхностью пластины.

Спустя $5 \div 8$ с после заполнения щели газом, инерционные течения исчезали, после чего газ воспламеняли. Воспламенение производили при различных расстояниях между концами электродов, а также при изменении энергии электрического разряда. Фотографирование и видеосъемку процесса распространения фронта пламени производили со стороны свободной пластины скоростной цифровой видеокамерой AOS Technologies AG X-PRI и цифровым фотоаппаратом Canon EOS 30D, используя методы визуализации и измерений, описанные в работах [55]. Скорость видеосъемки изменяли от 60 до 300 кадров в секунду в зависимости от скорости распространения фронта пламени.

Ширина щели и состав газовой смеси определяют физические параметры задачи – характерные размеры и видимую скорость распространения пламени, коэффициенты самодиффузии пропана и температуропроводности пропано-воздушной смеси. Их размерности позволяют описывать результаты экспериментов в координатах чисел Льюиса $Le = D/a$ и Пекле $Pe = u_f l/a$. Здесь u_f – видимая скорость распространения пламени, l – ширина зазора между стенками, образующими щель, D и a – коэффициенты диффузии пропана и температуропроводности пропано-воздушной смеси. Описывая физические свойства реагирующей смеси и условия процессов переноса тепла и массы, числа Льюиса и Пекле определяют области устойчивого расширения

кругового фронта газоздушного пламени и самопроизвольного формирования спинового фронта в условиях безграничной щели.

Сканирующий лазерный измеритель скорости потока. На рис. 2.2 представлена схема экспериментальной установки для сканирующего лазерного измерителя скорости потока. Она состоит из следующих элементов: измерительного экрана 1, устанавливаемого на расстоянии 3 м от выходной части измерительной ячейки, измерительной ячейки 2, представляющей собой прямоугольную трубу с подогреваемой снизу стенкой, термопар 3, встроенных на внутренних поверхностях стенок трубы, оптического лазера 4, эталонного измерителя скорости потока 5 (термоанемометра ТАММ 20 или модулей Пельтье). Компрессор 6, создавал проток воздуха в измерительной ячейке на этапе юстировки и тарировки.

На этапе измерений коэффициента теплоотдачи роль измерительной ячейки выполняла открытая щель, в которой распространялся фронт пламени. Оптический лазер устанавливали так, чтобы луч лазера оставался параллельным стенкам щели. Предусматривалась возможность перемещения луча лазера в направлении, перпендикулярном оси трубы. Это давало возможность измерить градиент температуры в различных сечениях трубы. Температуру нижней стенки регулировали путем изменения питающего напряжения, подаваемого на нагреватель. В случае, если расстояние между стенками щели l превышало $1,0 \cdot 10^{-2}$ м, то отклонение луча лазера в сторону холодных слоев воздуха измеряли на экране миллиметровой линейкой с ценой деления шкалы, равной 0,5 мм. Для уменьшения погрешности измерения отклонения луча расстояние между выходной частью измерительной ячейки и экраном увеличивали до 3 м. Уменьшение диаметра и размытости луча на экране достигалось путем уменьшения выходной энергии лазера. В узкой щели ($l < 4,0 \cdot 10^{-3}$ м) отклонение луча было настолько велико, что его наблюдали на верхней стенке щели. Скорость движения луча от центра стенки к ее краю

определяется скоростью теплообмена между фронтом пламени и стенками щели. Движение луча фиксировали цифровой видеокамерой.

Тарировку сканирующего лазерного измерителя скорости потока проводили при установившемся градиенте температур между нижней и верхней стенками измерительной ячейки. Время установления постоянного градиента температуры определяли в серии опытов с различным напряжением, подаваемым на нагревательный элемент измерительной ячейки.

Моделирование влияния избирательной конвективной диффузии на распад фронта пламени. Фронт пламени распространялся в стратифицированной пропано-воздушной смеси, заполняющей длинную, узкую трубу прямоугольного поперечного сечения. В экспериментах использовали трубу с прямоугольным поперечным сечением, стенки которой изготавливали из плексигласа. Длина трубы равнялась 1,40 м. Большее расстояние между стенками трубы – 0,30 м, меньшее – $5 \cdot 10^{-3}$ м. Трубу устанавливали так, чтобы большая сторона располагалась вертикально. Перед заполнением трубы газовой смесью оба конца трубы закрывали. После успокоения смеси и ее стратификации в течение определенного времени один из концов канала медленно, чтобы не создавать посторонних течений, открывали. Спустя некоторое время после вытекания тяжелой компоненты смеси из открытого конца осуществляли воспламенение газа высоковольтным разрядом между электродами. Процесс распространения пламени фиксировали цифровой видеокамерой. С целью изучения колебаний фронта пламени и изменения формы траектории движения применяли метод развертки изображения на ПЗС-матрице цифровой видеокамеры при открытом затворе. Для лучшей визуализации фронта пламени и контуров канала за задней стенкой канала устанавливали освещаемый экран.

Изменяемые параметры эксперимента – концентрация пропана в смеси с воздухом и время задержки воспламенения горючей смеси. Видимую скорость распространения фронта пламени и его положение измеряли в системе

отсчета, связанной со стенками канала. Фотометрическая обработка цифровых изображений фронта пламени программным комплексом «GIMP 2.2» позволяла получить распределения энергетической светимости фронта пламени.

Моделирование дифракции пламени на отверстии. В экспериментах использовали трубу с прямоугольным поперечным сечением, открытую с одного конца. Большее расстояние между стенками трубы, равное 0,30 м, оставляли постоянным, а меньшее изменяли от $3,0 \cdot 10^{-3}$ м до $15,0 \cdot 10^{-3}$ м. Трубу устанавливали так, чтобы большая сторона располагалась горизонтально. Внутри трубы устанавливали две перегородки напротив друг друга. Расстояние, устанавливаемое между ними, являлось отверстием, через которое проникал фронт пламени. Изменяемые параметры эксперимента – видимая скорость распространения пламени, толщина перегородок и расстояние между ними. Пропано-воздушную смесь поджигали как у открытого, так и у закрытого конца трубы. Толщину перегородок и расстояние между ними изменяли от $3,0 \cdot 10^{-3}$ м до $15,0 \cdot 10^{-3}$ м.

Моделирование взаимодействия двух фронтов пламени в канале типа «диффузор-конфузор». Использование канала типа «диффузор-конфузор» позволяло управлять величиной ускорения фронта пламени в разных точках канала. Моделирование проводили для получения дополнительной информации о влиянии соседних ячеек, развивающихся после разрыва поверхности фронта пламени.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2.3. Модельная релаксационная камера сгорания 1 представляла собой открытый плоский канал с изменяющейся площадью поперечного сечения (диффузор-конфузор). Длина канала равнялась 1,30 м. Расстояние между параллельными стенками равнялось $2,5 \cdot 10^{-2}$ м. Форма канала была выбрана для обеспечения распространения фронта пламени с контролируемым ускорением ведущей

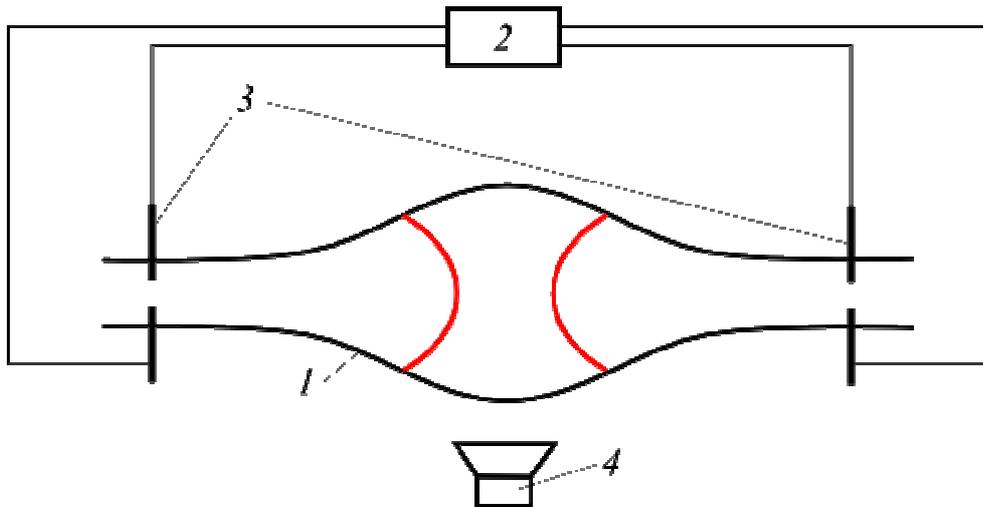


Рис. 2.3 Схема экспериментальной установки для моделирования взаимодействия двух фронтов пламени в канале типа «диффузор-конфузор»

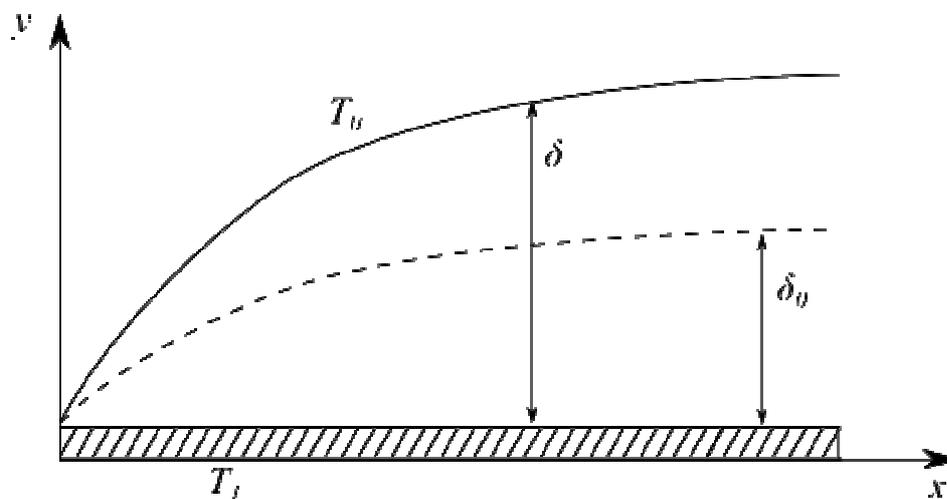


Рис. 2.4 Схема для решения задачи о конвективном теплообмене на плоской поверхности

точки фронта. Это позволяло с высокой точностью измерять отношение касательного и нормального потоков тепла на фронте пламени. Канал заполняли пропано-воздушной смесью, которую готовили в газометре вытеснения с погрешностью объемной концентрации, не превышавшей 0,1%. Для исключения влияния диффузионно-тепловой неустойчивости на структуру пламени использовали горючие смеси с избытком воздуха. Воспламенение горючей смеси осуществляли двумя высоковольтными искровыми разрядами, создаваемыми автомобильной катушкой зажигания 2. Электрические разряды между электродами 3 производили либо одновременно, либо с регулируемой задержкой времени. Это позволяло управлять кривизной и скоростью распространения фронта пламени в системе отсчета, связанной со стенками трубы. Структуру фронта пламени исследовали при воспламенении горючей смеси в центре и у конца канала.

2.2 Объекты исследования, методы измерений

«Круговой» фронт пропано-воздушного пламени – образуется при воспламенении пропано-воздушной смеси, заполняющей узкую открытую щель. Поверхность пламени приобретает форму, близкую к цилиндрической, если ширина щели по порядку величины равна тепловой ширине фронта. В радиальном поперечном сечении щели кривизна фронта пламени постоянна. При малой ширине щели ею можно пренебречь и условно считать, что фронт пламени представляет собой боковую поверхность цилиндра, радиус которого увеличивается со скоростью, равной видимой скорости распространения фронта пламени.

Дифракция пламени на отверстиях. Способность ведущей точки фронта пламени выбирать преимущественные направления распространения под влиянием внешних факторов рассматривается в данной работе, как внутреннее свойство волны горения, приводящее к ее распаду и новым режимам распространения. Фронт пламени представляет собой волну химической ре-

акции, образующую поверхность раздела конечной толщины между исходной горючей смесью и продуктами сгорания. Исходя из волновой природы фронта пламени, авторы работ [61, 11], использовали известный в волновой оптике принцип Гюйгенса для объяснения устойчивости фронта пламени при его распространении в канале. Ими было показано, что рост возмущений на поверхности волнового фронта ограничен определенной амплитудой, пропорциональной длине волны и зависящей от степени расширения газа. Такой подход позволил доказать, что противоречия между известными экспериментальными фактами и парадоксом Ландау, теоретически предсказывающим абсолютную гидродинамическую неустойчивость фронта пламени – не существует. Важен вывод авторов работы [61] о том, что «вполне реализуемы условия горения, когда влиянием вязкости и отводом тепла от пламени в стенки канала можно пренебречь, и, напротив, существуют такие режимы, когда именно они определяют процесс распространения пламени». В работе [61] упомянуты еще два обстоятельства, определяющие поведение такого характерного волнового фронта, каким является фронт пламени. Первое – фронт пламени активно воздействует на гидродинамику течения. Второе – фронт пламени не просто поверхность гидродинамического разрыва, он обладает тепловой и химической структурой. В рамках указанных обстоятельств можно моделировать неожиданные физические эффекты, сопровождающие взаимодействие фронта пламени со стенками канала, а также взаимодействие двух и более фронтов пламени.

Это означает, что волновая природа фронта пламени, может быть выявлена при определенных размерах и формах камеры сгорания, физико-химических свойствах горючей смеси. Экспериментальной демонстрацией волновых свойств является формирование спинового фронта пламени, образующегося при распаде цилиндрической волны горения в плоской щели. Спиновый фронт пламени является результатом развития длинноволновых и гибели коротковолновых возмущений на поверхности в соответствии с тем,

что отмечали авторы работы [11]: что распад волны горения на отдельные очаги прослеживается в экспериментах с горючими смесями, в которых число Льюиса не равно единице.

Другой очевидной ситуацией, в которой должно проявляться такое волновое явление, как дифракция, является прохождение фронта пламени через препятствие. Распространению фронта пламени в каналах с преградами посвящено большое число работ, в которых изучается влияние преград на развитие вихревых и турбулентных течений с переходом ламинарного горения в детонацию, а также определяются критические условия проскока пламени через узкие щели. В работе [62] на основе выводов, сделанных в работе [61], численными расчетами показано, что фронт пламени может проходить через зазоры, размеры которых меньше критического размера погасания. Однако экспериментальных доказательств такого «экзотического» пламени пока не было получено. В последние годы в ряде экспериментальных исследований [63-65] осуществлена высококачественная визуализация процесса проникновения фронта пламени через отверстие в стенке. В этих исследованиях показано, что проскок пламени всегда сопровождается формированием турбулентной струи.

Учет обстоятельств, упомянутых в работе [61] и влияющих на тепловую и химическую структуру фронта пламени, может изменить характер взаимодействия фронта пламени со стенками канала. Такими обстоятельствами являются скорость распространения фронта пламени и волнообразование на его поверхности.

Эффект скручивания фронта пламени. Влияние кривизны фронта пламени приводит к новым гидродинамическим эффектам, если течение газа становится преимущественно двумерным. Такая гидродинамическая ситуация возникает при распространении пламени в плоских, узких каналах, в которых расстояние между одной парой стенок канала по порядку величины сравнимо с шириной тепловой зоны пламени, а расстояние между другой па-

рой стенок во много раз больше. Вихревое течение, порождаемое фронтом пламени, происходит только в одной плоскости, что приводит к эффекту скручивания фронта пламени в винтовую поверхность. Эффект становится очевидным в том случае, если имеется компонента скорости течения, касательная к фронту пламени. Он позволяет получить дополнительную информацию о вихревом механизме порождения и эволюции случайных возмущений фронта пламени.

2.2.1 Метод цифровой обработки плоских изображений фронта пламени

Метод наложения фотографических изображений. Волновые возмущения поверхности цилиндрического фронта пламени двумерны, поэтому легкодоступны для визуализации и измерения их скорости, длины волны и амплитуды. С этой целью при прямом фотографировании свечения пламени использовали метод открытого затвора фотокамеры с длительностью экспозиции, превышающей время распространения пламени в канале. Это позволило получить временные развертки процесса «роста-гибели» мелкомасштабных возмущений. Технология наложения отдельных кадров видеопленки и временных разверток обеспечивала наглядность эволюции возмущений на поверхности фронта.

Светящийся фронт пламени в щели снимали цифровой высокоскоростной видеокамерой AOS Technologies AG X-PRI. Скорость распространения фронта пламени, а также амплитуду и скорость распространения возмущений на поверхности фронта в зависимости от концентрации пропана в смеси с воздухом и ширины щели измеряли по видеоизображениям, полученным на небольшом интервале времени. Течение газа в щели визуализировали методом светящихся треков. Трассирующие частицы окиси магния вводили в щель вместе с горючей газовой смесью и освещали лазерным ножом, формируемым цилиндрической линзой. Поле скоростей рассчитывали, пользуясь

программным комплексом, реализующим PIV-метод. Согласно расчетам, в окрестности фронта пламени поле скоростей вихревое. Оно представляет собой вращающийся тор, больший радиус которого равен радиусу фронта пламени, а меньший радиус – половине ширины щели.

Метод цифровой фотометрии использовали для иллюстрации качественного распределения температурного поля в ячеистой структуре. Фотометрическое изображение пламени, представляет собой картину изолиний интенсивности световых волн и полученное с помощью программы обработки изображений «GIMP 2.2». Цветные линии на изображении пламени соответствуют тому или иному значению интегральной энергетической светимости пламени. Внешне фотометрическое изображение напоминает интерференционную картину пламени. Цветность линий на фотометрическом изображении может повторяться для различных ее значений. В связи с этим, при обработке фотометрических изображений также как и при описании интерференционной картины удобно пользоваться термином «порядок фотометрической линии». Порядок фотометрической линии пропорционален энергетической светимости и также определяется длиной пути светового луча, проходящего через оптическую неоднородность, и локальным значением спектральной плотности энергетической светимости. Порядок фотометрической линии, т.е. номер цветной линии, следует отсчитывать с внешнего края изображения. Цвет линии имеет значение только в том смысле, что помогает правильно определять тенденцию порядка линии к изменению (уменьшению или увеличению).

В общем случае порядок линии $k(x,y)$ в плоскости изображения связан с локальным значением спектральной плотности энергетической светимости $R_T(x,y,z)$ соотношением:

$$k(x, z) = \int_{z_1}^{z_2} [R_T(x, y, z) - R_{0T}] dz, \quad (2.1)$$

Здесь R_{0T} – спектральная плотность энергетической светимости фона изображения. Для пламени, распространяющемся в узком канале, соотношение (2.1) значительно упрощается:

$$k(x, z) = R_T(x, y) \cdot l \quad (2.2)$$

В выражении (2.2) $R_{0T} = 0$, так как вне пределов изображения пламени он везде одинаков. Закон Стефана-Больцмана, устанавливает зависимость интегральной энергетической светимости от температуры:

$$R_T = \sigma T^4, \quad (2.3)$$

где σ – постоянная Стефана-Больцмана, T – температура. Зная температуру в контрольной (реперной) точке, и используя формулы (2.2) и (2.3), можно оценить локальное изменение температуры в «цилиндрическом» фронте пламени. Погрешность оценки изменения относительной температуры, даваемая фотометрическим методом, меньше безразмерного интервала температуры $z = E(T_b - T_0) / 2RT_b^2$, где T_0 – температура окружающей среды.

Действительно, пусть в контрольной точке изображения пламени с координатами (x_0, y_0) порядок фотометрической линии равен $k_0(x_0, y_0)$, а максимальная температура горения T_b измерена каким-либо другим методом. В качестве эталонных методов измерения температуры использовали термометрический и тепловизионный. Из соотношений (2.2) и (2.3) в контрольной и исследуемой точках пламени для порядка фотометрической линии получим:

$$k_0(x_0, z_0) = \sigma(T_b - T_0)^4 \cdot l, \quad k(x, z) = \sigma(T - T_0)^4 \cdot l \quad (2.4)$$

Поделив одно из равенств (2.4) на другое, получим формулу для определения температуры исследуемой точке пламени:

$$T - T_0 = (T_b - T_0) \sqrt[4]{\frac{k(x, y)}{k_0(x_0, y_0)}} \quad (2.5)$$

Из формулы (2.5) следует соотношение для относительной погрешности вычисления температуры:

$$\frac{\Delta(T - T_0)}{T_b - T_0} = \frac{\Delta(T_b - T_0)}{T_b - T_0} + \frac{1}{4} \frac{\Delta\delta}{\delta} \quad (2.6)$$

Из соотношения (2.6) следует, что погрешность оценки температуры определяется погрешностью измерения температуры в контрольной точке и погрешностью определения порядка фотометрической линии. С учетом нестационарности температурного поля и методических погрешностей контрольных методов измерений температуры примем $\frac{\Delta(T_b - T_0)}{T_b - T_0} \cong 0,01$. Абсолютная погрешность вычисления порядка фотометрической линии, определяемая по ширине линии, не превышает 0,5. Порядок фотометрического изображения можно увеличить или уменьшить, пользуясь программным продуктом. Предел увеличения лимитируется разрешающей способностью фотометрического изображения. Исходя из этого, использовали такие настройки изображения, при которых $k(x, y) \cong 5$. Из соотношения (2.6) получаем относительную погрешность оценки температуры при этих условиях:

$$\frac{\Delta(T - T_0)}{T_b - T_0} = 0,01 + \frac{1}{4} \cdot \frac{0,5}{5} \cong 0,035.$$

Погрешность фотометрического метода позволяет делать выводы о локальных изменениях температуры, которые претерпевает фронт пламени в период распада.

2.2.2 Измерение коэффициента теплоотдачи методом сканирующего лазерного луча

По признаку использования метод сканирующего лазерного луча можно отнести к оптическим и, в частности, к теневому методу. В нем используется влияние показателя преломления неоднородной прозрачной среды на угловое отклонение луча света. Далее используется связь показателя преломления с термодинамическими параметрами среды – температурой, концентрацией или давлением. Закономерности преломления света при прохождении через фронт пламени и продукты сгорания составляют основу разрабатываемого в данной диссертации метода измерения скорости потока и коэффициента теплоотдачи.

Показатель преломления $n_{21} = \sin i / \sin r$, являющийся макроскопической величиной, характеризующей свойства среды, связан с поляризуемостью молекул, где i и r – углы падения и преломления луча в среде. Эта связь описывается формулой Лоренц-Лоренца [60-64]:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4}{3} \pi N a \quad (2.7)$$

где n – показатель преломления света, N – концентрация молекул, a – величина, характеризующая поляризуемость молекул. Формула (2.7) может быть записана в виде более известного соотношения Гладстона-Дэйла:

$$\frac{n - 1}{\rho} = \frac{3}{2} K. \quad (2.8)$$

Здесь K – постоянная Гладстона-Дэйла, зависящая от концентрации молекул и их размеров, ρ – плотность среды. Формула (2.8) является фундаментальным соотношением, которое обычно используется при переходе от параметров, характеризующих изменение интенсивности световой волны, фазы колебаний в ней и т.д. к параметрам, характеризующим физические свойства исследуемого потока [66, 68, 69].

Теневой метод основан на явлении углового отклонения световых лучей в тех точках среды, в которых имеется градиент показателя преломления среды [66, 67]. Пусть коэффициент преломления n в неоднородном потоке изменяется непрерывно в направлении оси OX декартовой системы координат. Тогда угловое отклонение падающего параллельно оси OZ светового луча с координатами точки входа луча в поток (x_i, y_k, z_1) и точки выхода луча из потока (x_i, y_k, z_2) в направлении осей OX и OY будет определяться выражениями:

$$(\varepsilon_x)_{x_i y_k} = \frac{1}{n_0} \int_{z_1}^{z_2} \left(\frac{\partial n}{\partial x} \right)_{x_i y_k} dz, \quad (\varepsilon_y)_{x_i y_k} = \frac{1}{n_0} \int_{z_1}^{z_2} \left(\frac{\partial n}{\partial y} \right)_{x_i y_k} dz. \quad (2.9)$$

Градиенты показателя преломления среды в направлении осей $\frac{\partial n}{\partial x}$ и $\frac{\partial n}{\partial y}$ вызывают отклонения лучей и соответствующее перераспределение освещенности на изображении изучаемого объекта. Измерение распределения освещенности изображения (фотометрирование) или непосредственное измерение угловых или линейных отклонений луча света позволяет определить распределение показателя преломления на плоскости изображения. Решив интегральные уравнения (2.9), и, пользуясь переходом, описываемым соотношением Гладстона-Дэйла (2.8), можно найти распределения интересующих физических параметров потока. В случае плоской оптической неоднородности, когда показатель преломления света изменяется только в направлении, перпендикулярном направлению луча, выражения (2.9) принимают наиболее простой вид:

$$(\varepsilon_x)_{x_i y_k} = \frac{1}{n_0} \frac{\partial n}{\partial x} z,$$

где $z=L$ – наибольший характерный размер канала, например, диаметр щели.

Зависимость угла отклонения светового луча в среде с градиентом температуры, а, следовательно, плотности и показателя преломления света дает возможность разработать принципиально новый метод измерения тем-

пературы, скорости продуктов горения или коэффициента теплоотдачи на стенку канала. Неоднородное распределение температуры связано с развитием конвективного теплообмена в движущейся среде.

Типичная задача конвективного теплообмена на обтекаемой плоской пластине при ламинарном и турбулентном режимах течения, определяющая связь скорости потока и изменение градиента температуры, рассмотрена в работе [71]. Она формулируется следующим образом: определить предель-

ный закон зависимости числа Нуссельта $Nu = \frac{\alpha l_0}{\lambda}$ от числа Прандтля $Pr = \frac{\nu}{a}$

в ламинарном (турбулентном) пограничном слое при больших значениях

числа Прандтля и числа Рейнольдса $Re = \frac{v_0 l_0}{\nu}$. Здесь α , l_0 , λ , a , ν_0 и ν –

соответственно, коэффициент теплоотдачи, характерная длина обтекаемой поверхности, коэффициент теплопроводности, коэффициент температуропроводности, скорость потока и коэффициент кинематической вязкости.

Схема, поясняющая решение задачи представлена на рис. 2.4. Для решения задачи используем формулу, определяющую толщину пограничного слоя на обтекаемой поверхности δ . При больших числах Прандтля, то есть при $a \leq \nu$ толщина теплового пограничного слоя меньше толщины динамического пограничного слоя: $\delta_0 \leq \delta$. При $y = 0 \div \delta_0$ температура испытывает

изменение $(T_1 - T_0)$. Скорость потока на том же расстоянии испытывает изме-

нение порядка $\nu = \nu_0 \frac{\delta_0}{\delta}$. Сравним при $y = \delta_0$ члены уравнения теплового по-

граничного слоя: $u \frac{\partial T}{\partial x} + \nu \frac{\partial T}{\partial y} = a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}$. Учтем известное соотношение для тол-

щины динамического пограничного слоя:

$$\delta \approx \sqrt{\frac{\nu \cdot l_0}{\nu_0}} = \sqrt{\frac{\nu \cdot l_0^2}{\nu_0 l_0}} = \frac{l_0}{\sqrt{Re}} \quad (2.10)$$

Члены уравнения теплового пограничного слоя по порядку величин равны:

$$u \frac{\partial T}{\partial x} = v_0 \frac{\delta_0}{\delta} \cdot \frac{T_1 - T_0}{l_0}, \quad a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = a \frac{T_1 - T_0}{\delta_0^2} \quad (2.11)$$

Сравнивая правые части (2.11), получим $\delta_0^3 = \frac{a \delta_0}{v_0} = \frac{1}{Pr} \frac{l^3}{\sqrt{Re^3}}$. Или:

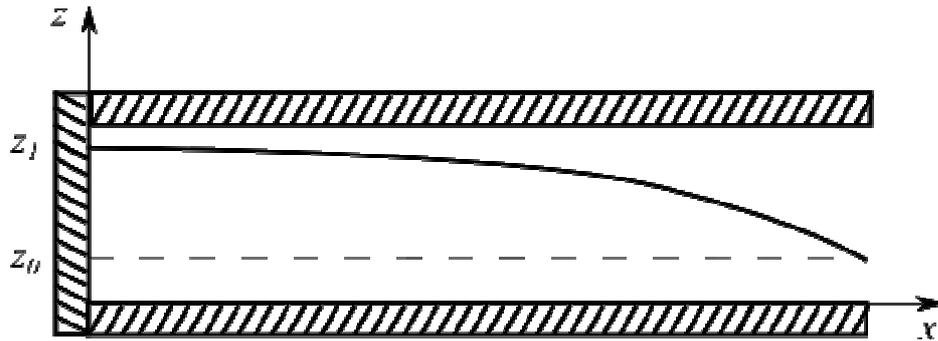


Рис. 2.5 Схема вытекания тяжелого газа из открытого конца плоского канала

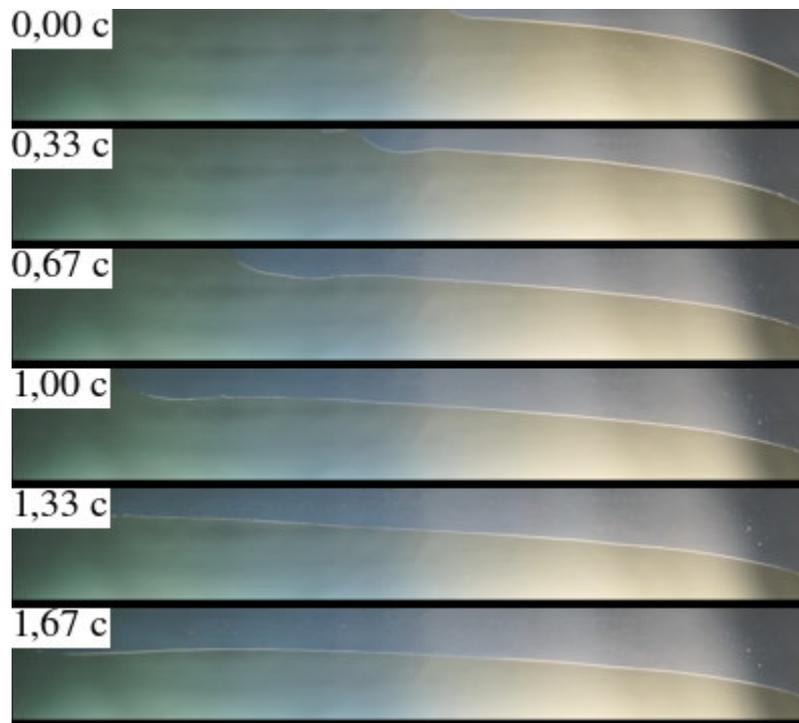


Рис. 2.6 Фрагменты из видеофильма, иллюстрирующие эволюцию поверхности раздела между водой и воздухом

$$\delta_0 \approx \frac{1}{\text{Pr}^{1/3}} \frac{l}{\sqrt{\text{Re}}} \quad (2.12)$$

$$\delta \approx \sqrt{\frac{\nu \cdot l_0}{v_0}} = \sqrt{\frac{\nu \cdot l_0^2}{v_0 l_0}} = \frac{l_0}{\sqrt{\text{Re}}} \quad (2.13)$$

Имеют порядки величин:

$$u \frac{\partial T}{\partial x} = v_0 \frac{\delta_0}{\delta} \cdot \frac{T_1 - T_0}{l_0}, \quad a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = a \frac{T_1 - T_0}{\delta_0^2} \quad (2.14)$$

Сравнивая правые части (2.11), получим $\delta_0^3 = \frac{a \delta_0}{v_0} = \frac{1}{\text{Pr}} \frac{l^3}{\sqrt{\text{Re}^3}}$. Или:

$$\delta_0 \approx \frac{1}{\text{Pr}^{1/3}} \frac{l}{\sqrt{\text{Re}}} \quad (2.15)$$

Из (2.15) видно, что толщина температурного пограничного слоя убывает пропорционально величине, обратной корню квадратному из числа Рейнольдса. Поток тепла на поверхности равен:

$$\text{Nu} = q \approx \lambda \frac{T_1 - T_0}{\delta_0} = \text{const} \text{Pr}^{1/3} \text{Re}^{1/2} \quad (2.16)$$

Выражения (2.15) и (2.16) определяют прямую связь градиента температуры $\frac{T_1 - T_0}{\delta_0}$ со скоростью потока, а, следовательно, возможность связать отклонение луча света в пограничном слое со скоростью потока. При этом никаких ограничений на скорость потока в полученном решении не имеется. Следовательно, то условие, что толщина теплового пограничного слоя меньше толщины динамического пограничного слоя, еще не определяет каков характер течения: ламинарный или турбулентный.

Проблема устойчивости режима течения является главной. Смена режима течения влечет за собой кризис теплопередачи, связанный с жестким или мягким возбуждением конвективного теплопереноса [72]. Авторами работы [72] показано, что при смене режима течения коэффициент теплоотдачи изменяется скачком, что обусловлено перестройкой структуры течения.

Ламинарный пограничный слой сменяется турбулентным. При этом изменяется толщина пограничного слоя и распределение температуры в нем. В случае, если ширина канала невелика, то тепловой пограничный слой будет занимать все поперечное сечение канала, а градиент температуры будет увеличиваться по мере увеличения скорости потока.

Для преодоления трудностей, связанных с неопределенностью характера течения в прямоугольном канале была поставлена задача конвективного теплообмена на обтекаемой плоской пластине при малых числах Рейнольдса. Она формулируется следующим образом: определить предельный закон зависимости числа Нуссельта от числа Прандтля в ламинарном пограничном слое при числе Прандтля, равном единице и небольших числах Рейнольдса.

При числах Прандтля, равных единице, то есть при $a \cong \nu$ толщина теплового пограничного слоя равна толщине динамического пограничного слоя: $\delta_0 \cong \delta$. При $y = 0 \div \delta_0$ температура испытывает изменение $(T_1 - T_0)$. Скорость потока на том же расстоянии испытывает изменение порядка $\nu = \nu_0$. При $y = \delta_0$ члены уравнения теплового пограничного слоя имеют порядки величин:

$$\begin{aligned} u \frac{\partial T}{\partial x} &= \nu_0 \frac{T_1 - T_0}{l_0}, \\ a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} &= a \frac{T_1 - T_0}{\delta_0^2} \end{aligned} \quad (2.17)$$

Сравнивая правые части (2.17), получим:

$$\delta_0 \approx \frac{1}{\sqrt{\text{Pr}}} \frac{l}{\sqrt{\text{Re}}} \quad (2.18)$$

Из (2.18) видно, что толщина температурного пограничного слоя снова убывает пропорционально величине, обратной корню квадратному из числа Рейнольдса. Поток тепла на поверхности равен:

$$Nu = q \approx \lambda \frac{T_1 - T_0}{\delta_0} = const Pr^{1/2} Re^{1/2} \quad (2.19)$$

Видим, что формулы (2.18) и (2.19) отличаются от формул (2.15) и (2.16) только константой, зависящей от физических свойств продуктов сгорания.

Следовательно, методика измерения скорости и коэффициента теплоотдачи должна быть обеспечена устойчивостью ламинарного течения, а также динамического и теплового пограничного слоя в канале. Поскольку режим течения определяется числом Рейнольдса, то поперечный размер канала должен быть достаточно мал. Это условие является необходимым с точки зрения обеспечения значительного градиента температур между стенками канала.

Вычисления коэффициента теплоотдачи можно сделать на основании закона Ньютона-Рихмана: $q = \alpha(T_0 - T)$, где q – тепловой поток на границе «твердое тело – среда», α – коэффициент теплоотдачи, T_0 и T – температуры поверхности тела и среды. С другой стороны $q = c_p \rho v_0 (T_0 - T)$. Тепловые потоки вычисляют на основании закона Фурье: $q = \chi \frac{dT}{dx}$, где χ – коэффициент теплопроводности. Приравнявая первые два выражения для тепловых потоков, получим $\alpha \approx c_p \rho v_0$. Полученное соотношение делает возможным измерение коэффициента теплоотдачи, так как очевидна его прямая связь со скоростью потока в канале.

2.2.3 Моделирование стратифицированного слоя в газовой смеси

Научный интерес к разработке методики эксперимента связан с тем, что стратификация газовой смеси позволяет изучить влияние неоднородности распределения концентрации на структуру пламени, положение ведущей точки и траекторию движения фронта. Влияние градиента концентрации горючей компоненты в смеси на скорость распространения фронта пламени в

узком канале отмечается в работе [73]. Экспериментальные данные о форме фронта пламени, его структуре и устойчивости при распространении в стратифицированном слое в научной литературе отсутствуют.

Визуализация стратифицированных слоев пропано-воздушной смеси является трудной экспериментальной задачей, для выполнения которой требуются дорогостоящие оптические приборы, такие, как теневые приборы серии ИАБ. Физическое моделирование стратификации газа, вытекающего из открытого конца канала под действием сил тяжести, можно с большой точностью осуществить при использовании капельной жидкости, если поперечное сечение канала и скорость вытекания жидкости незначительны. Обоснование методики моделирования может быть получено путем решения задачи о нахождении уравнения свободной поверхности жидкости.

Схема вытекания тяжелого горючего газа из открытого конца вертикально расположенного плоского узкого канала показана на рис. 2.3. Скорость газа очень мала, поэтому течение стационарно и потенциально. Будем считать канал очень длинным, а краевыми эффектами на закрытом и открытом концах канала пренебрежем. Силы тяжести уравновешены силами гидростатического давления:

$$\text{grad}P(x, z) = \text{grad}U(x, z).$$

Тогда для давления получим:

$$P(x, z) = U(x, z) + \text{const}, \quad (2.20)$$

где константу можно принять равной давлению окружающего воздуха: $\text{const} = P_0$. Зависимость потенциала $U(x, z)$ от вертикальной координаты

z найдем из условия $\frac{\partial U}{\partial z} = -(\rho - \rho_0)g$, где $(\rho - \rho_0)g$ – результирующая сил тя-

жести и Архимеда, действующих на элементарный объем газа, где ρ и ρ_0 – плотность горючего газа и воздуха, g – ускорение свободного падения. Тогда

$$U(z) = -(\rho - \rho_0)gz.$$

При вытекании газа из открытого конца канала поверхность раздела между легкой и тяжелой компонентами горючей смеси искривляется. Зависимость $U(x, z)$ от горизонтальной координаты x найдем из условия $\frac{\partial U}{\partial x} = -\rho a$ и $U(x) = -\rho a x$, где a – ускорение газа в горизонтальном направлении. Полный дифференциал потенциальной энергии равен:

$$dU = \frac{\partial U}{\partial x} dx + \frac{\partial U}{\partial z} dz = -(\rho - \rho_0)gzdz - \rho a dx,$$

поэтому $U(x, z) = -(\rho - \rho_0)gz - \rho a x$. Подставляя последнее выражение в (2.20), получим $P = P_0 - (\rho - \rho_0)gz - \rho a x$. Обозначим $\Delta P = P - P_0 = (\rho - \rho_0)gz_0$ – перепад давления вдоль длины трубы в поперечных сечениях канала, находящихся на расстоянии x друг от друга. Тогда получим уравнение поверхности раздела между тяжелой и легкой компонентами горючей смеси

$$z = z_0 - \frac{\rho}{\rho - \rho_0} \cdot \frac{a}{g} x \quad (2.21)$$

Вдали от концов канала поверхность раздела – плоскость, наклоненная под некоторым углом относительно вертикали. Очевидно, что угол наклона поверхности определяется соотношением $\operatorname{tg} \alpha = \frac{\rho}{\rho - \rho_0} \cdot \frac{a}{g}$. Здесь z и z_0 – вертикальные координаты поверхности раздела внутри канала в поперечных сечениях канала, разделенных расстоянием x . Тангенс угла наклона поверхности измеряется по результатам эксперимента: $\operatorname{tg} \alpha = \frac{z_1 - z_0}{L}$, где L – расстояние вдоль длины канала, z_1 и z_0 – координаты поверхности раздела в двух поперечных сечениях канала. Из последних двух соотношений получается выражение для ускорения, с которым двигается элементарный объем газа к открытому концу канала: $a = \frac{(z_1 - z_0)(\rho - \rho_0)g}{\rho L}$.

Для нахождения уравнения поверхности, разделяющей стратифицированные слои газовой смеси вблизи открытого конца канала, используем ус-

ловие постоянства горизонтальной компоненты скорости газа u вдоль вертикального направления: $u = -A \frac{dz}{dx}$, где A – коэффициент пропорциональности, зависящий от вязкости газа, расстояния между стенками канала, шероховатости стенок и т.д. Объемный расход газа через поперечное сечение также постоянен. На единице ширины канала он равен $q = u \cdot z$. Следовательно

$$q = -Az \frac{dz}{dx}. \quad (2.22)$$

Интегрируя (2.22), получим

$$x = -\frac{A}{q} z^2 + C \quad (2.23)$$

Константа C определяется из условия $z=z_0$ при $x=0$.

Очевидно, что поверхности равной концентрации параллельны поверхности раздела компонент горючей смеси. Изоповерхности, соответствующие нижнему и верхнему концентрационным пределам распространения пламени, расположены одна над другой.

Физическое моделирование поверхности раздела между стратифицированными компонентами горючей смеси осуществляли путем заполнения канала водой. Воду подкрашивали красителем. Видеосъемку производили через одну прозрачную стенку канала, а позади противоположной стенки канала устанавливали светящийся экран. Быстрое открывание канала с одного конца позволяло визуализировать в динамике картину формирования поверхности. На рис. 2.6 представлена видеogramма процесса формирования наклонной поверхности воды, вытекающей с ускорением из открытого конца канала. Обращает на себя внимание тот факт, что на переднем крае формирующейся поверхности раздела развивается возмущение в виде искривления. По мере вытекания воды амплитуда возмущения (глубина искривления) периодически изменяется. Ниже будет показано, что частота колебаний амплитуды возмущения равна частоте Вайсяля-Брента.

3. ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

ПЛАМЕНИ В УЗКОМ КАНАЛЕ

Эксперименты по исследованию изменения структуры фронта пламени проводили при его распространении в плоской открытой щели и в длинном канале прямоугольного поперечного сечения. Принципиальное отличие двух серий экспериментов заключается в том, что в длинном канале происходит гибель мелкомасштабных возмущений, сносимых к стенкам канала. Кроме того, выбор преимущественных направлений при развитии возмущений ограничен угловой апертурой для распространения волнового фронта. Она равна тангенсу угла раскрытия возмущения с бесконечно малой длиной волны, которое формируется на одном из концов трубы. Поэтому угловая апертура равна отношению большего размера поперечного сечения к длине трубы. Длина трубы равнялась 1,5 м, а размеры поперечного сечения составляли $150 \cdot 10^{-3} \times (2 \div 15) \cdot 10^{-3}$ м. Угловая апертура составляет величину, меньшую 0,1. Следовательно, геометрия канала существенно влияет на возможность распада фронта пламени. Кроме того, в длинном канале создаются особые условия для развития возмущений на участках фронта пламени, в которых нормаль к поверхности значительно наклонена относительно оси канала.

3.1 Влияние геометрии, размеров и расположения канала на формирование спинового фронта пламени

Объектом исследования является круговой фронт пропано-воздушного пламени. Поверхность пламени приобретает форму, близкую к цилиндрической, если ширина щели по порядку величины равна тепловой ширине фронта. Волновые возмущения поверхности цилиндрического фронта пламени двумерны, поэтому легкодоступны для визуализации и измерения их скорости, длины волны и амплитуды. С этой целью при прямом фотографировании свечения пламени использовали метод открытого затвора фотокамеры с длительностью экспозиции, превышающей время распространения пламени

в канале. Это позволило получить временные развертки процесса «роста-гибели» мелкомасштабных возмущений. Технология наложения отдельных кадров видеопленки и временных разверток обеспечивала наглядность эволюции возмущений на поверхности фронта. Метод цифровой фотометрии использовали для иллюстрации качественного распределения температурного поля в ячеистой структуре.

В узкой щели тепловое расширение газа и процессы переноса тепла и массы перестают быть конкурирующими: тепловой поток, перпендикулярный стенкам канала, превышает диффузионный поток, направленный вдоль стенок щели. Действительно, из уравнения энергии в приближении пограничного слоя следует, что тепловой поток, направленный из зоны пламени в стенку канала, пропорционален корню квадратному из числа Пекле: $q_T \approx \sqrt{Pe}$. Здесь $Pe = ul/a$ – число Пекле, l – ширина щели, u – видимая скорость распространения пламени. Аналогично, из уравнения конвективной диффузии для диффузионного потока получим: $q_D \approx \sqrt{\frac{Le}{Pe}}$. Из сделанных оценок следует ожидать изменения границ неустойчивости фронта при уменьшении ширины щели в большом диапазоне скоростей распространения пламени и концентраций пропана в смеси с воздухом.

Эксперименты проводили на двух камерах сгорания. Первая из них представляла собой две стеклянные круглые пластины диаметром 0,60 м, образующие плоскую открытую щель. В другой круглые пластины заменяли квадратными. Ширину щели изменяли от $2 \cdot 10^{-3}$ м до $15 \cdot 10^{-3}$ м. Через отверстие в центре одной из пластин вводили пропано-воздушную смесь.

Ширина щели и концентрация горючего газа в смеси являются определяющими физическими параметрами, управляющими устойчивостью фронта пламени. В случае если ширина щели велика по сравнению с тепловой шириной зоны пламени, скорость распространения цилиндрического фронта пламени постоянна, а ячеистое пламя можно получить только при горении

смесей с недостатком воздуха. В смесях с избытком воздуха фронт пламени – гладкий и имеет цилиндрическую симметрию. Уменьшение ширины щели приводит к тому, что, начиная с ее некоторого критического значения, скорость распространения пламени значительно уменьшается, а поверхность фронта теряет устойчивость как при горении смесей с недостатком, так и с избытком воздуха. Величина критической ширины щели изменяется в зависимости от концентрации горючего газа и материала, из которого изготовлены стенки щели. В описанных условиях эксперимента она изменяется от $4 \cdot 10^{-3}$ м до $6 \cdot 10^{-3}$ м. Зависимости скорости распространения цилиндрического пропано-воздушного пламени от ширины щели для горючих смесей с различным содержанием пропана показаны на рис. 3.1. Видно, что при увеличении ширины щели от $2,2 \cdot 10^{-3}$ м до $3,5 \cdot 10^{-3}$ м графики зависимостей линейны с различными угловыми коэффициентами. Это значит, что чувствительность пламени к изменению скорости распространения при изменении ширины канала зависит от состава горючей смеси.

Типичные фрагменты видеофильма, иллюстрирующие распространение пламени в открытой горизонтальной щели шириной, меньше критической, представлены на рис. 3.2. Следует отметить, что возмущения на поверхности пламени развиваются всегда – как при горении горючих смесей стехиометрического состава, так и при горении смесей вблизи нижнего и верхнего концентрационного пределов распространения пламени. Из фотографий видно, что на поверхности пламени формируется строгая последовательность возмущений (ячеек) с различной амплитудой и длиной волны. Ячеистая структура имеет две характерные особенности. Первая из них заключается в том, что возмущения поверхности фронта начинают развиваться, спустя определенное время, когда радиус кривизны пламени превышает некоторое значение. Эво-

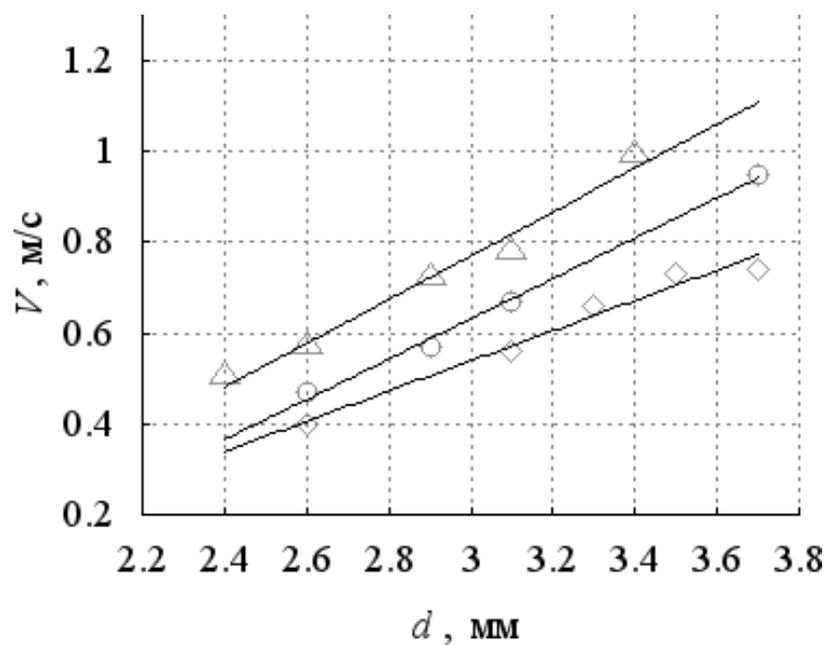


Рис. 3.1 Зависимости скорости распространения пламени от ширины щели:

□ – смесь «4,5% C_3H_8 + воздух», ○ – смесь «5,0% C_3H_8 + воздух»,
 Δ – смесь «5,5% C_3H_8 + воздух».

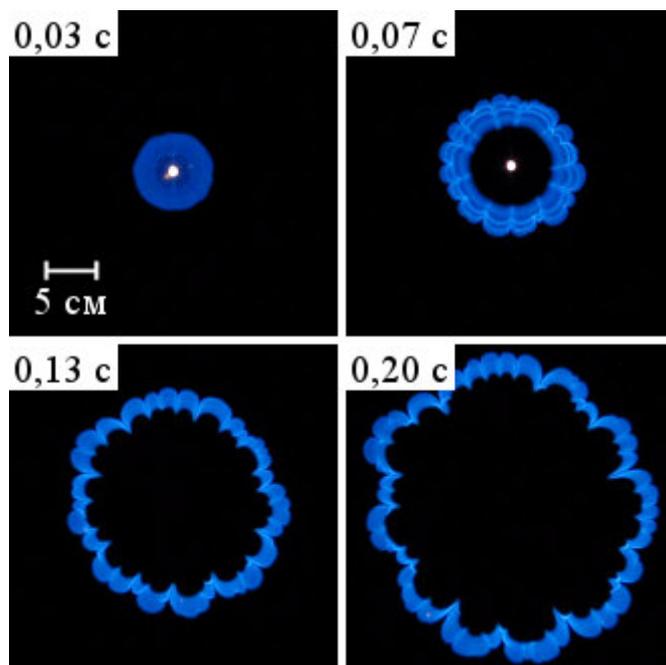


Рис. 3.2 Эволюция возмущений на поверхности пламени, в горизонтальной открытой щели по смеси «3,0% C_3H_8 + воздух». Ширина щели равна 2,7 мм.

люция возмущений проявляется в изменении амплитуды и длины волны (числа ячеек).

Вторая особенность проявляется в укладке трех-четырех мелкомасштабных возмущений на возмущении с большей длиной волны – «модуляции» возмущений. Число длинноволновых возмущений с ростом радиуса пламени практически не изменяется. Общее число возмущений на поверхности фронта возрастает за счет появления новых возмущений с меньшей длиной волны. Характерно, что величины как максимальной, так и минимальной длин волн на поверхности цилиндрического фронта ограничены, соответственно, снизу и сверху. Из многочисленных опытов видно, что минимальная длина волны возмущения всегда превышает в 3-4 раза ширину щели, а максимальная длина волны не может превышать ширину щели более чем на порядок величины. Кроме того, длина волны возмущения зависит от состава смеси и увеличивается при увеличении содержания горючей компоненты. Амплитуда возмущений во всех опытах не превышала ширину щели.

Временные развертки распространения пламени в открытой вертикальной щели шириной $2,8 \cdot 10^{-3}$ м представлены на рис. 3.3. Фотографии получены методом открытого затвора фотокамеры. На рис. 3.4. представлены фотографии совмещенных изображений светящегося фронта пламени в различные моменты времени и временная развертка пламени, иллюстрирующие распространение фронта пламени в полуоткрытой трубе. Светлые линии на фотографии представляют собой траектории движения складок между ячейками на поверхности пламени. Расщепление траекторий движения возмущений на рис. 3.3 и рис. 3.4 говорит о том, что на поверхности пламени рождается новое возмущение, а смыкание траекторий является результатом гибели возмущения. Налицо одновременные, конкурирующие процессы гибели и роста возмущений на поверхности фронта пламени.



Рис. 3.3 Эволюция развития возмущений на поверхности цилиндрического фронта пламени, распространяющегося в вертикальной открытой щели по смеси «3,0% C_3H_8 + воздух». Ширина щели равна 2,7 мм.

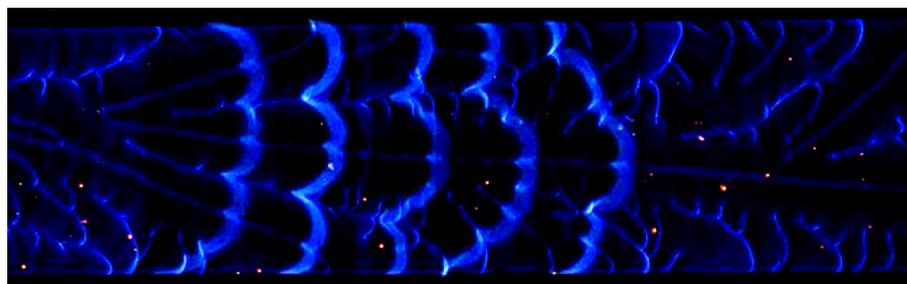


Рис. 3.4 Фотографии совмещенных изображений свечения пламени и временной развертки возмущений на поверхности пламени в трубе прямоугольного сечения, открытой с одного конца.

В вертикальной щели длина волны возмущения на поверхности пламени может многократно превышать характерные размеры ширины щели. На рис. 3.3 видно, что на участках фронта, распространяющихся вниз в вертикально расположенной щели, число мелкомасштабных возмущений возрастает быстрее, чем на участках фронта, распространяющихся вверх. Увеличение ширины щели приводит к тому, что верхняя часть фронта пламени становится более устойчивой к развитию возмущений, чем нижняя. В нижней части фронта пламени выживают только коротковолновые возмущения, причем длина волны возмущений в процессе эволюции непрерывно возрастает. Иллюстрацией этому является рис. 3.5, на котором приведены фрагменты из фильма, полученного при горении смеси 4,5 % пропана с воздухом в вертикально щели шириной $5,4 \cdot 10^{-3}$ м. Фронт пламени теряет цилиндрическую симметрию. Это обусловлено развитием свободной конвекции в вертикальной щели. Скорость фронта пламени в верхней и нижней точках будет отличаться на величину скорости конвективного течения. Она, согласно работе [68], пропорциональна \sqrt{gl} . Ее величина равна $\sqrt{9,8 \cdot 5,4 \cdot 10^{-3}} \approx 0,2$ м/с. Следовательно, потеря устойчивости цилиндрического фронта пламени – результат одновременного развития гидродинамической и диффузионно-тепловой неустойчивости.

Из фотографий, представленных на рис. 3.5, видно также, что те части фронта пламени, на которых имеется касательная к фронту составляющая скорости газа, выглядят в форме скрученной ленты. Это обусловлено вихревым движением газа во фронте пламени.

Длина волны возмущения в работе [12] определена выражением $\lambda = 2\pi R/n$, где n – число ячеек, R – радиус пламени. Отношение R/n , согласно [12], определяет масштаб длины, равный длине диффузии: $R/n = D/u$. Зависимость длины волны от состава смеси, определяющего ве-

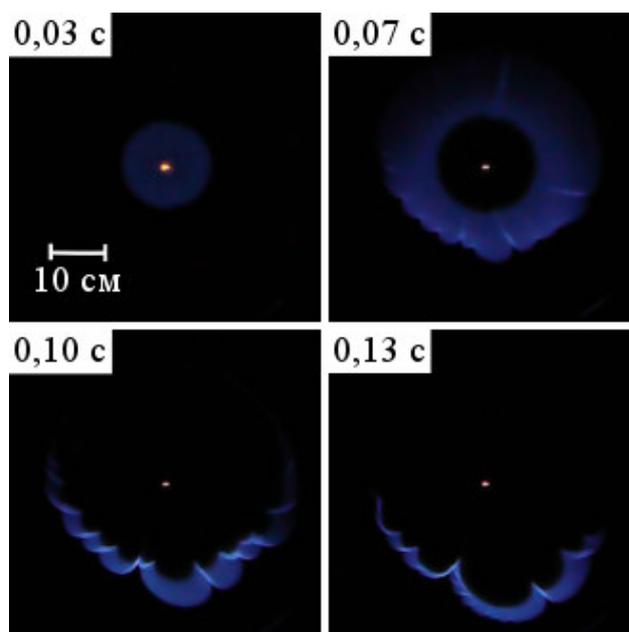


Рис. 3.5 Фрагменты из видеофильма, иллюстрирующие цилиндрический фронт пламени в вертикальной щели. Ширина щели равна 5,5 мм.

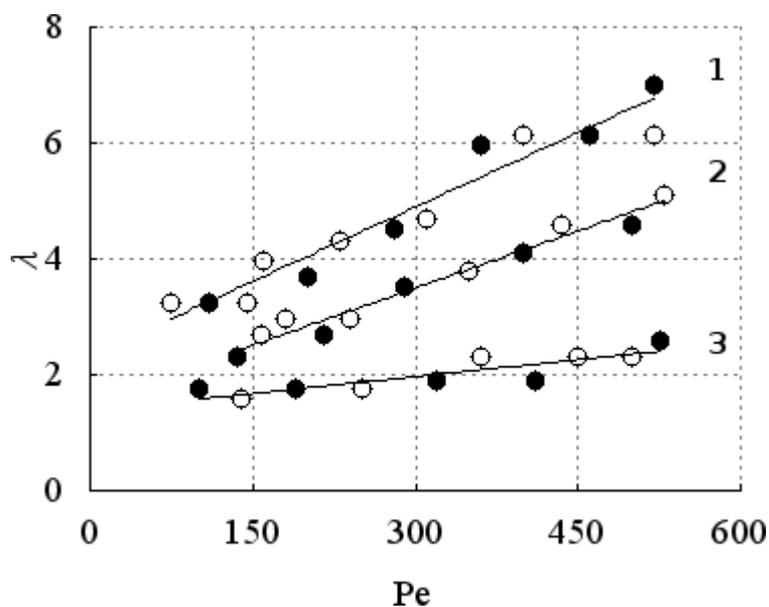


Рис. 3.6 Зависимости безразмерной длины волны возмущения от числа Пекле. Светлые и темные кружки соответствуют распространению пламени в горизонтальной щели и вертикальной трубе. Используются горючие смеси различного состава:

1 – «7,0% C_3H_8 +воздух»; 2 – «6,0% C_3H_8 +воздух»; 3 – «5,0% C_3H_8 +воздух».

личину нормальной скорости распространения пламени при большой ширине щели, подтверждается результатами опытов, полученными в данной работе. При уменьшении ширины щели до критической величины длина волны не зависит от скорости и определяется, как было указано выше, только шириной канала.

На рис. 3.6 представлены графики зависимости безразмерной длины волны от числа Пекле для случаев распространения пламени в открытой щели и в трубе, открытой с одного конца. За масштаб длины волны брали ширину канала. Из графиков видно, что скорость увеличения длины волны возмущения при распространении пламени, как в открытой щели, так и в трубе одинаковы. В случае, если одна из сторон трубы, определяющих размеры поперечного сечения, много больше другой, то фронт пламени «не чувствует» эффекта стабилизирующего действия боковой стенки трубы, описанного в работе [11].

3.2 Влияние определяющих физических параметров на формирование спинового фронта пламени

Эволюция фронта пламени после воспламенения. Динамику расширения фронта пламени после воспламенения горючей смеси наблюдали, изменяя ширину щели и состав смеси. Исследовали форму первоначально цилиндрического фронта пламени и измеряли скорость его распространения в открытом зазоре между пластинами. Изменяемыми параметрами являлись: концентрация пропана в смеси с воздухом и величина зазора между пластинами. Диапазон изменения величины зазора, при котором ожидался распад фронта пламени и формирование ядра спина, вычисляли по формуле $l = \delta/2$, где δ – толщина пограничного слоя, развивающегося между пластинами при движении продуктов сгорания. Оценивая порядок толщины по-

граничного слоя по соотношению $\delta = \sqrt{\frac{\nu L}{u}}$, где $\nu = 100 \cdot 10^{-6} \div 225 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ –

коэффициент кинематической вязкости продуктов горения, $L = 0,6$ м – размер пластины, $u = 2 \div 10$ м/с – скорость вытекания продуктов горения из открытой щели, получим $l = 3 \cdot 10^{-3} \div 6 \cdot 10^{-3}$ м.

Из проведенных опытов действительно следует, что при величине зазора между пластинами, превышающей 10^{-2} м, фронт пламени в смеси с коэффициентом избытка воздуха, большим единицы, представляет собой круг, расширяющийся с постоянной радиальной скоростью, определяемой составом смеси. Увеличение концентрации пропана, как обычно, приводит к развитию диффузионно-тепловой неустойчивости.

Видеосъемка фронта пламени при изменении ширины щели в диапазоне $l = 2 \cdot 10^{-3} \div 15 \cdot 10^{-3}$ м позволила установить, что при $l > 8 \cdot 10^{-3}$ м расширяющийся фронт пламени при распространении в смесях пропана с избытком воздуха представляет собой почти не искаженную цилиндрическую поверхность. В смесях с недостатком воздуха на поверхности фронта также как и на сферическом фронте пламени [11, 75] появляются мелкомасштабные возмущения в виде складок (ячеек), расположенных строго периодически. Радиус цилиндрического фронта как при горении смесей с недостатком, так и с избытком воздуха увеличивается с постоянной скоростью. Амплитуды и длины волн возмущений много меньше текущего радиуса цилиндрического фронта пламени.

Уменьшение ширины щели до величины $l < 5 \cdot 10^{-3}$ м приводит к искривлению фронта пламени сразу же после воспламенения газовой смеси. На фронте пламени формируются периодически расположенные возмущения различной длины волны и амплитуды. Это явление наблюдается при горении смесей, как с недостатком, так и с избытком воздуха. Причиной изменения формы пламени и его гашения при медленном распространении в узком канале, как показано автором работы [76], являются локальные теплотери в стенки канала.

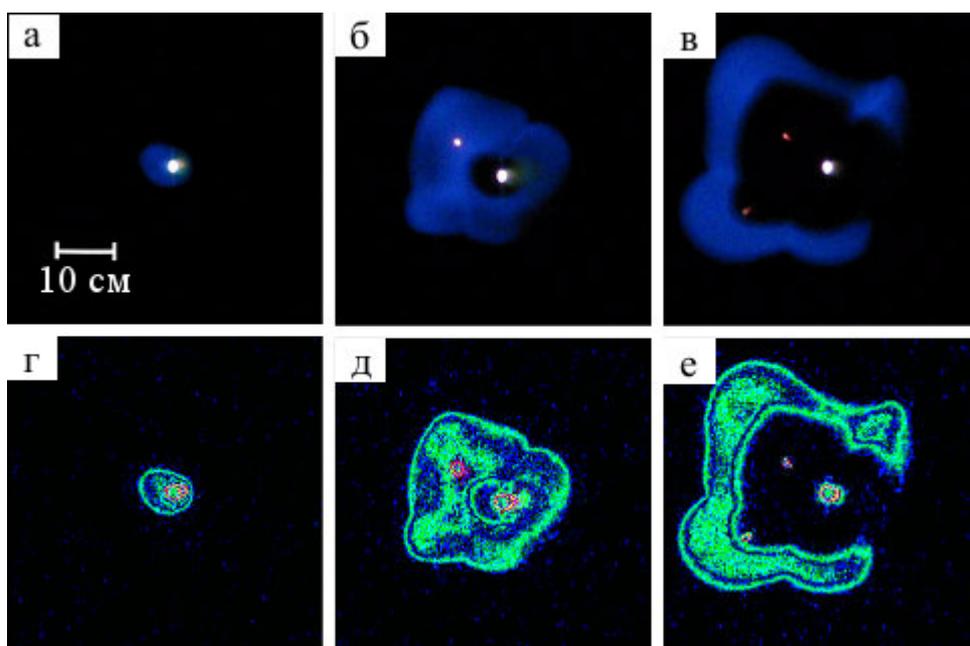


Рис. 3.7 Фрагменты из видеofilmа, иллюстрирующие разрыв фронта пламени в начальный период после воспламенения смеси «3,0% C_3H_8 + 97,0% воздух»:

a-в – фотографии свечения фронта пламени,
г-е – фотометрические изображения фронта пламени.

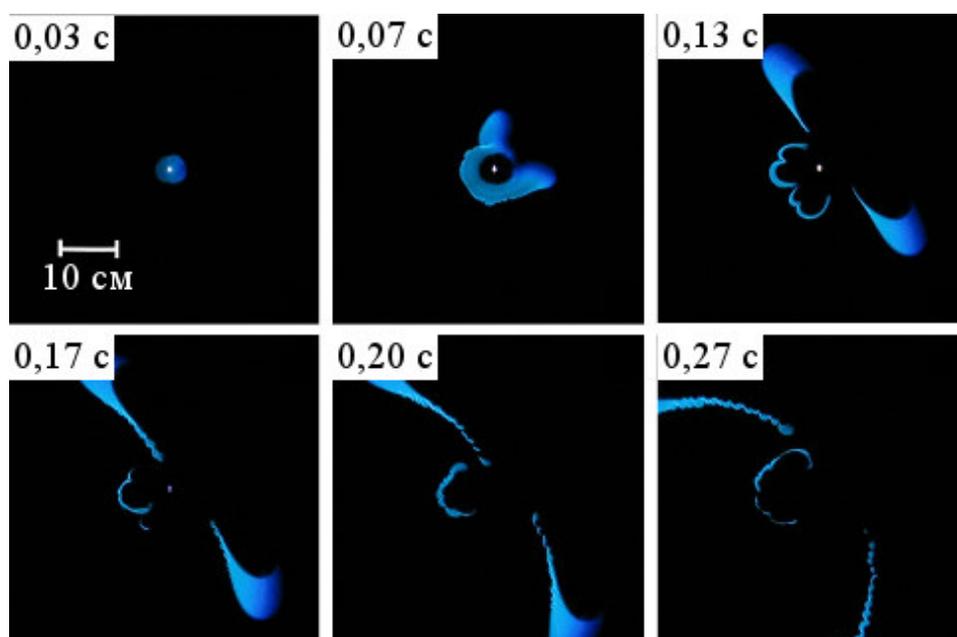


Рис. 3.8 Формирование двух отдельных очагов горения при разрыве цилиндрического фронта пламени

Рост возмущений сопровождается разрывом фронта пламени при небольших скоростях его распространения в точках, где температура пламени становится меньше температуры воспламенения. Фотографии свечения фронта пламени, иллюстрирующие его неустойчивость сразу после воспламенения смеси с избытком воздуха в щели шириной $3,5 \cdot 10^{-3}$ м, представлены на рис. 3.7 *a – в*.

Рис. 3.7 *г-е* иллюстрируют фотометрические изображения фронта пламени. Они представляют собой совокупность изолиний интегральной энергетической светимости пламени во всем диапазоне света, определяемом спектральной чувствительностью цифровой камеры и могут быть использованы для качественной оценки изменения температуры в пламени, а изолинии результирующей энергетической светимости с известной погрешностью могут интерпретироваться как изотермы.

Из фотометрических изображений, представленных на рис. 3.7 *г-е*, видно, что тепловая структура фронта пламени при распространении в щели после момента воспламенения газовой смеси неоднородна. В направлении, касательном к фронту пламени, появляются локальные изменения температуры, связанные с эффектом гидродинамического растяжения фронта. В работе [11] показано, что механизм гидродинамического растяжения, связан с наличием скорости газа, касательной к поверхности фронта и увеличением площади поверхности пламени. Степень понижения температуры определяется порядком величины параметра, характеризующего температурную чувствительность пламени: $E(T_a - T_b) / 2RT_a^2 \approx 10^{-1} \div 10^{-2}$ [11]. Здесь T_a – адиабатическая температура горения. На рис. 3.7 *е* видно, что разрыв фронта пламени происходит в области, соответствующей пониженной температуре. Мелкие возмущения на фронте пламени погибают, поэтому происходит отбор тех из них, амплитуда которых нарастает. В соответствии с тем, что предсказывали авторы работы [76], на развивающихся возмущениях в области с максималь-

ной температурой формируется «ведущая» точка фронта, определяющая направление его распространения.

В диапазоне значений $l = 4 \cdot 10^{-3} \div 5 \cdot 10^{-3}$ м наблюдали распад цилиндрического фронта пламени на два очага, которые двигались по спиральям. Типичные фрагменты из кинофильма, иллюстрирующие вращательное движение очагов пламени в плоской щели, представлены на рис. 3.8. В работе [35] ячейки расходящейся детонационной волны, распространяющиеся по логарифмической спирали, названы ядрами спина детонационной волны. Такое же название получили светящиеся очаги реакции, распространяющиеся вдоль поверхности образца конденсированного топлива в работе [36]. По аналогии, каждый из наблюдаемых в данной работе разделившихся очагов горения газовой смеси в щели также можно назвать ядром спина при дефлаграционном распространении фронта пламени. Формирование ядер спина возможно только при горении смесей с недостатком воздуха. Форма траектории постоянна для данных условий опыта. Изменяя состав смеси и величину зазора между стенками камеры сгорания, можно формировать серповидные расходящиеся от очага пламени «усы». Серповидность «усов» – продолжений разделенных фронтов пламени, также связана с вращением каждого элемента поверхности в плоскости, параллельной стенкам камеры сгорания. Кроме того, спиновые фронты пламени испытывают неустойчивость, проявляющуюся в виде скручивающейся спирали, но уже в плоскости, перпендикулярной плоскости щели.

Для описания кинематики движения спинового фронта пламени использовали принятое в работе [11] определение «ведущей» точки фронта пламени, как наиболее выдвинутой в область свежей горючей смеси. Радиальную и тангенциальную скорости ведущей точки фронта определяли по зависимостям модуля и угла поворота радиус-вектора, определяющего положение «ведущей» точки, от времени в полярной системе координат. Начало сис-

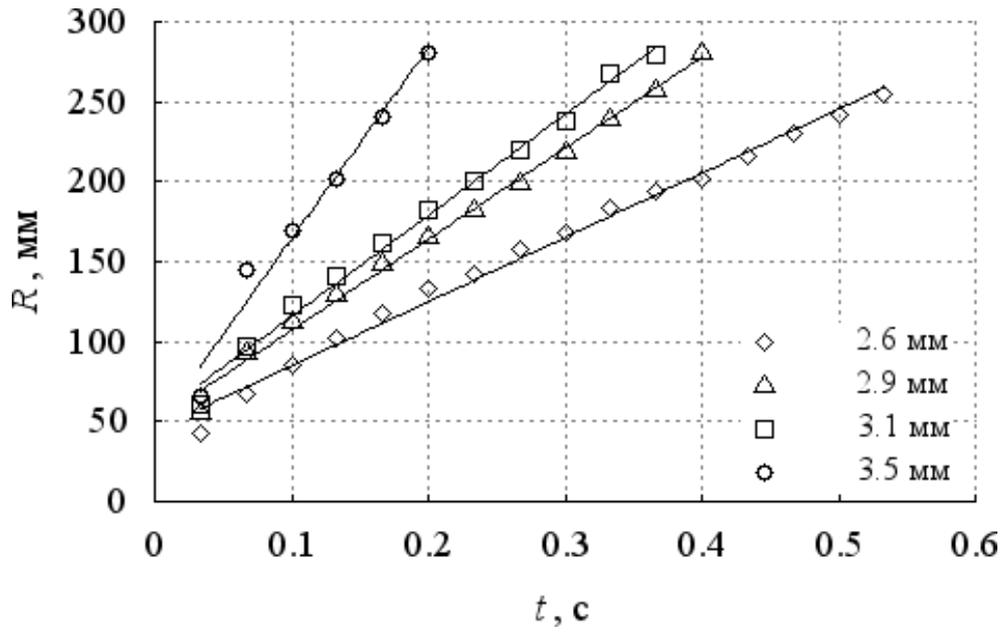


Рис. 3.9 Зависимость расстояния между точкой зажигания и «ведущей» точкой от времени при различных расстояниях между стенками щели.

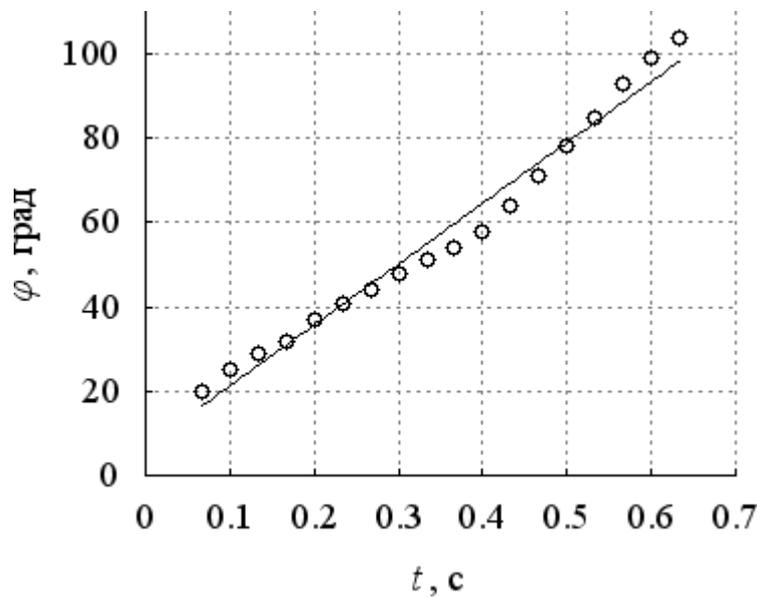


Рис. 3.10 Зависимость угла поворота радиуса-вектора для «ведущей» точки, от времени (расстояние между стенками щели– 3,8 мм).

темы координат выбирали в точке зажигания пламени. Графики зависимостей представлены на рис. 3.9 и рис. 3.10 для случая распространения пламени по смеси, с объемным содержанием 5% пропана в воздухе при различных расстояниях между стенками камеры сгорания. Из графиков следует, что движение «ведущей» точки происходит с постоянной радиальной и угловой скоростью, зависящей от состава горючей смеси и величины зазора между стенками камеры сгорания.

Постоянство радиальной и угловой скоростей ядра спина однозначно определяет траекторию его движения, являющуюся спиралью Архимеда. Очевидно, что, изменяя скорость распространения пламени путем изменения температуры стенок щели или расстояния между ними, можно добиться разнообразия траекторий движения ядер спина.

Закономерности распространения спинового фронта пламени. Как видно из рис. 3.8, формирование спинового фронта пламени происходит в виде вытягивающихся из задней части ядра спина «усов». Передняя часть ядра спина, обладающая наибольшей температурой, инициирует зажигание находящейся перед ней газовой смеси. Скорость ведущей точки в ядре спина в несколько раз превышает скорость распространения цилиндрического фронта пламени. Этим обусловлено вытягивание «усов» и их искривление вдоль траекторий движения ядер спина.

Течение газа вблизи спинового фронта пламени существенно не однородно. Оно состоит из вихревого течения, порожденного скачком температуры в зоне горения и касательного течения, обусловленного кривизной фронта пламени. На поверхности «усов» развиваются вихревые возмущения, которые приводят к винтовому скручиванию «усов» в плоскости, перпендикулярной поверхности стенок камеры сгорания. На рис. 3.11 крупным планом показана часть «уса», подвергающаяся деформации скручивания. Видно, что скручивание «усов» происходит в точках фронта, где развиваются вихревые возму-



Рис. 3.11 Винтовая структура «уса», вытягивающегося из ядра спина

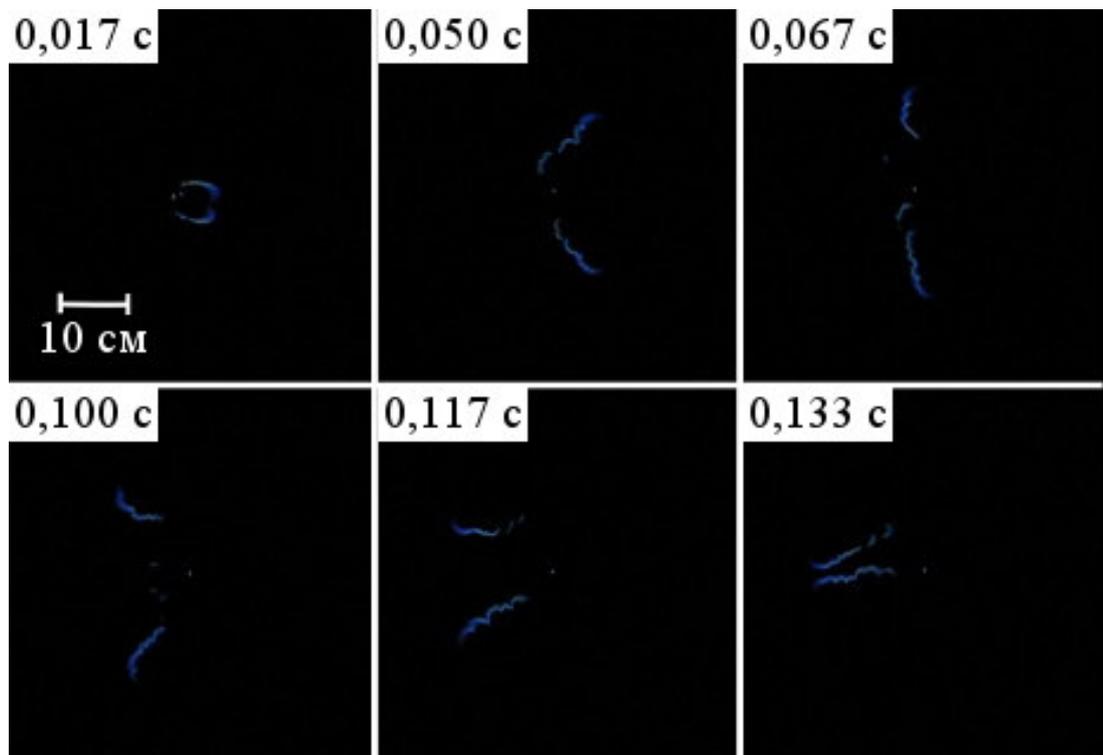


Рис. 3.12 Спиновый фронт пламени в вертикальной щели

щения сначала в виде мелкомасштабных ячеек. Масштаб ячеек по порядку величины совпадает с тепловой шириной фронта пламени. Направление скручивания, очевидно, совпадает с направлением вращения расширяющихся продуктов горения в плоскости, перпендикулярной плоскости щели. Из проведенных опытов следует, что оно определяется направлением движения ядра спина и, следовательно, радиусом кривизны «усов». Из фотографии видно также, что шаг винта увеличивается по мере удаления от ведущей точки ядра спина. Вихревое течение во фронте пламени порождено тепловым расширением газа. Это значит, что увеличение шага винта обусловлено тем, что по мере удаления от ядра спина температура фронта пламени уменьшается. При постоянной скорости вытягивания «усов» угловая скорость вращения газа Ω во фронте пламени успевает достигнуть максимальной величины. Ее порядок может быть оценен по измеренным шагу винта S и скорости вытягивания «усов», равной видимой скорости распространения пламени:

$$\Omega = \frac{2\pi \cdot u_n}{S}. \text{ Из результатов измерений следует, что } \Omega = 500 \div 650 \text{ рад/с.}$$

Скорость газа в винтовом движении достигает $2,5 \div 3,5$ м/с, то есть, примерно равна скорости ядра спина.

Кроме того, из фотографий, приведенных на рис. 3.8, видно, что после формирования «усов» первоначально выпуклый фронт пламени становится плоским, затем – вогнутым. Иначе говоря, радиус кривизны «усов» меняет знак, а его абсолютное значение после этого с течением времени уменьшается. Это, в конечном итоге, приводит к смыканию «усов» на конечном этапе эволюции спиновоего фронта пламени. Смыкание сопровождается дроблением спиновоего фронта пламени на множество очагов горения и последующим их гашением.

В вертикально расположенной щели при прочих неизменных условиях размеры ядер спина и радиус кривизны траектории ведущей точки существенно уменьшаются. «Усы» вытягиваются в практически прямую линию, а

траектории движения ядер спина становятся близкими к окружности. Радиус окружности примерно равен длине «уса» и не превышает 10^{-1} м. Это видно из фрагментов видеофильма, иллюстрирующих распространение спинового фронта пламени в вертикальной щели, которые представлены на рис. 3.12. Оба «уса» сносятся вверх относительно точки зажигания смеси свободноконвективным течением, развивающимся в вертикальной щели. Можно предположить, что свободноконвективное течение влияет на радиус траектории ядра спина и форму «усов». Уменьшение радиуса кривизны «уса» и угловой скорости движения ядра спина обусловлено изменением формы ядра спина и его расположением относительно «уса».

3.2.1 Влияние неоднородности горючей смеси в стратифицированном слое газа

Было проведено физическое моделирование распространения фронта пламени в стратифицированной пропано-воздушной смеси, заполняющей длинную, узкую трубу прямоугольного поперечного сечения. В экспериментах использовали трубу, стенки которой изготавливали из плексигласа. Длина трубы равнялась 1,40 м. Большее расстояние между стенками трубы равнялось 0,30 м, меньшее – $5 \cdot 10^{-3}$ м. Трубу устанавливали так, чтобы большая сторона располагалась вертикально.

Перед заполнением трубы газовой смесью оба конца трубы закрывали. По мере успокоения смеси и ее стратификации в течение определенного времени один из концов канала медленно, чтобы не создавать посторонних течений, открывали. Спустя некоторое время после вытекания тяжелой компоненты смеси из открытого конца осуществляли воспламенение газа высоковольтным разрядом между электродами. Процесс распространения пламени фиксировали цифровой видеокамерой. С целью изучения колебаний фронта пламени и изменения формы траектории движения применяли метод развертки изображения на ПЗС-матрице цифровой видеокамеры при откры-

том затворе. Для лучшей визуализации фронта пламени и контуров канала за задней стенкой канала устанавливали освещаемый экран.

Изменяемые параметры эксперимента – концентрация пропана в смеси с воздухом и время задержки воспламенения горючей смеси. Видимую скорость распространения фронта пламени и его положение измеряли в системе отсчета, связанной со стенками канала.

После воспламенения смеси у открытого конца трубы фронт пламени почти с постоянной скоростью распространяется по траектории, представляющей собой слабо искривленную прямую линию, наклоненную под некоторым углом относительно горизонта. Траектория движения фронта пламени повторяет изолинию концентрации тяжелой компоненты (пропана). Угол наклона траектории определяется градиентом гидростатического давления, направленным к открытому концу трубы и, следовательно, временем вытекания газовой смеси, а также концентрацией пропана. На рис. 3.13 представлены типичные фрагменты из видеофильма, иллюстрирующие распространение пламени вдоль зоны, границы которой соответствуют нижнему и верхнему концентрационным пределам распространения пламени в пропановоздушной смеси. С распределением концентрации в узкой зоне связана, как видно из фотографий, большая светимость нижней поверхности пламени по сравнению с верхней. Цвет нижней кромки пламени – зелено-синий, а верхней – слабо голубой. Соответственно, температура в зоне горения меняется от минимальной, соответствующей концентрационным пределам воспламенения, до максимальной в той части канала, где состав горючей смеси стехиометрический. Фотография пламени и его фотометрическое изображение, приведенные на рис. 3.14, позволяют судить о характере распределения энергетической светимости на поверхности пламени. Интересен тот факт, что верхний край фронта может либо опережать нижний край, либо отставать от



Рис. 3.13 Эволюция фронта пламени, распространяющегося на границе стратифицированного слоя

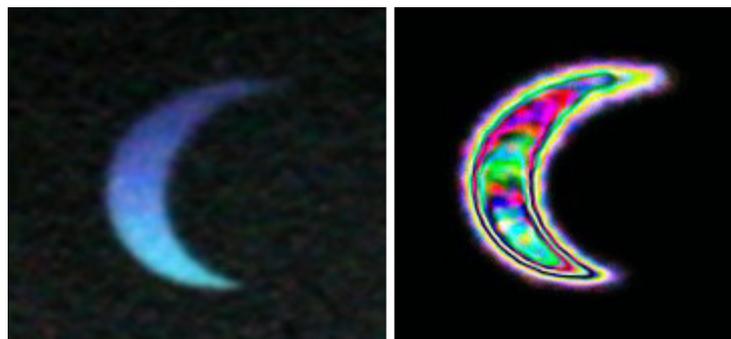


Рис. 3.14 Фотография фронта пламени, распространяющегося на границе стратифицированного слоя, и его фотометрическое изображение



Рис. 3.15 Изменение поперечного размера и формы фронта пламени при его колебаниях

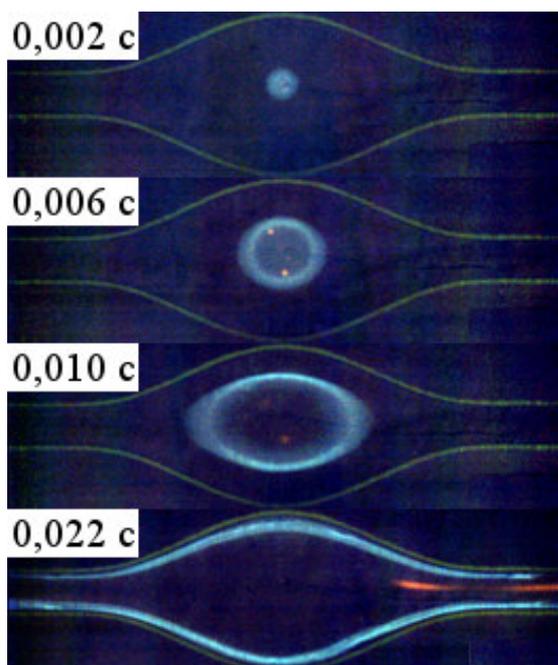


Рис. 3.16 Распространение фронта пламени при воспламенении в центре канала

него. Понятно, что это связано с тем, что нормальная скорость фронта на каждом отдельном элементе поверхности различна, поскольку определяется локальным составом горючей смеси. При этом фронт пламени деформируется. Управление формой фронта можно осуществлять, изменяя время стратификации горючей смеси.

С распределением концентрации в узкой зоне связана, очевидно, более высокая светимость и повышение температуры нижней поверхности пламени по сравнению с верхней. На рис. 3.15 представлена фотография, иллюстрирующая колебания фронта пламени и полученная при открытом затворе фотокамеры. Колебания проявляются в изменении поперечного размера и формы фронта пламени. Кроме того, как следует из анализа фотографий, при колебательном распространении фронта пламени его верхний край периодически опережает либо отстает от нижнего края. Частота колебаний, измеренная по кадрам из видеофильма, равна 2,0 Гц. Очевидно, что закономерности распространения фронта пламени определяются расположением поверхности раздела между пропаном и воздухом. Низкочастотные возмущения поверхности раздела являются причиной низкочастотных колебаний фронта пламени. Вихревое течение газа вблизи фронта пламени в стратифицированном слое создает флуктуации состава горючей смеси и осцилляции верхней и нижней кромок фронта пламени.

3.2.2 Роль нестационарного профиля скоростей в канале типа «диффузор-конфузор»

Выше было показано, что формирование ядра спина происходит при взаимодействии двух крупных возмущений, развивающихся при потере целостности кругового фронта пламени. Поэтому для изучения явлений, сопровождающих распад фронта пламени, проводили эксперименты в модельной релаксационной камере сгорания. Исследовали закономерности взаимодействия двух фронтов пламени, распространяющихся навстречу друг другу.

Кроме того, изменение площади поперечного сечения в силу закона сохранения массы является причиной ускорения фронта пламени, что влечет за собой ускорение газа и скорость растяжения поверхности пламени, увеличивая «стретч эффект».

Измеряемыми параметрами, влияющими на разрыв поверхности фронта пламени, являлись ускорение и угол между вектором видимой скорости и нормалью к поверхности фронта, вызывающие изменение скорости растяжения его поверхности и формирование ячеистой структуры. Исследование взаимодействия двух фронтов пламени заключалось в определении параметров процесса, при которых подавление одного фронта пламени другим предсказуемо. Такими параметрами являются: время задержки воспламенения смеси у открытых концов канала, координата точки зажигания смеси, скорость и ускорение каждого из фронтов пламени, а также время сгорания горючей смеси.

Фрагменты из видеофильмов, иллюстрирующие изменение формы пламени при поджигании в центре канала, представлены на рис. 3.16. Симметричное распространение фронта пламени после его инициирования в центре канала – явление в известной степени случайное, определяемое нахождением ведущей точки на оси канала. Вероятность получения симметричного фронта пламени связана со скоростью его распространения вверх и вниз и, поэтому с изменением его площади по мере приближения к верхней и нижней части поперечного сечения канала. Из многочисленных опытов следует, что она примерно равна отношению радиусов кривизны фронта пламени. В свою очередь, изменение радиусов кривизны фронта пропорционально изменению расстоянию между параллельными стенками канала по мере продвижения фронта пламени к сужающимся стенкам канала. На основании полученных данных можно утверждать, что для используемого канала вероятность получения симметричного фронта пламени равна отношению ширины канала в выходном сечении и наибольшей ширины канала: $p \cong 0,30$.

Небольшие возмущения скорости газа перед воспламенением смеси и случайные изменения формы или длины искрового разряда вызывают растяжение фронта в направлении одного из концов канала. В любом случае фронт пламени распространяется с ускорением вдоль оси канала. Ускорение, как видно из последней фотографии на рис. 3.16, является причиной сильного растяжения поверхности пламени и ее разрыва вследствие увеличения тепловых потерь в ведущей точке фронта при вхождении пламени в узкую часть канала.

Распространение фронта пламени от одного конца канала к другому – нестационарное. Скорость распространения фронта пламени сначала уменьшается, затем увеличивается. Очевидно, что изменение скорости в силу закона сохранения массы связано с изменением ширины канала. Изменение ширины канала является также причиной перегиба профиля скорости газа в поперечном сечении [71]. Гидродинамическая неустойчивость фронта пламени, двигающегося в ускоренном потоке газа, проявляется в образовании ячеек на поверхности. Из двух последних фотографий, представленных на рис. 3.17, видно, что характерный профиль скорости газа способствует формированию вихревой структуры в потоке и преимущественному развитию двух крупных симметричных возмущений на поверхности фронта пламени.

Растяжение фронта пламени, его разрыв в ведущей точке и формирование симметричной ячеистой структуры являются характерными гидродинамическими эффектами, сопровождающими распространение фронта пламени в открытом канале типа «диффузор-конфузор». Сравнение рис. 3.17 и рис. 3.8 иллюстрирует их аналогию с эффектом, сопровождающим разрыв фронта пламени и формирование ядра спина.

Скорость видеосъемки производили со скоростью 500 кадров в секунду, что позволило с большой точностью измерить видимую скорость распространения пламени. Измерение видимой скорости распространения производили по изменению положения ведущей точки фронта пламени. На рис. 3.18

представлены зависимости скорости распространения вдоль оси канала от времени. Из большого числа проведенных опытов следует, что разрыв фронта пламени происходит при определенной величине ускорения ведущей точки, равной $2,0 \text{ м/с}^2$.

3.2.3 Эффект «скручивания» фронта пламени

Ряд экспериментов был проведен с целью изучения фундаментального явления вихреобразования во фронте газоздушного пламени. Вихреобразование является причиной характерного гидродинамического эффекта – «скручивания» фронта пламени.

Использовали канал, представляющий собой трубу прямоугольного сечения. Длину канала оставляли постоянной и равной $1,0 \text{ м}$, а размеры поперечного сечения изменяли. Меньшую из стенок канала изменяли от $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ до $20,0 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, а большую от $5,0 \cdot 10^{-2} \text{ м}$ до $30,0 \cdot 10^{-2} \text{ м}$. Большую из сторон канала располагали горизонтально с тем, чтобы исключить влияние сил тяжести. Оказалось, что необходимыми условиями визуализации вихревого течения являются размеры поперечного сечения канала и несимметричное расположение источника зажигания вблизи открытого конца. Смещая точку зажигания смеси к одной из меньших по размерам стенок канала, можно добиться формы фронта пламени в виде почти плоской поверхности, наклоненной под определенным углом относительно меньшей из сторон канала. Видимая скорость распространения фронта зависит от состава горючей газовой смеси, расстояния между стенками канала и углом наклона поверхности.

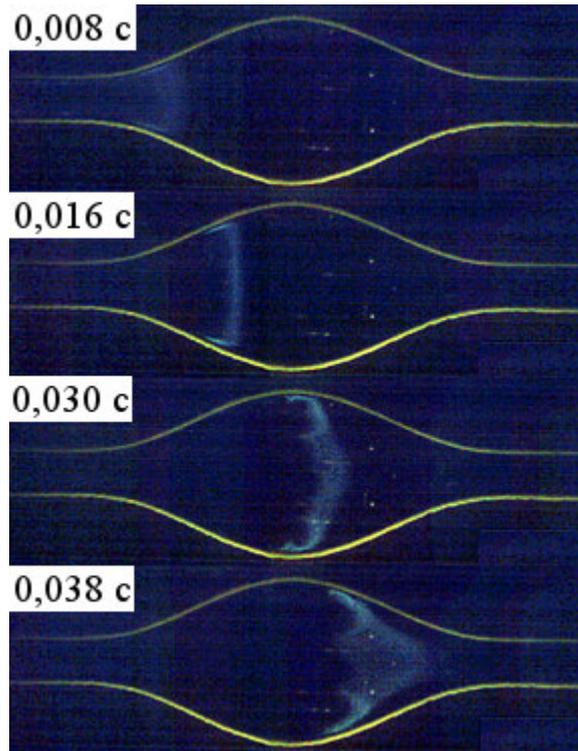


Рис. 3.17 Распространение фронта пламени при воспламенении у конца открытого канала

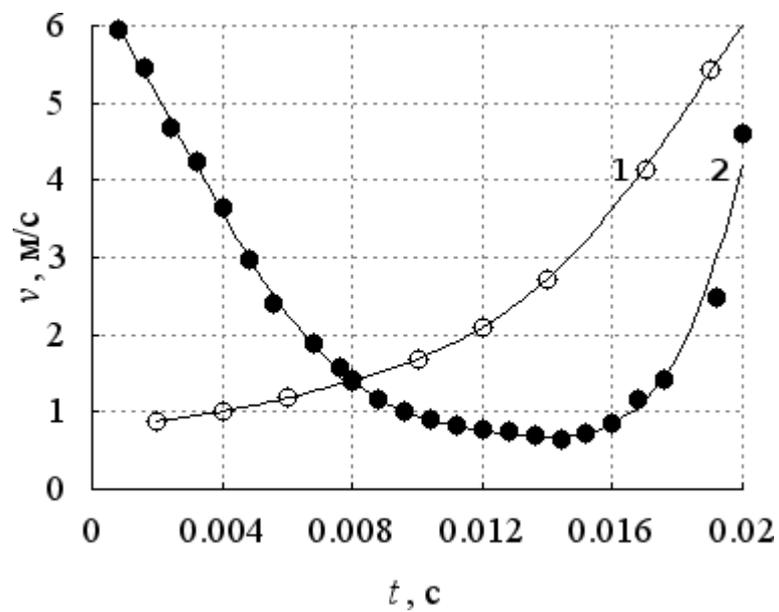


Рис. 3.18 Зависимости скорости распространения пламени:
1 – воспламенение в центре канала, 2 – воспламенение у конца канала

Из опытных данных следует, что с большой точностью она определяется соотношением $u_b = \frac{u_n}{\cos \alpha}$ где u_b и u_n – видимая и нормальная скорость распространения фронта пламени, α – острый угол между нормалью к поверхности пламени и меньшей из стенок канала.

Обнаружено, что в случае, если расстояние между стенками канала сравнимо с тепловой шириной фронта пламени, фронт пламени сворачивается в спиральную ленту. На рис. 3.19 приведены типичные фрагменты из видеофильма, иллюстрирующий распространение фронта пламени по пропановоздушной смеси. Вектор скорости направлен справа-налево. Очевидно, что сворачивание поверхности фронта пламени в спираль обусловлено вихревым течением. Оно охватывает узкую зону, сравнимую с расстоянием между стенками канала. Шаг винта зависит от тангенциальной скорости газа, направленной вдоль поверхности фронта пламени и равной произведению видимой скорости распространения и синуса угла между нормалью к поверхности пламени и меньшей из стенок канала. Шаг винта несколько увеличивается по мере удаления рассматриваемой точки поверхности от ведущей точки фронта пламени. Изменение шага винта позволяет сделать предположение, что угловая скорость вихревого движения не постоянна и зависит от нормальной скорости распространения пламени в локальной точке поверхности фронта. В случае колебательной неустойчивости фронта пламени наблюдается увеличение скорости вращательного движения газа и размера вихревой ячейки. Фронт пламени при этом теряет устойчивость, происходит формирование ядер спина. Исследование тепловой структуры вихревого течения проведено методом цифровой фотометрии. Обнаружено изменение локальной температуры фронта пламени в вихревой ячейке, подобное тому, которое представлено на рис. 3.14. При увеличении расстояния между стенками канала вихревое течение перестраивается в обычную ячеистую структуру пламени.

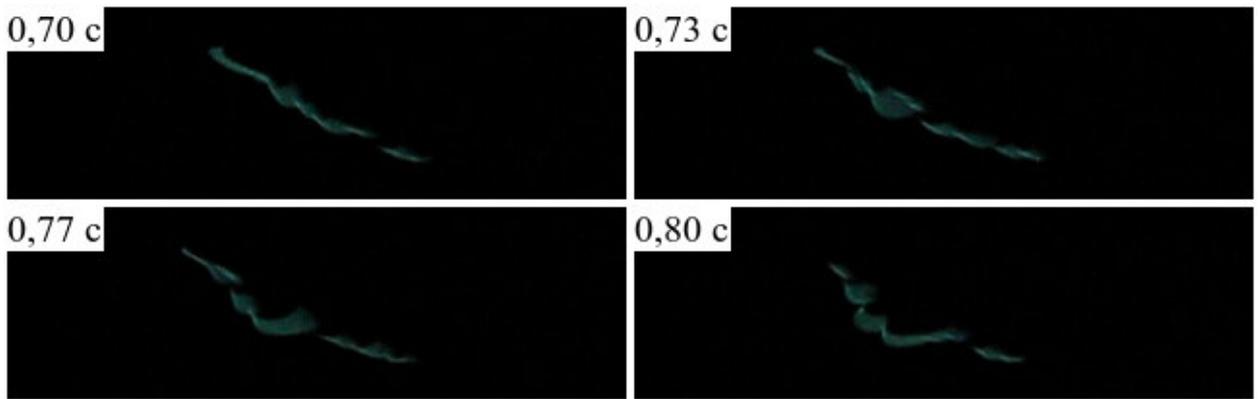


Рис. 3.19 Сворачивание фронта пламени в спиральную ленту

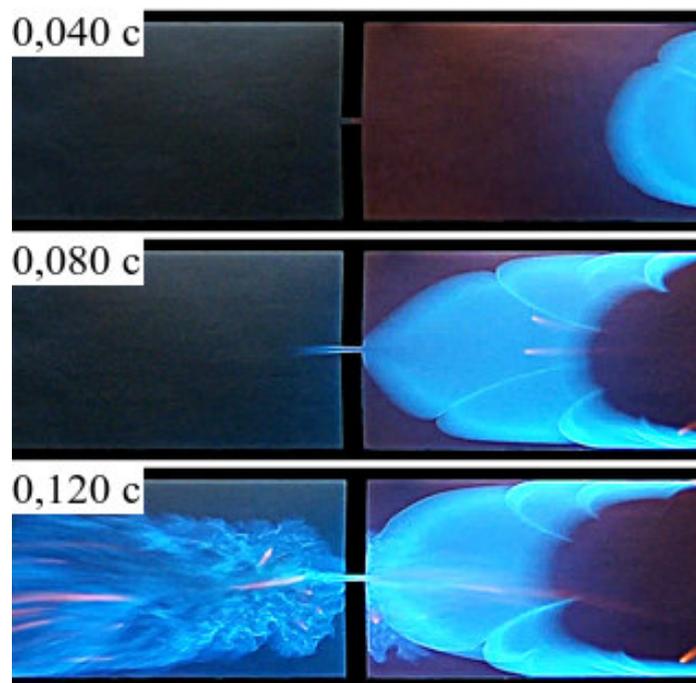


Рис. 3.20 Формирование турбулентной струи, после прохождения фронта пламени через отверстие в преграде

3.2.4 Дифракция фронта пламени на щели в преграде

Способность фронта пламени выбирать преимущественные направления распространения под влиянием внешних факторов рассматривается в данной работе, как внутреннее свойство волны горения, приводящее к ее распаду и новым режимам распространения. Параметрами, изменяющими характер взаимодействия фронта пламени со стенками канала, являются скорость распространения фронта пламени и длина волны возмущения на его поверхности. Типичные картины проникновения пропано-воздушного пламени через отверстие в преграде представлены на рисунках 3.20 и 3.21. Фронт пламени распространяется от открытого конца прямоугольной трубы к закрытому. Ширина отверстия в преграде, равна $5 \cdot 10^{-3}$ м. В обоих случаях трубы полностью (по обе стороны преграды) заполнены пропано-воздушной смесью с объемной концентрацией пропана в смеси, равной 8%. Вследствие диффузионно-тепловой неустойчивости на поверхности фронта пламени развиваются возмущения. Скорость распространения фронта пламени и длина волны λ возмущения, прямо пропорциональны наименьшему расстоянию δ между стенками трубы, если $\delta \leq 10^{-2}$ м. Наименьшие расстояния между стенками труб, изображенных на рисунках 3.20 и 3.21, устанавливали, соответственно, равными $9 \cdot 10^{-3}$ м и $3 \cdot 10^{-3}$ м.

Из фотографий на рис. 3.20 видно, что на поверхности фронта пламени еще до встречи с преградой развиваются длинноволновые возмущения с длиной волны, сравнимой с шириной канала. Результатом прохождения фронта пламени через отверстие является формирование турбулентной струи со скоростью распространения фронта пламени, возрастающей в несколько раз. На рис. 3.21 длина волны возмущения на поверхности фронта пламени по порядку величины равна ширине отверстия в преграде. Отчетливо видно, что сначала на выходе из отверстия на фронте пламени образуются три возмущения, из которых развивается только одно центральное.

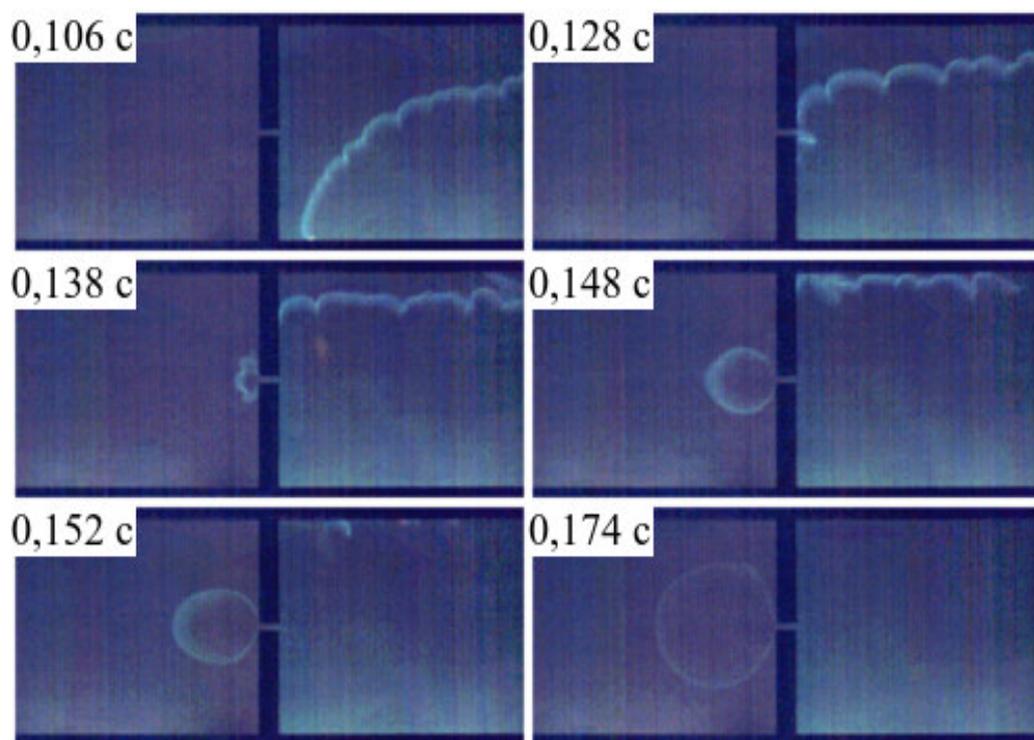


Рис. 3.21 Дифракция фронта пламени на отверстиях в преграде

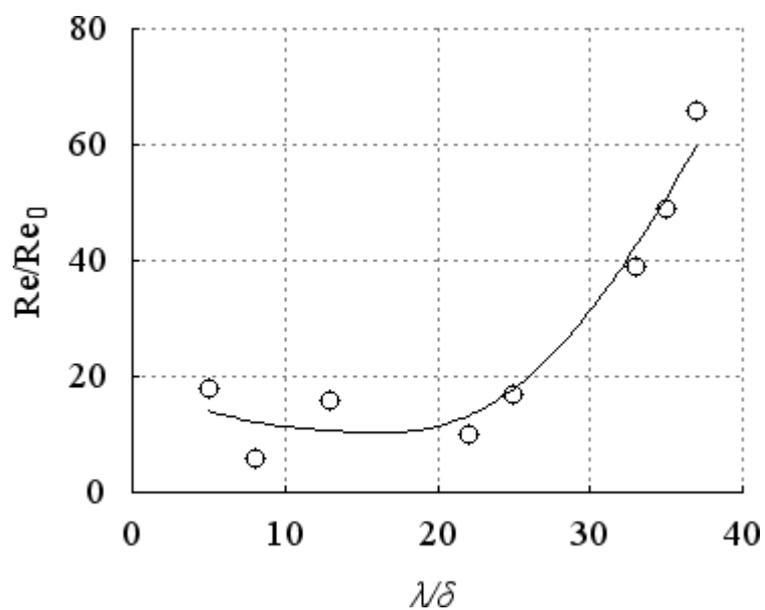


Рис. 3.22 Зависимость скорости распространения фронта пламени после прохождения через отверстие в преграде от длины волны возмущения.

Наличие уже пройденной преграды предотвращает симметричное развитие двух боковых возмущений. В узких каналах ($2,4 \cdot 10^{-3} \text{ м} < \delta < 3,0 \cdot 10^{-3} \text{ м}$) при отсутствии преград из боковых возмущений формируется спиновый фронт пламени. В результате развития центрального возмущения, как видно из рис. 3.21, после прохождения через отверстие происходит дифракция фронта пламени с формированием нового, устойчивого фронта пламени.

Зависимость величины изменения скорости фронта пламени за преградой от длины волны возмущения, позволяет понять физический механизм, управляющий формой фронта и скоростью его распространения. График зависимости представлен на рис. 3.22. По оси ординат отложены отношения чисел Рейнольдса, $\frac{Re}{Re_0}$, а по оси абсцисс – безразмерная длина волны возмущения, отнесенная к меньшему расстоянию между стенками канала. При расчете чисел Рейнольдса Re и Re_0 брали скорости распространения фронта пламени до и после прохождения преграды, соответственно, а в качестве характерного размера брали наименьшее расстояние между стенками канала. Интервал длин волн возмущений, отнесенных к наименьшему расстоянию между стенками трубы $\frac{\lambda}{l} \leq 10 \div 15$, определяет волновые свойства фронта пламени. Уменьшение скорости распространения после прохождения отверстия в преграде можно объяснить изменением тепловой структуры пламени, когда уменьшение температуры вызвано потерями тепла в стенки канала. В области $\frac{\lambda}{l} \geq 20 \div 25$ дробление фронта пламени и увеличение его поверхности при одновременном уменьшении потерь тепла в стенки канала из-за малого времени теплообмена со стенками канала является причиной прогрессивного возрастания скорости распространения.

3.2.5 Теплообмен при формировании спинового фронта пламени

Измерения угловых отклонений луча позволили измерить среднюю скорость продуктов сгорания и средний градиент температуры в поперечном сечении щели. Абсолютные значения температуры на стенках трубы измеряли термопарами, что позволило рассчитать основные параметры, характеризующие теплообмен в трубе.

Приведем пример расчета теплообмена в горизонтальной щели. Определим количество теплоты, передаваемое воздуху от нагреваемой стенки трубы в единицу времени. На рис. 3.23 представлены зависимости углового отклонения луча лазера от скорости продуктов сгорания. Из графика определяем $v_0 \cong 0,4$ м/с, средняя температура на выходе из трубы $T_{\text{вых}}=50$ С, а на входе в трубу $T_{\text{вх}}=20$ С. Число Рейнольдса равно

$$Re = \frac{v_0 d_0}{\nu} = \frac{0,4 \cdot 2 \cdot 10^{-3}}{23,1 \cdot 10^{-6}} = 34,6 \leq 2300, \text{ то есть режим течения – ламинарный.}$$

Число Рейнольдса определено через d_0 – средний поперечный размер трубы, коэффициент кинематической вязкости продуктов сгорания, равный: $\nu=23,1 \cdot 10^{-6}$ м²/с.

В этом случае для расчета числа Нуссельта можно использовать эмпирическую формулу, приведенную в работе [77]: $Nu = 0,037 Re^{0,75} Pr^{0,4}$, который равен: $Nu = 0,037 \cdot 14,26 \cdot 0,86 = 0,45$. Тогда коэффициент теплоотдачи будет равен:

$$\alpha = \frac{\lambda Nu}{d_0} = \frac{0,03 \cdot 0,45}{0,002} = 6,75 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Количество теплоты, передаваемое воздуху от нагреваемой стенки трубы в единицу времени будет равно: $Q = \alpha \cdot d_0 \cdot l_0 (T_{\text{вых}} - T_{\text{вх}}) = 3,83 \cdot 4 \cdot 10^{-2} \cdot 1,3 \cdot 30 = 5,97$ Вт.

На рис. 3.24 представлены экспериментально полученные зависимости коэффициента теплоотдачи от видимой скорости фронта пламени. Уменьшения скорости фронта пламени при неизменном составе горючей смеси добивались путем сближения стенок щели.

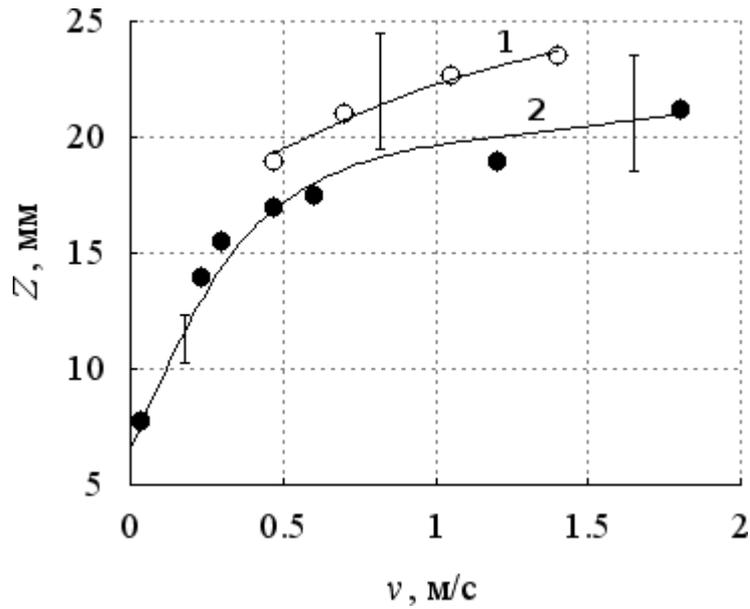


Рис. 3.23 График зависимости отклонения луча лазера Z от скорости продуктов сгорания в щели

1 – распространение спинового фронта пламени;
 2 – распространение «цилиндрического» фронта пламени.

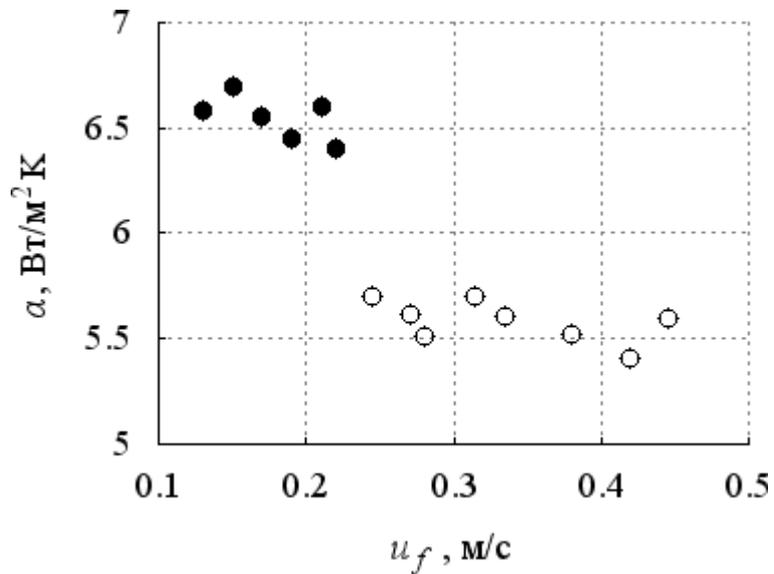


Рис. 3.24 Зависимость коэффициента теплоотдачи от скорости фронта пламени

● – спиновый фронт пламени; ○ – «цилиндрический» фронт пламени.

Видно, что при распаде кругового фронта пламени происходит изменение скорости теплопередачи. Смена характера режима, очевидно, обусловлена увеличением градиента температуры вблизи стенки канала и появлением двух спиновых фронтов пламени.

4. ФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ САМОПРОИЗВОЛЬНОГО ФОРМИРОВАНИЯ СПИНОВОГО ФРОНТА ПЛАМЕНИ

Вплоть до настоящего времени объяснение распада пламени носит большей частью качественный характер. В целом достигнуто понимание того, что изменение формы пламени и увеличение поверхности (растяжение) пламени имеет обратную связь с изменением плотности теплового и диффузионного потоков. В работе [78] путем численного моделирования распространения пламени в канале показано, что заостренность и изломы пламени на границах ячеек (граней) являются гидродинамическими стоками для горючей смеси, а в продуктах сгорания возникают вихри, существенная неоднородность течения. В свою очередь, перед фронтом пламени формируется неоднородное поле температур и концентраций. Траектория ведущей точки фронта пламени определяется местоположением точек, в которых достигаются максимумы температур и состав горючей смеси, близкий к стехиометрическому. В свою очередь, искривляющийся фронт пламени перестраивает поле скоростей и концентраций в свежей горючей смеси. В окрестности концентрационных пределов обратная связь между перестройкой формы и температурным и концентрационным полем задает траекторию распространения спинового фронта пламени. Такой подход описан в работах [79-83] при объяснении неустойчивости детонационной волны к ее искривлениям и переходу к спиновому режиму. «Интригующим» эффектом, который реализует разнообразие режимов течений, является распад вихря [84]. Он в значительной мере определяет развитие «усов» спинового фронта пламени.

4.1 Роль ведущей точки при формировании спинового фронта пламени

Траектория спинового фронта пламени. Из графиков (см. рис. 3.9-3.10) следует, что движение «ведущей» точки происходит с постоянной радиальной и угловой скоростью, зависящей от состава горючей смеси и вели-

чины зазора между стенками камеры сгорания. Уравнение траектории ядра спина в общем случае можно получить, пользуясь выражениями для радиальной и угловой скорости спиновоего фронта пламени, которые можно записать в виде:

$$\frac{dr}{dt} = u_0 \quad \text{и} \quad \frac{d\varphi}{dt} = \omega_0,$$

где r и φ – модуль и угол поворота радиуса вектора, u_0 и ω_0 – скорость движения ведущей точки и ее угловая скорость. Учтем связь между угловой и линейной скоростью:

$$u_0 = \omega_0 \cdot r .$$

Исключим время из указанных соотношений. После интегрирования получим уравнение логарифмической спирали:

$$r = r_0 e^{\varphi},$$

где r_0 – радиус первоначально сферического пламени после потери им устойчивости. При постоянной радиальной и угловой скорости логарифмическая спираль вырождается в спираль Архимеда. Ранее, в работе [35] показано, что траектория спиновоего фронта детонации при распространении в смеси с недостатком окислителя – также описывается уравнением логарифмической спирали. Спиральные траектории газовых пламен и пламен к-систем подтверждаются работами [37, 43-47, 52, 80, 85]. Это дает основание предполагать о существовании некоторых общих управляющих физических механизмов образования спина при детонационном и дефлаграционном распространении фронта пламени.

Скручивание спиновых фронтов пламени в спирали вызвано повышением давления в центральной части камеры сгорания и развивающимся вследствие этого вихревым движением газа в области между расходящимися спиновыми фронтами пламени. Это доказывается равенством по порядку величины линейной скорости газа в вихре и скорости вытеснения газа из щели, примерно равной скорости распространения очага пламени. Действительно,

примем радиус спирального вихря равным половине расстояния между стенками камеры сгорания: $r \approx 2,5 \cdot 10^{-3}$ м. За время между двумя последовательными кадрами фильма, равное $\tau = 0,03$ с⁻¹, число витков спирали становится больше на величину $n \approx 5 \div 7$. Следовательно, линейная скорость газа в вихре равна $v = \frac{2\pi \cdot r \cdot n}{\tau} \approx 2 \div 3$ м/с. Вычисляя скорость распространения пламени как расстояние, пройденное очагом пламени за время одного кадра, для скорости вытеснения газа также получим примерно $2 \div 3$ м/с.

Влияние трехмерности течения. Соотношение размеров канала определяет структуру фронта пламени, что хорошо иллюстрируется на рис. 4.1 и рис. 4.2. На рис. 4.1 представлена фотография фронта пламени, распространяющегося в прямоугольной горизонтальной трубе, заполненной пропаном и открытой с одного конца. Стенки трубы – стеклянные, длина трубы равна 1,40 м. Большее расстояние между стенками трубы – 0,3 м, меньшее – $5 \cdot 10^{-3}$ м. Стенки трубы с меньшим расстоянием между ними расположены вертикально. Тяжелый пропан под действием сил тяжести вытекает из открытого конца трубы, образуя внутри трубы поверхность, разделяющую воздух и пропан. Фронт пламени распространяется в узком слое, в котором концентрация пропана в смеси с воздухом изменяется от верхнего до нижнего предела распространения пламени. Из фотографии на рис. 4.1 а видно, что светимости нижнего и верхнего краев фронта отличаются в соответствии с установившимся распределением концентрации пропана. Верхний край фронта – устойчивый и гладкий, что соответствует числу Льюиса $Le \leq 1$. На нижнем крае концентрация пропана больше, поэтому $Le \geq 1$ и формируются мелко-масштабные возмущения, связанные с развитием диффузионно-тепловой неустойчивости. На рис. 4.2 представлена фотография фронта пламени, распространяющегося в цилиндрической горизонтальной трубе при прочих одинаковых условиях. Длина трубы равна 1,50 м, а внутренний диаметр 0,11 м. Видно, что структура пламени существенно изменилась. Фронт пламени

принимает форму вытянутого параболоида с высокотемпературным ядром в центре. Происхождение ядра связано с осевым вращением газа в трубе.

4.2 Влияние критических условий диффузии и теплоотдачи

Из полученных экспериментальных данных следует, что при ширине щели $l < 5,0 \cdot 10^{-3}$ м наблюдается неустойчивость цилиндрического ламинарного фронта пламени к мелкомасштабным возмущениям. Она проявляется при горении газовых смесей от нижнего до верхнего концентрационного предела воспламенения. При увеличении ширины щели до $8,0 \cdot 10^{-3}$ м наблюдается колебательная неустойчивость фронта пламени и турбулизация течения. Образование ядер спина происходит только в узком интервале скоростей распространения пламени. Это соответствует объемной концентрации пропана в смеси с воздухом $5,5 \% \div 7,5 \%$ и ширине щели $l < 3,5 \cdot 10^{-3}$ м. При объемной концентрации пропана, примерно равной $6,5 \%$ и $l < 3,0 \cdot 10^{-3}$ м происходит формирование спиновоего фронта пламени в виде отходящих от ядра спина «усов».

Анализ результатов наблюдений позволил построить области существования спиновоего фронта газоздушного пламени при распространении в безграничной узкой щели в зависимости от чисел Льюиса и Пекле. Число Льюиса определено через коэффициент диффузии и коэффициент температуропроводности недостающего компонента. При вычислении числа Пекле в качестве характерных параметров выбирали ширину щели и скорость распространения ядра спина. Результаты анализа представлены на рис. 4.3.

Область IV на рис. 6 является областью колебательной неустойчивости фронта и реализуется при ширине щели, превышающей $7 \cdot 10^{-3}$ м и видимой скорости пламени – более 2 м/с. Область соответствует максимальным числам Пекле, большим 1000. В этих условиях удельный вклад конвективной со-

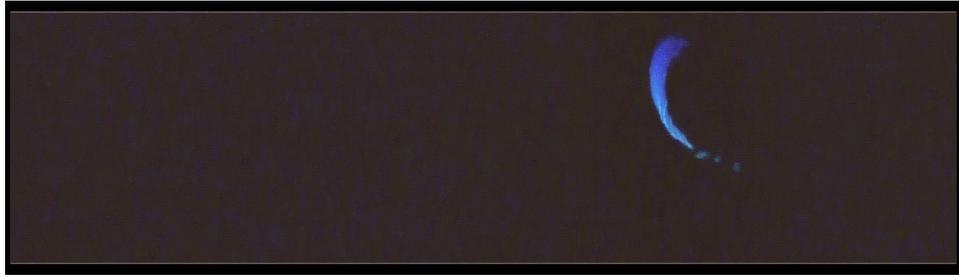


Рис. 4.1 Фронт пламени, распространяющийся в прямоугольной трубе



Рис. 4.2 Фронт пламени, распространяющийся в цилиндрической трубе

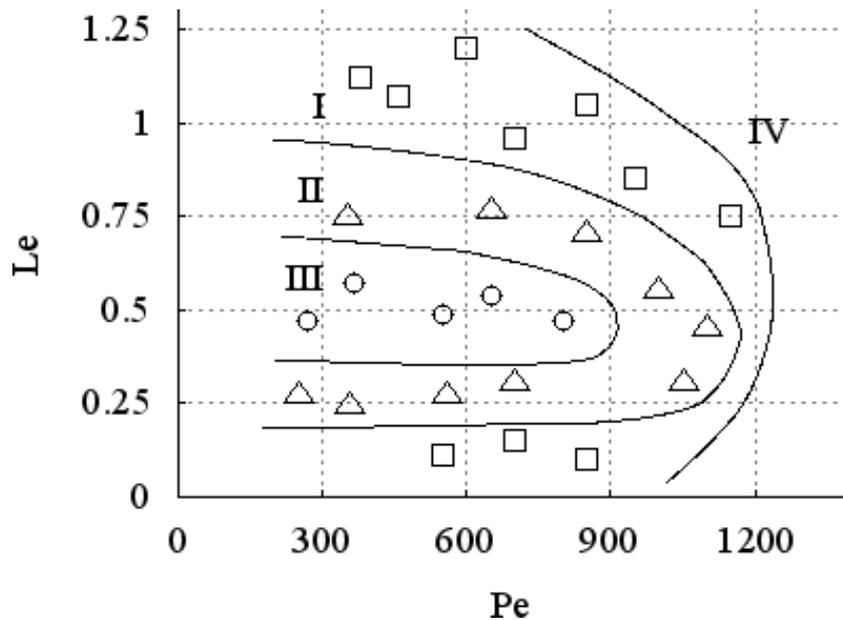


Рис. 4.3. Области распространения ламинарного пламени в узкой открытой щели:

- I – область неустойчивости пламени к мелкомасштабным возмущениям;
- II – область формирования ядер спина; III – область формирования «усов»;
- IV – область колебательной неустойчивости и турбулизации пламени.

ставляющей на теплообмен вблизи фронта пламени является определяющим. Течение продуктов горения и вытесняемой ими свежей смеси становится турбулентным, а пламя теряет устойчивость и целостность. Распространение пламени сопровождается возбуждением акустических колебаний аналогично тому, как это происходит при распространении пламени в трубе от закрытого конца к открытому.

Область I на рис. 6 является областью неустойчивости фронта пламени к мелкомасштабным возмущениям. Значками отмечены экспериментальные результаты наблюдений. Опыты проводили при последовательном уменьшении ширины щели, что соответствовало числам Пекле, меньшим 1000. В области II наблюдается формирование двух симметричных ядер спина. Область III соответствует формированию «усов» за ядром спина.

Полученные экспериментальные результаты очевидно можно считать одним из подтверждений теории диффузионного горения покоящейся перемешанной горючей смеси, изложенной авторами работы [11]. Решая задачу о симметричном диффузионном очаговом горении, авторы [11] делают вывод о том, что фронт пламени может распадаться «...на отдельные шарики, горящие по диффузионному механизму. В каждом отдельном шарике-очаге вещество подводится к зоне реакции только путем диффузии, а тепло отводится кондуктивной теплопроводностью... Движение газа искажает сферическую форму очагов: они скорее похожи на колпачки, у которых одна сторона является «лопнувшей» и через нее вытекают продукты горения... Перемещение колпачков, по-видимому, может приводить к устойчивому стационарному горению». Иллюстрацией к сказанному могут служить фрагменты из видеofilма, представленные на рис. 4.4.

Форма камеры сгорания в виде безграничной щели обеспечивает эволюцию очагов – ядер спина вдоль ограничивающих движение газа поверхнос-

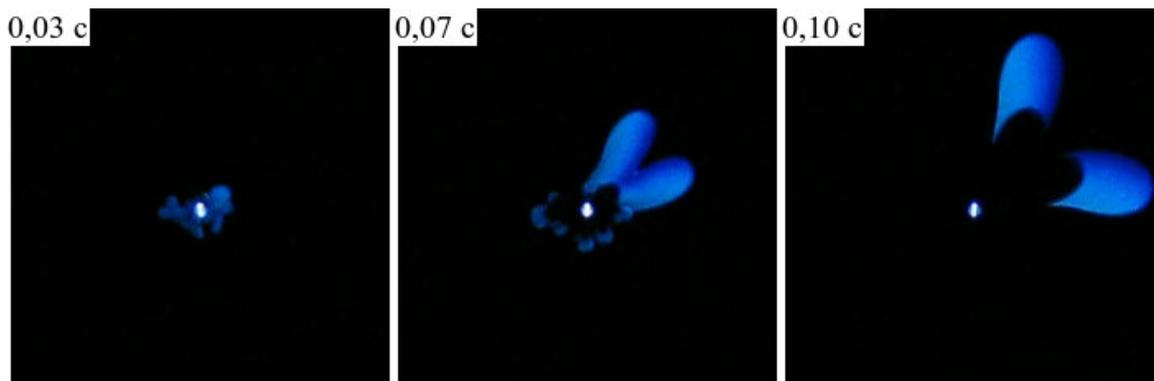


Рис. 4.4 Очаговое горение перед формированием двух ядер спина

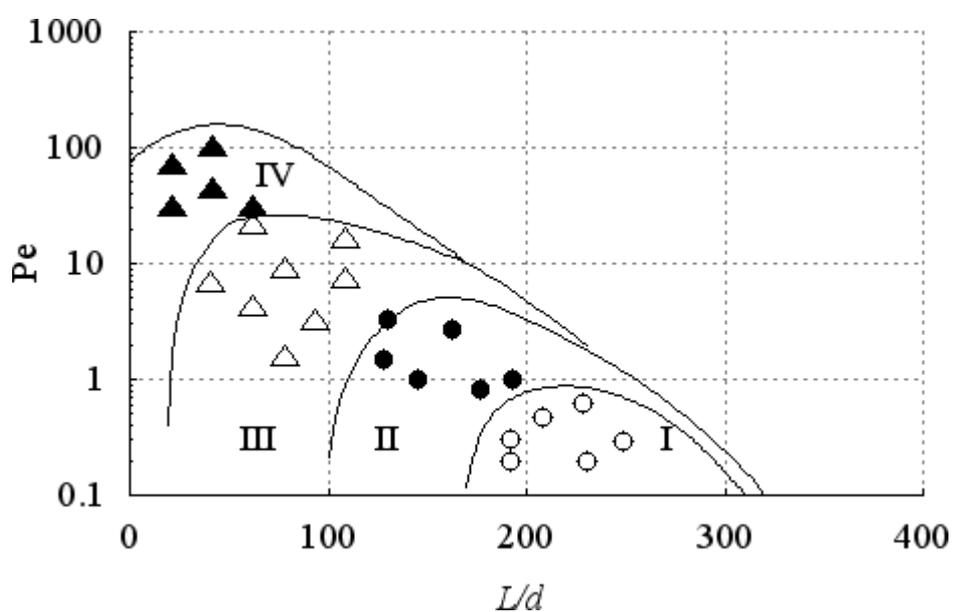


Рис. 4.5 Режимы распространения фронта пламени в координатах чисел Пекле и приведенной длины канала:

- I – эффект формирования спиновоего фронта пламени;
- II – эффект «скручивания» фронта пламени;
- III – устойчивый фронт пламени;
- IV – вибрационное распространение пламени.

тей. Использование сложных поверхностей стенок камер сгорания (например, не параллельных поверхностей, поверхностей коаксиально расположенных цилиндрических труб и т.д.) очевидно, позволит получить многообразие форм спиновоего фронта пламени.

Во всех приведенных выше примерах определяющими и изменяемыми параметрами эксперимента являлись: видимая скорость распространения, ускорение фронта пламени, плотность, вязкость, температуропроводность газа и приведенная длина канала $\frac{L}{l} = \frac{V}{S_0 l}$, где l – поперечный размер канала, где L и l – продольный и поперечный размеры канала, V и S_0 – объем канала и площадь поперечного сечения. Это позволяет обобщить результаты экспериментов в фазовом пространстве критериев подобия Le , Re , $Pe = \frac{lu_f}{a}$,

$Fr = \frac{u_f^2}{gl}$ и $\frac{L}{l}$. Здесь Pe и Fr – числа Пекле и Фруда. Следует обратить

внимание на то, что критерий параметрического типа $\frac{L}{l}$ при его увеличении становится вырожденным. Это означает, что если $\frac{L}{l} \geq 40$, то задача становится двумерной, а канал представляет собой узкую щель, ограниченную плоскими стенками. Обобщенные результаты экспериментов в координатах чисел Pe и $\frac{L}{l}$ для фронта пламени, распространяющегося в плоском канале ($\frac{L}{l} \geq 40$) с постоянной скоростью представлены на рис. 4.5. Числа Пекле на оси ординат отложены в логарифмическом масштабе.

Эффект «скручивания» фронта пламени. В плоском канале фронт пламени может искривляться только в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Радиусы кривизны по порядку величины равны большему и меньшему расстоянию между стенками канала. В этом случае вихрь, генери-

руемый фронтом пламени, имеет только одну компоненту и определяется выражением [11]:

$$\Omega_2 = -\frac{\alpha-1}{\alpha} \left(\frac{u_1}{R_c} + \frac{\partial u_1}{\partial \mu} \right). \quad (4.1)$$

Здесь $\Omega = \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y}$ – компонента вектора плоского вихря, направленная вдоль фронта пламени. Индексы 1 и 2 относятся, соответственно, к холодному газу перед фронтом и к продуктам горения, w – составляющая скорости газа, перпендикулярная стенкам канала, $\alpha = \frac{\rho_1}{\rho_2}$ – коэффициент расширения газа во фронте пламени, ρ_1 и ρ_2 – плотность холодного газа и продуктов сгорания, R_c – радиус кривизны линий тока, μ – координата вдоль линий тока. Кривизна линий тока обусловлена гидродинамикой течения и пропорциональна кривизне фронта пламени.

Учтем, что вихрь Ω равен удвоенной угловой скорости вращения газа. Пользуясь соотношением (4.1), определим линейную скорость вращения газа во фронте пламени, как величину, равную ΩR_0 . Здесь R_0 – радиус кривизны фронта пламени, равный половине наименьшего расстояния между стенками канала. Траектория движения точки, находящейся на поверхности фронта пламени, описывается параметрическим уравнением винтовой линии, лежащей на круговом цилиндре $y^2 + z^2 = R_0^2$:

$$x = \frac{u_n t}{\cos \theta}, \quad y = R_0 \sin\left(\frac{1}{2} \Omega \cdot t\right), \quad z = R_0 \cos\left(\frac{1}{2} \Omega \cdot t\right).$$

В этих соотношениях время t имеет смысл характерного времени химического превращения. Совокупность винтовых линий образует поверхность фронта пламени. Эффект сворачивания фронта пламени в винтовую поверхность указывает на тесную связь тепловых, диффузионных и гидродинамических процессов, определяющих возможные механизмы потери устойчивости и формирования ячеистой структуры.

Критические условия диффузии и теплоотдачи. Из результатов работ следует, что первичной причиной формирования ядра спина медленного газовоздушного пламени является абсолютная диффузионно-тепловая неустойчивость, развивающаяся под влиянием близко расположенных стенок щели. В узкой щели диффузионно-тепловая неустойчивость развивается не только из-за различия коэффициентов диффузии и температуропроводности недостающей компоненты смеси. Она усугубляется еще и тем, что результирующие направления диффузионного и теплового потоков не параллельны друг другу. Диффузия вещества происходит перпендикулярно поперечному сечению щели, а потеря тепла из зоны горения – перпендикулярно стенкам щели. Уменьшение ширины щели приводит к изменению соотношения между величиной теплового и диффузионного потока: теплоотдача из зоны пламени увеличивается, а диффузия недостающей компоненты газовой смеси – наоборот, уменьшается. Известно [86], что среднее расстояние диффузии молекулы в симметричной задаче определяется выражением

$$\bar{r} = \sqrt{6Dt} \quad , \quad (4.2)$$

где $t = l_1/u_n \approx 10^{-3} \div 10^{-2}$ с – время химического превращения в зоне горения. Подставляя $D \approx 3 \cdot 10^{-4}$ м²/с, получим $\bar{r} \cong 1 \cdot 10^{-3} \div 4 \cdot 10^{-3}$ м. Видим, что среднее расстояние, которое проходит молекула из свежей горючей смеси в зону горения, в зависимости от состава газовой смеси может быть меньше или больше критической ширины щели, при которой начинается формирование спина ядра. Это означает, что вблизи искривленного фронта пламени диффузионный поток расходящийся. В этом случае создаются критические условия для диффузии, проявляющиеся в том, что плотность диффузионного потока претерпевает экстремальное значение при изменении ширины щели.

Выберем систему координат, в которой ось OX направлена по центру вдоль щели, а ось OY – в направлении, перпендикулярном стенкам. Начало системы координат свяжем с поверхностью фронта пламени. Считая источ-

ник диффузии точечным, для плотности диффузионного потока вблизи фронта пламени получим:

$$\Phi = \frac{I}{r^2} \cos \alpha ,$$

где I – диффузионный поток в единице телесного угла, r – расстояние от источника до выбранного элемента поверхности пламени, α – угол между направлением диффузионного потока и нормалью к элементарной площадке. Определим расстояние и косинус угла через координаты x и y источника:

$$\Phi = \frac{I \cdot x}{\left(x^2 + \frac{y^2}{4}\right)^{\frac{3}{2}}} .$$

В полученном выражении y изменяется от нуля до l , а масштабом для координаты x служит среднее расстояние диффузии \bar{r} . Найдем производную функции $\Phi(x)$ и приравняем ее нулю, увидим, что максимальное значение плотность диффузионного потока достигает при $x = \frac{y}{\sqrt{8}}$. В масштабных единицах длины критическое условие для плотности диффузионного потока получим в виде: $\bar{r} = \frac{l}{\sqrt{8}} \cong 1 \cdot 10^{-3}$ м. Здесь $l = 2,0 \cdot 10^{-3}$ м соответствует ширине щели. Сравнивая полученное значение с оценками, сделанными по соотношению (4.2), можно убедиться в том, что они совпадают и соответствуют критическим для процесса диффузии.

Сделаем несколько оценок критических условий скорости теплоотдачи для выявления их роли в формировании ведущей точки и ядра спина при распространении возмущенного фронта пламени в узкой щели.

Оценка абсолютного изменения температуры пламени следует из решения уравнения теплового баланса при теплообмене слоя газа со стенками щели:

$$\chi(T - T_w) = \frac{c_p \rho_b l}{2} \frac{dT}{dt}. \quad (4.3)$$

Здесь χ – коэффициент теплоотдачи, T и T_w – температура пламени в текущий момент времени и постоянная температура стенки камеры сгорания, c_p – удельная теплоемкость продуктов горения при постоянном давлении. Начальным условием для уравнения (4.3) является равенство $T = T_{max}$ при $t=0$, где T_{max} – максимальная температура пламени в момент начала процесса теплопередачи. Интегрируя уравнение (4.3) и вычисляя константы интегрирования, получим

$$(T - T_w) = (T_{max} - T_w) \exp\left(-\frac{2\chi \cdot t}{c_p \rho_b l}\right). \quad (4.4)$$

Подставим в (4.4) экспериментально определяемое по кадрам из видеофильма время формирования ядра спина $t \approx 0,15 \div 0,20$ с. Примем $T_{max} \approx 1200$ К, тогда получим оценку текущей температуры пламени $T \approx 1100$ К. Понижение температуры пламени из-за теплоотдачи в стенки щели по порядку величины будет равно $(T - T_{max}) \approx 100$ К. Скорость теплоотдачи возрастает с увеличением площади соприкосновения ячеистого фронта пламени со стенкой. Следовательно, мелкомасштабные ячейки погибают вследствие быстрого охлаждения газа на относительно большой поверхности, а ядро спина формируется из крупномасштабных возмущений.

Получим выражение для критерия неустойчивости, при которой скорость переноса тепла из зоны пламени в стенки узкой бесконечной щели в результате теплопроводности превышает скорость тепловыделения так же, как это сделано в работе [86]. Уравнение баланса тепла используем в виде

$$\lambda \frac{d^2 T}{dx^2} + QW(T) = 0. \quad (4.5)$$

Здесь λ – коэффициент теплопроводности газа, Q – тепловой эффект реакции, $W(T)$ – скорость реакции горения, x – координата в направлении, перпендикулярном стенке щели. Используя преобразование Франк-

Каменецкого, скорость химической реакции представим в виде:

$W(T) = W(T_b) \exp(\Delta T / \theta)$, где $\Delta T = T - T_b$, $\theta = \frac{RT_b^2}{E}$, T и T_b – текущая температура и температура горения. Интегрируя уравнение (4.5) с граничными условиями $T = T_w$ при $x = l/2$ и $T = T_b$ при $x = 0$, критерий возникновения тепловой неустойчивости получим в виде

$$\frac{l^2 E \cdot Q \cdot W(T_w)}{RT_b^2} = 4e^2 \lambda. \quad (4.6)$$

Здесь T_w – температура стенки щели. Из выражения (4.6) видно, что тепловая неустойчивость в наибольшей степени определяется температурой стенок и расстоянием между ними. Для вычисления характерной ширины щели l , при которой начинается неустойчивость горения вследствие потерь тепла из-за теплопроводности, подставим в (4.6) приближенные числовые значения входящих в него величин: $E \approx 4 \cdot 10^3$ Дж/моль, $Q \approx 36,6 \cdot 10^9$ Дж/м³, $W \approx 4 \cdot 10^{-4}$ кг/м³·с, $R \approx 8,3$ Дж/(моль·К), $T_b \approx 1200$ К. Тогда $l \approx 1,3 \cdot 10^{-3}$ м. Полученное значение с относительной погрешностью, равной 5 %, согласуется с полученными экспериментальными данными. Оно соответствует ровно половине ширины щели, при которой наблюдали формирование ядра спина.

Неустойчивость переноса тепла в горизонтальной щели, обусловленная теплопроводностью, усугубляется одновременным развитием бенаровской конвекции, критические условия развития которой определяются минимальным значением числа Рэлея $Ra_{\min} = \frac{g\beta(T_b - T_w)(l/2)^3}{\nu \cdot a} \cong 1708$ [61], где β – температурный коэффициент расширения, ν – коэффициент кинематической вязкости, a – коэффициент температуропроводности. Для условий опытов, проведенных в данной работе, $Ra_{\min} \approx 1700$.

Сравнение экспериментальных данных с приведенными оценками говорит о том, что формирование спиновоего фронта пламени происходит в условиях, близких к критическим для явлений теплообмена и диффузии.

Полученные экспериментальные результаты позволяют отнести наблюдаемую неустойчивость цилиндрического фронта пламени к области ДТН-2, классифицируемой в научной литературе как монотонную неустойчивость ламинарного пламени, которая характеризуется непрерывным ростом первоначально малых возмущений. Согласно [14], область ДТН-2 определена для любых чисел Льюиса $Le > 1$ и не равных нулю волновых чисел k , если пламя, распространяется в неограниченном пространстве. Определим безразмерное волновое число так же, как в работе [15]: $k = \frac{4\pi a}{\lambda u}$. Согласно экспериментальным данным, для щели шириной $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ м} < l < 5,0 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, длина волны возмущения по порядку величины равна $\lambda \approx (l \div 3l)$. Видимая скорость распространения, как следует из графиков на рис. 3.1, равна $0,4 \text{ м/с} < u < 1 \text{ м/с}$. Тогда, согласно экспериментальным данным, монотонная неустойчивость наблюдается для любых чисел Льюиса и волнового числа в интервале значений $0,1 < k < 2,0$.

Ранее теоретический анализ устойчивости в указанной области не проводили, так как «...краевая задача для определения нормальной скорости становится некорректной и уже нельзя пренебрегать тепловыделением при начальной температуре...» [14]. В предельных условиях следует ожидать новые нелинейные эффекты. В частности, при распространении пламени в щели предельно малой ширины, экспериментально наблюдаются такие явления, как самопроизвольное формирование спинового фронта пламени и его распад на многочисленные маленькие очаги (см. рис. 4.4).

4.3 Механизмы влияния ускорений на распад стационарного фронта пламени

Ускорение фронта пламени при прохождении через малые отверстия. Дифракция пламени на малом отверстии рассматривается в данной работе как явление, подтверждающее механизм выбора преимущественных на-

правлений возмущениями «выжившими» при распаде целостного, кругового фронта пламени. Для определения областей наблюдения эффектов дифракции пламени на отверстиях в преграде, взаимодействия нескольких фронтов пламени, ускорения и разрыва фронта в канале переменного сечения дополнительно требуется привлечение критерия подобия Струхала $Sh = \frac{u_f t}{L}$, где

характерное время может определяться либо собственной частотой канала:

$$t = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{u_m} \sqrt{\frac{LV_0}{\pi R^2}}, \text{ либо скоростью теплообмена: } t = \frac{c_p \rho V}{\alpha S_0}. \text{ Здесь } c_p -$$

удельная теплоемкость газа при постоянном давлении, α – коэффициент теплоотдачи. Очевидно, что условия получения новых физических эффектов не ограничены областями значений параметров, которые представлены на рис. 4.5. Другие условия могут быть обнаружены в тех точках многомерного фазового пространства определяющих параметров, в которых имеется неоднозначность состояний фронта пламени.

Выбор преимущественных направлений возмущениями «выжившими» при распаде целостного, кругового фронта пламени при распаде целостного, кругового фронта пламени происходит под влиянием избирательной диффузии, которая приводит к стратификации горючей смеси вблизи фронта пламени. Модельный эксперимент показал, что в стратифицированной горючей смеси поверхностями равной концентрации являются плоскости, параллельные поверхности раздела компонент горючей смеси. Плоскости, соответствующие нижнему и верхнему концентрационным пределам распространения пламени, расположены одна над другой. Они отделяют ту часть канала, где возможно распространение фронта пламени. Расстояние между плоскостями определяет поперечные размеры фронта пламени. В нижней части фронта пламени происходит горение смеси с недостатком кислорода, а в верхней – с избытком кислорода. Этим объясняется различие в светимости верхней и нижней части фронта пламени.

Гравитационные колебания в стратифицированном газе. Характер наблюдаемых колебаний фронта пламени при распространении в стратифицированном слое не описывается рамками гидродинамической и диффузионно-тепловой неустойчивости [36]. Инфразвуковые колебания могут быть обусловлены устойчивостью стратифицированного слоя смеси. В этом случае частоту колебаний можно оценить по формуле Вяйсяля-Брента [87, 88]:

$$f^2 = \left[\frac{g}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial z} \right)_p + \frac{g^2}{c^2} \left(\frac{c_p}{c_v} - 1 \right) \right],$$

где g – ускорение свободного падения, ρ – плотность газа, c – скорость звука, c_p и c_v – удельные теплоемкости газа при постоянном давлении и постоянном объеме. Для градиента плотности, используя измеренную по фотографиям ширину зоны распространения пламени, получим: $\left(\frac{\partial \rho}{\partial z} \right)_p \cong 0,6 \text{ кг/м}^4$. Тогда $f=2,1 \div 2,2$ Гц, что совпадает с измеренным значением частоты.

Влияние сил тяжести на положение ведущей точки. Изменение внешних условий формирования локальных распределений указанных физических параметров ведет к изменению траекторий и скоростей движения ведущих точек, а также длины и формы «усов». В работе [11] в качестве примера приведено влияние сил тяжести на положение ведущей точки при распространении фронта пламени в горизонтальной трубе. Для выяснения роли сил тяжести в создании неоднородных распределений скорости, температуры и концентрации в вертикальной щели оценим число Фруда $Fr = u_f^2 / (gl)$. В выражении для числа Фруда g – ускорение свободного падения. Согласно результатам измерений, средняя скорость распространения фронта пламени равна: $u_f \approx 10^{-1}$ м/с. Следовательно, $Fr \cong 1$, что свидетельствует о значительном влиянии сил тяжести, приводящих к свободной конвекции.

Влияние ускорения фронта пламени на скорость растяжения его поверхности. Феномен спинового фронта пламени при горении предельных

газовых смесей в узких каналах – физическое явление, находящееся на ранней стадии исследований. Управляющие процессы тепло- массообмена и кинетики химических реакций требуют детального изучения с использованием современных методов диагностики и измерений.

Современные программные средства обработки цифровых изображений позволяют получить фотометрические изображения светящегося фронта пламени в видимом диапазоне. При выполнении закона теплового излучения Стефана-Больцмана для абсолютно черного тела фотометрическое изображение фронта пламени может быть использовано с большой точностью для расчета мгновенных пространственных распределений температуры. В данной работе с помощью метода цифровой фотометрии производили измерения температуры в различных точках фронта пламени сразу после воспламенения газовой смеси в узкой щели. Оказалось, что температура на соседних участках фронта пламени, разделенных расстоянием $5l \div 10l \approx 5 \cdot 10^{-3} \div 1 \cdot 10^{-2}$ м, на этапе формирования ядер спина отличается на $50 \div 100$ К. Измерения температуры, сделанные с помощью тепловизора, приводят к тому же результату. Понижение температуры соответствует температурной чувствительности пламени: $E(T_a - T_b) / 2RT_a^2 > 10^{-1} \div 10^{-2}$. Здесь T_a – адиабатическая температура горения, а T_b – температура пламени, E – энергия активации, R – универсальная газовая постоянная. Превышение указанного критического порога температурной чувствительности, согласно данным экспериментов, приводит к гашению отдельных участков пламени. Сочетание метода цифровой фотометрии со скоростной видеосъемкой позволяет изучить зависимость скорость охлаждения фронта пламени от тангенциальной скорости отдельных элементарных участков фронта пламени и выявить роль эффекта гидродинамического растяжения в механизме формирования ядра спина.

Произведем оценку касательного и нормального потоков тепла на фронте пламени по величине параметра Карловица, равного $a / (2 \cdot t \cdot u_\phi^2)$, так как это было сделано в работах [11, 89-91]. Здесь a – коэффициент темпера-

туропроводности горючей смеси, a/u_{ϕ}^2 и t – характерные время прогрева в высокотемпературной зоне пламени и гидродинамическое время горения, определяемое, как отношение ширины высокотемпературной зоны к нормальной скорости распространения пламени, $u_{\tau} = u \cdot \cos \varphi$ – касательная составляющая видимой скорости распространения фронта пламени u , φ – угол между вектором скорости потока и касательной к фронту пламени. Измеряемыми по фрагментам из видеофильма параметрами являются видимая скорость распространения пламени u и угол φ . Угол φ вычисляли по формуле $\varphi = \text{arcctg}\left(\frac{d/2}{l}\right)$, где d – ширина выходного сечения канала, l – расстояние, пройденное фронтом пламени за время, в течение которого по видеофильму наблюдали разрыв поверхности. Относительная погрешность измерения угла примерно равна 0,3, поэтому можно говорить о порядке величины параметра Карловица. Принимая $a=2 \cdot 10^{-4}$ м²/с, $t=2 \cdot 10^{-3}$ с, $u=2,0$ м/с, $\text{arcctg}\left(\frac{d/2}{l}\right) \cong 1 \cdot 10^{-2}$, получим параметр Карловица равным примерно 5. Другой метод оценки параметра Карловица заключался в использовании цифровой фотометрии изображений пламени. Считая фронт пламени в направлении наблюдения плоским, с учетом закона Стефана-Больцмана интегральную светимость пламени можно считать пропорциональной температуре в четвертой степени. По фотометрическим изображениям фронта пламени вычисляли градиенты температур в окрестности ведущей точки, которые определяют скорость теплоотдачи с участка поверхности фронта пламени. Параметр Карловица вычисляли, как отношение градиентов температур в направлении нормали и касательной к поверхности фронта пламени в данной точке. И в этом случае обнаружено, что если в ведущей точке параметр Карловица больше 5, то фронт пламени терпит разрыв в ведущей точке. Полученные значения параметра Карловица согласуются с данными работ [89-91]. Данные о теплофизических свойствах газов для расчетов брали в работах [92-94].

Винтовое вращение, которое приобретает газ в спиновом фронте пламени под влиянием гидродинамического растяжения, изменяет время пребывания элементарного объема реагирующей смеси в зоне горения. Температура и время пребывания определяют кинетику промежуточных реакций химического превращения и состав конечных продуктов горения. Для получения дополнительных сведений перспективным представляется метод лазерно-индуцированной флуоресценции.

Обнаружение явления спинового распространения газоздушного пламени в узких каналах порождает необходимость постановки ряда исследований, связанных с управлением режимами спинового горения. Среди них:

- закономерности изменения кинематики распространения спинового фронта в зависимости от изменения ширины канала, его формы и состава газовой смеси;
- возможность одновременного образования более двух ядер спина;
- влияние препятствий на формирование ядер спина;
- влияние внешних массовых сил – сил тяжести, акустических колебаний столба газа в микроканале и т.д.;
- явление распада спинового фронта пламени, сопровождающееся образованием десятков мелких очагов горения.

Перечисленные задачи представляют научный интерес и актуальны с точки зрения технических приложений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработаны методика комплексного изучения гидродинамических и теплофизических явлений, происходящих при распространении фронта пламени в узком канале и стратифицированной пропано-воздушной смеси и экспериментальные установки для проведения исследований.
2. Разработан и апробирован оригинальный метод цифровой обработки плоских изображений фронта пламени.
3. Разработан и апробирован оригинальный метод сканирующего лазерного луча для измерения коэффициента теплоотдачи при распространении пламени в узкой щели. Метод позволяет делать измерения в диапазоне видимых скоростей фронта пламени от 0,10 м/с до 1,5 м/с.
4. Получены области устойчивости фронта пламени в узкой щели при изменении безразмерных критериев Пекле и Льюиса. Выделены области: неустойчивости пламени к мелкомасштабным возмущениям ($1,03 < Le < 1,10$ и $Le < 0,88$ при $Pe < 1200$), формирования ядер спина ($0,98 < Le < 1,03$ и $0,88 < Le < 0,93$ при $Pe < 1150$), формирования «усов» ($0,93 < Le < 0,98$ при $Pe < 900$), колебательной неустойчивости и турбулизации ($Pe > 1200$).
5. Найдены режимы распространения фронта пламени в координатах чисел Пекле и приведенной длины канала. Выделены области: спинового фронта пламени ($Pe < 10$, $200 < L/l < 300$), «скручивания» фронта ($Pe < 150$, $L/l < 250$), устойчивости ($Pe < 900$, $L/l < 200$), вибрационного распространения ($Pe < 1200$, $L/l < 120$).
6. Показано, что управляющими физическими механизмами формирования спинового фронта пламени являются изменение скорости диффузии и теплоотдачи. Критические условия теплообмена пламени со стенками канала связаны с изменением формы и размеров каналов. В плоских каналах при $\frac{L}{l} \geq 40$, $l \leq 2 \cdot 10^{-3}$ м кризис теплоотдачи связан с уменьшением расстояния между стенками.

7. Обнаруженные эффект дифракции фронта пламени на отверстиях в преграде и эффект «скручивания» фронта пламени в винтовую поверхность сопровождают формирование спинового фронта пламени при распространении в узком канале.

8. Исследовано изменение скорости теплообмена пламени со стенками канала при распаде кругового фронта. Показано, что коэффициент теплоотдачи при формировании спинового фронта пламени возрастает более, чем на 20%. Дано физическое объяснение полученного эффекта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Смирнова И.В. Метод муаров в интерференционном изучении структуры вихревого пламени / И.В. Смирнова, В.П. Самсонов // Письма в Журнал технической физики. – 2005. – Т. 31, Вып. 4. – С. 49-53.
2. Смирнова И.В. Условия формирования спинового газоздушного пламени / И.В. Смирнова, М.М. Алексеев, В.П. Самсонов // Математич. и физич. моделирование опасных природных явлений и техногенных катастроф: Сб. науч. трудов Всеросс. конфер. – Томск, 2010. – С. 7-8.
3. Смирнова И.В. Формирование спинового фронта газоздушного пламени / И.В. Смирнова, М.М. Алексеев, В.П. Самсонов // Письма в Журнал технической физики. – 2011. – Т. 37, вып. 7. – С. 80-87.
4. Смирнова И.В. Механизм формирования спинового фронта пламени / И.В. Смирнова, М.М. Алексеев, В.П. Самсонов // Успехи физических наук. – 2011. – Т. 181, № 9. – С. 965-972.
5. Смирнова И.В. Закономерности распространения спинового фронта пламени в газовой смеси / И.В. Смирнова, М.М. Алексеев // Вестник Нижегородского ун-та. – 2011. – № 4 (3). – С. 1095-1097.
6. Смирнова И.В. Гидродинамическая и диффузионно-тепловая неустойчивость пламени при распространении в узком канале / И.В. Смирнова, М.М. Алексеев, О.Ю. Семенов // Международная молодежная научная конференция «XIX Туполевские чтения»: Сб. науч. тр. Т.1. – Казань, 2011. – С. 339-343.
7. Смирнова И.В. Моделирование распространения фронта пламени в стратифицированной горючей газовой смеси / И.В. Смирнова, М.М. Алексеев, В.П. Самсонов, О.Ю. Семенов // Письма в Журнал технической физики. – 2012. – Т. 38, Вып. 22. – С. 15-20.
8. Смирнова И.В. Визуализация вихревого течения во фронте пламени / И.В. Смирнова, М.М. Алексеев, О.Ю. Семенов // XVI междунар. конф. по

- методам аэрофизич. исследований: Сб. науч. трудов. – Казань-Новосибирск, 2012. – С. 102-108.
9. Смирнова И.В. Условия формирования спинового фронта пламени при распространении в узкой щели / И.В. Смирнова, М.М. Алексеев, О.Ю. Семенов // XVI междунар. конф. по методам аэрофизич. исследований: Сб. науч. трудов. – Казань-Новосибирск, 2012. – С. 45-49.
 10. Смирнова И.В. Гидродинамические эффекты, сопровождающие распространение фронта пламени в релаксационной камере сгорания / И.В. Смирнова, О.Ю. Семенов, В.П. Самсонов // VIII Всероссийский семинар ВУЗов по теплофизике и энергетике: Сб. науч. трудов. – Екатеринбург, 2013. – С. 97-102.
 11. Зельдович Я.Б. Математическая теория горения и взрыва / Я.Б. Зельдович, Г.И. Баренблатт, В.Б. Либрович, Г.М. Махвиладзе. – М.: Наука, 1980. – 478 с.
 12. Matalon M. Intrinsic Flame Instabilities in Premixed and Nonpremixed Combustion / M. Matalon // Annual Review of Fluid Mechanics. – 2007. – V. 39, P. 163-91.
 13. Гришин А.М. Исследование диффузионно-тепловой неустойчивости ламинарных пламен / А.М. Гришин, В.Н. Берцун, В.М. Агранат // Доклады АН СССР. – 1977. – Т. 235, № 3. – С. 550-553.
 14. Алексеев Б.В. Физическая газодинамика реагирующих сред / Б.В. Алексеев, А.М. Гришин. – М.: Высш. шк., 1985. – 464 с.
 15. Алдушин А.П. О тепло-диффузионной неустойчивости стационарного фронта горения / А.П. Алдушин, С.Г. Каспарян // Доклады АН СССР. – 1979. – Т. 244, № 1. – С. 67-70.
 16. Шрагер Э.Р. Сравнительный анализ результатов решения задачи о диффузионно-тепловой неустойчивости пламени / Э.Р. Шрагер, И.М. Васенин, К.О. Сабденов // Известия Томского политехнического университета. – 2005. – Т. 308, № 6. – С. 28-33.

17. Akkerman V. Flame oscillations in tubes with nonslip at the walls / V. Akkerman, V. Bychkov, A. Petchenko and Lars-Erik Eriksson // *Combustion and Flame*. – 2006. – V. 145, № 4. – P. 675-687.
18. Kurdyumov V.N. Dynamics of premixed flames in a narrow channel with a step-wise wall temperature / V. N. Kurdyumov, G. Pizza, C. E. Frouzakis, J. Mantzaras // *Combustion and Flame*. – 2009. – V. 156, № 11. – P. 2190-2200.
19. Марута К. Особенности горения газа в узком нагретом канале / К. Марута, Дж. К. Парк, К. С. Ох и др. // *Физика горения и взрыва*. – 2004. – Т. 40, № 5. – С. 21-29.
20. Максимов Д.Ю. Асимптотические режимы горения в широких трубах / Д.Ю. Максимов // *Математическое моделирование*. – 2007. – Т.19, № 10. – С. 15-28.
21. Kim N.I. A numerical study on propagation of premixed flames in small tubes / N.I. Kim, K. Maruta // *Combustion and Flame*. – 2006. – V. 146, № 1-2. – P. 283-301.
22. Pizza G. Dynamics of premixed hydrogen/air flames in microchannels / G. Pizza, C.E. Frouzakis, J. Mantzaras and etc. // *Combustion and Flame*. – 2008. – V. 152, № 3. – P. 433-450.
23. Уваров А.В. Гидродинамическая неустойчивость плоского фронта пламени в газе для низкочастотных возмущений при произвольных числах Льюиса / А.В. Уваров, Е.А. Савченкова, А.И. Осипов // *Вестник Московского ун-та. Серия 3. Физика. Астрономия*. – 2001. – № 4. – С. 57-59.
24. Bakirova N.D. Modeling of flame dynamics in radial flow between two discs / N.D. Bakirova, S.S. Minaev, R.V. Fursenko // *Proc. of 13rd Int. Conference on Meth. Aerophys. Research: – Novosibirsk, 2007. – V. 5. – P. 9-12.*
25. Fan A. Regime diagrams and characteristics of flame patterns in radial microchannels with temperature gradients / A. Fan, S. Minaev, S. Kumar etc. // *Combustion and Flame*. – 2008. – V. 153, № 3. – P. 479-489.

26. Замашиков В.В. Стабилизация пламени в узкой щели в расходящемся газовом потоке / В.В. Замашиков // Физика горения и взрыва. – 2006. – Т. 42, № 4. – С. 21-25.
27. Eder A. Investigation of the transient flame development using a combination of advanced optical measurement techniques / A. Eder, B. Edlinger, M. Jordan, F. Mayinger // 8th International Symposium on Flow Visualization: Proc. – Sorrento, Italy, 1998. – P. 179.1-179.10.
28. Swart J.A.M. Detailed analysis of the mass burning rate of stretched flames including preferential diffusion effects / J.A.M. de Swart, G.R.A. Groot, J.A. van Oijen and etc. // Combustion and Flame. – 2006. – V. 145, № 1-2. – P. 245-258.
29. Wang P. Stretch rate of tubular premixed flames / P. Wang, J.A. Wehrmeyer, R.W. Pitz // Combustion and Flame. – 2006. – V. 145, № 1-2. – P. 401-414.
30. Jenkins K.W. Effect of strain rate and curvature on the propagation of a spherical flame kernel in the thin-reaction-zones regime / K.W. Jenkins, M. Klein, N. Chakraborty and R.S. Cant // Combustion and Flame. – 2006. – V. 145, № 1-2. – P. 415-434.
31. Kenichi T. Extinction Karlovitz numbers of premixed counterflow flames under various pressures / T. Kenichi, Hiroyuki Y., Takuya U. and Goro M. // Combustion Science and Technology. – 2006. – V. 178, P. 1649–1668.
32. Alfonso F.I. Measured burning velocities of stretched inwardly propagating premixed flames / F.I. Alfonso, A.F. Ibarreta, J.F. Driscoll // Symposium (Int.) on Comb. – V. 28, № 2. – 2000. – P. 1783-1791.
33. Sun C.J. On the nonlinear response of stretched premixed flames / C. J. Sun, C. K. Law // Combustion and Flame. – 2000. – V. 121, № 1-2. – P. 236-248.
34. Shepherd I. G. Heat release and induced strain in premixed flames / I. G. Shepherd // Combustion and Flame. – 1995. – V. 103, № 1-2. – P. 1-10.
35. Солоухин Р.И. Детонационные волны в газах / Р.И. Солоухин // Успехи физических наук. – 1963. – Т. LXXX, № 4. – С. 525-550.

36. Щелкин К.И. Газодинамика горения / К.И. Щелкин, Я.К. Трошин. – М.: Изд-во. АН СССР, 1963. – 256 с.
37. Мержанов А. Г. Нелинейные эффекты в макроскопической кинетике / А. Г. Мержанов, Э.Н. Руманов // Успехи физических наук. – 1987. – Т. 151, № 4. – С. 553-593.
38. Коржавин А.А. Спиновый режим газофазного горения / А.А. Коржавин, В.А. Бунев, И.Г. Намятов // Доклады академии наук. – 2000. – Т. 375, № 3. – С. 355.
39. Замащиков В.В. Газовые вращающиеся пламена / В.В. Замащиков // Физика горения и взрыва. – 2003. – Т. 39, № 2. – С. 9-11.
40. Замащиков В.В. Спиновое газовое горение в узкой щели / В.В. Замащиков // Физика горения и взрыва. – 2006. – Т. 42, № 3. – С. 23-26.
41. Mitrofanov V.V. Gaseous Detonation Mechanisms in View of Today / V.V. Mitrofanov // Zel'dovich Memorial International Conference on Combustion, Combustion, Detonation, Shock Waves V. 1: Proc. – Moscow, 1995. P. 328-345.
42. Истратов А.Г. Неустойчивость волны горения / А.Г. Истратов, В.Н. Маршаков // Концепция развития горения и взрыва как области научно-технического прогресса (Под ред. А Г Мержанова). – Черноголовка: Территория, 2001. – с. 37 – М.: Изд-во. АН СССР, 1963. – 176 с.
43. Самойленко А.М. Динамика бегущих волн феноменологического уравнения спинового горения / А.М.Самойленко // Доклады РАН. – 2006. – Т. 406, № 6. – С. 734-738.
44. Самойленко А.М. Вращающиеся волны феноменологического уравнения спинового горения / А.М.Самойленко // Доклады РАН. – 2008. – Т. 421, № 6. – С. 749-753.
45. Ивлева Т.П. Распространение одноочаговой спиновой волны по толстостенному цилиндру в адиабатических условиях / Т.П. Ивлева // Физика горения и взрыва. – 2006. – Т. 42, № 4. – С. 41-49.

46. Ивлева Т. П. Влияние давления газа на закономерности распространения спиновых волн при фильтрационном горении / Т. П. Ивлева, А. Г. Мержанов // Физика горения и взрыва. – 2009. – Т. 45, № 5. – С. 33-41.
47. Китлер В.Д. Гидродинамические явления в процессах самораспространяющегося высокотемпературного синтеза / Дисс. на соиск. уч. степ. канд-та физ. мат. наук. – Томск: Томский гос. ун-т, 2009. – 209 с.
48. Минаев С. С. Разделяющиеся пламена в узком канале с градиентом температуры в стенках / С. С. Минаев, Е. В. Серещенко, Р. В. Фурсенко и др. // Физика горения и взрыва. – 2009. – Т. 45, № 2. – С. 12-19.
49. Фан А. Динамическое поведение разделяющихся пламен в канале с подогревом / А. Фан, С. С. Минаев, Е. В. Серещенко и др. // Физика горения и взрыва. – 2009. – Т. 45, № 3. – С. 12-18.
50. Быковский Ф.А. Исследование непрерывной спиновой детонации водородокислородных смесей. 2. Камера с расширением кольцевого канала / Ф. А. Быковский, С. А. Ждан, Е. Ф. Ведерников // Физика горения и взрыва. – 2008. – Т. 44, № 3. – С. 95-108.
51. Scott S.K. Modelling studies of spiral waves and target patterns in premixed flames / S.K. Scott, J. Wang, and K. Showalter // J. Chem. Soc., Faraday Trans. – 1997. – V. 93, № 9. – P. 1733-1739.
52. Kumar S. K. Appearance of target pattern and spiral flames in radial microchannel with CH₄-air mixtures / S. K. Kumar, Maruta, S. Minaev, R. Fursenko // Physics of Fluids. – 2008. – V. 20, P. 024101-1-024101-11.
53. Fan A. Regime diagrams and characteristics of flame patterns in radial microchannels with temperature gradients / A. Fan, S. Minaev, S. Kumar, W. Liu a.o. // Combustion and Flame. – 2008. – V. 152, № 4. – P. 479-489.
54. Pizza G. Dynamics of premixed hydrogen/air flames in microchannels / G. Pizza, C.E. Frouzakis, J. Mantzaras, A.G. Tomboulides a.o. // Combustion and Flame. – 2008. – V. 152, № 4. – P. 433-450.

55. Yilmaz, N. Imaging of Flame Behavior in Flickering Methane/Air Diffusion Flames / N. Yilmaz, A. B. Donaldson, W. Gill, R. E. Lucero // *Journal of Visualization*. – 2009. – V. 12, №. – P. 47-55.
56. Дулин В. М. Исследование газодинамической структуры потока в закрученном турбулентном пламени стереоскопическим методом цифровой трассерной визуализации / В. М. Дулин, Ю. С. Козорезов, Д. М. Маркович и др. // *Вестник НГУ. Серия: Физика*. 2009. Том 4, выпуск 3 С. 30-42.
57. Shimo M. Schlieren visualization of multicyclic flame acceleration processes in valveless pulsed detonation combustors / M. Shimo, S. D. Heister // *Combust. Sci. and Tech.* – 2008. – V. 180, P. 1613–1636.
58. Iio S. Flow Visualization of Vortex Structure in a Pulsed Rectangular Jet / S. Iio, K. Takahashi, Y. Haneda, T. Ikeda // *Journal of Visualization*. – 2008. – V. 11, № 2. – P. 125-132.
59. Eder A. Investigation of the transient flame development using a combination of advanced optical measurement techniques / A. Eder, B. Edlinger, M. Jordan, F. Mayinger // *Proc. of 8th International Symposium on Flow Visualization*. – Sorrento, 1998. – P. 178.1-179.10.
60. Романов О.Я. Видеохроматические измерения полей температур при горении низкотемпературных твердотопливных композиций / О. Я. Романов, А. А. Баранов, В. Ф. Беседовский и др. // *Физика горения и взрыва*. – 2009. – Т. 45, № 3. – С. 66-76.
61. Зельдович Я.Б. Гидродинамика течения и устойчивость искривленного фронта при распространении пламени в каналах / Я.Б. Зельдович, А.Г. Истратов, Н.И. Кидин, В.Б. Либрович // *Препринт № 143*. – Москва: ИПМ АН СССР, 1980. – 64 с.
62. Фёдоров А.В. Гидродинамические явления при распространении пламени в канале / А.В. Федоров // *Дисс. на соиск. уч. степ. канд-та физ. мат. наук*. – Москва: ИПМ РАН, 2003. – 153 с.

63. Фролов С.М. Сокращение длины и времени перехода горения в детонацию в трубе с профилированными регулярными препятствиями / С.М. Фролов, И.В.Семенов, П.В.Комиссаров и др. // Доклады РАН. – 2007. – Т. 415, № 4. – С. 504-509.
64. Masayoshi S. Schlieren Visualization of multicyclic Flame Acceleration Process in valveless pulsed Detonation Combustors / S. Masayoshi, D. Stephen // Combustion Science and Technology. – 2008. – V. 180, № 12. – P. 1613-1636.
65. Johansen C. Visualization of the unburned gas flow field ahead of an accelerating flame in an obstructed square channel / C. Johansen, G. Ciccarelli // Combustion Science and Technology. – 2010. – V. 156, № 4. – P. 405-416.
66. Абриков С.А. Теневые и интерференционные методы исследования оптических неоднородностей / С.А. Абриков. – Казань: Казанский университет, 1962. – 83 с.
67. Васильев Л.А. Теневые методы/ Л.А. Васильев. – М.: Наука, 1968. – 400 с.
68. Фристром Р.М. Структура пламени / Р.М. Фристром, А.А. Вестенберг. – М.: Металлургия, 1969. – 364 с.
69. Хауф В. Оптические методы в теплопередаче / В. Хауф, У. Григуль. – М.: Мир, 1973. – 240 с.
70. Саламандра Т.Д. Фотографические методы исследования быстропротекающих процессов / Т.Д. Саламандра. – М.: Наука, 1974. – 200 с.
71. Ландау Л.Д. Гидродинамика.: В 10 т./ Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1988. Т. 6. – 736 с.
72. Лотов К.В. Физика сплошных сред / К.В. Лотов. – Москва-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2002. – 144 с.
73. Lee M. J. The stabilization of a methane–air edge flame within a mixing layer in a narrow channel / M. J. Lee, N.I. Kim // Combustion and Flame. – 2010. – V. 157, № 1. – P. 201-203.

74. Pergament H.S. Influence of buoyancy on turbulent hydrogen/air diffusion flames / H.S. Pergament, E.S. Fishburne // *Combustion Science and Technology*. – 1974. – V. 9, № 3-4. – P. 127-137.
75. Льюис Б. Горение, пламя и взрывы в газах / Б.Льюис, Г. Эльбе. – М.: Мир, 1968.
76. Song Z.B. Effects of Heat Losses on Flame Shape and Quenching of Premixed Flames in Narrow Channels / Z.B. Song, L.J. Wei, Z.Z. Wu // *Combustion Science and Technology*. – 2008. – Т. 180, № 2. – P. 264-278.
77. Афанасьев В.Н. Задачник по технической термодинамике и теории тепломассообмена / В.Н. Афанасьев и др. – М.: Высшая школа, 1986. – 383 с.
78. Истратов А.Г. Ячеистая и тюльпанообразная конфигурация пламени / А.Г. Истратов, Н.И. Кидин, А.В. Федоров // *Прикладная математика и техническая физика*. – 2003. – Т. 44, № 3. – С. 112-116.
79. Щелкин К.И. Неустойчивость горения и детонации газов / К.И. Щелкин // *Успехи физических наук*. – 1956. – Т. 87, № 2. – С. 273-302.
80. Mitrofanov V.V. Gaseous Detonation Mechanisms in View of Today / V.V. Mitrofanov // *Int. Conference on Combustion*. – Moscow, 1994. – P. 328-345.
81. Фролов С.М. Наука о горении и проблемы современной энергетики / С.М. Фролов // *Российский химический журнал*. – 2008. – Т. LI, № 6. – С. 129-134.
82. Фролов С.М. Математическое моделирование распространения пламени в гладких трубах и трубах с регулярными препятствиями / С.М. Фролов, В.С. Иванов // *Пожаровзрывобезопасность*. – 2010. – Т. 19, № 1. – С. 14-19.
83. Kerampran S. Influence of the pressure waves generated at the initial stage of flame propagation on the DDT process in smooth tubes / S. Kerampran, D. Desbordes, B. Veyssiere // *Confined detonations and pulse detonation engines: Eds. Roy, Frolov, Santoro, Tsyganov*. – М.: Torus Press, 2003. P.3-16.

84. Шторк С.И. О формировании когерентных винтовых структур в закрученной струе / С.И. Шторк, К.Э. Кала, Э.К. Фернандес и др. // Письма в Журнал технической физики. – 2005. – Т. 31, Вып. 15. – С. 62-68.
85. Panfilov V. Spiral flames / V. Panfilov, A. Bayliss, B.J. Matkovsky // Applied Mathematical Letters. – 2003. – V. 16., P. 131-146.
86. Смирнов Б.М. Физика слабоионизованного газа / Б.М. Смирнов. – М.: Наука, 1978.
87. Лайтхилл Дж. Волны в жидкостях / Дж. Лайтхилл.– М.: Мир, 1981.–598 с.
88. Доронин Ю.П. Физика океана / Ю.П. Доронин. – Л.: Гидрометеоздат, 1978. – 294 с.
89. Алексеев М.М. Метод цифровой фотометрии в исследовании структуры вихревого пламени / М.М. Алексеев, В.П. Самсонов // Письма в Журнал технической физики. – 2007. – Т. 33, вып. 11. – С. 34-40.
90. Alexeev M.M. Method of digital Photometry for Vizualization and Calculation of physical Parameters Distributions in transparent radiating Flows / M.V. Alexeev, E.Yu. Murunov, V.P. Samsonov // 13rd Int. Conference on Meth. Aerophys. Research. – Novosibirsk, 2007. – P. 5-12.
91. Алексеев М.М. Новые методы экспериментальных исследований гидродинамики и тепло-массообмена в химически реагирующей среде / М.М. Алексеев, В.П. Самсонов. – Сургут: Изд-во Сург. ун-та, 2008. – 141 с.
92. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. – 720 с.
93. Физические величины: Справочник // Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др.; Под ред. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. и др. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 980 с.
94. Шервуд Дж. Физические свойства газов и жидкостей / Дж. Шервуд. – М.: Мир, 1978. – 567 с.