

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-  
ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ)»

На правах рукописи  
УДК 536.46

Крикунова Анастасия Игоревна

**КОЛЕБАНИЯ И НЕУСТОЙЧИВОСТИ ГОРЕНИЯ  
ПРЕДВАРИТЕЛЬНО ПЕРЕМЕШАННОЙ СМЕСИ В  
УСЛОВИЯХ МИКРОГРАВИТАЦИИ**

Специальность 01.02.05 —  
«Механика жидкости, газа и плазмы»

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук, академик  
Сон Эдуард Евгеньевич

Долгопрудный — 2017

*Моим родителям*

## Оглавление

	Стр.
<b>Введение</b> . . . . .	6
<b>Глава 1. Особенности пламени предварительно перемешанной смеси горючего и окислителя в условиях микрогравитации</b> . . . . .	13
1.1 Общие представления о влиянии гравитационных сил на процессы горения . . . . .	13
1.2 Механизмы горения метана . . . . .	19
1.3 Метод полного и неполного локального химического равновесия в горении метана в воздухе . . . . .	22
1.3.1 Концепция частичного локального химического равновесия ЧЛХР . . . . .	23
1.3.2 Минимизация энергии Гиббса . . . . .	24
1.4 Гидродинамические, акустические и тепловые неустойчивости горения . . . . .	28
1.4.1 Теорема о расщеплении мод колебаний волн . . . . .	28
1.4.2 Гидродинамическая мода . . . . .	32
1.4.3 Акустическая мода . . . . .	33
1.4.4 Тепловая, перегревная или энтропийная мода . . . . .	33
1.5 Влияние гравитационных сил на неустойчивости реагирующих потоков . . . . .	33
1.5.1 Неустойчивость Кельвина-Гельмгольца в пламени предварительно перемешанной смеси . . . . .	34
1.5.2 Гидродинамическая неустойчивость Ландау-Дарье в реагирующих потоках . . . . .	39
1.5.3 Конвективно-диффузионная неустойчивость . . . . .	40
1.5.4 Неустойчивость Релея-Тейлора в пламени предварительно перемешанной смеси . . . . .	42
1.6 Растяжение пламени . . . . .	45
1.7 Пределы воспламенения перемешанных смесей . . . . .	48

	Стр.
<b>Основные выводы по Главе 1</b> . . . . .	53
<b>Глава 2. Экспериментальные стенды и методы исследований</b> . . . . .	55
2.1 Экспериментальные установки . . . . .	55
2.1.1 Лабораторные эксперименты в условиях гравитации . . . . .	55
2.1.2 Эксперименты в условиях микрогравитации . . . . .	57
2.2 Экспериментальные методы и диагностики . . . . .	59
2.2.1 Термоанемометрический метод . . . . .	60
2.2.2 Скоростная видео-съемка хемилюминесценции пламени . . . . .	61
2.2.3 Измерения скорости потока методом Particle Image Velocimetry (PIV) . . . . .	62
2.2.4 Диагностика потока методом индуцированной лазерной флуоресценции (PLIF) . . . . .	68
<b>Основные выводы по Главе 2</b> . . . . .	70
<b>Глава 3. Оптимизация параметров установок для расширения           области стабильного пламени</b> . . . . .	71
3.1 Методы стабилизации пламени . . . . .	71
3.2 Численное моделирование потока в сопле . . . . .	72
3.3 Экспериментальные исследования методом PIV . . . . .	74
3.4 Экспериментальные исследования методом термоанемометрии . . . . .	78
3.5 Оптимизация гидродинамических режимов горения . . . . .	80
<b>Основные выводы по Главе 3</b> . . . . .	83
<b>Глава 4. Результаты измерений характеристик пламени           предварительно перемешанной смеси</b> . . . . .	85
4.1 Растяжение конического пламени . . . . .	85
4.2 Высота факела и скорости ламинарного горения . . . . .	89
4.3 Низкочастотные колебания и мерцание пламени . . . . .	92
4.3.1 Экспериментальное исследование мерцания факела метано-воздушного пламени . . . . .	92
4.3.2 Моделирование мерцания на пакете FlowVision . . . . .	98
4.4 Представление результатов в критериальном безразмерном виде . . . . .	104



	Стр.
<b>Основные выводы по Главе 4</b> . . . . .	111
<b>Заключение</b> . . . . .	113
<b>Список сокращений и условных обозначений</b> . . . . .	115
<b>Список литературы</b> . . . . .	117
<b>Список рисунков</b> . . . . .	133
<b>Список таблиц</b> . . . . .	137
<b>Приложение А. Схема окисления метана в механизме GRI-Mech. 3.0</b> . .	138
<b>Приложение А. Сокращенная схема окисления метана</b> . . . . .	147

## Введение

Несмотря на интенсивно развивающуюся отрасль возобновляемой альтернативной энергетики, использование классических природных ресурсов (газ, нефть, уголь) остается основным источником энергии во всем мире. Использование компримированного природного газа, как дешевого экологичного альтернативного топлива является глобальным трендом энергетики современного мира. Так, согласно данным международного агентства NGV Communications Group [1] мировой парк транспортных средств, работающих на метане, ежегодно возрастает на 25–30%, и по прогнозам к 2020 г. будет достигать 50 млн. единиц. В последнее время возникает тенденция к развитию водного и железнодорожного транспорта на метане. Для воздушного транспорта разрабатываются новые двигатели для самолетов, и ракетносителей («СОЮЗ-7»). Тенденция развития чистой энергетики способствуют все более широкому применению метана, поскольку он является самым чистым из органических топлив.

Процессы горения лежат в основе работы большого количества технических устройств. Несмотря на многолетний опыт использования горения не все аспекты процессов остаются объясненными. Одним из нерешенных и важных вопросов остается турбулентное горение. В настоящее время не существует единой модели турбулентности, которая могла бы применяться во всех случаях. В турбулентном горении задача усложняется, поскольку кроме корреляций пульсаций скоростей в рассмотрение требуется вводить корреляции пульсаций температур и концентраций веществ. Кроме того, горение является сложным многостадийным и многомасштабным процессом, который состоит из многочисленных разветвляющихся однозвенных и цепных реакций. Все эти факторы значительно усложняют описание процессов горения. Проблема построения теоретических моделей переходного и турбулентного режимов горения состоит во взаимодействии перемешивания, тепловой конвекции и развития различного типа неустойчивостей. Экспериментальные исследования являются основой построения моделей ламинарного и турбулентного горения. Для устранения одной из проблем — турбулентного перемешивания следует использовать горение в предварительно перемешанной смеси окислителя и горючего. Вторая проблема состоит в том, что в поле гравитации, например, в земных условиях при горении возникают конвективные потоки, которые усложняют описание горения.

Для устранения этой проблемы наиболее ценными экспериментальными данными являются результаты измерений в условиях невесомости (микрогравитации). Из числа возможных методов изучения горения в условиях микрогравитации существуют три возможности — эксперименты в параболических полетах, в башнях/шахтах («Drop tower»), в которых экспериментальные установки падают в вакууме, и третья возможность — на МКС. Такие работы проводились в экспериментах в основном по диффузионному горению, где анализировались результаты теории Я.Б.Зельдовича по горению в невесомости.

Несмотря на важность исследования горения в невесомости, в литературе отсутствует достаточное количество данных для полного понимания и предсказания поведения пламени в микрогравитации, современное состояние вопроса требует получения новых данных о характеристиках пламени в условиях, отличных от земных гравитационных [2]. Данная работа посвящена изучению комплексного влияния гравитационных сил и степени обогащенности топлива на характеристики пламени и использованию современных методик для исследования пламени в наземных условиях и в микрогравитации (эксперименты в «Drop tower»).

**Целью** данной работы является экспериментальное исследование горения, гидродинамики и неустойчивостей конического пламени перемешанного горючего и окислителя (метано-воздушной смеси) в лабораторных земных условиях и при микрогравитации, разработке лабораторных установок и специального оборудования для использования в «Drop tower», использованию современных методов, таких, как, термоанемометрия, Particle Image Velocimetry (PIV), лазерно-индуцированная флуоресценция (PLIF), использование высокоскоростных камер. В основе работы лежит исследование и сравнение характеристик метано-воздушного пламени предварительно перемешанной смеси горючего и окислителя в условиях нормальной, «обратной» (направление распространения волны горения противоположно вектору ускорения свободного падения) и пониженной гравитации, таких как высота факела, скорость горения, растяжение фронта горения, структура фронта по флуоресценции радикалов ОН и поля скоростей, изучение мерцания пламени предварительно перемешанной смеси, выявление зависимости частоты мерцания от гравитационных сил и коэффициента избытка топлива. Также в работе были оптимизированы экспериментальные устройства горения с целью расширения параметров стабильного пламени и характеристик изотермического потока.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

1. исследование характеристики холодных затопленных струй, формирующихся в профилированном сопле:
  - определение осредненных и пульсационных скоростных характеристик потока методом термоанемометрии для различных степеней турбулентности;
  - получение данные о полях скоростей затопленной струи методом PIV;
2. поиск оптимального метода стабилизации конического пламени в широком диапазоне вариаций коэффициента избытка топлива, скорости потока, минимально изменяющего геометрические характеристики факела:
  - численное моделирование процесса стабилизации пламени в программном комплексе «Flow Vision»;
  - экспериментальное исследование методами PIV изотермического потока при различных параметрах лабораторных установок в наземных условиях;
  - экспериментальное определение областей стабильного пламени при различных методах стабилизации процесса горения;
3. исследование характеристик пламени метано-воздушной смеси в условиях нормальной, «обратной» и пониженной гравитации с получением данных о:
  - высоте факела и скорости горения;
  - растяжении пламени;
  - частоте пульсации факела пламени;
  - свечении радикалов OH методом лазерной индуцированной флуоресценции;
  - полях скоростей в факеле метано-воздушной смеси методом PTV в условиях микрогравитации;
  - частоте пульсаций пламени при вариации гравитационных сил, скорости потока и коэффициента избытка топлива смеси;
  - характеристиках поля скоростей, плотностей и температур;
4. сравнение результатов численного моделирования и экспериментальных данных.

**Научная новизна:**

1. создана лабораторная экспериментальная установка для измерения параметров ламинарного и переходного к турбулентному режиму горения;
2. создана экспериментальная установка для измерения параметров ламинарного и переходного к турбулентному режиму горения на стенде «Drop tower» Центра прикладных космических технологий и микрогравитации (ZARM);
3. впервые получены экспериментальные данные о ламинарном и переходном к турбулентному режиму горения в лабораторных условиях при нормальной гравитации и в условиях микрогравитации;
4. экспериментально выявлено, что изменение направления гравитации расширяет область стабильного пламени, и сужает область проскока пламени;
5. получены результаты по влиянию гравитации на растяжение конического пламени;
6. определена скорость ламинарного горения метано-воздушных смесей в условиях нормальной, «обратной» гравитации и микрогравитации.
7. определены частоты пульсаций пламени в условиях нормальной и «обратной» гравитации для широкого спектра вариации скорости потока и коэффициента избытка топлива смеси;
8. предложен критерий оценки зависимости частоты мерцания пламени предварительно перемешанной смеси от гравитации и коэффициента избытка топлива;
9. получены поля скоростей за фронтом горения в условиях микрогравитации.

**Практическая значимость** работы определяется получением уникальных экспериментальных данных о характеристиках пламени предварительно перемешанной смеси горючего и окислителя в условиях нормальной, «обратной» и микрогравитации в широком диапазоне скоростей потока и коэффициента избытка топлива. Полученные результаты по измеренным ламинарным скоростям горения в зависимости от гравитационных сил необходимы для разработки моделей горения и верификации численных реализаций моделей горения. Зависимость частоты мерцания факела от гравитации дает возможность учета наблюдаемых явлений по горению в условиях нормальной и микрогравитации. Показано, что численное моделирование на основе выбранных моделей согласуется

с полученными экспериментально зависимостями частоты мерцания пламени от коэффициента избытка топлива горючей смеси. Практическая значимость также заключается в рекомендациях по расширению областей стабильного горения предварительно перемешанных смесей горючего и окислителя и разработке методики оценки полей скоростей реагирующих потоков в нестандартных условиях (в частности, на установке «Drop tower» в условиях ограниченного пространства). Полученные экспериментальные результаты могут быть использованы для прогноза поведения пламени при возникновении нештатных ситуаций, пожаров, в космосе (на МКС).

**Основные положения, выносимые на защиту:**

1. экспериментальные данные о распределении скоростей, полученные методами PIV и термоанемометрии, в изотермических потоках и при горении в ламинарном и переходном к турбулентному режимам, в лабораторных условиях при нормальной гравитации, «обратной» гравитации и в условиях микрогравитации;
2. экспериментальные данные о расширении области стабильного пламени, и сужения области проскока пламени при изменении направления гравитации;
3. результаты измерений частот пульсаций и мерцания пламени в условиях нормальной и «обратной» гравитации для широкого спектра вариации скорости потока и коэффициента избытка топлива смеси;
4. критерий зависимости частоты мерцания пламени предварительно перемешанной смеси от гравитации и коэффициента избытка топлива;
5. результаты измерений полей скоростей за фронтом пламени в условиях микрогравитации;
6. экспериментальные данные, полученные методом PLIF о распределении радикалов OH при горении метано-воздушных конических пламен в условиях микрогравитации;
7. экспериментальные данные о высоте факела метано-воздушных пламени, и скорости ламинарного горения в условиях нормальной, «обратной» и микрогравитации;
8. экспериментальные данные о растяжении конических метано-воздушных пламени в зависимости от интенсивности воздействия сил плавучести, скорости подачи горючей смеси и стехиометрического соотношения горючего и окислителя.

**Достоверность** полученных результатов обеспечивается обоснованностью и верификацией методик измерений параметров потока термоанемометрическим методом, методом PIV и лазерной индуцированной флуоресценции (PLIF), использованием тестированных методик обеспечения микрогравитации на уровне  $10^{-6}g_0$  в соответствии с «Руководством по эксплуатации ZARM «Drop tower» соответствием с результатами, полученными другими авторами и публикациями в реферируемых журналах.

**Апробация работы.** Основные результаты работы докладывались на международных (3) и российских (5) конференциях, в том числе:

58-я и 59-я научные конференции МФТИ (Долгопрудный 2015, 2016);

Всероссийская научная конференция с международным участием «Механика композиционных материалов и конструкций, сложных и гетерогенных сред» (Москва 2015);

XXXI International Conference on Equations of State for Matter (Elbrus 2016);

Одиннадцатая Международная конференция по неравновесным процессам в соплах и струях (Алушта 2016);

11th International Conference on Two-Phase Systems for Space and Ground Applications (Marseilles 2016);

Seventh International Symposium on Nonequilibrium Processes, Plasma, Combustion and Atmospheric Phenomena (Сочи 2016);

XXXII International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter (Elbrus 2017).

**Личный вклад.** Автор принимал участие в постановке научных задач и разработке методик исследований; при его непосредственном участии и инициативе были созданы экспериментальные стенды, выполнена отладка методик диагностики, проведены исследования. Обработка, комплексный анализ и обобщение полученных экспериментальных результатов выполнена автором самостоятельно. Автором проведена подготовка статей и докладов на конференциях и для публикации в научных журналах. Выводы и заключения, вошедшие в диссертацию, основываются на полученных в работе результатах.

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в 13 печатных изданиях, 5 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК: [3; 4; 8; 9], 8 в тезисах докладов: [5; 6; 10–15].

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и двух приложений. Полный объём диссертации составляет

147 страниц, включая 66 рисунков и 3 таблицы. Список литературы содержит 165 наименований.

**Благодарности.** В первую очередь я хочу поблагодарить моего научного руководителя Э.Е. Со́на за его поддержку, терпение и доверие на протяжении нашего сотрудничества, за то, что вдохновлял собственным примером самоотверженной работы и целеустремленности. Я всегда буду помнить Ваш неоценимый вклад в мое профессиональное развитие. Также хочу выразить благодарность руководителю Центра исследований микрогравитации DLR Европейского космического агентства профессору Майклу Дрееру (Dreyer, M) который принял предложение моего научного руководителя академика РАН Со́на Э.Е. о проведении исследований по горению в лаборатории Центра прикладных космических технологий и микрогравитации (ZARM); Германской службе академических обменов (DAAD), за предоставленный грант для выполнения работы в этой лаборатории; руководителю лаборатории исследования горения (COMBUSTION ENGINEERING GROUP) ZARM Кристиану Эйгенброту (Eigenbrod, C); научному сотруднику ZARM Клинкову К.В. за помощь при проведении экспериментов на стенде «Drop Tower»; профессору Принстонского университета Ло (Law, C) за приглашение на школу по горению в Принстон и обсуждение механизмов горения метана; заведующему лабораторий Плазменного Центра МИТ (США, Кембридж, Массачусетс) Л. Бромбергу (Bromberg, L) за предоставленные результаты по моделированию горения метана в воздухе; заведующему лабораторией ОИВТ РАН А.С. Савельеву за предоставленную возможность использования диагностического комплекса «LaVision PIV» и помощь в работе; заведующему лабораторией ОИВТ РАН А.А. Аксенову за предоставленную возможность использования программного комплекса «Flow Vision» для моделирования гидродинамики и горения; сотрудникам отдела электрофизики и энергетики ОИВТ РАН и сотрудникам кафедры физической механики факультета аэрофизики и космических исследований МФТИ за помощь в работе. Отдельно хочу поблагодарить коллег Ю.М. Куликова и В.А. Панова.



## Глава 1. Особенности пламени предварительно перемешанной смеси горючего и окислителя в условиях микрогравитации

### 1.1 Общие представления о влиянии гравитационных сил на процессы горения

Горение представляет процесс при котором происходит выделение энергии химических связей молекул и атомов, которое приводит к повышению температуры реагирующей смеси от начального состояния (обычно при нормальных условиях около 300 К) до конечного состояния, при котором происходит переход исходной смеси в продукты сгорания при температурах порядка 1500-3000 К. Повышение температуры пламени при примерно постоянном давлении приводит к возникновению градиентов плотности, которые в гравитационном поле вызывают силы плавучести, которые, соответственно, вызывают неустойчивости и конвективное перемешивание. Силы плавучести приводят к таким фундаментальным результатам, как отсутствие существования некоторых типов пламени, к которым относятся так называемые низкорейнольдские диффузионные пламена и пламя предварительно перемешанной смеси горючего и окислителя.

За исключением немногочисленных экспериментальных исследований, большинство процессов горения никогда не наблюдались без отсутствия сил плавучести, препятствующих существованию пламени простой одномерной формы и др. Для турбулентного горения отдельной подачи горючего и окислителя в поле тяжести возникает несколько проблем, влияющих друг на друга. К ним относятся ламинарное (молекулярное) или турбулентное перемешивание, развитие конвективных неустойчивостей в гравитационном поле и, собственно, турбулентное горение. В теоретических моделях трудно одновременно учесть все эти явления, поэтому целью работ, представленных в диссертации, было разделить факторы, влияющие на турбулентное горение, а именно:

1. рассмотреть случай **предварительно перемешанной смеси горючего и окислителя**, избегая таким образом изучения процесса турбулентного перемешивания; **em** рассмотреть **горение в условиях микрогравитации**, где силы тяжести в миллион раз меньше, чем в наземных условиях и тем самым исключить действие сил плавучести;

2. рассмотреть не сразу область турбулентного горения, а режим, **переходного от ламинарного к турбулентному горению**, где результаты и интерпретация более просты, чем в случае развитого турбулентного горения.

Это дает возможность, опираясь на результаты экспериментальных исследований, строить модели ламинарного и переходного к турбулентному режимам горения и далее - развитого турбулентного горения.

Простые оценки позволяют оценить ограничения вызываемые силами плавучести на экспериментальные исследования в лабораторных (земных) условиях. Это дает правильное представление о роли экспериментальных исследований горения в условиях пониженной гравитации по сравнению с горением при земных условиях. Диффузионный перенос (как показывает анализ изменения массы, импульса и внутренней энергии) и гидродинамический транспорт совместно определяют свойства смеси при выделении химической энергии в процессе горения, тогда как силы плавучести вызывают конвективный перенос, который трудно отделить от остальных видов переноса. Относительная важность этих процессов может быть представлена известными безразмерными параметрами — числом Грасгофа  $Gr$  и числом Ричардсона  $Ri$  [16]. Число Грасгофа представляет собой отношение сил плавучести к вязким силам, а отношение естественной и вынужденной конвекции представляет собой число Ричардсона (аналог числа Фруда  $Fr$ ).  $Gr = (\Delta\rho/\rho)gL^3/\nu^2$  где  $\Delta\rho$  и  $\rho$  — разница плотностей топлива и продуктов сгорания и средняя плотность газов;  $g$  — ускорение свободного падения;  $L$  — характерный линейный размер процесса;  $\nu$  — кинематическая вязкость. Обычно  $\Delta\rho/\rho \sim 1$ , поскольку зачастую плотность горючих газов значительно выше плотности продуктов сгорания. Условием малости влияния сил плавучести является малость числа Грасгофа  $Gr \leq 10^{-1}$  [17], что накладывает ограничения на геометрические размеры пламени при атмосферном давлении —  $L \leq 100$  мкм, однако, проводить экспериментальные исследования на таких масштабах не представляется возможности. Снижение давления позволяет несколько увеличить допустимые размеры пламени, например [18], но при этом происходит снижение скоростей химических реакций, что можно компенсировать избытком кислорода, но это позволяет лишь немного увеличить размер исследуемого пламени в силу зависимости пространственного масштаба от давления ( $L \sim p^{-2/3}$ , где  $p$  — давление). К тому же эксперименты при пониженном давлении не являются значимыми, так как экстраполяция результатов, полученных при низких

давлениях к нормальным и высоким давлениям не автомодельна из-за сложного влияния давления на большое количество химических реакций при горении.

Число Ричардсона  $Ri$  показывает относительную важность сил плавучести и движения, связанного с пламенем, к которым относятся скорость ламинарного горения предварительно перемешанной смеси  $S_L$  и вынужденная конвективная скорость диффузионного пламени  $u_f$ . Эти параметры могут быть оценены через скорость естественной конвекции  $u_N = (\Delta\rho g L_p / \rho)^{1/2}$ , где  $L_p$  — расстояние перемещения горячих продуктов горения [16]. Характерная скорость естественной конвекции основана на оценке равновесия сил плавучести и инерциальных сил (вязкие силы в первом приближении можно не учитывать), тогда  $Ri = (\Delta\rho/\rho)gL_p/S_L^2$  или  $Ri = (\Delta\rho/\rho)gL_p/u_f^2$ . Размер предварительно перемешанного пламени при котором можно получить удовлетворительное пространственное разрешение может достигать десятых долей миллиметров [19], и при этом условии незначительности влияния сил плавучести имеет вид  $Ri < (10^{-1})$ , что при таких размерах пламени приводит к  $S_L > 1$  м/с. Однако, при таких размерах пламени (микропламя) форма, пределы погасания и другие важные характеристики отличаются от макропламени ( $L \sim 10\text{--}100$  мм), в случае которого условие  $Ri \leq 10^{-1}$  приводит к ограничению  $S_L > 0.1$  м/с, что сравнимо с максимальной ламинарной скоростью горения. Но в области низкой скорости горения (несколько см/с) около пределов погасания в земных условиях изучать горение без учета сил плавучести не представляется возможным. Важным является изучение неустойчивостей фронта пламени, которые важны при исследовании пламени около пределов горения и турбулентного пламени. Оно ограничивается условием  $S_L > 1$  м/с т.к. эффекты неустойчивости ослабевают при высоких скоростях потока [20–23].

Турбулентное горение представляет одну из наиболее важных нерешенных задач науки о горении, что проявляется в большом расхождении экспериментальных данных с результатами численного моделирования. Возможности трехмерного нестационарного численного моделирования турбулентных реагирующих потоков имеют существенное ограничение в связи с тем, что зона горения является настолько малой, что соответствующие масштабы попадают в область инерционного или даже вязкого интервалов, поэтому моментные методы моделирования турбулентности, хорошо работающие для рейнольдсовских напряжений, не работают и необходимо для горения решать уравнения для функций плотности вероятности турбулентного поля концентраций пассивной и актив-

ной (химически реагирующей) компонентов. Численное моделирование может быть проведено для турбулентного пламени вследствие ограниченности ресурсов лишь для небольших скоростей потока (низкорейнольдсовы потоки с ограниченным спектром масштабов). В лабораторных условиях такие условия не могут быть воспроизведены, т. к. плавучесть ускоряет поток, приводя его к высокорейнольдсовому с большим спектром масштабов. И, несмотря на непрерывное увеличение расчетных мощностей, возможности численного моделирования реагирующих потоков с параметрами, которые соответствовали бы невозможным силами плавучести не предвидится в ближайшем будущем, поэтому необходим поиск иных способов «обхождения» ограничений, накладываемых гравитационными силами на изучение процессов горения. Наиболее эффективным способом создания моделей турбулентного горения является проведение экспериментальных исследований в условиях пониженной гравитации. Одним из практических вопросов в целом, при фундаментальности экспериментальных исследований процессов горения в условиях невесомости, практической задачей является возможность изучения пожаров и взрывов на космических станциях, что становится все более и более насущной проблемой со стремительным ростом энергонасыщенности на МКС и других космических объектах.

Из вышесказанного следует важность исследования влияния гравитации на горение для более глубокого понимания фундаментальных основ горения. Большая скорость реакции на единицу объема, требуемая для эффективного горения в смеси горючего и окислителя, как и высокие скорости, вызванные плавучестью, являются основной причиной того, что в большинстве случаев пламя предварительно перемешанных смесей является турбулентным. Концепция «ламинарных языков пламени», является одной из проблем ламинарного пламени а переходном к турбулентному режиму горения и также требует изучения. Считается что большинство устройств горения, используемых на практике, работают в таком режиме. В некоторых работах развивается концепция о том, что турбулентное пламя может быть представлено, как совокупность квазистационарных фронтов ламинарного пламени предварительно перемешанной смеси. Т. е. турбулентное пламя представляет собой ламинарное пламя поверхность которого искажена турбулентностью (при определенных условиях) [24–26]. Такая концепция применяется когда тейлоровский масштаб турбулентности (микромасштаб в диссипативном интервале)  $l_k$  больше чем характерная толщина пламени  $\delta_l$ :  $l_k > \delta_l$ . Этот критерий может быть выражен в терминах флуктуации скорости в турбу-

лентном потоке несгоревших газов относительно скорости ламинарного горения  $\bar{u}'/S_L$  и турбулентного числа Рейнольдса несгоревших газов  $\bar{u}'\Lambda/\nu$ , где  $\Lambda$  — интегральный масштаб турбулентности [24]:

$$\bar{u}'/S_L < \text{Re}_\Lambda^{1/2} \quad (1.1)$$

Квазистационарность может быть выражена в случае когда тейлоровский масштаб несгоревших газов  $\tau_0 = (\nu/\varepsilon)^{1/2}$ , где  $\varepsilon$  — скорость диссипации турбулентной энергии, больше характерного времени существования пламени ( $\tau_L = \delta_L/S_L$ )  $\tau_0 > \tau_L$ . Несложно показать, что квазистационарное приближение также требует условий определяющихся уравнением 1.1. Таким образом, режим «ламинарных языков» включает в себя искривление ламинарного пламени в масштабах больших чем толщина пламени при скоростях меньших скорости горения. Когда эти условия выполнены, свойства ламинарного пламени можно использовать и для турбулентных. Более того, толщина пламени в уравнении 1.1 не точно определена, например, даже интенсивное турбулентное пламя в двигателях искрового зажигания в большинстве находится в режиме ламинарных языков пламени [27]. Таким образом эффекты турбулентности для большинства практических задач могут быть рассмотрены в терминах ускоренного или замедленного (погасающего) режима «ламинарных языков пламени» вследствие искривления пламени вследствие турбулентности. Эти искривления включают в себя «сморщивание» распространяющегося ламинарного фронта из-за неравномерности турбулентного потока, которые вводят вариации в искривление фронта пламени также же, как и области, где фронт сжимается или растягивается вдоль поверхности. Такие динамические эффекты влияния турбулентности на тонкий ламинарный фронт описаны в [25; 26], где показано что комбинированное влияние растяжения и искривления на распространение тонкого ламинарного фронта может быть выражено через удлинение пламени. Удлинение пламени, которое было введено Карловицем [28] определяется как локальная относительная скорость увеличения площади поверхности пламени. Таким образом, эффект искажения пламени предварительно перемешанной смеси характеризуется эффектом растяжения пламени и заслуживает значительного внимания, в том числе и в условиях пониженной гравитации. Неустойчивость фронта ламинарного пламени — еще один аспект, связывающий ламинарное и турбулентное пламя. Взаимодействие между неравномерностью потока в турбулентном течении и ламинарном фронте выражается следующим образом: неустойчивость фронта ламинарного

пламени влияет либо на усиление, либо на ослабление турбулентного искажения поверхности пламени для неустойчивых и устойчивых условий, соответственно. По классификации Клавина [29] существует три основных механизма дестабилизации фронта пламени, они включают гидродинамическую неустойчивость Ландау-Дарье, вызываемую ускорением низкоплотных продуктов сгорания по отношению к смеси реагентов большей плотности; конвективно-диффузионную неустойчивость вследствие различных скоростей переноса массы и тепла по отношению к удлинению пламени и неустойчивость Релея-Тейлора, возникающую вследствие ускорений, характерных для сред с резко меняющейся плотностью, к которому относится пламя. Все три механизма до некоторой степени присущи ламинарным фронтам пламени в «земных гравитационных условиях», однако, оказалось, что конвективно-диффузионный механизм играет наибольшую роль для турбулентного пламени предварительно перемешанной смеси горючего и окислителя. Исследования показывают, что влияние анизотропной турбулентной диффузии на турбулентное пламя предварительно перемешанной смеси аналогично влиянию на ламинарный фронт такого же пламени. Например, Клавином и др. [29] было обнаружено, что неустойчивость фронта пламени из-за влияния конвективно-диффузионной неустойчивости действует на турбулентное пламя, имеющее большие масштабы турбулентности и низкую интенсивность турбулентности, с нестабильными и стабильными условиями, соответственно возбуждая и подавляя искажения фронта турбулентностью. Например, для свободно распространяющегося пламени в смеси  $H_2/O_2/N_2$  в [30] показано что, для трех типов пламени (неустойчивое, практически нейтральное и устойчивое конвективно-диффузионные условия) с очень близкой ламинарной скоростью горения и схожими свойствами холодных реагентов, за исключением эффектов конвективно-диффузионной неустойчивости должны были бы иметь схожие свойства, поскольку условия проведения эксперимента были далеки от пределов погасания; но вместо этого неустойчивое пламя распространяется значительно быстрее чем нейтрально-стабильное пламя, а устойчивое наоборот — медленнее. Это показывает важность влияния анизотропной диффузии даже для сильно турбулизованных потоков (которые очень важны с практической точки зрения). Так например пламя в двигателях искрового зажигания и двигательных установках самолетов строго работают в режиме устойчивой анизотропной турбулентной диффузии при котором искажения поверхности пламени подавляются турбулентными пульсациями.

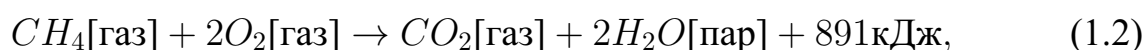


Поведением пламени в невесомости начали интересоваться еще в 1956 г., когда впервые было проведено исследование шлирен-методом горения капель *n*-гептана и этилового спирта в камере сгорания [31], при этом условия «микрогравитации» длились около 1 с. Был обнаружен ряд таких эффектов как то, что с ростом ускорения свободного падения происходит уширение фронта пламени и зоны прогрева, а скорость горения снижается при уменьшении ускорения. В областях малых ускорений данные параметры меняются скачкообразно. По причине опасности и сложности, эксперименты с пламенем газообразного топлива начали проводиться на три десятилетия позже. Первыми были экспериментальные исследования горения околопредельных бедных водородо-воздушных и богатых пропано-воздушных смесей в цилиндрическом сосуде в СССР [32]. При этом время условий невесомости было уже значительно больше — около 8 секунд, и «качество микрогравитации» было не хуже  $0,05g_0$  — выполнялись параболические полеты. В этих работах впервые было показано, что в невесомости распространение пламени происходит в более широком диапазоне вариации составов смесей и также было получено замедление затухания пламени в невесомости. Несколько позднее были исследованы процессы воспламенения метано-воздушных смесей в камере сгорания в 2,2-секундной «Drop tower» в НАСА [33;34]. И только в начале 90-х годов начали проводиться эксперименты с открытым пламенем [35–38], как в параболических полетах, так и в башнях с падающими телами («Drop tower» ).

## 1.2 Механизмы горения метана

Метан представляет собой газообразное химическое соединение с химической формулой  $\text{CH}_4$ . Это самый простой представитель алканов. Другие названия этой группы органических соединений: предельные, насыщенные или парафиновые углеводороды. Они характеризуются наличием простой связи между атомами углерода в молекуле, а все остальные валентности каждого углеродного атома насыщены атомами водорода. Для алканов наиболее важной реакцией является горение. Они горят с образованием газообразной двуокиси углерода и паров воды. В результате выделяется огромное количество химической энергии, которая превращается в тепловую или электрическую. Метан является горючим

веществом и основным компонентом природного газа, что и делает его привлекательным топливом. В основе широкого использования природного ископаемого лежит реакция горения метана. Поскольку он в нормальных условиях является газом, то его трудно транспортировать на далекие расстояния от источника, поэтому часто его предварительно сжижают. Процесс горения заключается в реакции между метаном и кислородом, то есть в окислении простейшего алкана. В результате образуется двуокись углерода, вода и много энергии. Горение метана происходит в одностадийной реакции и может быть описано брутто-реакцией:



т.е. одна молекула метана при взаимодействии с двумя молекулами кислорода образует молекулу двуокиси углерода и две молекулы воды. При этом выделяется тепловая энергия, равная 891 кДж. Природный газ является самым чистым для сжигания ископаемым, так как уголь, нефть и другие виды топлива более сложные по составу. Поэтому при сгорании они выделяют в воздух различные вредные химические вещества. Поскольку природный газ в основном состоит из метана (примерно на 95%), то при его сжигании практически не образуются побочные продукты или их получается намного меньше, чем в случае с другими видами ископаемого топлива.

Однако, реакция (1.2) на самом деле содержит значительное количество разветвленных цепных реакций, часть из которых обрывается. В настоящее время существует и продолжают разрабатываться кинетические схем горения различных веществ, однако метан занимает одну из лидирующих позиций. Наиболее широко применимой является схема окисления метана представленная в механизме GRI-Mech. 3.0 [39], разработанном в университете Беркли (США). Она содержит 53 компонента входящих в 325 реакций, их список реакций представлен в приложении А. Данная схема была верифицирована на большом количестве экспериментальных данных и в настоящее время является одной из наиболее полных, используемых в моделировании. Изучение продуктов промежуточных реакций дает возможность исследовать общую структуру пламени, динамику фронта, позволяют оценить условия (границы) воспламенения и перехода к детонации. Понимание кинетики горения также способствует созданию технических устройств с повышенной эффективностью сгорания топлива, позволяет оптимизировать и снизить долю вредных выбросов (чистое горение) и используется для создания новых комбинированных и альтернативных видов



топлива. Пример расчета скорости ламинарного горения метана в воздухе с использованием механизма GRI-Mech. 3.0 в пакете CHEMKIN 4.0 [40] проведенного Л.Бромбергом (МИТ, США) [41] представлен на рисунке 1.2.

В процессе горения происходит наработка различных радикалов: Н, ОН, СН,  $\text{CH}_2$ , НСО,  $\text{CO}_2$ , СО. Одним из наиболее важных, определяющих кинетку процессов горения, является химически активный радикал — гидроксил ОН. Разветвленные цепные реакции с наработкой возбужденных радикалов ОН способствуют лавинообразному размножению частиц, что сопровождается выделением большого количества энергии, проявляющееся в высвечивании. Соответственно, гидроксил определяет положение фронта пламени, соответствующего области с наибольшей интенсивностью выделения энергии, т.е. максимально высокой температурой. В работе [42] показано что ОН не проникает в зоны «холодных реагентов». По местоположению радикалов ОН можно судить о динамике положения и структуре фронта горения. Гидроксил ОН, вместе с тем, быстро исчезает, поскольку является реагентом в реакциях образования воды (приложение А). Для детектирования компонентов ОН, как и других промежуточных реагентов используют неинвазивный метод лазерной индуцированной флуоресценции (LIF — Laser Induced Fluorescence), который описан ниже. При определенном составе диагностического оборудования измерения флуоресценции ОН могут позволить определить не только положение фронта пламени, а и распределение температуры и концентрации частиц ОН [43; 44]. На основе таких экспериментальных данных проводят верификацию численных расчетов и кинетических схем.

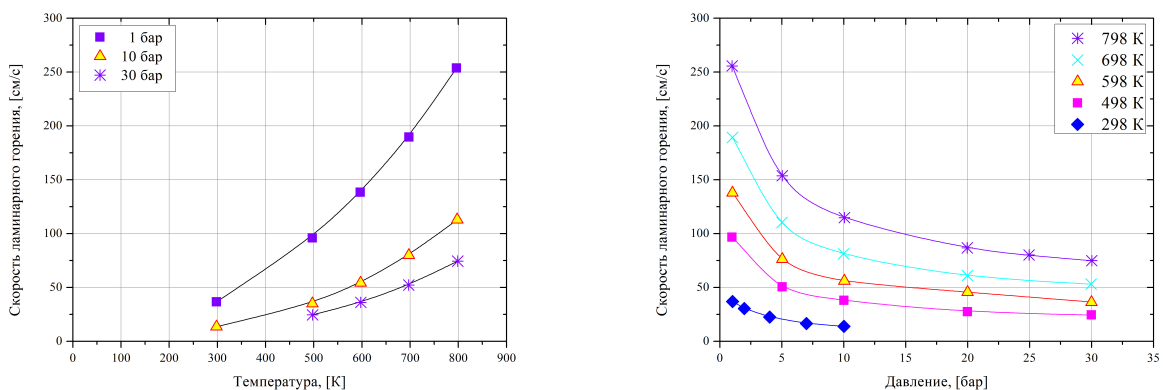


Рисунок 1.1 — Скорость ламинарного горения метана в воздухе в зависимости от температуры и давления [41]

### 1.3 Метод полного и неполного локального химического равновесия в горении метана в воздухе

Турбулентное горение является многомасштабной задачей. Химическая кинетика описывает динамическую эволюцию химической системы с помощью набора уравнений кинетики для всех компонентов и радикалов, а также всех возможных элементарных реакций. Кинетические схемы содержат химические реакции с широким диапазоном временных масштабов, от  $10^{-15}$  до  $10^{-2}$  с и их интегрирование сильно затруднено из-за их чрезмерной жесткости. Также при моделировании учитывается транспорт веществ, что требует введения дополнительных пространственных и временных масштабов, связанных с диффузионными и конвективными процессами. Эти масштабы также охватывают широкий спектр: от временных и пространственных тейлоровских и колмогоровских масштабов до масштабов, связанных с масштабами в энергетическом интервале, т.е. с физическими размерами устройств — каналов, пограничных слоев и т.п.

Математическое моделирование горения может быть значительно упрощено, если использовать временное разделение масштабов, в предположении, что быстрые реакции, обычно связанные с промежуточными радикалами и компонентами, находятся в локальном равновесии. Теория упрощения реакций в предположении локального химического равновесия (ЛХР) впервые была введена Иевлевым В.М. и Соном Э.Е. [45–47]. Позже этот подход для случая частичного локального химического равновесия (ЧЛХР) равновесия использовался в работах [48–53].

Традиционный подход к механизмам разделения на быстрые и медленные компоненты осуществляется путем изучения детальных механизмов реакций, их скоростей и анализа стационарных и частично равновесных предположений к отдельным компонентам и реакциям. Эта процедура должна выполняться индивидуально для каждого механизма реакции и физической проблемы. В последнее время появились некоторые математические методы, которые пытаются систематически идентифицировать разделение временных масштабов [52; 53].

Частичное локальное химическое равновесие с введением локальной концентраций химических элементов, представляет другую точку зрения на проблему. В режиме ЧЛХР динамическая эволюция системы определяется кинетикой видов, связанных с более медленными временными шкалами, кинетически

контролируемыми, в то время как концентрации остальных компонентов вычисляются с помощью минимизации свободной энергии Гиббса смеси при условии, что концентрации компонентов меняются в потоке. Это позволяет получить общий набор дифференциально-алгебраических уравнений (ДАУ), которые применимы к любой системе, где можно выделить быстрые и медленные реакции. Выбор большего числа независимых компонентов встречает сложности минимизации потенциала Гиббса, т.к. решение становится неоднозначным. Таким образом, динамическая эволюция по-прежнему регулируется только кинетикой. Дифференциально-алгебраическая формулировка ЧЛХР может быть выведена из первых принципов в виде расширения вычисления химического равновесия посредством минимизации свободной энергии. Как и во всех методах, система определяется кинетикой концентраций химических элементов или основных медленных компонентов.

### 1.3.1 Концепция частичного локального химического равновесия ЧЛХР

Рассмотрим смесь  $N$  компонентов с  $N_R$  реакциями. Его динамическая эволюция описывается системой дифференциальных уравнений со скоростями реакций  $r_k$  и стехиометрических коэффициентов  $\nu_{jk}$  следующим образом:

$$\frac{dn_j}{dt} = \sum_{k=1}^{N_R} \nu_{jk} r_k(n_1, n_2, n_N, \dots, T, \rho) \quad (j = 1, \dots, N), \quad (1.3)$$

где  $n_j$  — концентрации химических компонентов, скорости прямых и обратных реакций связаны законами действующих масс Аррениуса. ЧЛХР сводится к системе с меньшим числом обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) для  $M$  основных элементов или их линейной комбинации, которые меняются более медленно:

$$\frac{dC_i}{dt} = \sum_{j=1}^N \left[ a_{ij}^c \sum_{k=1}^{N_R} \nu_{jk} r_k(n_1, n_2, \dots, n_N, T, \rho) \right] \quad (i = 1, \dots, M), \quad (1.4)$$

где  $a_{ij}^c$  — матрица, которая определяет основные или кинетически контролируемые компоненты. Эти ОДУ представляют набор алгебраических уравнений:

$$f(n_1, n_2, \dots, n_N, T, \rho) = 0 \quad (i = 1, \dots, N - M), \quad (1.5)$$

которые замыкают систему, описывая влияние остальных компонентов, связанных с быстрой шкалой времени.

Физический принцип, из которого выведены эти алгебраические уравнения, следующий: поскольку временные масштабы, связанные с этими видами, очень малы по сравнению с ведущими компонентами, их можно считать временно находящимися в равновесном состоянии. Это состояние равновесия ограничено концентрациями ведущих компонентов и поэтому может быть названо «ограниченным состоянием равновесия». Подобно тому, как равновесие химической реакции в замкнутой системе при фиксированной температуре может быть вычислено за счет минимизации свободной энергии Гельмгольца и при фиксированной температуре и давлении через свободную энергию Гиббса, можно определить еще одно условие равновесия при фиксированной температуре, давлении и концентрациях ведущих видов. Чтобы привести пример, предположим, что у нас есть система  $\text{CH}_4\text{-O}_2$ , и мы ограничиваем  $\text{O}_2$ . Тогда все атомы  $\text{O}$  будут встречаться в виде  $\text{O}_2$ , однако атомы  $\text{C}$  и  $\text{H}$  могут принимать любую форму, благоприятную в этих условиях, т.е.  $\text{CH}_3$ ,  $\text{H}$ ,  $\text{C}_2$ ,  $\text{H}_4$  и т.д. Динамическая эволюция системы является последовательностью таких состояний с ограниченным равновесием.

Выбор кинетически контролируемых и компонентов, находящихся в равновесии, может быть основан на критериях для анализа разделения временных масштабов, например, критериев Петерса [54] или вычислительного сингулярного возмущения [52]. ЧЛХР не является самим критерием, вместо этого он предоставляет систему уравнений, описывающих эволюцию приведенной системы с учетом определенного выбора компонентов, находящихся в равновесии. Одним из основных преимуществ ЧЛХР является то, что уравнения имеют одинаковую общую форму, независимо от их выбора.

### 1.3.2 Минимизация энергии Гиббса

Химическое равновесие может быть рассчитано двумя физически эквивалентными способами. Первый из них — метод констант равновесия, основан на решении всех уравнений, возникающих в результате равновесия каждой реакции (закон действующих масс). Второй метод, основан на втором законе термо-

динамики (максимизация энтропии). В замкнутой системе это сводится к минимизации свободной энергии Гельмгольца (фиксированной  $T$ ) или Гиббса (при фиксированных  $T, p$ ). Как уже было отмечено, для вывода уравнений ЧЛХР используется метод минимизации свободной энергии Гиббса.

Свободная энергия Гиббса (на единицу массы) смеси химических компонентов определяется, как:

$$g = \frac{1}{\rho} \sum_{j=1}^N \mu_j n_j, \quad (1.6)$$

где  $n_i$  — концентрация частиц, энтальпия  $H_0$  [Дж/кмоль], мольная концентрация  $x_i = n_i/n$ . Химический потенциал компонента  $\mu_j$  [Дж/кмоль]:

$$\mu_j = \mu_j^0 + R_0 T \ln \frac{p_j}{p_0}, \quad (1.7)$$

где  $\mu_j^0$  — химический потенциал чистого компонента при стандартном давлении ( $p_0$ ),  $R_0 = 8314$  [Дж/(кмоль К)],  $p_j$  - парциальное давление. Тогда:

$$\mu_j = \mu_j^0 + R_0 T \ln \frac{n_j}{n} + R_0 T \ln \frac{p}{p_0} = \mu_j^0 + R_0 T \ln x_j + R_0 T \ln \frac{p}{p_0}. \quad (1.8)$$

Условие минимума свободной энергии Гиббса:

$$\delta G = 0, \quad (1.9)$$

т.е. изменение свободной энергии Гиббса должно быть нулевым, с учетом ограничений, выражающих сохранение химических элементов, энтальпии и давления:

$$n_i^* = \sum_{j=1}^N a_{ij}^e n_j \quad (i = 1, \dots, N_e), \quad (1.10)$$

$$h = \frac{1}{\rho} \sum_{i=1}^N n_i H_i^0, \quad (1.11)$$

$$p = \sum_{i=1}^N n_i R_0 T, \quad (1.12)$$

Если учесть, что минимизация свободной энергии Гиббса подразумевает фиксированную температуру и давление, то ограничение на энтальпию эквивалентно фиксации температуры как:  $H_j^0 = f(T)$  и более удобно для расчетов реагирующих потоков. Таким образом, вычисление концентраций элементов в равновесном состоянии сводится к решению ограниченной задачи оптимизации, которая

может быть решена методом множителей Лагранжа. Вводя параметры  $\lambda_i$ , так называемые элементные потенциалы, можно получить функцию:

$$g' = g + \sum_{i=1}^N \lambda_i^e (n_i^* - a_{ij}^e n_j). \quad (1.13)$$

Чтобы найти состав в равновесии необходимо вычислить экстремумы этой функции:

$$\frac{\partial g'}{\partial n_j} = 0. \quad (1.14)$$

Подстановка 1.13 и 1.6 в 1.14 дает:

$$\mu_j + \sum_{i=1}^N \lambda_i^e a_{ij}^e = 0 \quad (1.15)$$

и

$$\mu_j^0 + R_0 T \ln x_j + R_0 T \ln \frac{p}{p_0} + \sum_{i=1}^N \lambda_i^e a_{ij}^e = 0 \quad (1.16)$$

. Такая система уравнений вместе с уравнениями 1.10, 1.11, 1.12 может быть решена эффективным методом Гордона и Макбрайда [55]. Можно расширить минимизацию свободной энергии до состояния ограниченного равновесия, добавляя следующие ограничения к тем, которые определены уравнениями 1.10, 1.11, 1.12:

$$C_i = \sum_{j=1}^N a_{ij}^c n_j \quad (i = 1, \dots, N_c). \quad (1.17)$$

Это означает, что некоторые компоненты (или их линейные комбинации) должны сохранять определенную фиксированную величину. Если ограничены только отдельные компоненты, то операция эквивалентна стандартной минимизации свободной энергии Гиббса, выполняемой на подмножестве всей системы, исключая атомы, участвующие в ограниченных компонентах. Для выполнения минимизации методом множителей Лагранжа вводятся дополнительные параметры  $\lambda_i^c$ , — потенциалы ограничений, и тогда минимизируемая функция определяется, как:

$$g' = g + \sum_{i=1}^N \lambda_i^e (n_i^* - a_{ij}^e n_j) + \sum_{i=1}^N \lambda_i^c (C_i - a_{ij}^c n_j). \quad (1.18)$$

Подстановка 1.18 и 1.17 в 1.6 дает:

$$\mu_j + \sum_{i=1}^N \lambda_i^e a_{ij}^e + \sum_{i=1}^N \lambda_i^c a_{ij}^c = 0. \quad (1.19)$$

Используя 1.8, получаем:

$$\mu_j^0 + R_0 T \ln \frac{n_j}{n} + R_0 T \ln \frac{p}{p_0} + \sum_{i=1}^N \epsilon \lambda_i^e a_{ij}^e + \sum_{i=1}^N \epsilon \lambda_i^c a_{ij}^c = 0. \quad (1.20)$$

Эта система уравнений должна быть решена вместе с ограничениями 1.10, 1.11, 1.12, 1.17. Уравнения 1.4, 1.10, 1.11, 1.12, 1.17, 1.20 образуют дифференциально-алгебраическую задачу.

Для всех переменных необходимо поставить граничные условия, и хотя можно задавать концентрации, температуру и давление, необходимо сформулировать граничные условия для множителей Лагранжа. Для того, чтобы этот метод был применим, вся вычислительная область, включая границы, должна принадлежать области, определяемой уравнениями с ограниченным равновесием. Поэтому ограниченный равновесный расчет, должны выполняться на граничных/начальных условиях до начала вычислений. Решение этих уравнений даст множители Лагранжа для границ. Чтобы решить проблемы реагирующего потока, уравнения ЧЛХР должны быть связаны с уравнениями переноса. Обыкновенные дифференциальные уравнения для видов, связанных с медленными временными масштабами, преобразуются в дифференциальные уравнения в частных производных транспорта/реакций, в то время как алгебраические уравнения, которые определяют состояние с ограниченным равновесием, должны выполняться в каждой точке. Обыкновенные дифференциальные уравнения для ЧЛХР могут быть получены из исходных дифференциально-алгебраических уравнений. Эти уравнения появились в работе [48] под названием уравнения «потенциала ограничения», позже в работе [49] было показано, что они могут быть получены из основной формулы дифференциально-алгебраических уравнений путем уменьшения индекса. Это достигается путем использования полных дифференциальных уравнений. Этот метод может быть использован для расчета реагирующих потоков на основе основных уравнений химического равновесия и химической кинетики (укороченных схем). Так, например, на рисунке представлена редуцированная схема окисления горения, предложенная Ло [56], состоящая из 19 компонентов и 15 реакций, которая может быть использована для расчетов скорости ламинарного горения на основе метода ЧЛХР. Набор реакций и константы скоростей представлены в приложении А.

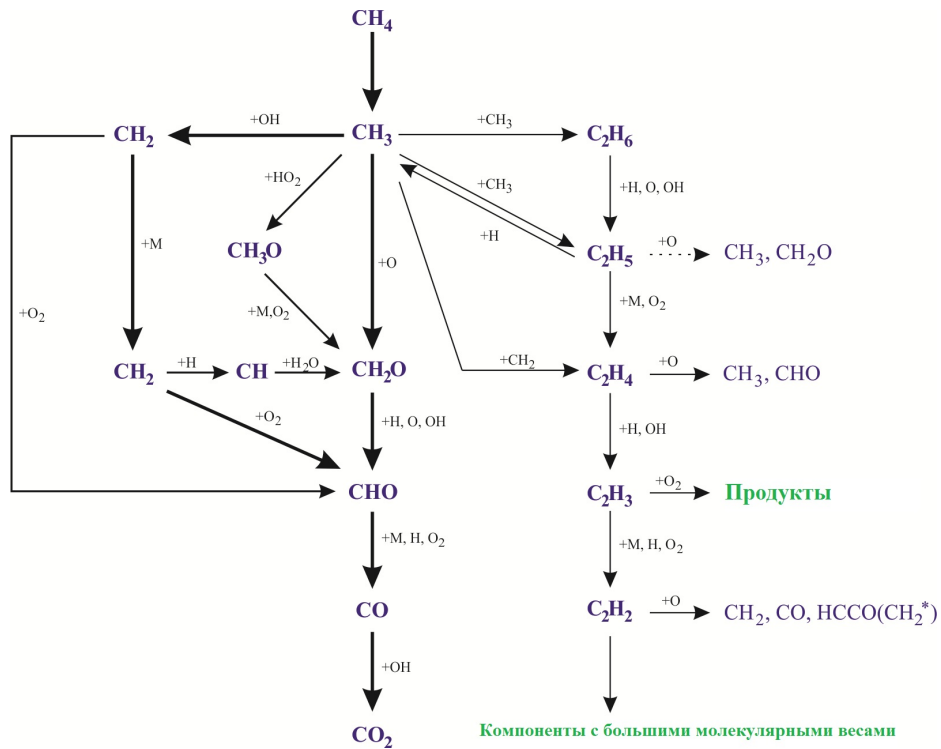


Рисунок 1.2 — Упрощенная схема горения метана [56]

#### 1.4 Гидродинамические, акустические и тепловые неустойчивости горения

В курсе физической механики [57] в разделе по устойчивостям движения высокотемпературных сплошных сред с химическими реакциями и горением рассмотрены гидродинамические, акустические и тепловые моды колебаний и волн. Показано, что в определенных условиях имеет место теорема о расщеплении мод, т.е. все моды распространяются независимо. Поскольку в экспериментах реализуются условия, при которых все эти моды наблюдаются, приведем результаты линейной теории устойчивости. Исторически впервые теорему о расщеплении мод сформулировал, по-видимому, Коважный. Применение теории к задачам термоакустической неустойчивости к ЖРД и средам с объемным энерговыделением было выполнено К.И.Артамоновым [58].

##### 1.4.1 Теорема о расщеплении мод колебаний волн

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию колебаний и волн при горении перемешанного топлива. Поэтому вначале рассмотрим



все возможные виды мод колебаний и волн в сжимаемой среде с химическими реакциями. Из уравнений гидродинамики сплошной среды (непрерывности, движения и энергии с тепловыделением в химических реакциях) в линейном приближении получается система уравнений:

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{u}_1 + (\mathbf{u} \cdot \nabla \ln \rho)_1 = 0, \quad (1.21)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}_1}{\partial t} = -[\rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}]_1 + \nabla p_1 + \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}_1 + \mathbf{F}_1, \quad (1.22)$$

$$\frac{\partial S'}{\partial t} = -\frac{\rho_1}{\rho c_p T} (\rho T \mathbf{u} \cdot \nabla S)_1 + \frac{(Q - \nabla \cdot \mathbf{q} + \Phi)_1}{\rho c_p T}, \quad (1.23)$$

Пульсации плотности, энтропии и температуры связаны термодинамическими соотношениями  $\rho' = p' - \beta T s'$ ,  $T' = (\beta a^2 / c_p) p' + s'$ . Используя соотношения Максвелла:

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial 1/v}{\partial S} \right)_p &= \left( \frac{\partial \rho}{\partial S} \right)_p = -\frac{1}{v^2} \left( \frac{\partial v}{\partial s} \right)_p = -\frac{1}{v^2} \frac{\partial(v,p)}{\partial(s,p)} = \\ &= -\frac{1}{v^2} \frac{\partial(v,p)}{\partial(T,p)} \frac{\partial(T,p)}{\partial(s,p)} = -\frac{1}{v^2} \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \left( \frac{\partial T}{\partial s} \right)_p = -\frac{\beta T}{v c_p} = -\frac{\rho \beta T}{c_p}, \end{aligned} \quad (1.24)$$

где введены теплоемкость при постоянном давлении:

$$c_p = T \left( \frac{\partial s}{\partial T} \right)_p, \quad (1.25)$$

квадрат скорости звука:

$$a^2 = \left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s, \quad (1.26)$$

и коэффициент объемного расширения:

$$\beta = \frac{1}{v} \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \equiv -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p, \quad (1.27)$$

получим

$$\rho' = p' - \beta T s'. \quad (1.28)$$

Выбирая в качестве независимых переменных давление и энтропию, запишем пульсации температуры:

$$T = T(p,s); \quad dT = \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_s dp + \left( \frac{\partial T}{\partial s} \right)_p ds = \frac{\beta T}{\rho c_p} dp + \frac{T}{c_p} ds. \quad (1.29)$$

Используя еще соотношения Максвелла:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s = \frac{\partial(T,s)}{\partial(p,s)}, \quad (1.30)$$

$$\frac{\partial(p,v)}{\partial(p,s)} = \frac{\partial(p,v)}{\partial(p,s)} \cdot \frac{\partial(p,T)}{\partial(p,T)} = \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \left(\frac{\partial T}{\partial s}\right)_p = \frac{\beta T}{\rho c_p}, \quad (1.31)$$

получим

$$T' = \frac{\beta a^2}{c_p} p' + s'. \quad (1.32)$$

Теорема о расщеплении мод имеет место в однородном  $\nabla \rho = 0$ ,  $\nabla p = 0$ ,  $\nabla T = 0$ , идеальном ( $\beta T = 1$ ,  $a^2 = \gamma RT$ ;  $c_p = \frac{\gamma}{\gamma-1} R$ ;  $\frac{\beta a^2}{c_p} = \gamma - 1$ ) неподвижном или движущемся с постоянной скоростью ( $\mathbf{u} = 0$  в системе координат, связанной с газом) имеющем постоянные теплофизические свойства ( $\zeta = 0$ ,  $\mu = const$ ,  $\lambda = const$ ,  $Pr = \nu/\chi = 3/4$  или  $\chi = (4/3)\nu$  газа. Запишем уравнения с указанными упрощениями:

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{u}_1 = 0 \quad (1.33)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}'_1}{\partial t} = -a^2 \nabla \frac{p_1}{\rho a^2} + (\nu \Delta \mathbf{u} + \frac{\nu}{3} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}))_1 + \frac{\mathbf{F}}{\rho}, \quad (1.34)$$

$$\frac{\partial s'}{\partial t} = \frac{Q_1}{\rho c_p T} + \frac{\lambda \Delta T_1}{\rho c_p T}, \quad (1.35)$$

$$\rho' = p' - s', T' = (\gamma - 1)p' + s'. \quad (1.36)$$

Здесь учтено:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}_1 &= \frac{\partial}{\partial x_k} \mu \left( \frac{\partial u_{1i}}{\partial x_k} + \frac{\partial u_{1k}}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \frac{\partial u_{1l}}{\partial x_l} \right) = \\ &= \mu \Delta \mathbf{u} + \mu \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial u_{1l}}{\partial x_l} \left( 1 - \frac{2}{3} \delta_{ik} \right) = \mu \left( \Delta \mathbf{u} + \frac{1}{3} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) \right), \end{aligned} \quad (1.37)$$

$$\Phi \sim \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2; \quad \Phi_1 \sim \frac{\partial u}{\partial x} \cdot \frac{\partial u_1}{\partial x} = 0. \quad (1.38)$$

Возьмем *rot* от уравнения движения ( $\boldsymbol{\Omega} = \nabla \times \mathbf{u}$ )

$$\frac{\partial \boldsymbol{\omega}_1}{\partial t} - \nu \Delta \boldsymbol{\omega}_1 = \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{F}_1}{\rho}. \quad (1.39)$$

Вязкие члены приводят к затуханию колебаний с волновыми числами  $\sim k_h^2 \sim \nabla \times \mathbf{a}_1 \sim a'(a/l)$ ,  $1/tt_h \sim 1/(t_h)^2$ , откуда следует характерное время развития

гидродинамической неустойчивости  $t_h \sim L_h/u$ . Подставим в тепловое уравнение:

$$\frac{\partial s'}{\partial t} - \chi \Delta [s' + (\gamma - 1)p'] = \frac{Q_1}{\rho c_p T}$$

,

$$\frac{\partial s'}{\partial t} - \chi \Delta s' = \frac{1}{3} \nu (\gamma - 1) \Delta p' + \frac{Q_1}{\rho c_p T}, \quad (1.40)$$

за счет теплопроводности происходит затухание колебаний волн на обратной длине порядка  $k_h$ . Член с энергосвободением имеет вид

$$\frac{Q_1}{p} \cdot \frac{\gamma - 1}{\gamma} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \cdot \frac{Q}{p} \cdot Q'.$$

Оценка для времени нагрева или тепловой волны имеет вид  $t_Q = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{Q} \sim 10^2$  с., или ее можно переписать в виде:

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} - \frac{4}{3} \nu \Delta \right) s' = \frac{4}{3} \nu \gamma \Delta p' - \frac{4}{3} \nu \Delta p' + \frac{Q_1}{\rho c_p T}. \quad (1.41)$$

Применим операцию дивергенции к уравнению движения *div*:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \mathbf{u}_1) + a^2 \Delta p' - \frac{4}{3} \nu \Delta (\nabla \cdot \mathbf{u}_1) &= \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{F}_1}{\rho}, \\ \left( \frac{\partial}{\partial t} - \frac{4}{3} \nu \Delta \right) (\nabla \cdot \mathbf{u}_1) + a^2 \Delta p' &= \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{F}_1}{\rho}. \end{aligned} \quad (1.42)$$

Из уравнения непрерывности:

$$\nabla \cdot \mathbf{u}_1 = -\frac{\partial \rho'}{\partial t} = -\frac{\partial p'}{\partial t} + \frac{\partial s'}{\partial t}, \quad (1.43)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} - \frac{4}{3} \nu \Delta \right) \left( -\frac{\partial p'}{\partial t} + \frac{\partial s'}{\partial t} + \frac{m_1}{\rho} \right) + a^2 \Delta p' = \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{F}_1}{\rho},$$

$$\begin{aligned} \left( -\frac{\partial^2}{\partial t^2} + a^2 \Delta - \frac{4}{3} \nu \Delta \frac{\partial}{\partial t} \right) p' + \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{4}{3} \nu \gamma \Delta p' - \frac{4}{3} \nu \Delta p' + \frac{Q_1}{\rho c_p T} \right) = \\ - \left( \frac{\partial}{\partial t} - \frac{4}{3} \nu \Delta \right) + \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{F}_1}{\rho} \end{aligned}$$

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} + a^2 \Delta p' = \frac{4}{3} \nu \gamma \Delta \frac{\partial p'}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{Q_1}{\rho c_p T} \right) - \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{F}_1}{\rho}. \quad (1.44)$$

Выпишем полученную систему уравнений для возмущений в однородном идеальном газе с постоянными коэффициентами:

$$\frac{\partial \omega_1}{\partial t} = (\nu \Delta \omega)_1 + \left\{ \nabla \times \frac{\partial \mathbf{F}_1}{\rho} \right\}, \quad (1.45)$$

$$\omega_1 = \nabla \cdot \mathbf{u}_1, \quad (1.46)$$

$$\frac{\partial s'}{\partial t} = [\chi \Delta s' + \chi(\gamma - 1) \Delta p'] + \left\{ \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{Q}{p} Q' \right\}, \quad (1.47)$$

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - a^2 \Delta p' = \left[ \chi \gamma \Delta \frac{\partial p'}{\partial t} \right] + \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{Q}{p} Q' + \frac{m_1}{\rho} \right) - \chi \Delta \frac{m_1}{\rho} - \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{F}_1}{\rho} \right\}. \quad (1.48)$$

Члены в фигурных скобках описывают генерацию различных типов (мод) колебаний, а члены в квадратных — их затухание вследствие диссипативных процессов, так вязкость и теплопроводность сглаживает резкие фронты скорости и температуры, т.е. в первую очередь действуют на коротковолновые возмущения. Далее перейдем к оценкам характерные времена генерации колебаний.

### 1.4.2 Гидродинамическая мода

Введем  $\omega_1 \sim V_1/l_h$ , где  $l_h$  — характерный размер неоднородности  $V_1$  (длина волны возмущения). Далее увидим, что неустойчивыми вначале становятся длинноволновые возмущения, для которых  $l_h y \sim L$  ( $L$  — размер неоднородности стационарных параметров). Пусть

$$\nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{F}_1}{\rho} \frac{a_1}{L} \sim \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{F}_1}{\rho} \frac{V_1 V}{L^2}$$

. Откуда:

$$\frac{V_1}{l_h t_h} \sim \frac{V_1 V}{L^2}, t_h \sim \frac{L^2}{l_h V} \sim \frac{L}{l_h} \cdot \frac{L}{V} \sim \frac{L}{V},$$

$$t_h \sim \frac{L}{V}, \quad (1.49)$$

$t_h$  — характерное время развития неустойчивости гидродинамической моды. Отношение времени диссипации к времени генерации гидродинамической моды:

$$\left| \frac{\nu \Delta \omega_1}{\frac{\partial \omega_1}{\partial t}} \right| \sim \frac{c l_{np} L}{l_h^2 V} \sim \frac{c}{V} \cdot \frac{l_{np}}{L} \sim \frac{1}{M} \cdot \frac{l_{np}}{L} \ll 1, \quad (1.50)$$

где  $l_{np}$  — длина свободного пробега, т.е.  $t_h^{\text{ДИСС}} \sim t_h \cdot ML/l_{np} \gg t_h$ , поэтому часто можно пренебречь вязкой диссипацией.

### 1.4.3 Акустическая мода

Характерные времена колебаний давления и плотности в акустической волне определяются из оценок членов в уравнений для акустических колебаний:  $t_p^2 \sim a^2 \cdot l_p^2$ , следовательно,  $t_p \sim l_p/c$ , где  $l_p$  — длина акустической волны (неоднородность),  $c$  — скорость звука.

### 1.4.4 Тепловая, перегревная или энтропийная мода

Полагая  $s' \sim Q'$ , получаем:

$$\frac{1}{t_s} \sim \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{Q}{p}, t_s \sim \frac{\gamma p}{(\gamma - 1)Q}. \quad (1.51)$$

Оценим отношение времен диссипации к времени генерации для тепловой моды:

$$\left| \frac{\chi \Delta s'}{\frac{\partial s'}{\partial t}} \right| \sim \frac{cl_{np}}{l_s^2} \cdot t_s \sim \frac{ct_s}{l_s} \cdot \frac{l_{np}}{l_s} \ll 1, \quad (1.52)$$

$$\left| \frac{\chi(\gamma - 1)\Delta p'}{\frac{\partial s'}{\partial t}} \right| \sim \frac{cl_{np}}{l_p^2} \cdot t_s \sim \frac{ct_s}{l_p} \cdot \frac{l_{np}}{l_p} \ll 1, \quad (1.53)$$

$ct_s$  — путь, который проходит звук за характерное время нагрева,  $l_s, l_p$  — размеры тепловой и акустической неоднородностей.

## 1.5 Влияние гравитационных сил на неустойчивости реагирующих потоков

Различные типы неустойчивостей могут образовываться на поверхности пламени, вызывая «морщинистость» и фундаментальные изменения в его струк-

туре [21; 30; 59–66]. При этом интенсивность горения меняется вдоль поверхности пламени, приводя к появлению локальных областей с высокими скоростями реакции («горячие точки») и наоборот области погасания, сквозь которые происходит утечка не сгоревшей (непрореагировавшей) смеси. Также неустойчивости могут приводить к самотурбулизации пламени [61]. Как уже было упомянуто 1.1, существует три основных механизма дестабилизации факела основанных на гидродинамической неустойчивости, конвективно-диффузионной и релей-тейлоровской. Также важно учитывать неустойчивость Кельвина-Гельмгольца на поверхности раздела между продуктами горения и окружающей средой.

### **1.5.1 Неустойчивость Кельвина-Гельмгольца в пламени предварительно перемешанной смеси**

Теоретический анализ пульсаций пламени в современной литературе в основном посвящен диффузионному пламени, так модель бесконечной свечи Букмастера и Петерса [67] подтвердила влияние гравитации на мерцание. Она объясняет почему частота пульсаций стремится к инварианту. Для диффузионного пламени частота мерцания находится в пределах 10–20 Гц, для широкого разнообразия размеров горелок, скоростей потока и составов горючего [68; 69]. Согласно Букмастеру и Петерсону основной причиной такого явления есть неустойчивость Кельвина-Гельмгольца в пограничном слое, вызванная силами плавучести, которая оказывает свое влияние на пламя посредством ускорения среды, окружающей струю; ими были предсказаны низкочастотные осцилляции порядка 17 Гц с использованием анализа стабильности модели бесконечной свечи, идеально плоского диффузионного пламени в котором поле течения инициировалось лишь силами плавучести. Чен и др. [70] визуализировали два отдельных вихря для мерцающего диффузионного пламени, большой тороидальный вихрь вне светящейся части пламени и малый поднимающийся вихрь внутри, методом рассеяния Ми. В таком случае пламя представляет собой стехиометрическую поверхность установленную диффузией горючего и окружающего воздуха и действующую исключительно в качестве источника тепла в потоке. Горячие продукты из-за плавучести ускоряют поток в вертикальном направлении, и таким образом генерируются пограничные слои между пламенем и окружаю-

щим воздухом или топливом. Поэтому низкочастотные мерцания диффузионного пламени близки к гидродинамической неустойчивости Кельвина-Гельмгольца имеющей место в цилиндрическом пограничном слое порядка диаметра горелки  $D$ , так что отношение сил плавучести действующих на горячие продукты сгорания к инерции истекающего потока скорости  $U$  становится важным. Многие работы были посвящены изучению безразмерных частот, чисел Струхала и Ричардсона [71; 72].

Мерцание также присуще и пламени предварительно перемешанной смеси горючего и окислителя, однако, механизм неустойчивости несколько более сложный. А в работах Букмастера и Петерсона такой анализ не учитывает эффекта импульса потока, и соответственно он не может быть применен к пламени предварительно перемешанных горючего и окислителя. По поводу данного вопроса было проведено небольшое количество исследований [36–38; 73] касательно явлений мерцания конического и обратного конического пламени. Поскольку основополагающей причиной мерцания факела являлось конвективный перенос вихрей Кельвина-Гельмгольца (рисунок 1.3), то существенным шагом в решении этого вопроса было исследование пламени в условиях отсутствия сил плавучести. Впервые экспериментальные исследования открытого пламени в усло-

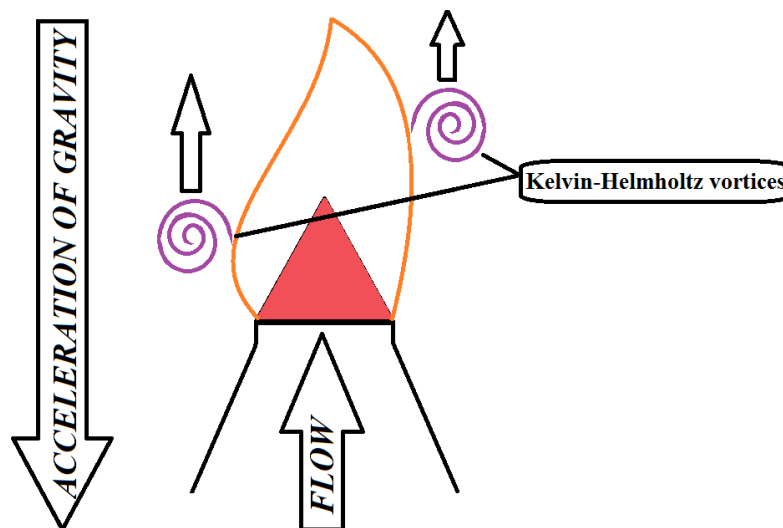


Рисунок 1.3 — Схематическое представление неустойчивости Кельвина-Гельмгольца в пламени

виях пониженной гравитации проводились при параболических полетах [35]. Были проведены качественные исследования поведения богатого и стехиометрического пламени. Определено, что в условиях микрогравитации богатое пламя не мерцает (не пульсирует). Для стехиометрического пламени, каких-либо

значимых изменений в  $\mu g$  и  $+2g$  по сравнению с  $+1g$  не было обнаружено. Было показано, что в условиях микрогравитации богатое пламя становится выше (растягивается) по сравнению с условиями  $+2g$ . работах Дюрอกса [35] проведены исследования поведения кончика богатого ламинарного пламени. Однако, в них не было описано влияние границы раздела на пульсации, и он допустил ошибку при интерпретации экспериментальных результатов, предположив, что пульсации относятся к неустойчивостям фронта пламени, возникающих на краю горелки. Также авторами был проведен ряд исследований в лабораторных условиях по определению влияния давления, скорости потока и коэффициента избытка топлива смеси на пульсации пламени [35].

Последующими, уже более информативными, стали исследования характеристик открытого пламени в NASA в 2,2 секундной «Drop tower» [36–38;73;74]. В экспериментах исследовались коническое и обратное коническое; ламинарное и слаботурбулизированное пламя. Исследования показали наличие вихрей, возникающих и движущихся вдоль поверхности раздела движущихся горячих продуктов сгорания и покоящегося холодного окружающего воздуха, в условиях нормальной гравитации. Данные пульсации имеют влияние на поток в целом (так называемый эффект дальнего поля).

В случае обратной гравитации наблюдалась значительно большая устойчивость пламени, объясняющаяся тем, что продукты сгорания обволакивают пламя, и выполняют защитную от колебаний функцию [36–38]. Важным результатом экспериментов было то, что гравитация имеет влияние на воспламенение: в условиях пониженной гравитации пламя зажигается более затруднительно [36–38]. Авторы упоминают об образовании плато на кончике пламени на оси горелки при низких скоростях потока. В условиях микрогравитации продукты сгорания практически не отводятся, что стабилизирует пламя. Также наблюдалось схожее с условиями обратной гравитации сплющивание кончика пламени, но значительно в меньшей степени. Для слаботурбулизированного пламени, то в отличие от ламинарного в условиях пониженной гравитации на шпирен-изображении различима граница раздела продуктов и воздуха, что свидетельствует о наличии больших градиентов плотностей в области раздела [36–38].

Корреляция пульсаций кончика пламени и конвективного движения вихрей Кельвина-Гельмгольца также наблюдалась, как для ламинарного, так и турбулентного пламени, чем подтверждается влияние поля скоростей на скорость турбулентного горения. Сравнительный анализ результатов с первой работой [35]



показал совпадение измеренных частот пульсаций, это является свидетельством того, что пульсации вызваны неустойчивостью границы раздела продуктов сгорания и окружающего воздуха. В экспериментах наблюдалось увеличение частот пульсаций, с ростом скорости потока. Частоты мерцания ламинарного и турбулентного пламени совпадают, что дает основания полагать что турбулентный транспорт не дает никакого вклада в явление пульсации. Причиной мерцания такого пламени также являются силы плавучести.

Несмотря на то, что в работах, описанных выше, характеристики реагирующих потоков подобны ( $\varphi$  и  $Re$ ) частоты колебаний представляют различные зависимости от этих характеристик. Другими словами условия импульса струи (или  $Re$ ) и плавучесть воздействующая на продукты сгорания (иначе  $\varphi$ ) для обоих типов пламени подобны, но зависимости обратны. Это подразумевает что геометрический аспект пламени может быть основополагающей причиной их противоположного поведения, и в общем также может быть отнесен к причинному механизму колебаний пламени; в [74] также упоминается, что противоположное поведение может объясняться геометрией факела. В осесимметричном коническом пламени факел всегда взаимодействует с окружающей средой и способствует образованию слоя смешения инициированного плавучестью. Однако, обратное коническое пламя состоит из сдвоенного пламени, факел всегда экранируется продуктами сгорания от окружающего воздуха, пока те не покинут пределы пламени.

Устойчивость пламени предварительно перемешанной смеси была исследована через гидродинамические эффекты, вызванные тепловым расширением (неустойчивость Дарье-Ландау), диффузионно-тепловыми эффектами (число Льюиса), вызванными анизотропной диффузией массы и тепла, и эффектами сил плавучести вызванными градиентами плотности реагентов и продуктов сгорания (неустойчивость Релея-Тейлора (РТН)). Эти теоретические подходы относятся к устойчивости плоского фронта пламени в направлении по нормали к движению потока, так что гидродинамические эффекты вне пламени минимальны. Однако, хорошо известно, что стационарное искривленное пламя генерирует вихревое движение, что способствует движению газа через линию фронта [75; 76]. Для упрощенной геометрии, такой как наклоненное плоское пламя, завихренности могут также генерироваться благодаря бароклинному механизму. В [77] были получены основные решения для наклонного пламени, которое инициирует возникновение завихренности и возбуждает скачек тангенциальной скорости

поперек пламени. Также было показано, что чем сильнее пламя отклоняется от горизонтали, тем более неустойчивые характеристики оно проявляет, и не только из-за снижения стабилизирующего эффекта гравитации, но также из-за роста дестабилизирующего эффекта неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, как результат скачка тангенциальной скорости при переходе через фронт пламени. И более того, гидродинамический эффект доминирует над другими, такими как эффект числа Льюиса, при увеличении угла наклона пламени. Эту неустойчивость Кельвина-Гельмгольца наклонного фронта пламени необходимо отделять от неустойчивости Кельвина-Гельмгольца индуцированной силами плавучести. Первая неустойчивость возникает благодаря скачку тангенциальной скорости на фронте пламени, тогда как вторая — из-за разности скоростей между потоком из-за плавучести и окружающим воздухом в слое смешения. Другими словами второй тип неустойчивости образуется везде где присутствует градиент плотности, даже в нереагирующем потоке [71; 78], тогда как для первого необходима завихренность продуктов сгорания, так называемая собственная неустойчивость Кельвина-Гельмгольца пламени [79].

Обычно слой смешения образующийся благодаря плавучести (разности скоростей горячих продуктов и покоящегося окружающего воздуха) рассматривался при изучении явлений мерцания пламени. Однако, как уже было сказано, геометрия пламени является иным важным параметром кроме числа Ричардсона, как показано в работах [37; 74]. В коническом и обратном коническом пламени возникают различные перепады скорости из-за сил плавучести и из-за самого пламени: линии тока в коническом пламени отклоняются от оси при переходе через фронт и слои смешения отдаляются друг от друга при удалении от края горелки. А в инвертированном (обратном коническом) — наоборот линии тока отклоняются к центру и слои сближаются. Таким образом, слой смешения возникающий из-за сил плавучести в коническом пламени может воздействовать на пульсации фронта в нижней части потока, а в инвертированном только в верхней. Этот механизм и объясняет пульсации, наблюдаемые в пламени в работах [37; 74]. Если угол пламени достаточно мал (менее  $60^\circ$  по отношению к горизонту) то предполагается что эффект влияния слоя смешения у фронта пламени недостаточно велик т.к. генерируемая завихренность будет слабой. Однако, при увеличении угла пламени ожидается рост его влияния и пульсации могут возникать даже в отсутствие слоя смешения возбуждаемые силами плавучести. В работе [79] и оценивалось влияние слоя смешения у фронта пламени

на пульсации. Показано, что в случае собственной неустойчивости Кельвина-Гельмгольца пламени число Струхала больше зависит от модифицированного числа Ричардсона, чем от обычного; и в пламени при отсутствии слоя смешения неустойчивость Кельвина-Гельмгольца не является главенствующей для пульсаций.

### 1.5.2 Гидродинамическая неустойчивость Ландау-Дарье в реагирующих потоках

Неустойчивость Ландау-Дарье (гидродинамическая) представляет собой рост возмущений фронта из-за возникновения областей повышенных давлений, вызванных изменениями плотностей вдоль поверхности фронта пламени. Линейный анализ неустойчивости Ландау-Дарье представляет пламя как бесструктурную по плотности среду, распространяющуюся через другую несжимаемую среду, и показывает, что пламя неустойчиво к воздействию во всем диапазоне длин волн [80], и инкремент возрастания неустойчивости линейно пропорционален волновому числу, т. е. чем меньше длина волны возмущения, тем быстрее оно нарастает. Однако такое утверждение не соответствует действительности, поскольку в экспериментах, в большинстве случаев, наблюдается гладкое невозмущенное пламя. И Маркштейн показал [80], что учет влияния искривления фронта пламени на скорость его распространения объясняет существование стабильного пламени при воздействии возмущений малой длины волны. Посредством нелинейного анализа в работе [65] показано, что такие неустойчивости будут вовлекаться в сгибы имеющие значительные размеры по сравнению с возмущениями. Данный механизм наблюдался для сферического ламинарного пламени большого диаметра [21;62], но это не применимо, ни для фундаментальных исследований, например, ламинарного пламени предварительно перемешанных смесей, т. к. размеры пламени в общем случае меньше, ни для практических приложений, где в основном используются турбулентное пламя, в которых турбулентные пульсации скорости стремятся доминировать среди механизмов искривления поверхности пламени.

### 1.5.3 Конвективно-диффузионная неустойчивость

Вещество горючего в направлении потока (вертикальная ось) переносится в основном благодаря конвекции, в перпендикулярном ему направлении — из-за диффузии, поскольку конвекция мала. Взаимодействие этих механизмов приводит к понятию конвективно-диффузионной неустойчивости в пламени, которая представляет наибольший интерес для турбулентного пламени, из-за его способности возбуждать или подавлять турбулентные искривления поверхности пламени в режиме ламинарных языков [16;18;30;81;82]. Конвективно-диффузионную неустойчивость можно разделить на два класса: диффузионно-тепловую и многокомпонентную диффузионную неустойчивость. Впервые механизм диффузионно-тепловой неустойчивости описан Зельдовичем и соавторами [63; 66], был получен значительный теоретический результат с использованием приближения большой энергии активации однореагентного пламени [29;61;83]. Диффузионно-тепловая неустойчивость включает в себя неодинаковую в горизонтальном и вертикальном направлениях диффузию массы и тепла, которые влияют на температуру пламени, согласно уравнению 1.56, и соответственно локальную скорость горения. В этом случае пламя выгибается в сторону реагентов и  $Ka > 0$ , как и сферическое пламя, тогда как в пламени выгибающемся в сторону продуктов сгорания —  $Ka < 0$ , как Бунзеновское коническое пламя. При рассмотрении несколько искривленной поверхности фронта становится очевидно, что к участкам, вогнутым в сторону горючей смеси притекает больше горючего, чем к тем, что вогнуты в сторону продуктов сгорания, и если число  $Le < 1$ , то уменьшение теплового потока компенсируется ростом притока горючей смеси, и при этом скорость горения увеличивается на таком участке, что и приводит к развитию неустойчивости пламени. В случае же  $Le > 1$ , наоборот, — стабилизируется. Таким образом, пламя бедных смесей тяжелых гидрокарбонатов стабильно, поскольку в топливе дефицит реагентов и его большой молекулярный вес приводит к низкой диффузии массы —  $Le > 1$ . Более детальный анализ показывает что диффузионно-тепловые эффекты являются стабилизирующими для случаев малых длин волн, что частично разрешает дилемму Ландау-Дарье (пламя нестабильно для возмущений всех длин волн) [61; 83]. Для больших длин волн диффузионно-тепловые эффекты являются дестабилизирующими для смесей с малыми  $Le$ , приводя к образованию ячеистого пламени, стабилизирующими пламя

со средними числами  $Le$  и дестабилизирующими для больших  $Le$ , приводя к пульсации пламени или прохождению волн через гладкий фронт горения.

Многокомпонентная диффузионная неустойчивость была впервые описана Мантоном [64], и представляет собой взаимную диффузию составляющих реагентов смеси. Поверхность пламени является стоком для реагентов, таким образом относительный поток массы быстро диффундирующих реагентов растёт в изгибах выгнутых в сторону реагентов и снижается в изгибах выгнутых в сторону продуктов сгорания, и соответственно изменяя соотношение горючего и окислителя смеси в изгибах. При росте ламинарной скорости горения с ростом концентрации быстро-диффундирующих реагентов изгибы, выпуклые в сторону реагентов, имеют большие скорости горения чем изгибы, выпуклые в сторону продуктов сгорания, так что рост изгибов приводит к дестабилизации фронта пламени. А при падении скорости и росте концентрации быстро-диффундирующих реагентов изгибы, выпуклые в сторону реагентов, имеют меньшие скорости горения по сравнению с изгибами, вогнутыми в сторону продуктов сгорания, и уменьшение изгибов стабилизирует пламя. Например, водород — быстродиффундирующий реагент в пламени смеси  $H_2/N_2/O_2$ , которое имеет максимальную скорость горения при  $\varphi = 1,8$  таким образом, пламя должно быть нестабильно при  $\varphi < 1,8$  и стабильным для больших  $\varphi$ , в соответствии с диффузионно-диффузионной теорией неустойчивости [22; 23]. Однако теория многокомпонентной диффузионной неустойчивости не предсказывает условия устойчиво-неустойчивого перехода, поскольку экспериментальные исследования показывают что фактически такой переход происходит при  $\varphi = 1,4$ .

Недостатки упрощённых механизмов диффузионно-тепловой и многокомпонентной диффузионной неустойчивостей возникают из-за того, что конвективно-диффузионная неустойчивость в реальности включает комбинации многокомпонентной диффузии различных компонент по отношению друг к другу и к тепловой энергии. Такое комбинированное поведение может быть отнесено к эффектам растяжения пламени посредством 1.63 при условии, что известно число Маркштейна. Для  $Ka > 0$  число может быть найдено из экспериментальных измерений, тогда как для условий  $Ka < 0$  — это затруднительно, из-за сложностей точного измерения  $S_L$ . Но с другой стороны, существующие измерения позволяют предположить, что графики для  $Ka > 0$  при определенных  $\varphi$  могут быть экстраполированы, по крайней мере качественно, в область  $Ka < 0$  [84]. Таким образом, в изгибах в сторону реагентов  $Ka > 0$  так что для  $M_k > 0$

( $M_k < 0$ ) скорость горения возрастает (падает) изгибы растут (распадаются) и пламя дестабилизируется (стабилизируется). Однако дополнительные теоретические и экспериментальные исследования необходимы для разрешения конвективно-диффузионного поведения и свойств  $M_k$ , когда  $Ka < 0$ , и при приближении к пределам воспламенения и погасания. Эксперименты в микрогравитации практически очень ценны для изучения поведения около пределов погасания где  $S_L$  мало (ограничения накладываемые на скорости горения в лабораторных условиях).

#### 1.5.4 Неустойчивость Релея-Тейлора в пламени предварительно перемешанной смеси

Неустойчивость Релея-Тейлора представляет собой ускорение направленное по направлению нормали к неоднородности пламени. В общем, движение тяжелых флюидов в сторону более легких приводит к неустойчивости, и наоборот тяжелых от легких — к устойчивости. Такой тип неустойчивости наблюдался для пламени в ударных трубах, где гравитация имеет незначительное влияние [80], что наиболее важно и интересно для гравитационного ускорения. Таким образом, при распространении пламени в закрытой трубке вверх тяжелые реагирующие газы находятся под легкими продуктами сгорания, что стабильно к РТН, инициированной гравитационными силами. При распространении вниз, по вектору гравитации, в трубке фронт пламени наоборот — дестабилизируется этим типом неустойчивости. Для стабильного пламени, такие неустойчивости обеспечивают конусообразную форму при распространении вверх и некое подобие плоскости для пламени распространяющегося вниз (в одном направлении с вектором гравитации) [85; 86]. Этот механизм влияет на скорость горения и пределы воспламеняемости и превалирует над другими механизмами неустойчивости в условиях нормальной (естественной) гравитации (не представляется возможным наблюдать другие механизмы развития неустойчивости). Исключение неустойчивости Релея-Тейлора, вызванной гравитацией, является еще одной мотивацией проведения экспериментов по исследованию процессов горения в условиях микрогравитации. Неустойчивость Релея-Тейлора на границе раздела окружающий воздух и продукты сгорания действует противоположным обра-



зом (данные аспекты обсуждались в 1.4, в разрезе конвективного продвижения «теплых» вихрей Кельвина-Гельмгольца в холодной окружающей среде).

Исследования показали тесную взаимосвязь гравитационно-инициированной неустойчивости Релея-Тейлора (на фронте пламени) с конвективно-диффузионной неустойчивостью. Классический пример представлен в работе [87], в которой иллюстрируется форма пламени распространяющегося вверх в закрытой трубке в бедной водород-кислородной смеси разбавленной инертными газами с различными коэффициентами молекулярной диффузии. Пламя может формировать либо замкнутую поверхность, покрытую ярко люминесцирующими «прожилками», либо состоящую из большого множества «язычков» пламени появляющихся зигзагообразно, или «медузообразной» формы, в зависимости от коэффициента диффузии массы смеси. Соответствующее пламя, распространяющееся вниз не существует, поскольку смесь слишком бедная.

В работах [88–93] проведены сравнения нескольких численных исследований взаимодействий релей-тейлоровской и конвективно-диффузионной неустойчивостей. Расчеты ограничивались двумерными нестационарными случаями распространения пламени в  $H_2/N_2/O_2$  смесях в трубках, включающими 24 химические реакции, диффузию по закону Фика и различные термохимические и транспортные свойства. Сравнение контуров радикалов OH, которые определяют области пламени с максимальной интенсивностью реакций, в различные моменты времени проведено в работах [88; 89]. На начальном временном промежутке расчетов (до 60 мс) пламя распространяется в условиях сильной конвективно-диффузионной неустойчивости, при этом РТН относительно неважна. Но несомненно, имеет влияние на больших временных промежутках. Эффекты конвективно-диффузионной неустойчивости проявляются в делении поверхности пламени на ячейки, с едва заметной реакцией между ячейками из-за снижения как концентрации  $\phi$ , так и температуры, вызванной растяжением внутри остроугольных областей, выгнутых в сторону продуктов сгорания. В зависимости от коэффициента избытка топлива смеси, времени распространения пламени и размеров расчетной области ячейки могут делиться и их количество варьироваться.

Влияние РТН в условиях естественной, земной, гравитации на медленное пламя отличается и проявляется намного значительнее [89]. Структура ячеек, возникающих из-за конвективно-диффузионной неустойчивости, в невесомости качественно схожа с результатами для быстрогорящего пламени, однако эво-

люция ячеек значительно более медленная из-за низкой скорости горения. Для медленного пламени, распространяющегося вверх, влияние релей-тейлоровской неустойчивости остаётся того же порядка, что подтверждается образованием все тех же ячеек. Области отрицательного растяжения около вершин, выгнутых в сторону продуктов сгорания, приводит к погасанию пламени, также такое поведение связывают с исчезновением пламени из-за сил плавучести около пределов погасания [26]. Для случаев распространения пламени в направлении вектора гравитации, наоборот — релей-тейлоровская неустойчивость стабилизирует пламя, полностью подавляя рост конвективно-диффузионных неустойчивостей. Подробные расчёты показывают, что ячейки конвективно-диффузионной неустойчивости подавляются РТН в нормальных гравитационных условиях: пламя, распространяющееся вверх, имеет ярко выраженные выпуклости в одну сторону, в то время как пламя распространяющееся вниз колеблется между слабоогнутой и выгнутой поверхностью [89]. Эти исследования также показали, что диффузионно-тепловой механизм неустойчивости имеет намного большее влияние на неустойчивость фронта пламени нежели диффузионно-диффузионный для данной смеси реагентов.

Работы, описанные выше, [88–92] указывают на важность диффузионной неустойчивости около пределов погасания. Также исследования [93] показали, что химические осцилляции возникают в околопредельном богатом водородо-воздушном пламени, вызывая пульсационные неустойчивости. Концентрация водорода в богатой смеси постепенно возрастает для плоского пламени, подавляя, а затем переставая подавлять пульсации скорости пламени. Такое поведение сохраняется до тех пор, пока смесь не становится слишком богатой, чтобы поддерживать горение. Считается, что такие пульсации вызываются критической цепью  $H \sim O_2$ , но точный механизм объяснен не был. Влияние таких химических неустойчивостей на ячеистую неустойчивость фронта пламени заслуживает дальнейшего изучения, особенно для случаев околопредельных смесей. Таким образом, необходимо большее количество работ включая, как численное предсказание (как расширение численных возможностей) так и экспериментальные исследования, дабы обеспечить прямые измерения конвективно-диффузионной неустойчивости в микрогравитации ( $\mu g$ ). Такие результаты будут полезны для развития и оценки приблизительных численных предсказаний эти процессов. В частности, поскольку воздействие плавучести наиболее заметны для околопредельных смесей, эксперименты в  $\mu g$  устраняют её взаимодействие



с конвективно-диффузионной неустойчивостью и позволяют подробно изучить конвективно-диффузионные эффекты, что важно для пламени предварительно перемешанных смесей.

## 1.6 Растяжение пламени

Растяжение является ключевым фактором определяющим влияния аэродинамических эффектов и поведение пламени в целом и возникает из-за движения потока, его неоднородности и искривления. Данное понятие было введено Карловицем при описании явления погасания пламени посредством больших градиентов скоростей. В случае предварительного смешения горючего и окислителя растяжение влияет на скорость распространения фронта горения, неустойчивости, пределы воспламенения и температуру зоны реакции. Вильямс ввел определения растяжения, как отношение деформации элемента площади поверхности во времени к площади всей поверхности:

$$k \equiv \frac{d \ln(\delta A)}{dT} = \frac{1}{\delta A} \frac{d\delta A}{dt}, \quad (1.54)$$

где  $\delta A$  — элемент площади поверхности [28; 94–96]. Изменения  $\delta A$  наблюдаются в Лагранжевой системе координат, которая движется с поверхностью пламени, т. е. граница  $\delta A$  движется по касательной к поверхности к пламени с локальной касательной скоростью газа, и по нормали к поверхности пламени с суммарной локальной нормальной составляющей скорости газа и местной ламинарной скоростью горения [25; 26]. Динамические влияния из-за растяжения и конвективно-диффузионной изменяют относительные скорости переноса компонентов газа и тепловой энергии в зоне подогрева, последовательно меняя температуру, состав и скорость реакции в области зоны реакции, а соответствующие изменения скорости ламинарной горения приводят к ответному растяжению пламени. Для положительно растянутого пламени  $k > 0$  и  $k < 0$  для сжатого пламени (отрицательно растянутого). Отношение растяжения поверхности пламени к характерному времени жизни пламени —  $S_{L_0}/\delta_0$  ( $S_{L_0}$  — скорость нормального горения нерастянутого пламени,  $\delta_0$  — толщина нерастянутого пламени) характеризуется числом Карловица:

$$\text{Ka} = \frac{k}{S_{L_0}/\delta_0} = \frac{k}{S_{L_0}^2/\alpha}, \quad (1.55)$$

Упрощенные теории растянутого ламинарного пламени [26; 29; 30; 65; 97–99] зачастую содержат глобальные одноступенчатые реакции, скорость которых контролируется стехиометрически-недостоящими реагентами: топливом для бедных смесей, или окислителем для богатых. В закрытом коническом пламени изгиб кончика пламени стремится в сторону свежей смеси, т. е. пламя сжимается, это «аккумулирует тепло у кончика пламени», таким образом стремясь повысить температуру. С другой стороны, это препятствует натеканию горючей смеси к области фронта горения, что наоборот снижает температуру. Таким образом температура пламени зависит от диффузии тепла и массы, т. е. связано с Числом Льюиса —  $Le$ . Анизотропная диффузия тепла и массы предусматривается рассмотрением числа Льюиса отличного от единицы, которое интерпретируется как отношение температуропроводности основной части смеси и коэффициентом диффузии массы стехиометрически-недостоящего реагента. В зависимости от состава горючей смеси, геометрии и растяжения пламя может проявлять противоположные свойства, так сонаправленное и стогнационное пламя — положительно растянутое, коническое — отрицательно (сжатое); для богатой метано-воздушной смеси и бедной пропано-воздушной  $Le > 1$ , а для бедной метано-воздушной и богатой пропан-воздушной —  $Le < 1$  [100; 101]. Однако, в коническом пламени может возникать и положительное растяжение при этом проявляется такое свойство, как открытие конуса фронта пламени [102–109]. Температура пламени (в линеаризованном пределе  $Ка(1 - Le)Le \ll 1$ ) соотносится с адиабатической температурой следующим образом [26]:

$$T_f T_{ad} = 1 + Ка_{\infty}(1 - Le)Le, \quad (1.56)$$

Число Карловица с индексом  $\infty$  описывает условия около не растянутого пламени где  $k=0$ , использование  $Ка_{\infty}$  вместо  $Ка$  указывает на линеаризацию решения. Уравнение 1.56 подразумевает рост температуры ( $T_f > T_{ad}$ ) для  $Ка_{\infty} > 0$  и  $Le < 1$  либо  $Ка_{\infty} < 0$  и  $Le > 1$ ; и снижение температуры ( $T_f < T_{ad}$ ) в противоположных условиях. Таким образом растяжение пламени может быть описано в терминах самого коэффициента растяжения и числа Карловица (с учетом чисел  $Le$  смеси). В коническом пламени предварительно перемешанной смеси растяжение максимально у кончика пламени (по отношению ко всей длине фронта пламени). И у самой вершины скорость равна средней скорости потока  $U_n$  (в случае плоского фронта пламени), и равна скорости ламинарного горения  $S_L$ . Тогда для Бунзеновского пламени получаем что:

$$k = -\frac{2U_n}{R_f} = -\frac{2S_L}{R_f}, \quad (1.57)$$

$$\text{Ka} = \frac{k}{S_{L_0}^2/\alpha} = -\frac{2S_L}{R_f} / \frac{S_{L_0}^2}{\alpha} = -\frac{2U_n}{R_f} / \frac{S_{L_0}^2}{\alpha}, \quad (1.58)$$

где  $R_f$  — радиус кривизны фронта (для закругленной вершины — радиус кривизны вершины) [96; 110].

Также вводится понятие локального числа Карловица [111; 112] — растяжение нормируется на характеристики растянутого пламени:

$$\text{Ka}_L = k / \frac{S_L^2}{\alpha}, \quad (1.59)$$

где  $S_L$  и  $\delta$  — характеристики растянутого пламени. Для конического пламени с закругленной вершиной:

$$\text{Ka}_L = -\frac{2S_L}{R_f} / \frac{S_L^2}{\alpha} = -\frac{2\alpha}{U_n R_f}, \quad (1.60)$$

Для фиксированного коэффициента избытка топлива  $\varphi$  величина  $S_{L_0}^2/\alpha$  постоянна, поэтому для упрощения можно рассматривать:

$$k \sim U_n/R_f \quad \text{Ka}_L \sim 1/U_n R_f, \quad (1.61)$$

Теории, описанные выше в общем схоже описывают влияние растяжения на температуру пламени, однако при этом происходит также изменение ламинарной скорости горения. Маркштейн предложил оценку изменения скорости горения, как:

$$S_L = S_{L_0} - L_m k, \quad (1.62)$$

где  $L_m$  — длина Маркштейна (коэффициент оценивающий чувствительность пламени к растяжению). Используя характерную толщину пламени  $\delta_L = D_u/S_L$ , где  $D_u$  — характерный коэффициент диффузии массы горючей смеси и число Карловица, получим:

$$S_{L_0}/S_L = 1 + Mk\text{Ka}, \quad (1.63)$$

где  $Mk = L_m/\delta_L = L_m S_L/D_u$  — число Маркштейна. В случае анизотропной диффузии недостающего реагента смеси, значение  $L_m$  характеризует условия устойчивости  $L_m > 1$  и неустойчивости фронта  $L_m < 1$ . Тесная связь между растяжением, скоростью горения, температурой и стабилизацией пламени не позволяют разделять данные характеристики и рассматривать их независимо [26; 100].

Пренебрежения данным фактом объясняет значительные расхождения экспериментальных данных [113]. Высокая чувствительность ламинарной скорости горения к степени растяжения, даже вдалеке от условий погасания, обосновывает важность влияния конвективно-диффузионной неустойчивости. С точки зрения практической применимости необходимо получение точных данных о ламинарной скорости горения, т. е. определить скорость горения нерастянутого пламени, а затем оценить её изменения при различных степенях растяжения. Определение точных значений ламинарных скоростей горения важно и с фундаментальной точки зрения изучения горения, поскольку эта характеристика влияет на ряд важных свойств и явлений в пламени. Также неточности в измерениях подвергают сомнению развитие методов численного моделирования ламинарного пламени предварительно перемешанной смеси горючего и окислителя с использованием детальной химической кинетики и моделей транспорта поскольку они в общем верифицируются ламинарной скоростью горения. Эксперименты в  $\mu g$  предлагают возможности разрешения проблемы измерения ламинарной скорости горения. Например, влияние плавучести на растяжение пламени для сферического пламени распространяющегося от центра поджига повышает точность измерения  $S_L$ , ряд работ в этом направлении был проведен [33; 34; 114]. Альтернативный подход включает рассмотрение одномерного пламени предварительно перемешанной смеси в пористых цилиндрических или сферических горелках в условиях микрогравитации. В таких горелках пламя стабильно и подразумевается что не растянуто [26].

### 1.7 Пределы воспламенения перемешанных смесей

Пределы воспламенения фундаментально и практически важное понятие в горении [59; 60]. Эмпирически было обнаружено, что разбавление до определенной степени горючей смеси топливом, окислителем или инертным газом может привести к тому, что смесь становится невоспламеняемой. Критический состав при котором это происходит, называется пределом воспламеняемости. Существует два предела воспламенения при данных температуре и давлении: бедный предел, в случае когда в смеси превалирует окислитель и при бóльшем его содержании воспламенение не происходит; и богатый — превалирует топли-

во. Обычно, знания о пределах воспламенения данного горючего в воздухе необходимы для оценки возможности пожаров и взрывов, например, в шахтах, химических очистных сооружениях и космических аппаратах. Также эта информация используется при конструировании двигателей на обедненных смесях и пр. Исследования пределов воспламенения способствует изучению механизмов ответственных за их существование, что в свою очередь позволяет предсказание поведения смесей при помощи численного моделирования. Пределы воспламенения, определяемые в условиях нормальной земной гравитации, значительно зависят от сил плавучести, поскольку пределы при распространении пламени вверх значительно шире пределов при распространении вниз, и все они, что естественно, отличаются от условий в микрогравитации. Экспериментальное изучение данного вопроса было освещено в работах Стрехлова [115], Руни [34; 116–119]. В основном пределы воспламенения оцениваются двумя способами: либо, пределы распространения пламени в трубках вверх, противоположно направлено вектору гравитации, вниз — со-направлено с гравитационным вектором и также в условиях микрогравитации (невесомости), либо подобие сферического пламени — распространение пламени от искрового разряда в покоящемся газе при различных условиях воздействия гравитационных сил (условия нормальной земной гравитации, «Drop tower», параболические полеты воздушного судна). Было обнаружено, что пределы воспламенения зависят от способа поджига смеси [120; 121]; изучено влияние начальной температуры смеси [122; 123] и давления [124; 125]. Разнообразие применяемых горючих смесей и их разбавление различными добавками (гелий, аргон, азот, двуокись углерода и пр.) требует знания пределов горения, и современные работы направлены на расширение базы данных таких значений [126].

Типичные бедные пределы воспламенения метано-воздушного пламени ( $M_k < 0$  [30]) в условиях  $+g$ ,  $-g$  и  $\mu g$ , были измерены Руни и Вочманом [34] как функция давления. Результаты, определяющие пределы воспламенения в условиях  $\mu g$  имеют средние значения по сравнению с пламенем распространяющимся вверх и вниз в условиях земной гравитации: распространение вниз (по направлению действия вектора гравитации) наиболее затруднительно, поскольку силы плавучести изгибают пламя кверху при низких скоростях горения около пределов горения, это приводит к погасанию пламени. Стрехловым [115] был проведен ряд исследований пределов воспламеняемости в трубке для всевозможных разнообразных условий потоков, результаты несколько отличаются

от [34]: бедные пределы для метано-воздушных смесей 5,25%, 5,25% и 5,85% (мольные доли) в условиях  $+g$ ,  $\mu g$  и  $-g$  соответственно, при атмосферном давлении; что несколько больше, чем в результатах Руни [34] и разница для  $+g$  и  $\mu g$  меньше. Были найдены условия, при которых бедный предел в  $\mu g$  может быть ниже пределов в  $+g$  и  $-g$ ; например, пропан-воздушное пламя при атмосферном давлении имеет пределы 2,15% 2,06% и 2,20% для пламени  $+g$ ,  $\mu g$  и  $-g$  соответственно. Возможно, это происходит из-за того, что для бедного пропан-воздушного пламени  $Mk > 0$ , поэтому положительное растяжение (удлинение) при распространении его против вектора гравитации вызывает снижение скорости горения и температуры пламени, тогда как у бедного метан-воздушного пламени наоборот —  $Mk < 0$ , и скорость горения, и температура растут [30]. А повышенное растяжение для пламени, распространяющегося против направления вектора гравитации, по сравнению с  $\mu g$  из-за сил плавучести приводит соответственно к более высокому бедному пределу воспламенения. Аналогично объясняется тот факт, что богатый предел воспламенения для метано-воздушных смесей, где  $Mk > 0$ , будет шире при  $\mu g$ , чем в случае распространения пламени по и против вектора гравитации, но такие измерения не проводились.

Расширение бедных пределов воспламенения в условиях невесомости для реагентов с  $Mk > 0$  несет важную информацию для пожаро- и взрыво-безопасности на космических кораблях, поскольку большинство типов пламени бедных углеводород-воздушных смесей находятся в таких режимах. И также показывает, что применение знаний о пределах воспламенения газов в условиях  $+g$  и  $-g$  для  $\mu g$  ошибочны. Измерения бедных пределов воспламеняемости для широкого ряда реагентов позволит построить технологический базис, который составляет основу пожаро-безопасности на космических кораблях. Тот факт, что пределы воспламенения существуют в  $\mu g$  однозначно решает вопрос касательно роли плавучести в явлении пределов. Поскольку предыдущие теории относили эти пределы к естественной конвекции, предсказывая, что никаких пределов не должно существовать в отсутствии гравитации. Таким образом эксперименты в микрогравитации, описанные выше, исключили плавучесть из ряда механизмов, контролирующих явление предела воспламенения. Также долго оставался неясным вопрос о существовании конечной или уменьшающейся скорости горения у пределов воспламенения. Предыдущие экспериментальные исследования в земных условиях не могут удовлетворительно ответить на этот вопрос из-за больших скоростей инициированных плавучестью или тепло-



вых потерь на горелке. Однако эксперименты в микрогравитации показывают, что данные скорости предположительно конечны хотя и очень малы (величины на уровне см/с) [116; 127]. Фундаментальный механизм контроля за пределами воспламенения до сих пор не определен, ряд предположений был выдвинут в работах [99; 128; 129]. Считается, что существует два основных класса фундаментальных пределов воспламенения, которые могут быть определены из первых принципов, в зависимости от того растянута пламя или нет. Для нерастянутого пламени предел воспламенения ограничивается способностью распространения одномерного плоского пламени в двумерной бесконечной области. Существуют два механизма, которые могут вызвать погасание такого пламени — радиационное излучение тепла (теплопотери) и химико-кинетические реакции обрыва цепи. Радиационные потери тепла снижают температуру пламени, которые в свою очередь экспоненциально уменьшают скорость теплопроизводства. Исчезновение пламени может возникать в случае роста скорости теплопотерь. С другой стороны, химико-кинетические пределы основываются на предположении, что двухчастичная разветвленная цепная реакция чувствительна к температуре, тогда как трехчастичная разветвленная цепная реакция не чувствительна. Таким образом, постепенное снижение концентрации бедных реагентов и, как следствие, снижение температуры пламени последовательно ослабляет интенсивность разветвленных цепных реакций относительно реакций обрыва цепи. Поэтому справедливо ожидать, что определенная концентрация настолько снизит общую скорость реакции, что пламя исчезнет из-за неизбежных изменений в системе. Некоторые концепции воспламенения из-за теплопотерь и обрыва цепных реакций были определены при помощи численного моделирования плоского безгравитационного пламени в двумерной бесконечной области с учетом радиационного теплового излучения и детальной химией для метано-воздушного и водородо-воздушного пламени [129]. Показано, что при приближении к пределу воспламенения отклик пламени проявляется возникновением особой точки, которая является характеристикой исчезновения из-за теплопотерь. А около этой точки реакция обрыва цепи становится определяющей для пламени. Предполагается, что около пределов воспламенения разветвленная реакция настолько ослабляется по отношению к реакции обрыва цепи, что общая скорость тепловыделения резко падает. Исчезновение возникает, когда скорость тепловыделения не может поддерживаться на уровне скорости радиационного тепловыделения. Но теория также показывает, что скорость ламинарного горения имеет конеч-

ные значения на границе воспламенения. Благодаря возможности поддержания горения сверх бедного пламени, имеющего малую скорость распространения  $\mu g$  эксперименты определили некоторые явления в пламени предварительно перемешанных смесей, которые ранее не наблюдались. Это включает в себя самопогасающее пламя, а также стационарное сферическое пламя. Оба этих вида пламени ассоциируются с условиями около пределов воспламенения и включают конвективно-диффузионные эффекты.



## Основные выводы по Главе 1

Вмешательство гравитационных сил затрудняет изучение процессов горения значительно больше, нежели в иных областях науки. В процессе горения возникают значительные градиенты температур и соответственно плотностей, которые в присутствии устойчивых гравитационных сил вызывают силы плавучести, с которыми трудно интерпретировать результаты измерений. Также силы плавучести препятствуют наблюдению ряда фундаментальных явлений, так, например, существование некоторых типов пламени вообще не возможно в поле силы тяжести Земли: одномерные низкоренольдсовы диффузионные пламена и сверхбедные пламена предварительно перемешанной смеси горючего и окислителя [130]. В теоретических исследованиях и численных расчетах, зачастую пренебрегают эффектами плавучести, однако верификация результатов в большинстве случаев происходит на основе «земных» экспериментов, проводимых в условиях влияния земной гравитации. Что является достаточно грубой ошибкой

Основными характеристиками пламени, на которые оказывают влияние силы плавучести являются скорость ламинарного горения, температура, растяжение, стабилизация пламени, также гравитация влияет на устойчивость пламени. Растяжение регулируется диффузией массы и тепла, в зависимости от их соотношений изменяется и температура пламени, соответственно меняя скорость реакции. Скорость ламинарного горения является значимой величиной, как для фундаментальных так и для прикладных работ, однако ее измерения в основном производятся в условиях внешних воздействий. Существование проблемы неточных измерений  $S_L$ , подтверждается сравнением результатов различных экспериментов [113].

Пламена предварительно перемешанной смеси горючего и окислителя подвержены периодическим низкочастотным пульсациям (мерцание пламени), которые изменяются при вариациях расхода топлива и окислителя. Данное явление описывается посредством влияния конвективного движения вихрей Кельвина-Гельмгольца возникающих в пограничном слое раздела покоящегося холодного воздуха и подвижных горячих продуктов сгорания. В отсутствии гравитационных сил данный тип неустойчивости отсутствует и пламя проявляет значительную стабильность. Также в пламена присутствует собственная неустойчи-

вость Кельвина-Гельмгольца, которая инициируется на плоской границе фронта пламени из-за скачка тангенциальной скорости.

В данном разделе представлен вывод уравнений PLCE, исходя из основных уравнений химического равновесия и химической кинетики, и показаны результаты для скорости горения ламинарного предварительно перемешанного пламени. PLCE обеспечивает строгую основу для сокращенных вычислений химии, главным преимуществом является то, что может быть выведена общая дифференциально-алгебраическая система уравнений, описывающая приведенный механизм, независимо от выбора кинетически контролируемых и уравновешенных компонентов. Этот метод после валидации и верификации может значительно облегчить исследование сокращенных механизмов химических реакций.

## Глава 2. Экспериментальные стенды и методы исследований

### 2.1 Экспериментальные установки

#### 2.1.1 Лабораторные эксперименты в условиях гравитации

В условиях земной гравитации исследовалось открытое пламя, формирующееся в горелке. На вход подавалась смесь метана и воздуха в различных пропорциях.

В качестве горелки использовалось коническое сопло (горелка типа Бунзен-новской), установленное на цилиндрическую камеру смешения.

Камера представляла собой трубу внутреннего диаметра  $d_{in} = 300$  мм и длину  $L_{mc} = 1300$  мм, для полного перемешивания и установления течения. Профиль сопла был близок к соплу Витошинского, что обеспечивало прямоугольный профиль скорости на выходе. Выходной диаметр сопла составлял  $d_{out} = 15$  мм, диаметр основания —  $d_{in} = 30$  мм. В цилиндрической камере, устанавливался блок со стеклянными шариками диаметром 2–4 мм, ограниченные сетками с проницаемостью  $\beta = 0,52$ :

$$\beta = \left(1 - \frac{d_w}{M}\right)^2,$$

где  $d_w$  — диаметр проволоки,  $M$  — размер ячейки) для обеспечения гомогенности смеси горючего и окислителя на выходе из сопла. С целью исследований влияния на поток и характеристики пламени блока смешения с шариками и сетками — варьировалась проницаемость сеток. Схема сопла, сетки и блока смешения представлена на рисунке 2.1а, 2.1б и 2.1в соответственно. Пламя зажигалось от искрового разряда. Эксперимент проводился при атмосферном давлении. Газодинамические свойства потока определялись по объемному расходу воздуха (н.у.), который в десятки раз превосходил расход метана, для обеспечения интересующих коэффициентов избытка топлива. Число Рейнольдса потока рассчитывалось, по диаметру выходного сечения сопла:

$$Re = 4Q_{\text{воздух}}/\pi d_{out}\mu$$

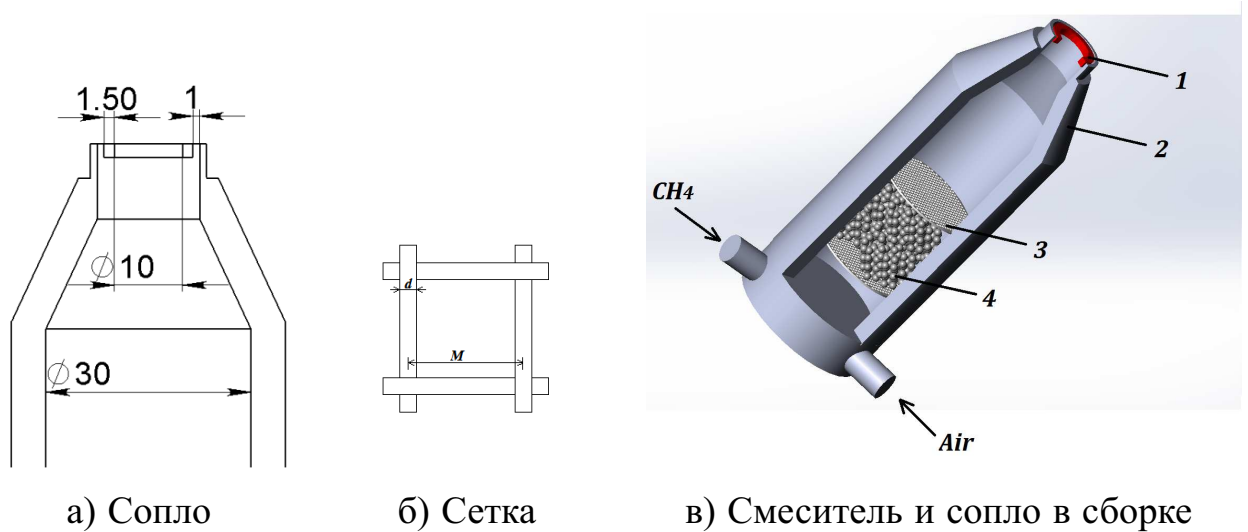


Рисунок 2.1 — Схема горелки

Коэффициент избытка топлива  $\varphi$  рассчитывался как отношение мольной доли топлива в эксперименте к мольной доле для стехиометрического состава смеси:

$$\varphi = \frac{n_{CH_4}/n_{O_2}}{(n_{CH_4}/n_{O_2})_{stoich}}$$

Эксперименты проводились для бедных, стехиометрических и богатых метано-воздушных смесей:  $\varphi$  варьировалось от 0,8 до 1,3.

В условиях земной гравитации горелка устанавливалась в двух различных ориентациях: скорость потока сонаправлена с вектором гравитации, а скорость распространения пламени противоположна ей (условия «обратной» гравитации 2.2в) и в обычной ориентации — скорость потока противоположно направлена с вектором гравитации (условия «нормальной» гравитации 2.2в).



Рисунок 2.2 — Эксперименты в наземных условиях

## 2.1.2 Эксперименты в условиях микрогравитации

Условия микрогравитации достигались на экспериментальном стенде «Drop tower», в Центре прикладных космических технологий и микрогравитации (ZARM), г. Бремен, Германия [131]. Стенд представляет собой вертикальную цилиндрическую трубу, длиной  $H = 120$  м, внутренним диаметром  $D = 3$  м, давление внутри которой на время проведения экспериментов откачивают до низкого вакуума ( $\sim 10^{-2}$  торр), что помогает избежать сопротивление воздуха. Рабочий объем башни  $\approx 850$  м<sup>3</sup> откачивается в течение 2-х часов. На рисунке 2.3 представлена «Drop tower». Экспериментальная установка помещается в цилиндрическую капсулу, диаметром 1 м и высотой 3 м, к нижней части которой прикрепляется конусообразный наконечник. Капсула поднимается к вершине трубы (башни), фиксируется и отпускается в свободное падение. Время полета (падения) капсулы составляет  $t = \sqrt{2H/g} = 4,74$  с. В течение движения капсулы производятся исследования. Ускорение свободного падения

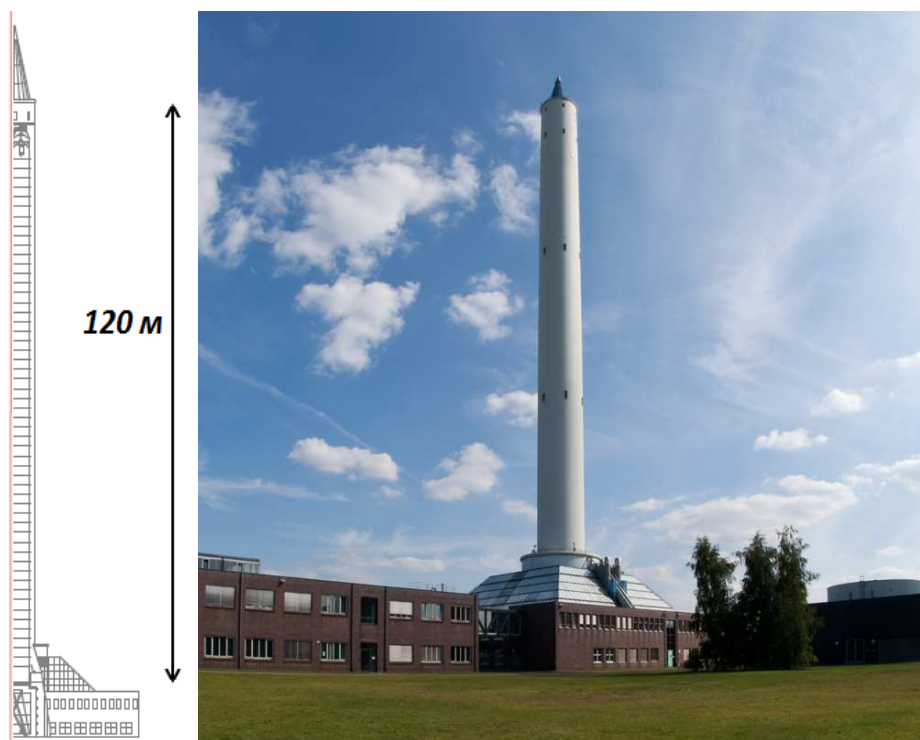


Рисунок 2.3 — Bremen «Drop tower»

во время полёта составляет  $10^{-5}g_0$ , измеряется специальными акселерометрами, установленными в капсуле, стандартные графики уровня ускорения свободного падения от времени представлены на рисунке 2.4 [132]. Вес капсулы составляет около 700 кг. Падения капсулы происходит в цилиндрический контейнер,

наполненный пенопластовыми шариками, высота его составляет 6 м. При падении капсула испытывает перегрузку около  $45g_0$ . После приземления капсулу достают из контейнера, и пенопластовые шарики восстанавливают, перемещая их при помощи специального устройства. При такой массе капсулы шарики сильно деформируются, и для их восстановления необходимо минимум 3 часа. В таком случае эксперименты могут проводиться не чаще 2-х раз в день. В

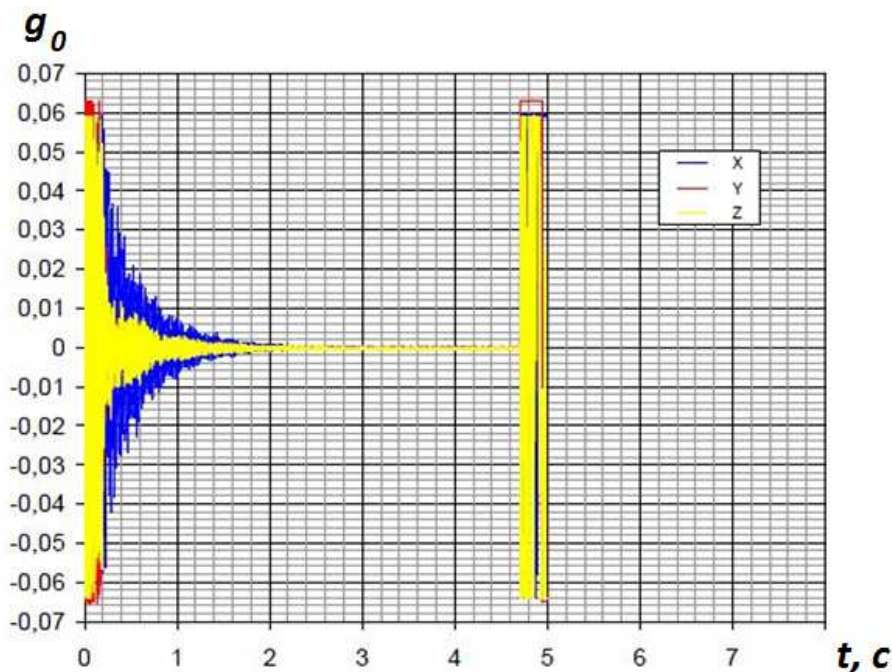


Рисунок 2.4 — Типичные ускорения свободного падения во время сброса: Y — вертикальная ось, X и Z — оси поперечного сечения

капсуле размещались 8 алюминиевых платформ. Схема капсулы представлена на рисунке 2.5. Внизу капсулы размещается система дистанционной связи «капсула–земля» на время падения и блоки питания. На второй платформе — персональный компьютер — обеспечивающий контроль системы во время сброса. На следующей платформе установлена система охлаждения лазера. Дополнительно закрытые защитным алюминиевым корпусом, четвертая и пятая платформы, содержат блок накачки и формирования лазерного луча. Выше расположена «газовая» платформа, на ней снизу закреплены баллоны с горючим и окислителем, сверху — система расходомеров «Bronkhorst», контролирующих подачу горючего и окислителя в горелку. Сбоку от неё, на стойке закреплена высокоскоростная камера. На верхней платформе располагается горелка, а по бокам, на стойках размещены поворотные зеркала, одно из них — заводит лазерный нож в пламя,



а второе — изображение пламени в объектив камеры; также на этой платформе крепилась дополнительная камера. Все элементы жестко закреплены.

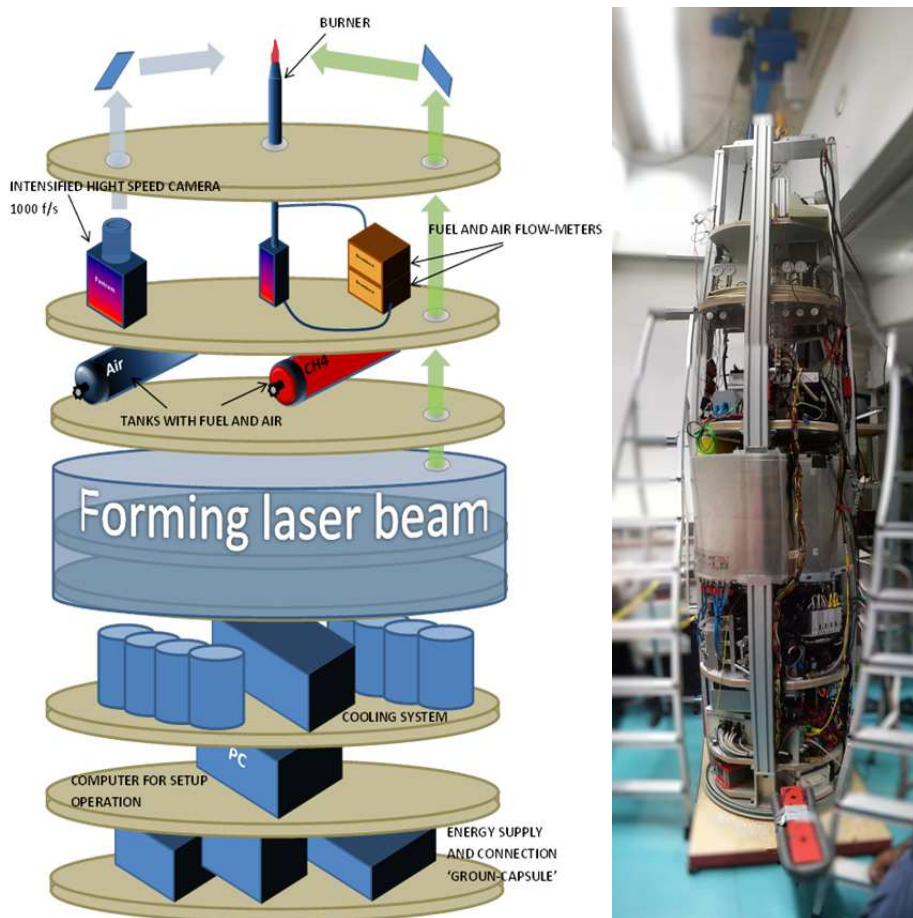


Рисунок 2.5 — Схема экспериментальной установки

## 2.2 Экспериментальные методы и диагностики

В условиях микрогравитации в качестве диагностики использовалась система однолинейной Planar Laser Induced Fluorescence (PLIF) на радикалах OH. Также проводилась высокоскоростная съемка свечения фронта пламени с использованием фильтра КР320 в отсутствие вспышек лазера, аналогично методу PLIF OH, получены данные о фронте горения. Что касается лабораторных исследований, то диагностика была несколько более подробной и включала в себя исследования изотермического потока, формирующегося в сопле, инвазивным методом термоанемометрии — Constant Temperature Anemometry (СТА); подробную структуру мгновенных и осредненных полей скоростей как изотермическо-

го, так и реагирующего потоков было исследовано при помощи бесконтактного метода Particle Image Velocimetry (PIV); структуру фронта пламени и, соответственно все связанные с этим характеристики исследовали при помощи высокоскоростной съемки пламени камерой Photron с использованием УФ-объектива и усилителя изображения «LaVision» IRO (аналогично условиям микрогравитации). Высокоскоростная съемка хемолуминесценции пламени также проводилась для условий «обратной гравитации».

### 2.2.1 Термоанемометрический метод

Схема устройства и работы термоанемометра постоянной температуры (СТА) представлена на рисунке 2.6. Метод заключается в том что в поток помещается тонкая проволока, являющаяся плечом сбалансированного моста Уитстона, которая при этом охлаждается, что приводит к разбалансировке моста. Посредством обратной связи, определяется дополнительное напряжение, необходимое для восстановления равновесия системы. Предварительно имея калибровку датчика — закон соответствия скорости потока и добавочного напряжения, определяется скорость и пульсация скорости потока. Для исследований характеристик потока использовался одномерный прямой датчик с золотой нитью 55R11 (сопротивление  $R_{20} = 6,51$  Ом). Датчик перемещался вдоль центральной оси сопла и вдоль радиуса у выходной кромки сопла при помощи координатника. На рисунке 2.6 отмечены точки в которых проводились измерения: непосредственно на выходе вдоль радиуса, и на оси на расстоянии 6, 12, 18, 24 и 30 мм. Нить датчика устанавливалась перпендикулярно направлению скорости потока. Измерительная система управлялась программным комплексом MiniСТА «DANTEC». Частота измерений варьировалась от 50 до 100 кГц. Результатами измерений являются скорости и пульсации скоростей в точках.

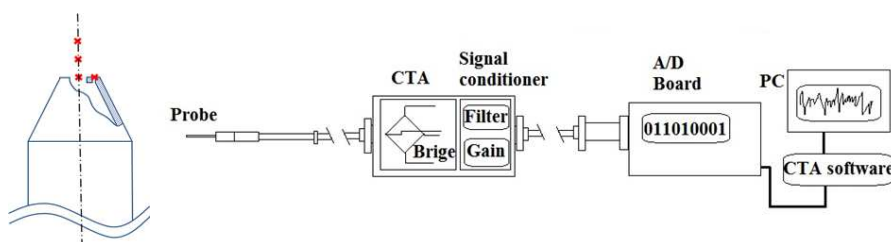


Рисунок 2.6 — Схема принципа работы термоанемометра



## 2.2.2 Скоростная видео-съемка хемилюминесценции пламени

Высокоскоростная съемка пламени производилась со скважностью 1 кГц, что позволило получить данные о динамике фронта, скорости ламинарного горения и кривизне пламени в широком диапазоне вариаций параметров. Изображение фронта пламени, полученное при помощи высокоскоростной камеры обрабатывалось, при этом выделялись границы фронта пламени, как участок максимальной интенсивности яркости. Таким образом определялась высота факела по времени и ламинарная скорость горения. Частоту вертикальных пульсаций определяли методом быстрого фурье-преобразования (БФП). Процесс определения кривизны кончика пламени представлен на рисунке 2.7 Данные аппроксимировались параболической функцией:

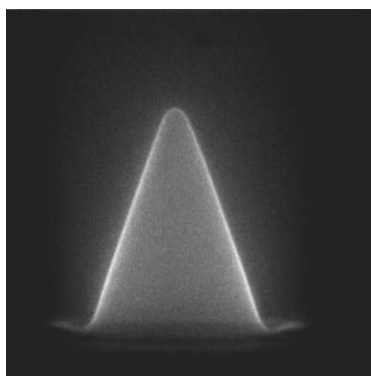
$$f(x) = ax^2 + bx + c$$

(2.7в). Радиус кривизны в точке  $x = x_0$  определяется как

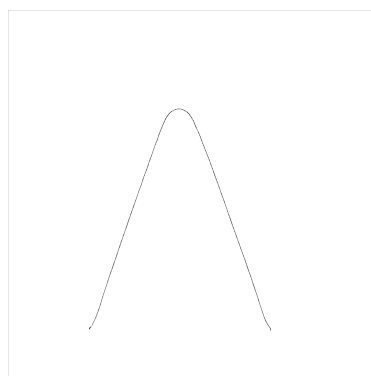
$$R = \frac{(1 + [y'(x_0)]^2)^{3/2}}{|y''(x_0)|},$$

в вершине параболы радиус кривизны имеет следующий вид:

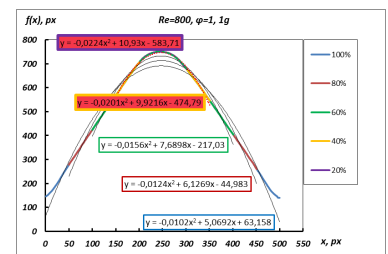
$$R = 1/2|a|$$



а)



б)



в)

Рисунок 2.7 — Анализ изображений

В дополнение, при высокоскоростной съемке обрабатывалась методика модифицированного метода Particle Tracking Velocimetry (PTV) в условиях работы в «Drop tower». В поток помещались частицы оксида циркония  $ZrO_2$ ,

размером менее 5 мкм (поток засеивался таким образом, чтобы на один кадр приходилось от 1 до 10 частиц, и их траектории на пересекались), проходя через границу фронта пламени они нагревались и начинали излучать свет в широком диапазоне длин волн, данное свечение отражалось на матрице камеры. Время экспозиции составляло 1 мкс, зная размер снимаемой области была определена длина траектории, и соответственно вектор скорости, а размер частиц был достаточно мал, чтобы вовлекаться потоком и двигаться со скоростью равной его скорости. Дополнительная камера, расположенная на верхней платформе, позволяла качественно оценить динамику поверхности раздела между горячими продуктами сгорания и холодным окружающим воздухом.

Обработка изображений, получение различных количественных данных и построение полей скоростей проводилась при помощи программного обеспечения, разработанного автором работы.

### **2.2.3 Измерения скорости потока методом Particle Image Velocimetry (PIV)**

Particle Image Velocimetry (PIV) — неинвазивный метод измерения пространственного распределения скоростей в потоках жидкости или газа [133]. Наиболее современным предшественником трассерной визуализации потока (PIV) является лазерная спеклометрия Laser Speckle Velocimetry (LSP). В основном LSP применялся для наблюдений за деформациями твердых поверхностей. Оптически непрозрачная поверхность освещалась когерентным светом, многократно отражающий свет давал интерференционную спекл-картину, любые изменения неровностей поверхности отражались на спекл-картине. Результирующая спекл-картина записывалась до и после деформации, на один и тот же кадр с малым разрывом по времени, по смещению спеклов делались выводы о деформации поверхности. А в 1977 одновременно различными тремя различными группами (Backer & Fourney, Dudderar & Simpkins, Grousson & Mallick) независимо была продемонстрирована возможность применения LSV для жидкостных потоков — измерен параболический профиль ламинарного потока в трубе [134]. Поток засеивался настолько плотно, что изображения частиц перекрывали друг друга, разность фаз лучей от различных частиц приводили к случайной интерференционной картине — спеклу. В последующие годы этим методом вплотную

заинтересовались и стали развивать несколько научных групп [135–137]. Вскоре оказалось, что засеять жидкостный поток достаточно плотно для SLV трудно, однако это и не требуется, поскольку при низкой плотности засева появляется возможность наблюдать не за спеклами, а за поведением отдельных частиц, что значительно повышает точность метода. Это привело к выделению в 1984 году этого метода в отдельный — Particle Image Velocimetry [138].

PIV дает возможность измерять мгновенный тензор градиента скорости  $\frac{d\vec{u}}{d\vec{x}}$  в плоскости лазерного ножа, что в свою очередь позволяет найти завихренности. Исследуемый поток газа (жидкости) засеивается твердыми частицами, непрозрачными для излучения. В зависимости от плотности засева потока, различаются методы по способу обработки полученных данных на PTV (Particle Tracking Velocimetry) и собственно PIV. Если плотность засева достаточно мала — расстояние между частицами значительно превосходит смещение, то в таком случае можно проследить движение каждой отдельной частицы — PTV, если же нет, то — PIV. Типичный засев потока для PIV-диагностики представлен на рисунке 2.8. В PIV методика определения скорости заключается в следующем:

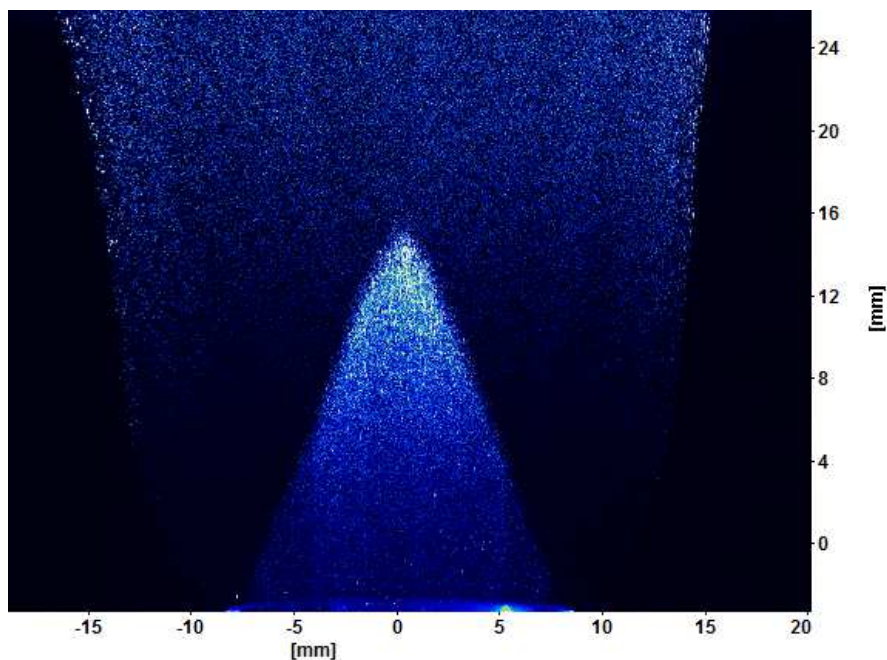


Рисунок 2.8 — Пример засева потока частицами для PIV

- кадр разбивается на области (ячейки) размером  $n \times n$  пикселей,
- в каждой области ищется с помощью корреляционного алгоритма позиция корреляционного максимума: для каждой частицы на первой расчетной области, находят вероятные изображения на второй — получают равновероятную гистограмму смещения частицы, такую операцию про-

- дельвают для каждой из частиц, а затем конечную гистограмму строят путем суперпозиции,
- на основе полученных данных определяется смещение частиц  $ds$  в пикселях внутри ячейки,
  - смещение частиц пересчитывается из пикселей в пространственный размер  $dx$ ,
  - а затем по известному времени задержки в паре кадров определяется скорость,
  - PIV система может работать в режиме «single-frame» и «double-frame» (double exposition).

В первом случае на одну экспозицию камеры приходятся две вспышки лазера: на полученном кадре совмещаются два снимка положения частиц, снятые с временным промежутком  $dt$ . Такие кадры обрабатываются по алгоритму автокорреляции. Первый автокорреляционный максимум кадра соответствует самокорреляции и не несет информации. Второй — показывает смещение частиц  $ds$ , и соответственно скорость. Однако, направление смещения, а значит, и вектора скорости определить невозможно, из-за симметричности появления вторых максимумов. Таким образом, в режиме «single-frame» можно определить значение скорости, но не направление, поскольку не представляется возможным определить какое положение частиц соответствует первой вспышке лазера, а какое — второй. Режим «double-frame» отличается тем, что каждая вспышка лазера запечатлевается на отдельном кадре, что позволяет вычислить, как скорость, так и направление движения. При съемке в режиме «double-frame» в обработке используется алгоритм кросскорреляции. Соответствующие ячейки первого и второго кадра изображения обрабатываются алгоритмом кросскорреляции, который ищет корреляцию  $C(dx; dy)$  для каждой точки внутри ячейки в зависимости от пиксельной координаты по следующей формуле:

$$\begin{aligned}
 C(dx; dy) &= \\
 &= \frac{\sum_{x=0, y=0}^{x < n, y < n} \left( I_1(x, y) - \bar{I}_1(x, y) \right) \left( I_2(x + dx, y + dy) - \bar{I}_2(x + dx, y + dy) \right)}{RMS \left( I_1(x, y) - \bar{I}_1(x, y) \right) RMS \left( I_2(x + dx, y + dy) - \bar{I}_2(x + dx, y + dy) \right)},
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

где  $n$  — размер зоны в пикселях,  $x$  и  $y$  — координаты пикселя внутри зоны по осям  $X$  и  $Y$  соответственно,  $dx$  и  $dy$  — смещение в пикселях внутри зоны по

соответствующим осям,  $I_1$  и  $\bar{I}_1$  — интенсивность в точке с координатой  $(x; y)$  и средняя интенсивность зоны в первом кадре,  $I_2$  и  $\bar{I}_2$  — интенсивность в точке с координатой  $(x + dx, y + dy)$  и средняя интенсивность зоны во втором кадре. Поскольку характер отражения падающего на сферическую частицу электромагнитных волн достаточно хорошо изучен, то очевидно, что важным требованием является высокая интенсивность источника, так как отношение интенсивностей отраженного потока в направлении перпендикулярном к падающему лучу света к отражению в направлении падающего света крайне мало и очень трудно различимо. Существуют различные конфигурации методов PIV, такие как stereo-PIV, tomo-PIV, метод PIV — сканирования, позволяющие получить информацию о характеристиках, не только в плоскости, но и в объеме.

Важным является вопрос подбора частиц-трассеров, поскольку от размера частиц зависит насколько хорошо частицы будут следовать потоку и показывать различные изменения его характеристик, соответственно, чем меньше частицы, тем лучше они показывают реальную картину течения. Однако, с уменьшением размера частиц снижается и их отражательная способность. Таким образом, в подборе частиц должен быть соблюден баланс между размером частиц, скоростью потока, их отражательной способностью и чувствительностью камеры. Количественная связь между характером движения частиц и потоком регулируется размером трассеров, их распределением, формой. Также плотность и коэффициент отражения влияют на характер засева и возможность следовать за потоком. Засев должен осуществляться приблизительно одинаковыми частицами, поскольку иначе слишком крупные частицы могут привести к пересвечиванию кадра, а мелкие — повысить уровень шума [139]. Уравнение нестационарного движения подвешенной сферы диаметра  $d_p$ , плотности  $\rho_p$  в потоке плотности  $\rho_f$  было выведено в [140]:

$$\frac{\pi d_p^3}{6} \rho_p \frac{du_p}{dt} = -3\pi\mu d_p V + \frac{\pi d_p^3}{6} \rho_f \frac{du_f}{dt} - \frac{1}{2} \frac{\pi d_p^3}{6} \rho_f \frac{dV}{dt} - \frac{3}{2} d_p^2 \pi \mu \rho_f^{1/2} \int_t^{t_0} \frac{dV}{d\xi} \frac{d\xi}{(1 - \xi)^{1/2}}, \quad (2.2)$$

В случае газового потока, плотность частицы значительно превышает характеристики среды, и в таком случае уравнение значительно упрощается:

$$\frac{du_p}{dt} = \frac{18\mu}{\rho_p d_p^2} (u_p - u_f), \quad (2.3)$$

После преобразования получаем взаимосвязь скорости потока и частицы:

$$u_p = u_f \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\tau\mu}{\rho_p d_p^2}\right) \right], \quad (2.4)$$

Данные умозаключения справедливы в случае сферичности частиц и когда числа Рейнольдса для частиц около или меньше единицы, что выполняется. Если ввести величину, показывающую тенденцию частицы к равновесию с окружающим её потоком (время релаксации):

$$\tau_s = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu}, \quad (2.5)$$

то скорость трассера примет следующий вид:

$$\alpha(t, \rho_p, d_p) = \frac{u_p}{u_f} = \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) \right], \quad (2.6)$$

Данная зависимость представлена графически для частиц  $Al_2O_3$  различного диаметра  $d_p$  на рисунке 2.9. График наглядно показывает целесообразность использования мелких частиц для более точного определения скорости потока.

Эффект, в основе которого лежит метод PIV, называется Ми-рассеяние, т. е. отражение частицами диаметра  $d_p$ , падающего на них света с длиной волны, удовлетворяющей условию  $d_p > 1/15\lambda$ . Интенсивность отраженного частицей света зависит от отношения коэффициента отражения материала частицы и окружающей среды (1,3–1,5), размера трассера, его формы, поляризации падающего света и угла наблюдения. Интенсивность рассеянного от частицы света в телесный угол  $\Omega$  имеет вид:

$$I = I_0 \int_{\Omega} \frac{\lambda^2 |\sigma|^2}{4\pi^2} d\Omega, \quad (2.7)$$

где  $\sigma = \frac{2\pi d_p}{\lambda}$  — коэффициент Ми-рассеяние, то есть  $I \sim d_p^2$ , тогда как в случае рэлеевского рассеяния ( $d_p \leq \frac{1}{15}\lambda$ ) —  $I \sim d_p^4$ , что в свою очередь также ограничивает размер частиц снизу. Ми-рассеяния сферической частицей не имеет сферической симметрии, и максимальная интенсивность отраженного света со направлена с падающим лучом. Важным является и плотность засева потока, поскольку это определяет точность результатов. По различным оценкам наиболее оптимальным засевом считается 6–12, иногда 20 трассеров на ячейку [141]. Схема установки PIV представлена на рисунке 2.10. Основные составляющие системы:

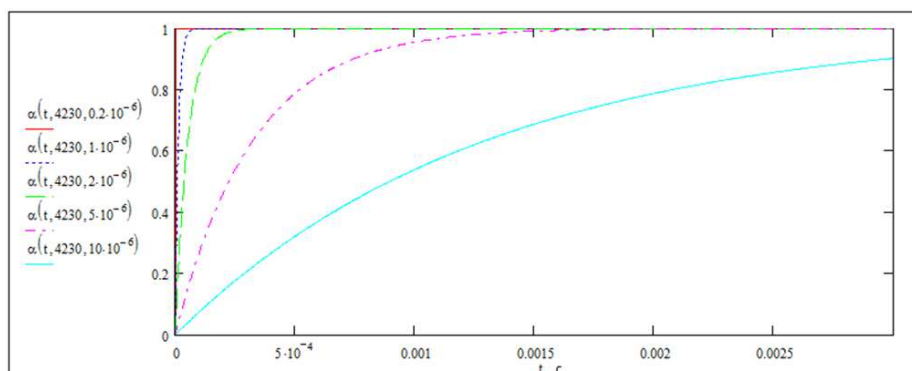


Рисунок 2.9 — Зависимость отношения скорости частицы  $u_p$  к скорости потока  $u_f$  от времени

сдвоенный импульсный лазер 130 мДж Nd:YAG (Litron Nano L PIV 125-15), длительность импульса около 10 нс, ПЗС камера, синхронизатор. Измерительная система управлялась при помощи программного обеспечения «DaVis». Лазерный нож формировался системой цилиндрической и сферической линз, толщина лазерного ножа, в области измерений, составляла 1 мм. Время между вспышками лазера в парах импульсов, определяющее измеряемое смещение частиц-трассеров, варьировалось от 35 до 300 мкс, в зависимости от скорости потока. Размер матрицы камеры составлял  $1024 \times 1024$  pix<sup>2</sup>, область измерения —  $170 \times 170$  мм<sup>2</sup> и  $290 \times 290$  мм<sup>2</sup> для изотермического и реагирующего потока соответственно. Оптическая ось камеры располагалась под углом  $90^\circ$  к плоскости лазерного ножа. Оптическая система калибровалась при помощи одноуровневой калибровочной пластины размером  $5 \times 5$  см с опорными точками-окружностями на декартовой сетке с шагом 2,5 мм. Калибровка состоит в привязке системы координат в эксперименте к системе координат камеры. Поток равномерно засеивался частицами масляной копоти (в случае исследований изотермического потока), со средним диаметром 1 мкм и частицами оксида титана  $TiO_2$  размером 1–2 мкм. Изображения обрабатывались при помощи стандартного кросс-корреляционного алгоритма с ячейками размером  $32 \times 32$  pix (изотермическая струя) и  $64 \times 64$  pix (реагирующий поток) с 50% перекрытием. Для каждого режима снималось 170 (изотермический поток) и 1000 (пламя) полей мгновенных скоростей.



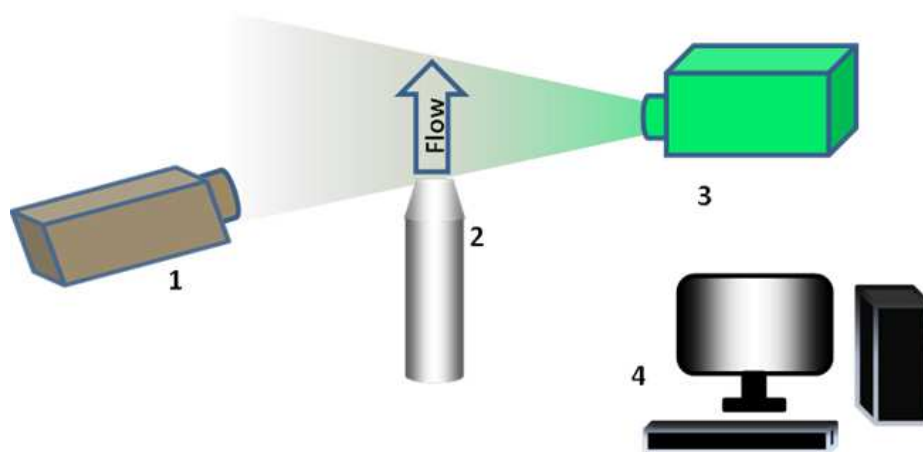


Рисунок 2.10 — Схема Particle Image Velocimetry

#### 2.2.4 Диагностика потока методом индуцированной лазерной флуоресценции (PLIF)

Источником, возбуждающим радикалы являлся твердотельный лазер «Advanced Disk Laser» («ADL»), спроектированный специально для работы в Bremen «Drop tower», который настраивался на длину волны в 343,698 нм. Спектр возбуждения радикалов ОН рассчитывался по программе «LifBase 2.1.1», и представлен на рисунке 2.11. Длительность импульса лазера составляла 20 нс, мощность, вкладываемая в импульс — 0,1 мДж. Лазерный нож формировался при помощи цилиндрической линзы. Толщина лазерного луча в области, проходящей через пламя, составляла — 0,5 мм, ширина — 5 мм. Флуоресценция радикалов ОН фиксировалась скоростной камерой Photron с частотой съемки 1 кГц, размер матрицы камеры составлял  $1024 \times 1024$  pix<sup>2</sup>. Размер области исследования —  $20 \times 20$  мм<sup>2</sup>. Ось камеры составляла 90° с лазерным лучом. Объектив камеры оснащался фильтром КР320, подавляющий свечение лазера и пламени. Спектр флуоресценции радикалов ОН, в области пропускной способности фильтра (рисунок 2.12), рассчитывался по программе «LifBase 2.1.1», и представлен на рисунке 2.13. Более подробно принцип работы лазера «ADL» в ZARM «Drop tower» описан, например, в [142]. Результатами исследований являются изображения флуоресценции радикалов ОН, на основе которых получены данные о структуре фронта пламени, поскольку радикалы ОН образуются непосредственно во фронте горения.



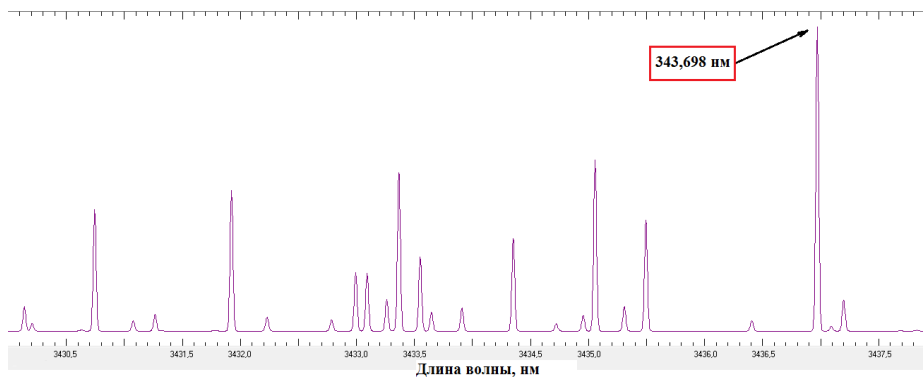


Рисунок 2.11 — Спектр возбуждения радикалов ОН

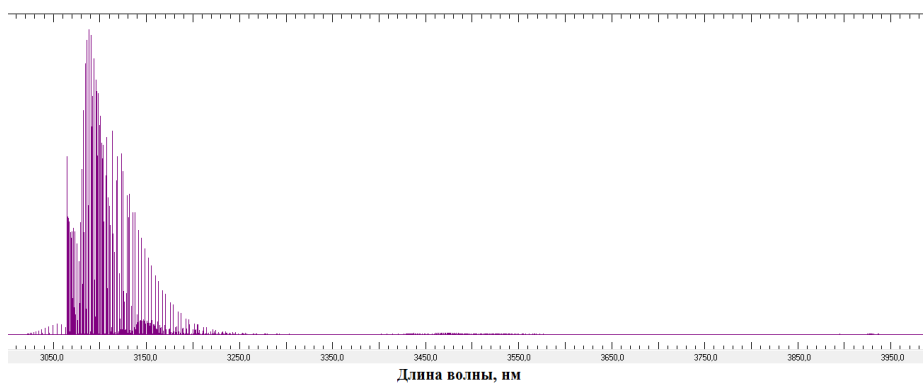


Рисунок 2.12 — Спектр флуоресценции радикалов ОН

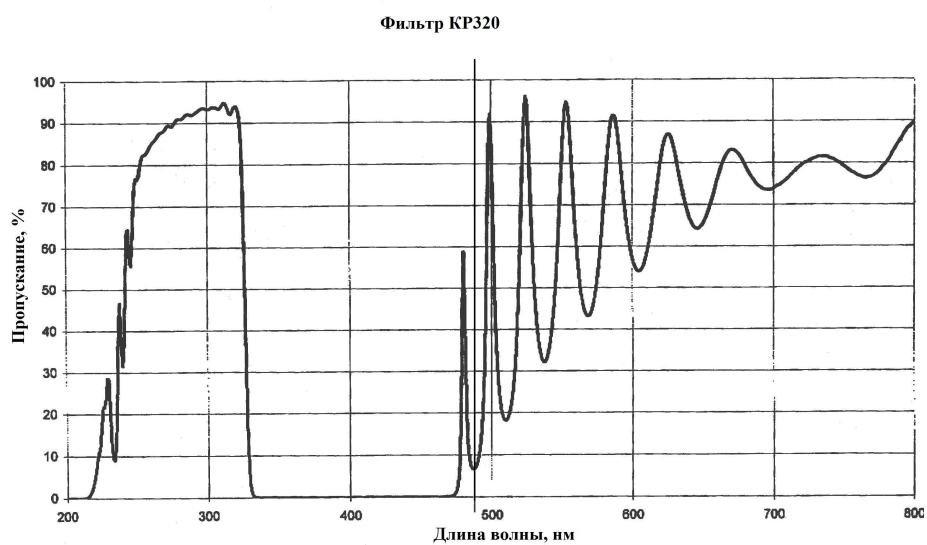


Рисунок 2.13 — Пропускная способность фильтра КР320

## Основные выводы по Главе 2

В экспериментах проводились исследования реагирующих потоков в условиях нормальной, обратной и микрогравитации. Условия микрогравитации получали на установке «Drop tower». Время каждого эксперимента составляло 4,7 с, ускорение свободного падения при этом равнялось  $10^{-5}g_0$ . Для достижения условий «обратной» гравитации горелка поворачивалась так, что скорость потока была сонаправлена с ускорением свободного падения.

Поток формировался при помощи конического сопла выходного диаметра 15 мм, формируя струю с прямоугольным профилем скорости на выходе. Значения чисел Рейнольдса потока определялись по характеристикам холодного воздушного потока и варьировались от 500 до 2500. Эксперименты проводились для бедного, стехиометрического и богатого пламени: коэффициент избытка топлива смеси варьировался в пределах 0,8–1,3.

В работе проведены измерения скорости потока и пульсаций скорости изотермического потока при помощи высокоточным контактным прибором — термоанемометром постоянной температуры. Поля скорости реагирующего метано-воздушного пламени получены при помощи неинвазивного метода Particle Image Velocimetry. Высокоскоростная съемка хемилюминесценции пламени дала возможность оценить высоту факела пламени, скорости ламинарного горения, частоту пульсаций, растяжение фронта пламени. Также получены данные по флуоресценции радикалов ОН методом Planar Laser Induced Fluorescence.

## Глава 3. Оптимизация параметров установок для расширения области стабильного пламени

### 3.1 Методы стабилизации пламени

Коническое пламя без дополнительной стабилизации устойчиво в узком диапазоне параметров. Для расширения стабильного диапазона, как по скоростям потока, так и по соотношению объемного расхода горючего и окислителя необходима внешняя стабилизация. Существует несколько принципов стабилизации пламени предварительно перемешанных смесей горючего и окислителя: закрутка [143] и использование стабилизирующих тел [144; 145], и соответственно, комбинирование этих методов. Физический процесс, описывающий принцип удержания пламя при помощи стабилизирующих тел состоит в следующем: за телом образуется зона рециркуляции, в которой происходит смешение холодной горючей смеси с горячими продуктами сгорания, способствуя непрерывному подогреву и поджигу реагентов непосредственно в этой области. При закрутке аналогично возникают зоны обратных течений и зон рециркуляции. Два других метода, несколько схожих по принципу действия — использование пилотного пламени [146] и стабилизация тонким краем горелки [147]. В первом случае исследуемое пламя окружается потоком стехиометрической смеси «нормальной скорости» (при которой пламя стабильно), которое подогревает поток и способствует удержанию пламени. Во втором случае источником тепла, подогревающим горючую смесь является край горелки, изначально нагреваемый самим пламенем или внешним источником. Существует также кардинально иной способ стабилизации — воздействие различными электрическими полями [148–150]. В литературе такой способ классифицируется тремя различными видами. Наиболее изученный и применяемый — ионный ветер, который влияет на градиент скорости в пограничном слое, таким образом, влияя на скорости уноса пламени. Иной аспект разрядов — влияние заряженных частиц на скорость связанных реакций. Третий — рост диффузионного потока заряженных частиц. Несмотря на небольшой список способов стабилизации, в каждом конкретном случае двигатели и даже просто горелки имеют свой уникальный способ стабилизации. Все методы имеют как свои преимущества, так и недостатки. Закрутка

потока изменяет его геометрию и турбулизует поток. Применение пилотного пламени расширяет стабильный диапазон, но выбросы от него ( $\text{NO}_x$ ) в целом изменяют картину излучения от всего пламени и могут привести к неверным результатам, особенно в случае бедного пламени [151]. Стабилизация электрическим разрядом изменяет характеристики пламени, затрудняя исследования фундаментальных основ. Тонкий край не достаточно расширяет области стабильного горения [147]. Использование стабилизирующих тел типа цилиндр, проволока, диск — меняют геометрию конического пламени на «обратное» коническое пламя (V-образное), что также влияет на исследуемые характеристики. Стабилизирующее тело в форме кольца можно выделить как более универсальный способ, позволяющий значительно расширить область стабильного пламени в сторону бедных и богатых смесей для широкого диапазона скоростей потока.

### 3.2 Численное моделирование потока в сопле

Для расширения стабильных параметров пламени численно подбирались геометрические параметры кольца, которые позволили бы максимально эффективно улучшить горение. Численное моделирование было проведено при помощи программного комплекса «FlowVision» 3.09.05 [152–154]. Геометрия горелки при моделировании была идентична экспериментальным условиям. Поскольку задача осесимметричная, для расчёта был выбран сектор в  $45^\circ$ , для уменьшения количества расчетных ячеек и, соответственно, сокращения расчетного времени. На боковых поверхностях усеченной расчетной области выбрано граничное условие «симметрия». Размер области вычисления был достаточно велик, чтобы избежать эффектов влияния стенок, и учесть дальноедействие сил плавучести. Расчетная область с указанием граничных условий изображена на рисунке 3.1. На входе устанавливался пуазейлевский профиль течения, который после прохождения через сопло на выходе из горелки деформировался в прямоугольный (рисунок 3.2). Расчетная сетка формировалась из однородной сетки, путем аппроксимации в пристеночных областях — и состояла из 4,3 млн ячеек (рисунок 3.3). В расчете варьировалась как толщина так и высота кольца. На рисунках 3.4а, 3.4б и 3.4в представлены профили нормализованных скоростей на выходе из сопла для колец внешнего диаметра  $D_{ring}$  11,0, 13,0 и 14,4 мм,

соответственно. На рисунке 3.4г представлены профили скоростей для колец с толщиной стенок  $l_{ring} = 1,5$  мм (внешнего диаметра  $D_{ring} = 13$  мм) с вариацией высоты  $H_{ring}$  от 0,5 мм до 2,5 мм — профили идентичны, потому из соображений упрощения технологии изготовления колец-стабилизаторов и их крепления была выбрана  $H_{ring} = 2$  мм.

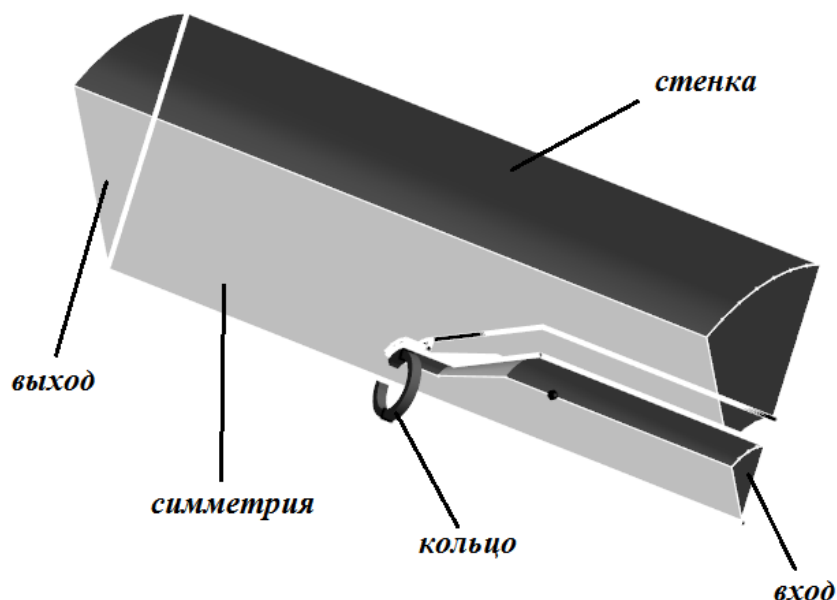


Рисунок 3.1 — Расчетная область и граничные условия

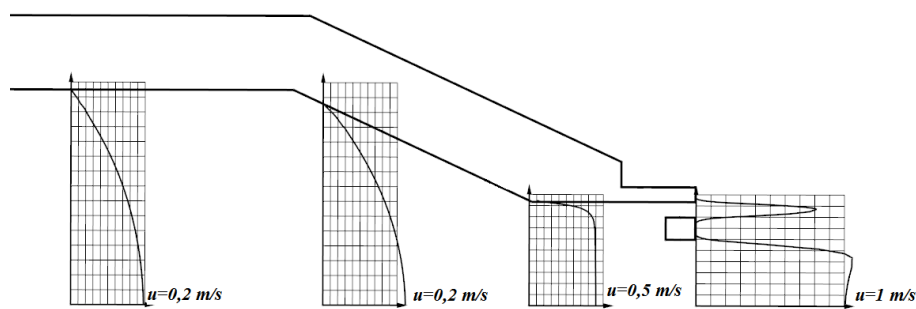


Рисунок 3.2 — Профили скоростей внутри сопла. Расчетные данные

На рисунке 3.5 изображены поля скоростей, размер области составляет половину экспериментально исследуемой, поскольку задача симметричная ( $170 \times 170$  мм<sup>2</sup>). Видно, что наиболее подходящим является кольцо  $D_{ring} = 13,0$  мм, поскольку вихри формируются для всего ряда скоростей. На рисунке 3.6 подробно изображено поле векторов скоростей формирующееся над кольцом. Различимы два противоположно закрученных вихря.

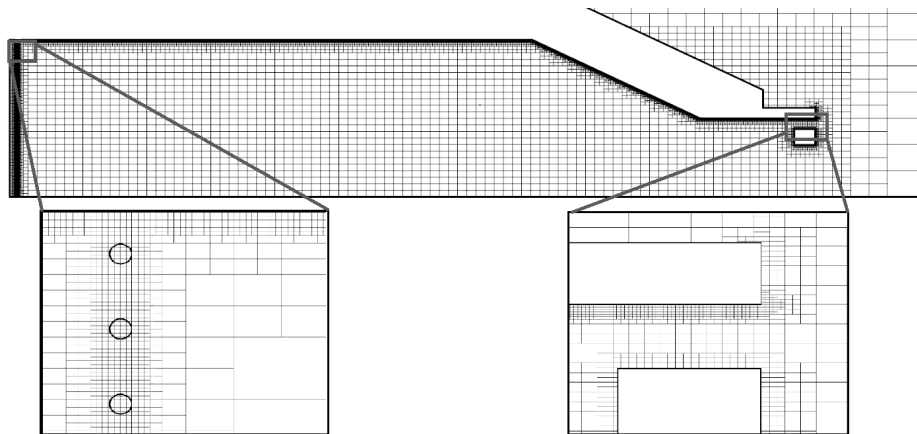
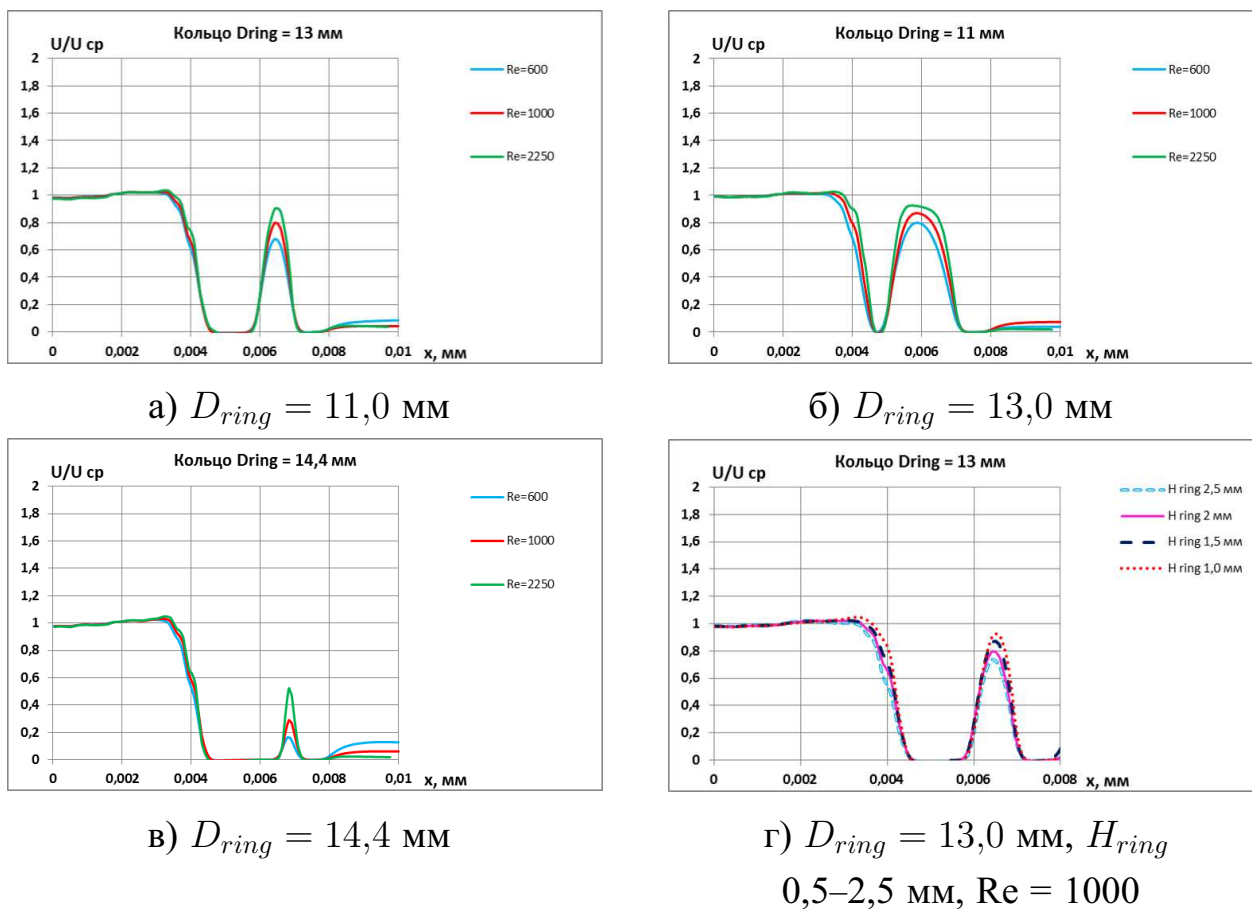


Рисунок 3.3 — Расчетная сетка

Рисунок 3.4 — Профили нормализованных скоростей ( $u/u$ ) на выходе из сопла вдоль радиуса ( $r$ , мм) для колец внешнего диаметра. Численный расчет

### 3.3 Экспериментальные исследования методом PIV

В экспериментальных исследованиях высота колец оставалась постоянной ( $H_{ring} = 2$  мм), а варьировалась ширина. На рисунке 3.7 представлены результаты исследований холодного потока для трех видов колец: левая колонка со-

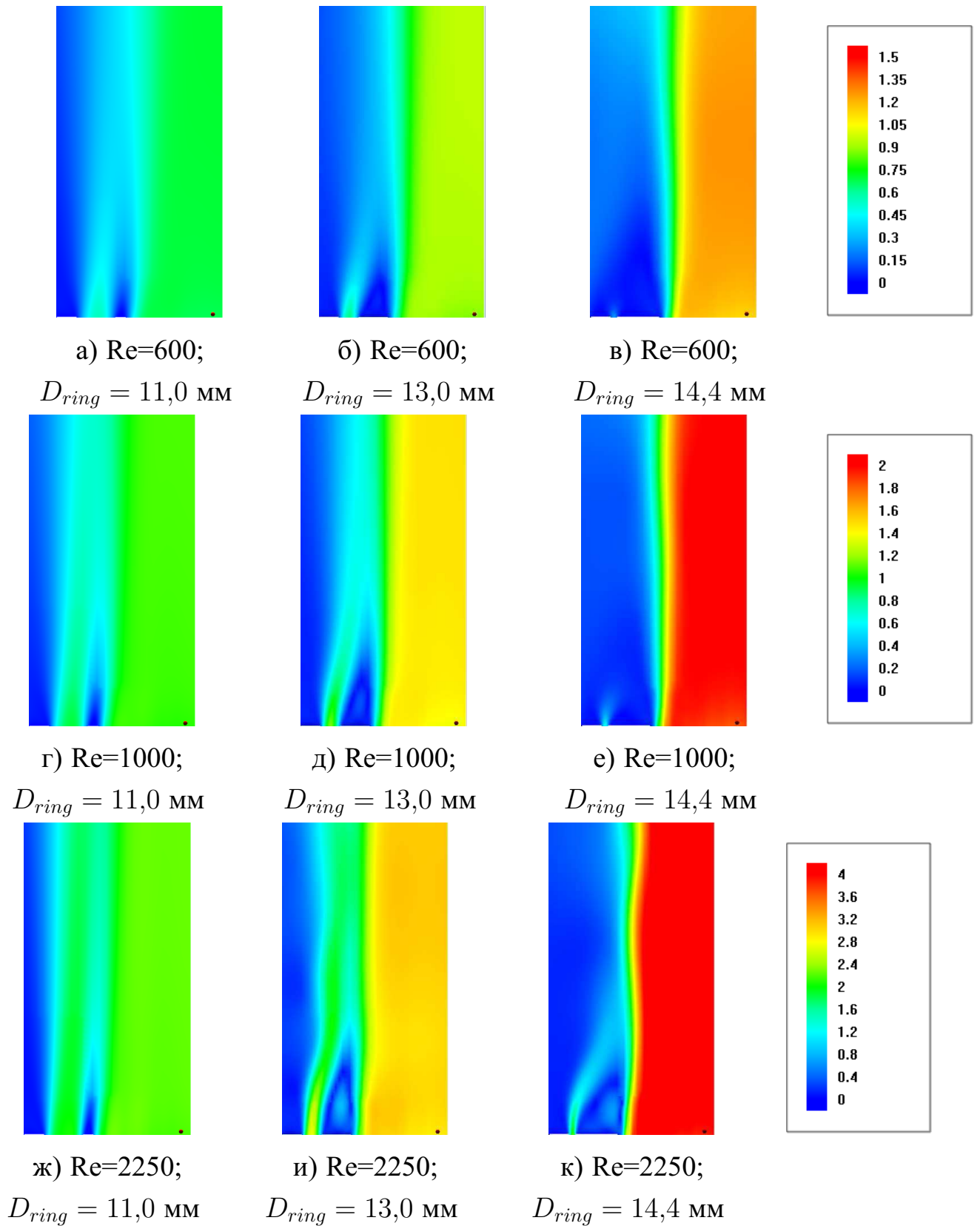


Рисунок 3.5 — Поля скоростей изотермического потока. Расчетные данные

ответствует потоку с кольцом внешнего диаметра  $D_{ring} = 11,0$  мм, средняя —  $D_{ring} = 13,0$  мм, а в правой —  $D_{ring} = 14,4$  мм; верхний ряд —  $Re = 600$ , средний —  $Re = 1000$  и нижний —  $Re = 2250$ . На рисунке 3.8 представлены поля



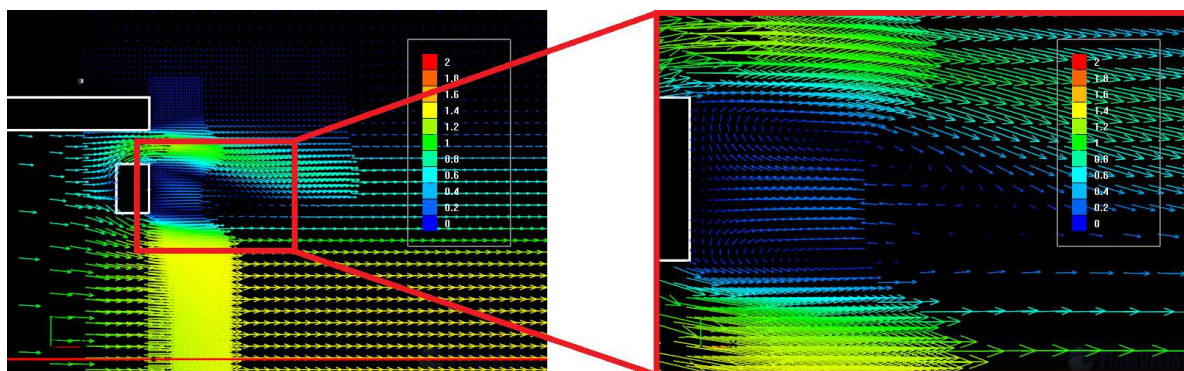


Рисунок 3.6 — Поля векторов скоростей изотермического потока над кольцом-стабилизатором

завихренностей для аналогичных условий. Также для большей наглядности и возможности сравнения с измерениями СТА и расчетами построены профили скоростей вдоль радиуса сопла у выходного сечения — рисунок 3.9. Профили представлены для колец внешнего диаметра  $D_{ring}$  11, 12, 13, 14 и 14,4 мм.

Из профилей скоростей видно, что скорость со-путного потока (в зазоре) ниже основного течения, и его продольный размер значительно превышает поперечный, в отличие от основного потока. При натекании струй такого типа в неподвижную окружающую среду возникают большие градиенты скоростей, которые инициируют возникновение вихрей (формирование возвратного течения), удерживающих пламя у сопла, подогревая, набегающий поток свежей смеси. Вихри хорошо различимы и на полях скоростей и на полях завихренностей. Вихри обеспечивают транспортировку дополнительной порции окислителя к ядру потока, тем самым предотвращая проскок пламени. Также это улучшает эффективность горения, снижая выброс  $\text{NO}_x$ . Поскольку расширение стабильных параметров должно происходить для всех скоростей, то необходимо, чтобы вихрь, в основном благодаря которому стабилизируется пламя, образовывался во всем диапазоне скоростей. На рисунках 3.7 и 3.8 видно, что в случае кольца  $D_{ring} = 11,0$  мм скорость со-путного потока велика (профили скорости в основной и боковой части имеют практически одинаковую высоту для  $\text{Re} = 2250$ ), и вихрь для больших скоростей потока не образовывается. Для кольца  $D_{ring} = 14,4$  мм при низких скоростях вихрь не формируется. В случае кольца  $D_{ring} = 13,0$  мм скорость бокового потока составляет 45–80% от основного потока, для широкого диапазона скоростей в таком случае пламя наиболее устойчивое к вариациям коэффициента избытка топлива, что хорошо видно на



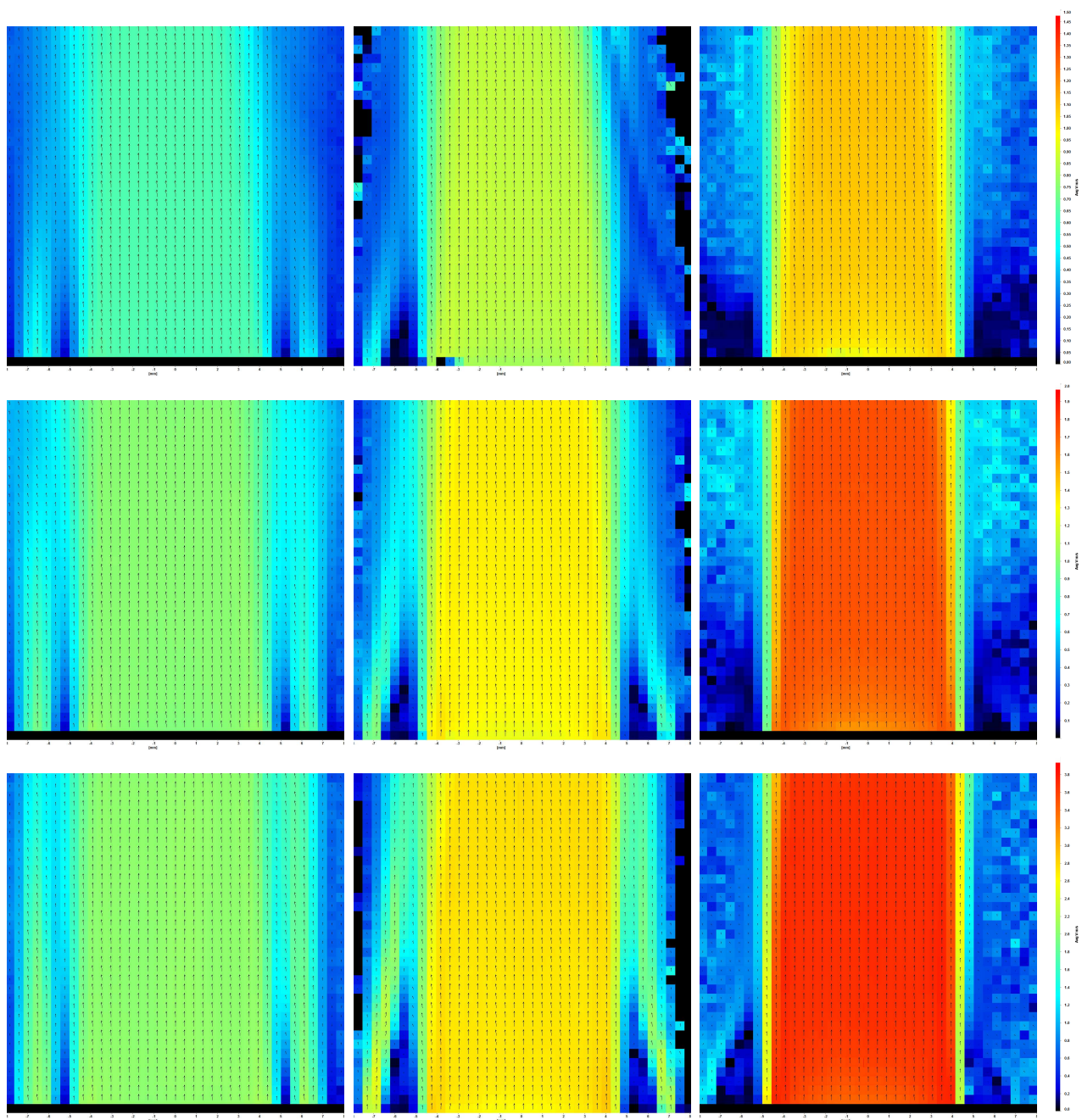


Рисунок 3.7 — Поля осредненных скоростей изотермического потока: слева —  $D_{ring} = 11,0$  мм, посередине —  $D_{ring} = 13,0$  мм, справа —  $D_{ring} = 14,4$  мм, верхний ряд —  $Re = 600$ , средний —  $Re = 1000$ , нижний —  $Re = 2250$

диаграммах пределов проскока и уноса пламени, чему будет посвящен следующий раздел.

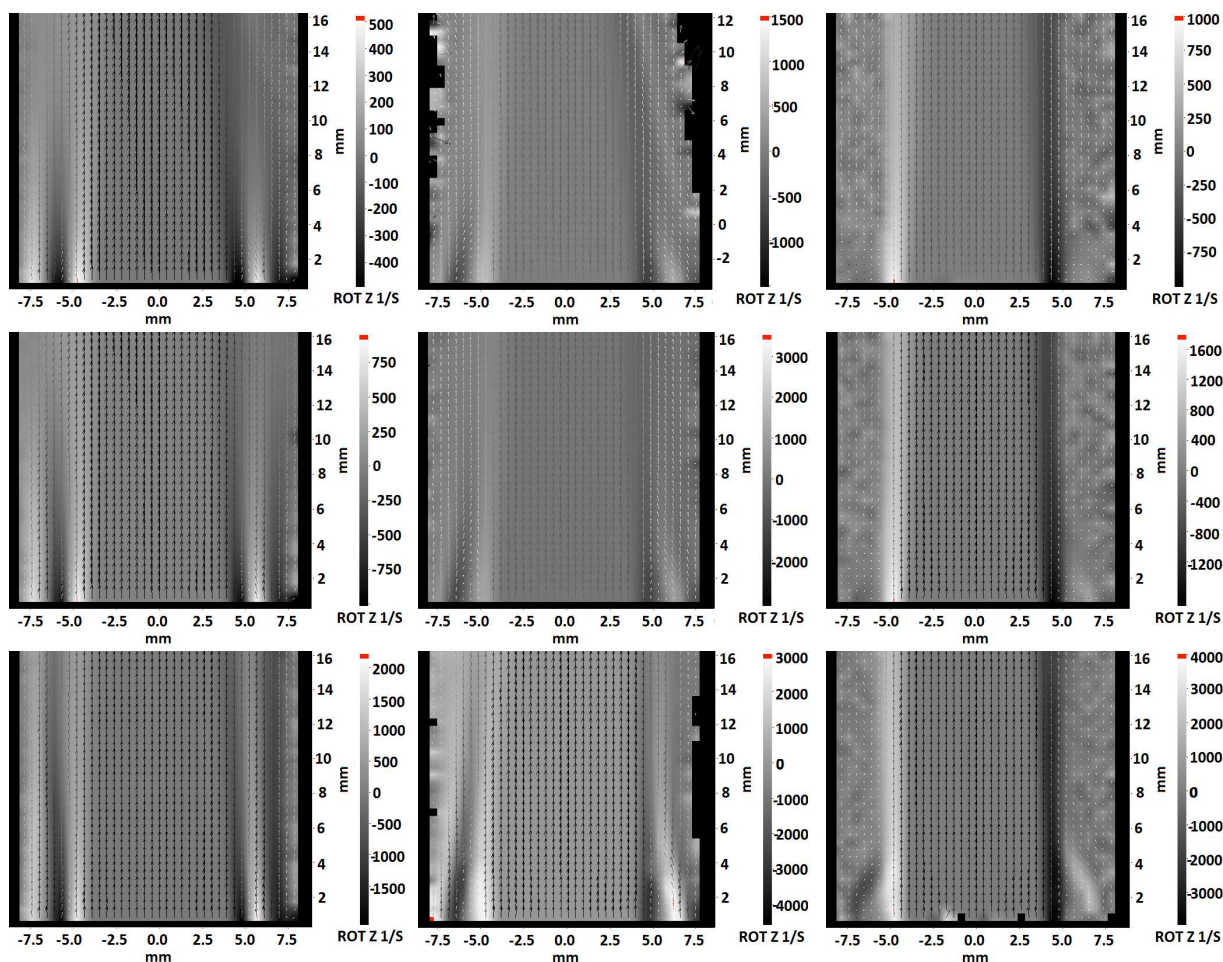


Рисунок 3.8 – Поля завихренности. Горизонтальная ось – вдоль радиуса сопла; вертикальная – вдоль оси симметрии сопла. Верхний ряд –  $Re = 600$ , средний ряд –  $Re = 1000$ , нижний ряд –  $Re = 2250$ . Левая колонка – зазор 2 мм, средняя – 1 мм, правая – 0.3 мм

### 3.4 Экспериментальные исследования методом термоанемометрии

Для получения значений продольных пульсаций скорости в потоке, как описано в 2.2.1, изотермическая струя исследовалась контактным методом термоанемометрии (СТА). Измерялись средние скорости и пульсации скоростей вдоль кромки сопла и на его оси. Характеристики сеток, используемых в экспериментах представлены в таблице 1. Профили скорости на выходе из сопла для случая без сеток и сетки №1 которая использовалась в экспериментах в микрогравитации, показаны на рисунке 3.10а и 3.10б соответственно. Графики показывают, что в полученном течении профиль скорости прямоугольный. В отличие от PIV, измерения методом СТА позволяют измерить не только скорости, и пульсации скоростей с высокой точностью. Результаты измерений пульсации

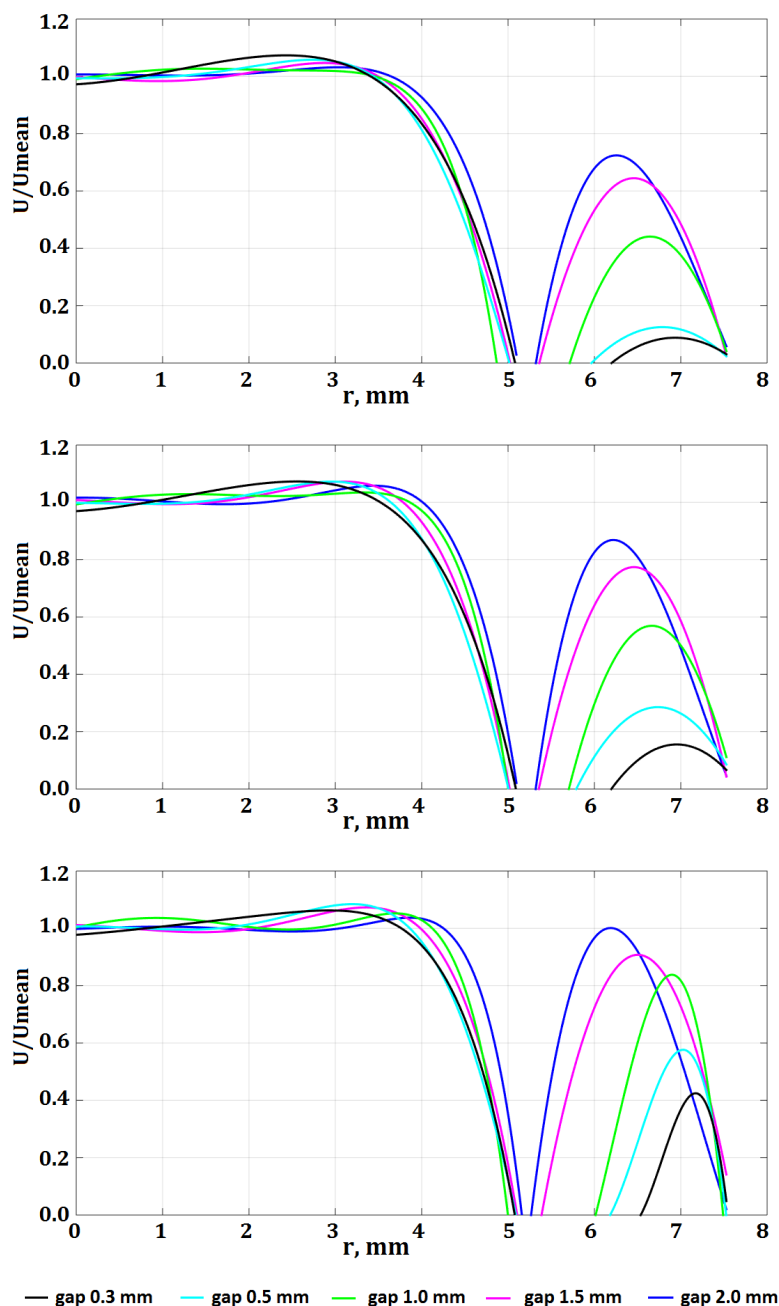


Рисунок 3.9 — Профили нормированных скоростей ( $u/u_{\text{mean}}$ ) на выходе из сопла вдоль радиуса ( $r$ , mm) для различных колец для потока с  $Re = 600$  (верхний ряд);  $Re = 1000$  (посередине);  $Re = 2250$  (нижний ряд)

для всех сеток представлены на рисунке 3.11. Турбулентные пульсации ( $\varepsilon$ ) также равномерны вдоль радиуса. Для всех типов сеток, и без сеток при скоростях 0,5–1,0 м/с поток остается ламинарным ( $\varepsilon$  не превышает 1%). В пограничном слое скорости падают, а пульсации — возрастают, что соответствует характеристикам изотермической затопленной струи. С ростом скорости до 4 м/с в потоке без сеток пульсации возрастают до 4%. Для сетки №1 пульсации на выходе составляют около 1% во всем диапазоне исследуемых скоростей. Также на ри-

сунке 3.12 представлены данные по скоростям вдоль оси сопла. Скорости на оси остаются постоянными и для случая без сеток и с сеткой №1, это свидетельствует о том, что на расстоянии 30 мм от кромки сопла все еще измерения проводятся в ядре струи. Пульсации скорости в случае использования сетки №1, при скоростях 0,5–1,0 м/с не превышают 0,25 %, при повышении скорости до 2–4 м/с с отдалением от кромки сопла пульсации возрастают, однако все равно остаются низкими и не превышают 1%. В случае отсутствия сеток при малых расходах пульсации находятся в районе 1 %, а уже при скоростях 2–3 м/с пульсации увеличиваются до 5–6 %. Измерения скоростей методами PIV и СТА показывают одинаковые значения (рисунок 3.13), что свидетельствует о достоверности измерения.

Таблица 1 – Характеристики сеток

№ Сетки	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$M$ , у.е.	79	85	584	661	443	278	184	195	34,1	67,1	44,7
$d_w$ , у.е.	25	30	205	227	125	83	62	8	30	30	20
$\beta$	0,47	0,45	0,42	0,43	0,52	0,49	0,48	0,51	0,7	0,2	0,2

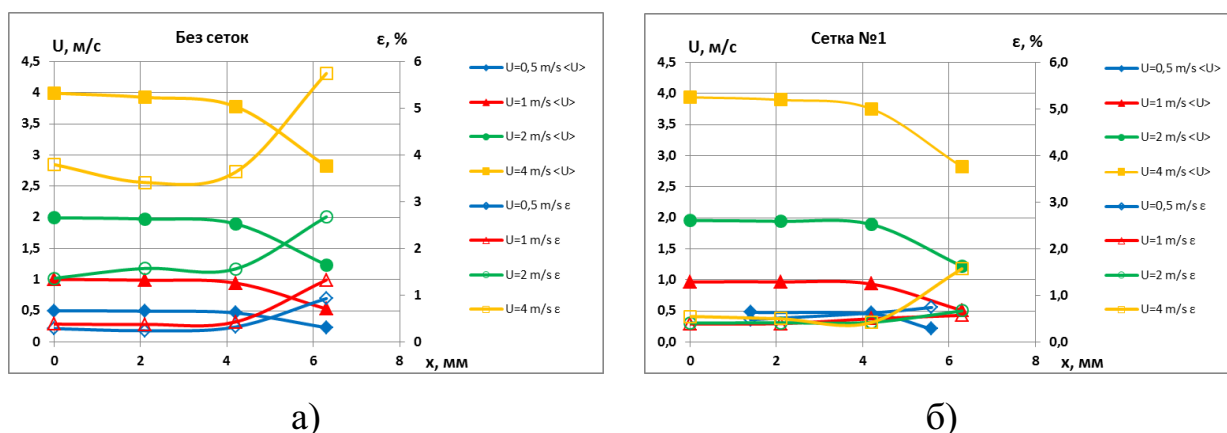


Рисунок 3.10 — Профили скоростей и пульсаций вдоль радиуса на выходе из сопла

### 3.5 Оптимизация гидродинамических режимов горения

Как обсуждалось в разделе 3.1 расширение параметров пламени, при которых наблюдается стабильное горения является важной научно-технической за-



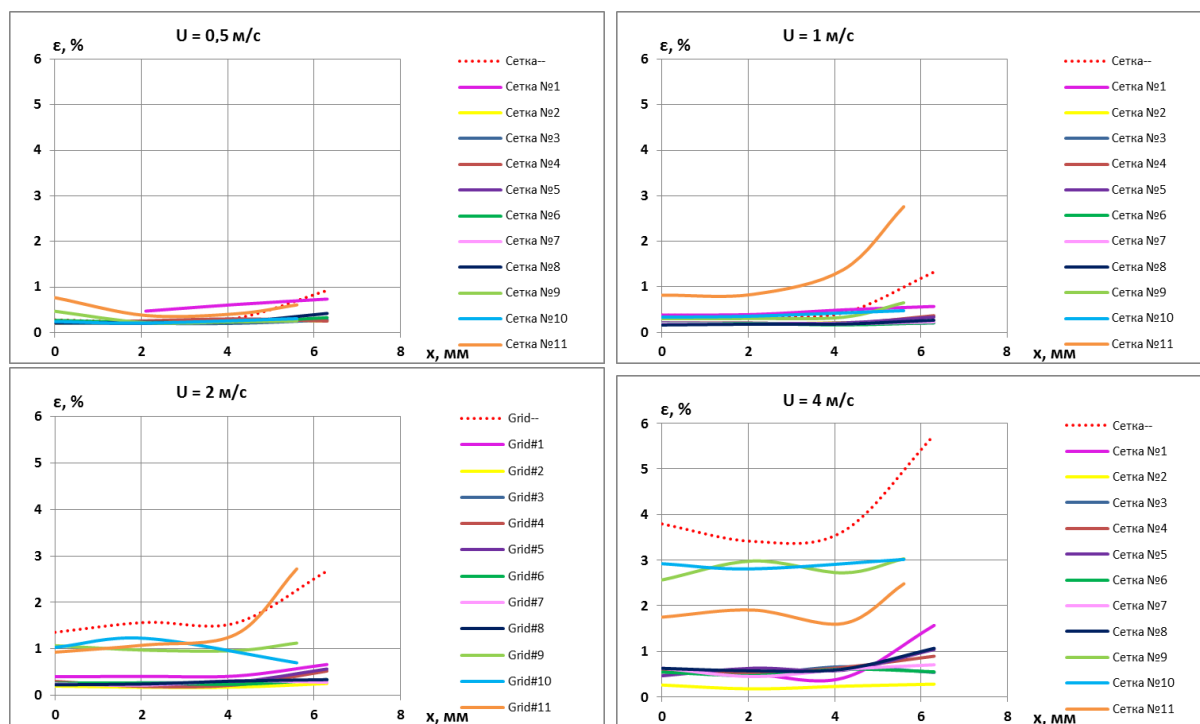
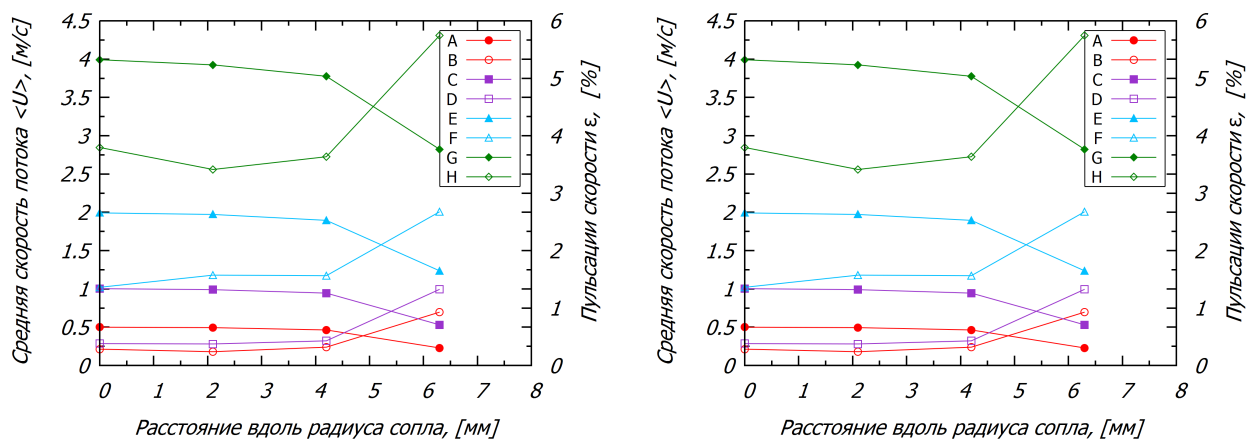


Рисунок 3.11 — Профили турбулентных пульсаций на выходе из сопла при вариации сеток: метод СТА

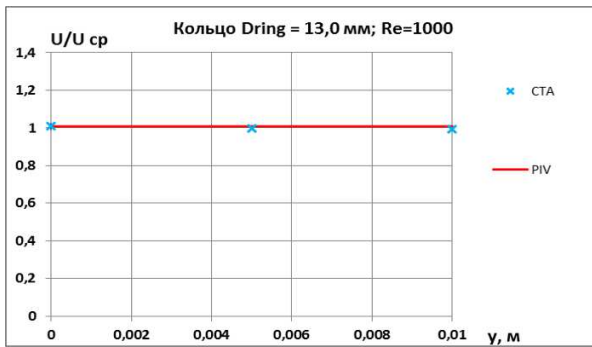


а) Сетка №1

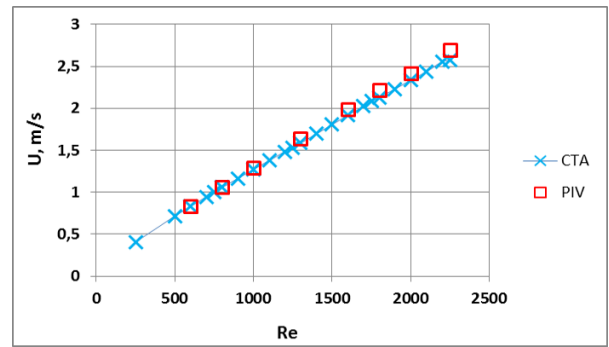
б) Без сетки

Рисунок 3.12 — Профили скоростей  $\langle U \rangle$  и пульсаций  $\epsilon$  вдоль оси сопла в изотермическом потоке. Средняя скорость потоки на выходе: А, В — 0,5 м/с; С, D — 1,0 м/с; Е, F — 2,0 м/с; G, H — 4,0 м/с

дачей. Одним из способов разграничения стабильного и нестабильного пламени является определение границ проскока и уноса пламени: условие для определенного коэффициента избытка топлива смеси когда не существует изолиния, где скорость потока равна скорости горения. В данном разделе представлены диаграммы областей стабильности конических пламен с использованием колец-стабилизаторов, подбор которых описывался в предыдущих разделах, без них — ри-



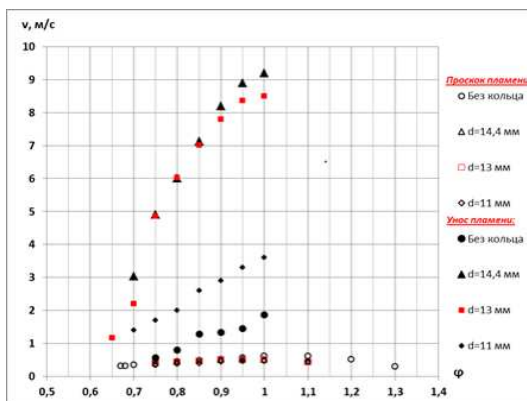
а) Нормированные скорости ни оси



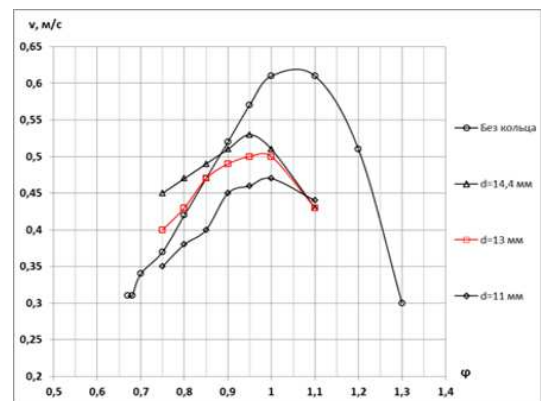
б) Выходные скорости для различных чисел Re

Рисунок 3.13 — Сравнение измерений методами CTA и PIV

сунук 3.14. Слева (рисунок 3.14а), диаграмма наглядно показывает расширение пределов уноса пламени видно, что кольца внешнего диаметра  $D_{ring} = 13,0$  мм и  $D_{ring} = 14,4$  мм являются более эффективными по сравнению с кольцом малого диаметра  $D_{ring} = 11,0$  мм. Справа на рисунке 3.14б подробно изображена область проскока пламени для околостехиометрического и богатого пламени кольцо  $D_{ring} = 13,0$  мм имеет бóльший положительный эффект стабилизации по сравнению с  $D_{ring} = 14,4$  мм, в бедной области кольцо  $D_{ring} = 13,0$  мм практически не изменяет пределов, тогда как кольцо  $D_{ring} = 14,4$  мм сужает их по сравнению с отсутствием кольца. Таким образом, области проскока и уноса пламени подтверждают, что кольцо  $D_{ring} = 13,0$  мм, подобранное на основе численных расчетов и экспериментального исследования характеристик холодного потока, формирующегося в выбранной конфигурации горелки, наилучшим образом расширяет параметры стабильного пламени.



а)



б)

Рисунок 3.14 — Границы проскока и уноса пламени

### Основные выводы по Главе 3

Зачастую пламя стабильно в узком диапазоне вариаций скоростей и соотношений горючее-окислитель. Как в технических устройствах, так и в установках для фундаментальных исследований, с целью расширения параметров стабильного горения используют различные способы стабилизации. По характеру воздействия они делятся на активные и пассивные. К первым относят воздействие различными электрическими полями (постоянными и переменными токами) и также использование пилотного пламени (стехиометрического пламени малой скорости). Такие воздействия технически возможны не во всех случаях, однако, они позволяют значительно стабилизировать пламя. К пассивным методам относятся закрутка потока и использование стабилизирующих тел. В этих случаях возникают зоны возвратных течений, в которых происходит дополнительный подогрев натекающей свежей горючей смеси, а также увеличивается подвод окислителя (эффективно в случае сжигания богатых смесей предварительно перемешанных горючего и окислителя). Существует значительное разнообразие тел-стабилизаторов — диск, цилиндр, крест, проволока, кольцо. Оптимальным способом стабилизации конического пламени является использование внешнего стабилизатора — кольца. В работе проведен численный расчет изотермической струи формирующейся в изготовленном коническом сопле. Проведен подбор геометрических параметров кольца, наилучшим образом способствующим появлению стабильной возвратной зоны при широком диапазоне вариаций скоростей. Обнаружено что высота кольца не вносит значительных изменений в поток.

Также проведены экспериментальные исследования изотермического потока бесконтактным методом PIV и контактном — СТА. Первый позволил измерить поля скоростей и завихренностей потока, формирующегося в сопле. Показан равномерный плоский профиль скорости на выходе из сопла. Вторым, метод показал в точках совпадение измерений с PIV, что указывает на достоверность измерений, а также дал информацию о турбулентных пульсациях в потоке. Показано, что при низких скоростях ( $\leq 1$  м/с) поток остается ламинарным ( $\varepsilon \leq 1\%$ ), во всех случаях. Для горелки не оснащенной сеткой на входе в сопло, с ростом скорости потока пульсации возрастают до 6%. для случая использования сеток с проницаемостью  $\beta \approx 0,54$  пульсации были на уровне 1,0–1,5.% (слаботурбули-

зированный поток). Результаты экспериментальных исследований усредненных скоростей совпадают с численными расчетами.

Были проведены исследования границ проскока и уноса пламени при стабилизации кольцами различных диаметров. Определено, что кольцо внешнего диаметра  $D_{ring} = 13,0$  мм наилучшим образом стабилизирует коническое пламя, расширяет возможность исследования как в область богатых смесей, так и бедных.



## Глава 4. Результаты измерений характеристик пламени предварительно перемешанной смеси

### 4.1 Растяжение конического пламени

Как было описано в параграфе 1.6, растяжение — важная характеристика, проявляющаяся из-за неоднородности набегающего потока и изгибов пламени вследствие анизотропной диффузии тепла и массы, а также взаимной диффузии реагентов в смеси. В случае пламени предварительно перемешанных горючего и окислителя растяжение изменяет скорость горения, влияет на стабилизацию и неустойчивость фронта, является одним из определяющих факторов пределов воспламенения и температуры зоны реакции. С понятием стабилизация и неустойчивость тесно связаны области горения ограничивающиеся пределами проскока и уноса пламени, которые напрямую зависят от скорости горения и соответственно растяжения. Изучение явления растяжения носит, как фундаментальный характер, так и практическую значимость в виде расширения зон стабильного горения. Также данные пределы можно расширять при помощи изменения геометрии потока, что было показано в параграфе 3.5. Как было описано в параграфе 1.6, растяжение пламени зависит от соотношения диффузии массы и тепла, которое в свою очередь определяется Числом Льюиса —  $Le$  (а при растяжении/сжатии изменяется скорость реакции). Что касается поверхности конического пламени в потоке с прямоугольным профилем скорости наибольшее растяжение/сжатие происходит у кончика пламени.

Поскольку гравитационные силы влияют на скорость горения, то они должны вносить вклад и в формирование границ проскока и уноса пламени. На рисунке 4.23 представлены области проскока и уноса пламени в нормальной и «обратной» гравитации для горелки без стабилизирующего кольца и с кольцом. Видно, что в области уноса пределы горения в  $-1g$  расширяются — см. рисунок 4.1a, тогда как проскок в  $-1g$  происходит несколько раньше, по сравнению с нормальной гравитацией — рисунок 4.1б, т.е. при больших скоростях для одного и того же коэффициента избытка топлива, это значит, что скорость горения в условиях  $-1g$  выше нежели в лабораторных условиях. Перед проскоком в нормальных условиях пламя становится плоским, как и описано в [155], и кончик

выгибается внутрь горелки, однако в случае «обратной» гравитации не существует устойчивого положения плоского фронта пламени, получаемого в коническом сопле (горелке). Таким образом подтверждается, что гравитационные силы изменяют границы проскока и уноса конического пламени. Это показывает её влияние на скорости горения (будет описано далее), и растяжение.

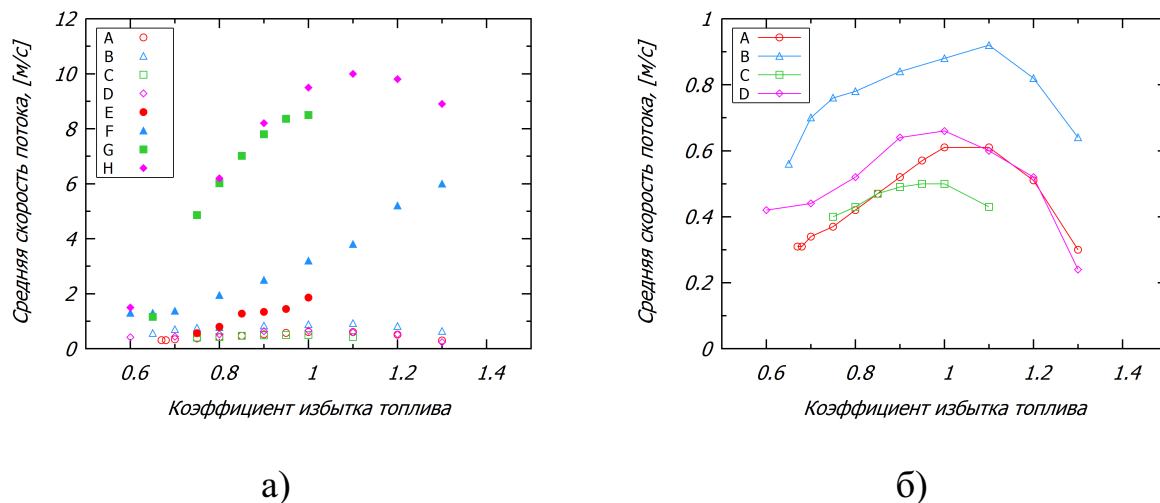


Рисунок 4.1 — Области проскока —а, б (закрашенные значки) и уноса —b (выколотые значки) конического метано-воздушного пламени: А, Е — условия +1g, без кольца; В, F — -1g, без кольца; С, G — +1g,  $D_{ring} = 13,0$  мм; D, Н — -1g,  $D_{ring} = 13,0$  мм

На рисунке 4.2 представлены мгновенные фотографии бедного, богатого и стехиометрического пламени, для скоростей потока соответствующим  $Re=750$  (средний ряд) и  $Re=1000$  (нижний ряд), а также для предельных случаев перед проскоком пламени (верхний ряд), в условиях нормальной гравитации. Видно, что при фиксированной скорости потока с обогащением смеси радиус кривизны возрастает, при фиксированном коэффициенте избытка топлива с ростом скорости потока радиус уменьшается. Количественно данные представлены на рисунках 4.6 и 4.7. Для бедного околостехиометрического пламени вблизи пределов проскока радиус кривизны скачкообразно уменьшается, а вот для богатого пламени такого не наблюдается. На рисунке 4.4 представлены мгновенные фотографии пламени в условиях -1g («обратная гравитация»). Тенденции роста радиуса кривизны с обогащением пламени, и уменьшения с увеличением расхода горючей смеси сохраняется. Но радиусы и  $U_n R_f$  (величина обратнопропорциональная локальному числу Карловица) больше, а кривизна соответственно меньше, результаты представлены на рисунках 4.6 и 4.7. Аналогично для условий микрогравитации — рисунок 4.5. В богатом метано-воздушном пламени ( $Le > 1$ ) темпе-

ратура у вершины возрастает ( $T_f > T_{ad}$ ), скорость реакции возрастает, и проскок происходит при бóльших скоростях потока, а для бедного и околостехиометрического  $Le < 1$  наоборот — температура снижается ( $T_f < T_{ad}$ ), скорость реакции также падает и проскок происходит при меньших скоростях. Т. е. для пламени  $Le > 1$  пламя проскакивает при бóльших радиусах кривизны, чем для  $Le < 1$ . Радиусы кривизны в лабораторных условиях и «обратной» гравитации параллельны, т. е. силы плавучести равномерно увеличивают радиусы в «обратной» гравитации, и уменьшают в нормальной, однако график для пламени в микрогравитации пересекает все остальные кривые. Это показывает значительное вмешательство сил плавучести в растяжение пламени, и, соответственно, изменение температуры и скорости горения. При малых скоростях потока гравитация имеет бóльшее влияние. Измерение ламинарной скорости горения пламени в лабораторных условиях представляется непростой задачей, поскольку необходимо учитывать изменения из-за растяжения за счет гравитационных сил. Определение же ламинарной скорости горения в микрогравитации позволило получить её истинные значения, что описано в следующем параграфе.

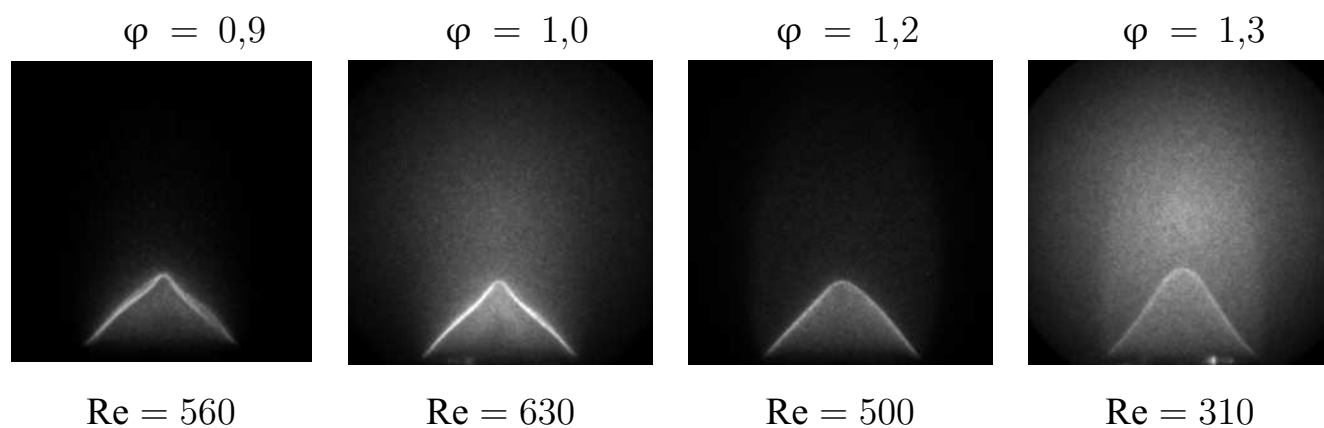


Рисунок 4.2 — Прямые фотографии пламени: условия +1g перед проскоком

На рисунке 4.8 представлены поля скоростей конического метано-воздушного пламени в условиях нормальной гравитации (результаты PIV). Профили скоростей для большей наглядности показаны на рисунке 4.9. Скорость на оси остается постоянной. При приближении к фронту пламени она возрастает, а за фронтом происходит резкий скачек снижения, благодаря расширению газа. В случае горения обедненной и богатой смесей, по сравнению со стехиометрической, скачек скорости меньше, поскольку скорость горения снижается, относительно стехиометрической смеси. Тот же эффект наблюдается в терминах локального числа Карловица: для стехиометрического пламени оно минимально (4.7), а радиус кривизны кончика пламени — максимален (4.6). Скачек скоро-

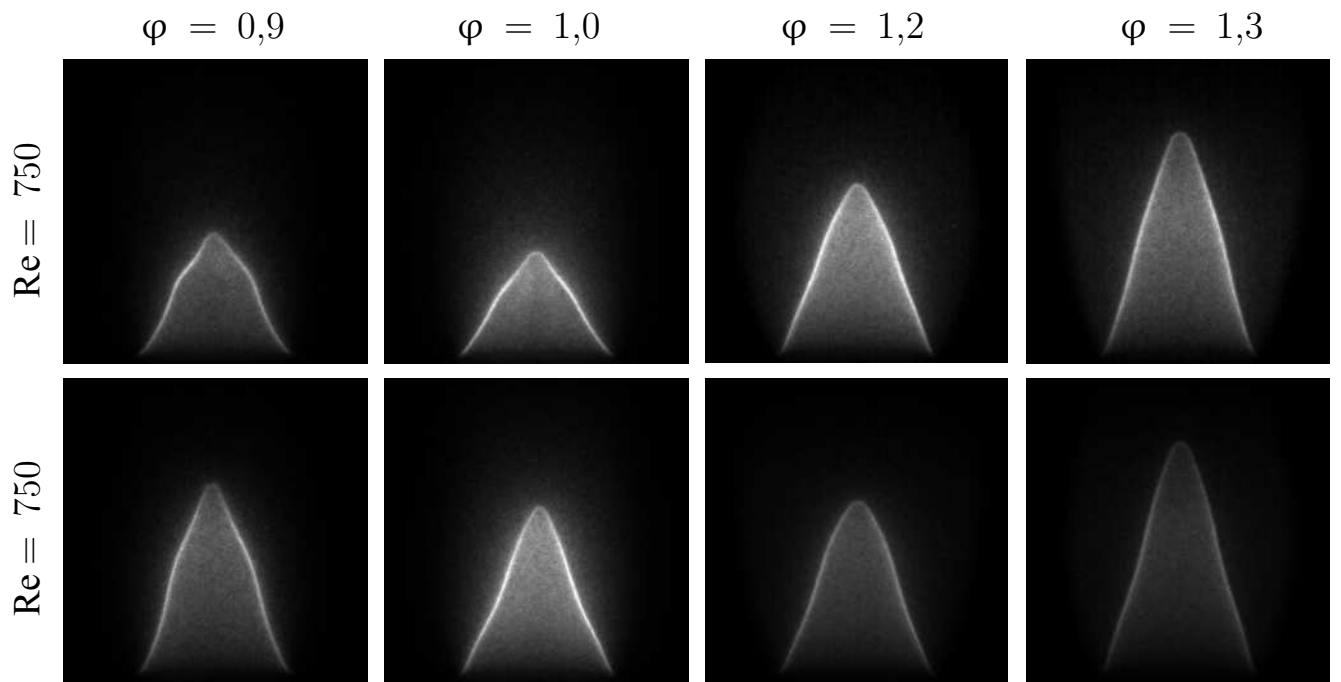


Рисунок 4.3 — Прямые фотографии пламени: условия +1g

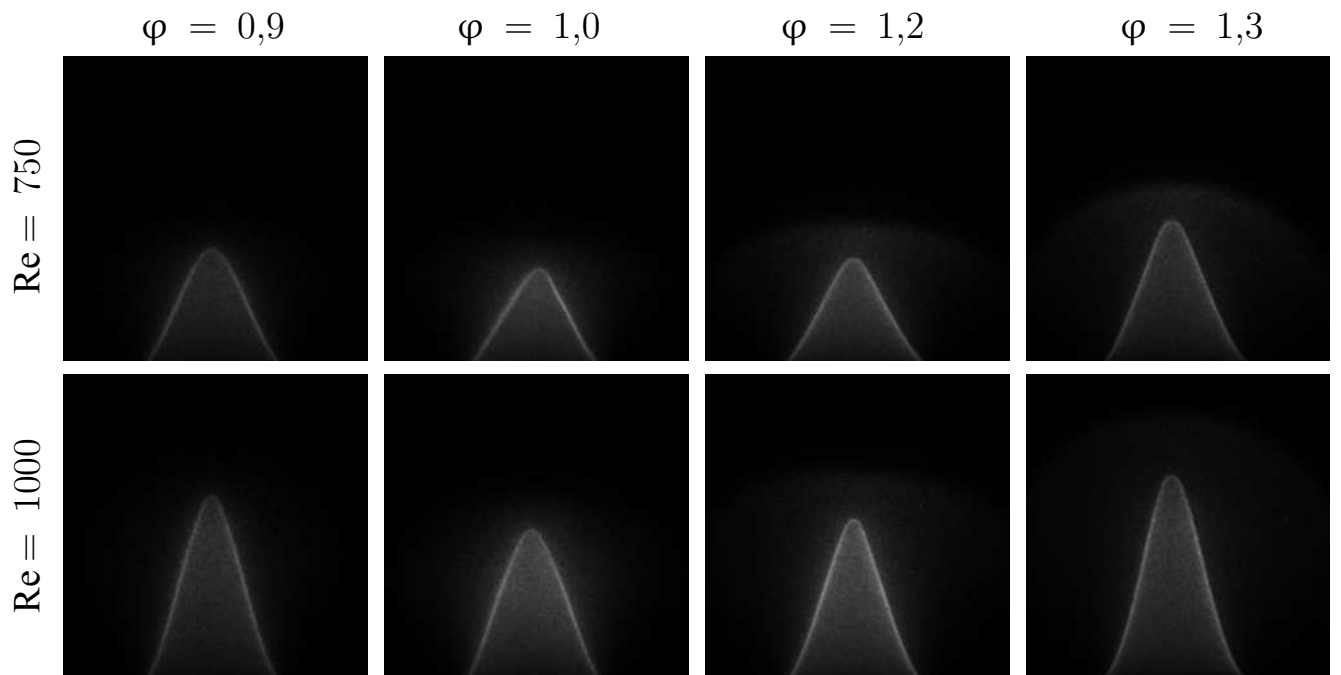


Рисунок 4.4 — Прямые фотографии пламени: условия -1g

сти при  $\varphi=1$  происходит в диапазоне 1 мм, что соответствует средней толщине фронта пламени, при вариациях  $\varphi$  происходит расширение зоны скачка скорости, что может быть связано с уширением зоны подогрева реагентов.

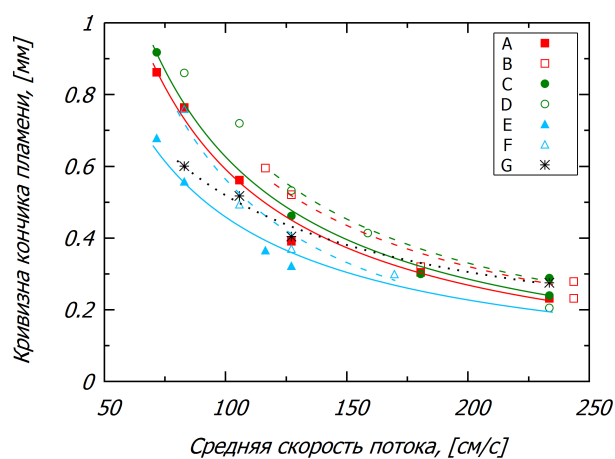
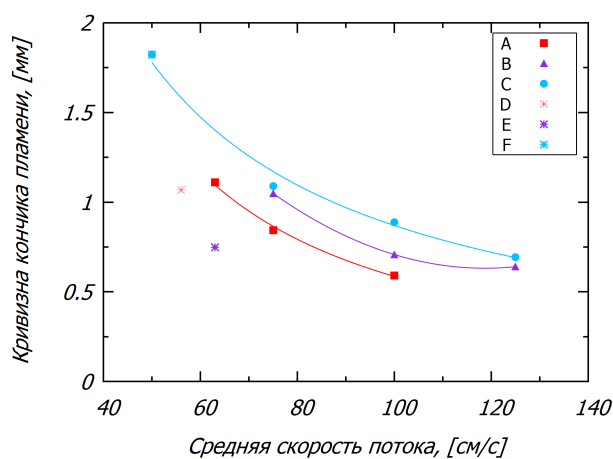
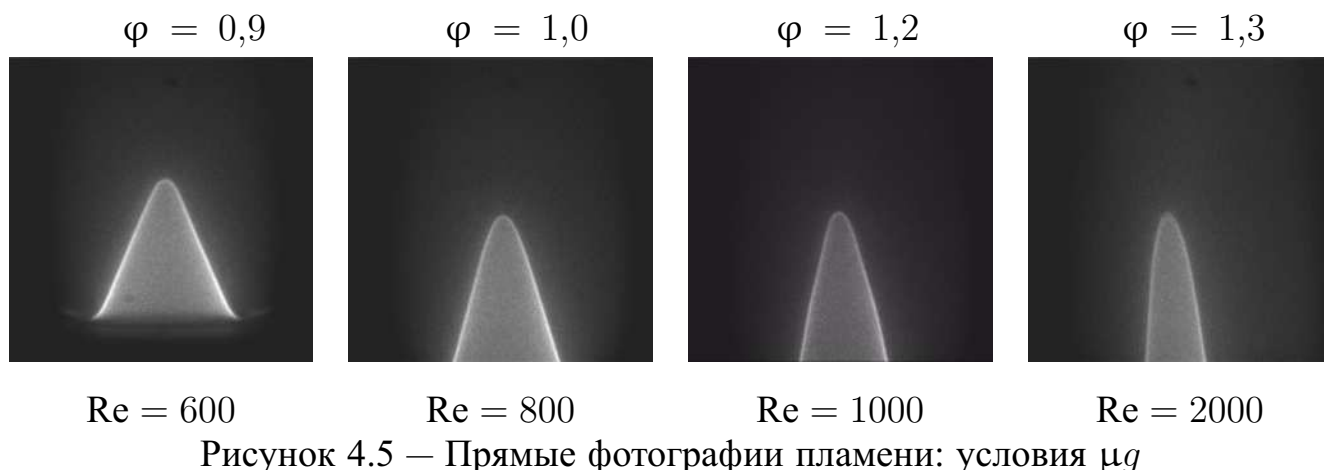


Рисунок 4.6 — График зависимости радиуса кривизны вершины пламени от скорости потока

## 4.2 Высота факела и скорости ламинарного горения

При обработке кадров скоростной видео-съемки хемилюминисценции пламени были получены высоты пламени для различных скоростей, коэффициентов избытка топлива и сил плавучести. Для стехиометрической смеси результаты представлены на рисунке 4.10. С ростом расхода горючей смеси высота конуса пламени увеличивается как для нормальных условий, так и для условий «обратной» и микрогравитации. Однако в условиях микрогравитации пламя наиболее высокое. С ростом скорости потока разница высот факелов в лабораторных условиях и в невесомости уменьшается, тогда как для «обратной» гравитации разница растет.

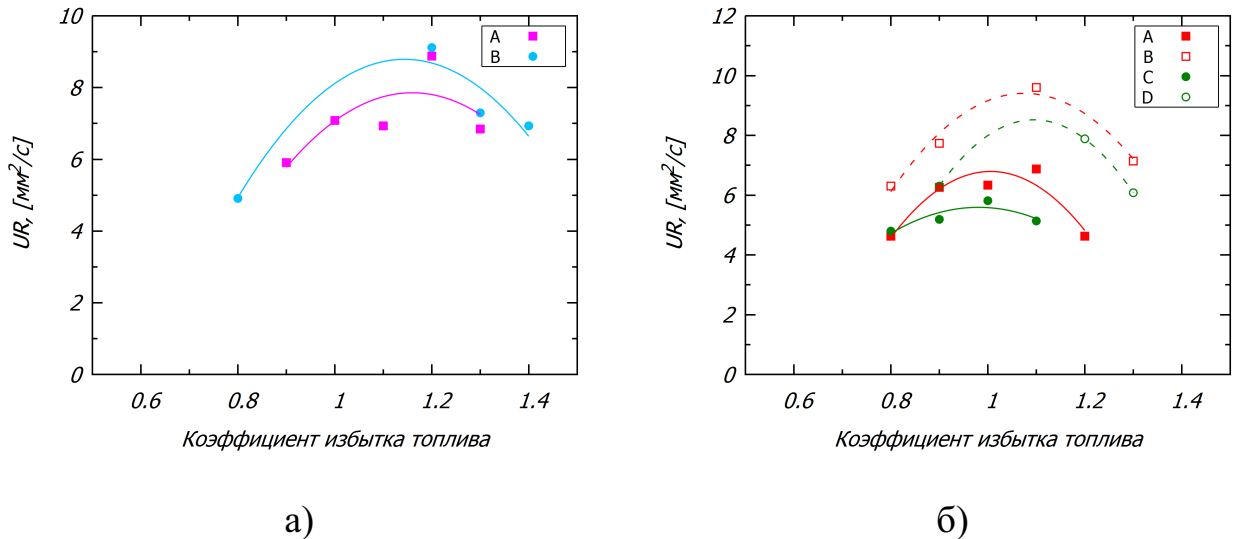


Рисунок 4.7 – Зависимость величины  $U_n R_f$  от коэффициента избытка топлива смеси: (a) Без кольца; (b) Плямя, стабилизированное кольцом, сравнение условий  $+1g$  и  $-1g$

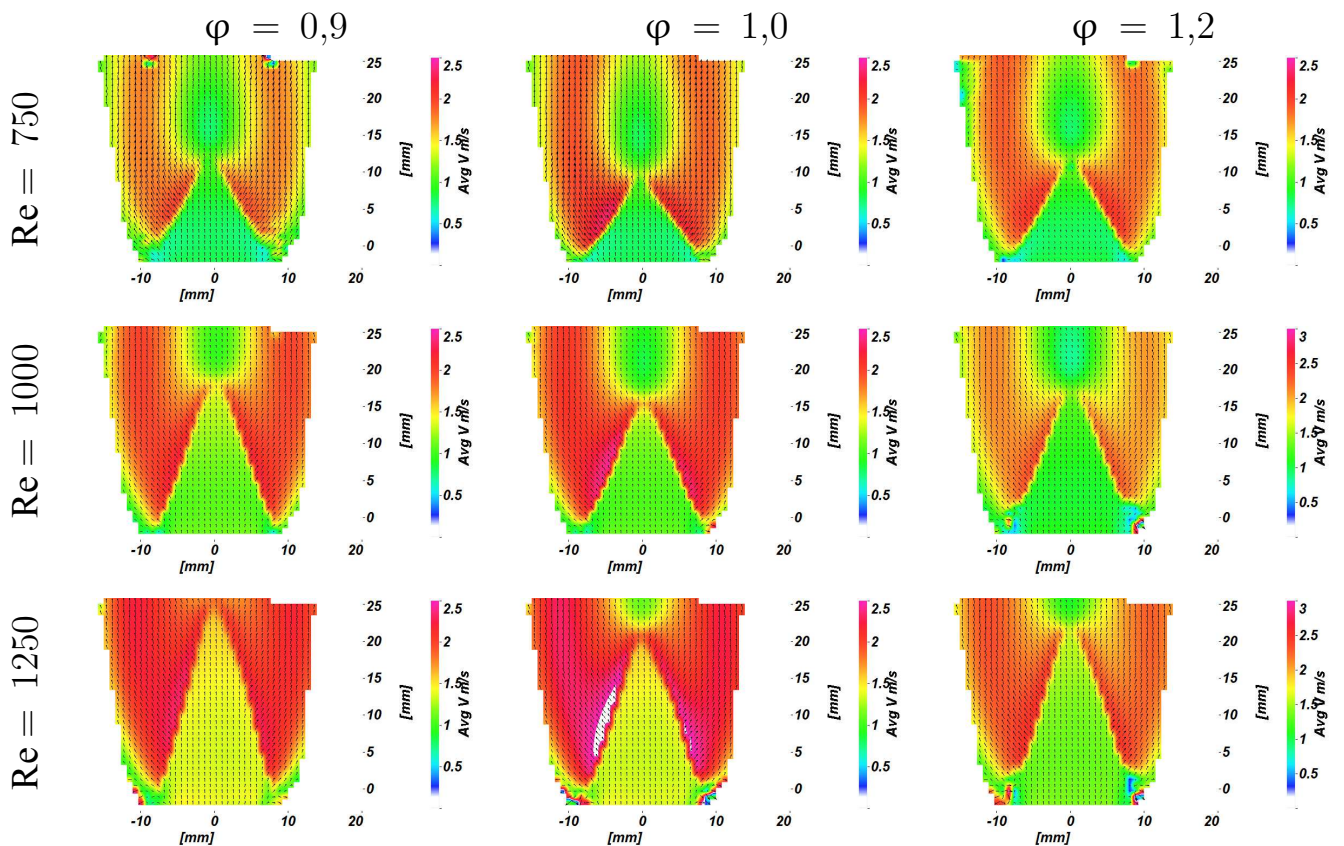


Рисунок 4.8 – Поля скоростей пламени: условия  $+1g$

Высоту пламени определяет скорость ламинарного горения. Скорость ламинарного горения определяется, как скорость распространения плоского нерастянутого фронта пламени относительно свежей смеси реагентов. Этот параметр определяет условия стабилизации пламени, что важно для оценки геометриче-

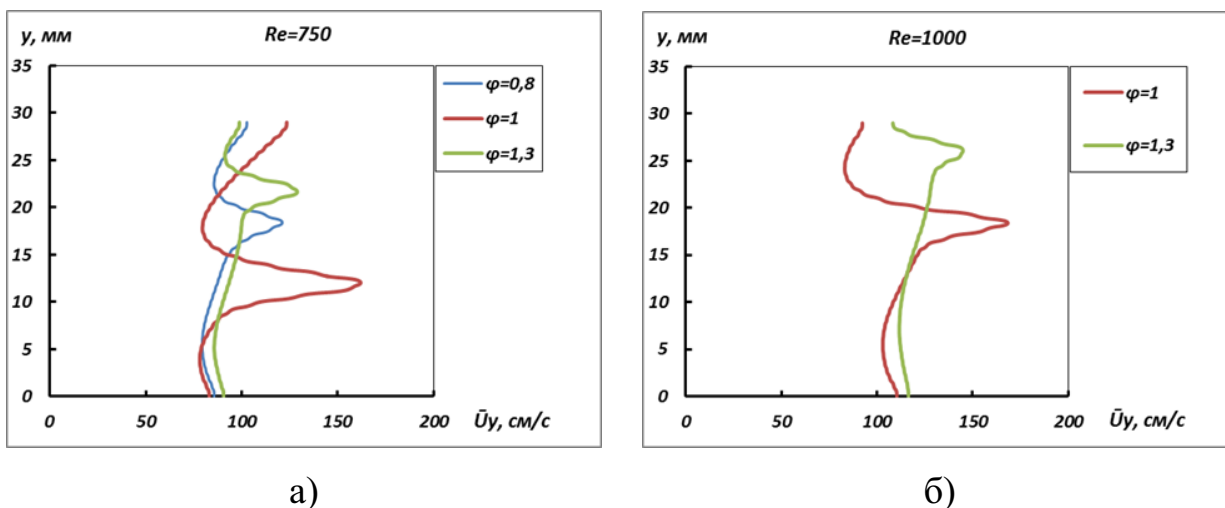


Рисунок 4.9 — Профиль скорости вдоль оси. PIV измерения: условия  $1g$

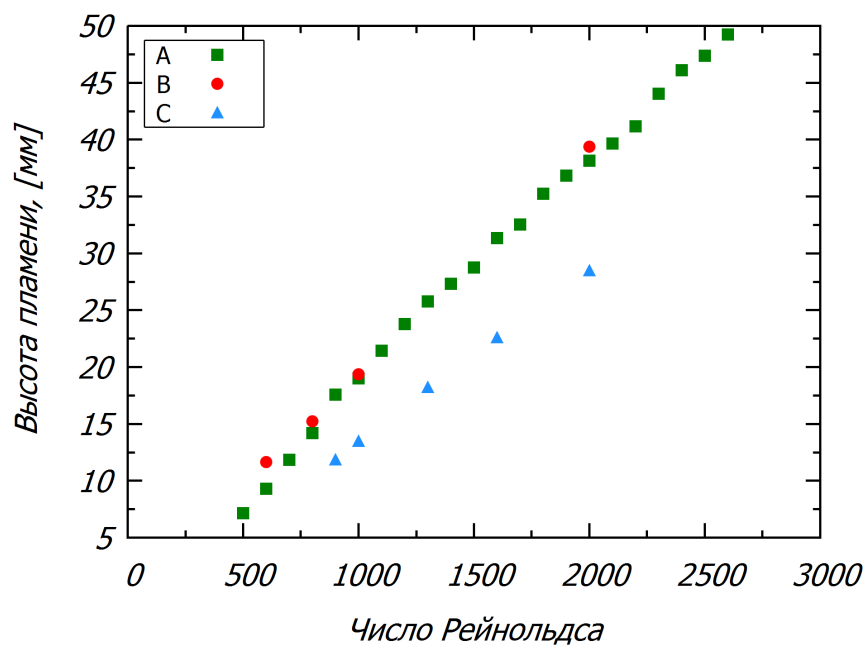


Рисунок 4.10 — Зависимость высоты пламени от  $Re$  потока: условия  $+1g$  (A);  $-1g$  — (B);  $\mu g$  — (C)

ских параметров в реализации технических устройств, а также для валидации и оценки релевантности кинетических механизмов горения. Существует несколько конфигураций пламени для оценки скорости ламинарного горения: Бунзеновское пламя, одномерное плоское, стогнационное (встречное) и сферическое. Точность экспериментальных измерений скорости важна из-за относительно низкой чувствительности её к химической кинетике [156]. Не смотря на широкий ряд экспериментальных данных, полученный различными научными группами, измерения отличаются и друг от друга, и от расчетных результатов, основанных на



кинетических схемах, разрабатываемых в различных научных группах, примеры представлены на рисунке 4.12. Причиной таких расхождений являются различные факторы изменяющие скорости горения. Так, например, при измерении скорости пламени по средством Бунзеновского пламени, возникает растяжение пламени из-за анизотропно-диффузионной неустойчивости, влияния вил плавучести и др., что приводит к ошибке измерения [157]. На рисунке 4.11 представлены примеры расчетных и экспериментальных данных для скорости ламинарного горения метано-воздушного пламени при атмосферном давлении и комнатной температуре.

Для конического пламени скорость ламинарного горения определяется по классической формуле:

$$S_L = U_n \sin \alpha$$

где  $\alpha$  — плоский угол при вершине конуса пламени. Однако, конус пламени не является «идеальным» конусом (например из-за растяжения пламени), поэтому  $S_L$  определяем через угол между образующих этого конуса. Изменение высоты факела пламени при вариации вектора гравитации показывает влияние сил плавучести на ламинарную скорость горения, через растяжение пламени. На графике 4.12 представлены зависимости скорости горения от обогащенности горючей смеси. Результаты обратны результатам по высоте пламени. В «обратной» гравитации скорость горения выше, чем в лабораторных условиях, а при микрогравитации — ниже.

### 4.3 Низкочастотные колебания и мерцание пламени

#### 4.3.1 Экспериментальное исследование мерцания факела метано-воздушного пламени

Как описывалось в разделе 1.6, как пламя предварительно перемешанных смесей, так и диффузионное подвержено низкочастотным колебаниям, так называемое мерцание. Частота колебаний варьируется в пределах 10–20 Гц. Пульсации возникают из-за конвективного движения вихрей Кельвина–Гельмгольца. На рисунке 4.13 представлены изображения пламени в различные моменты вре-



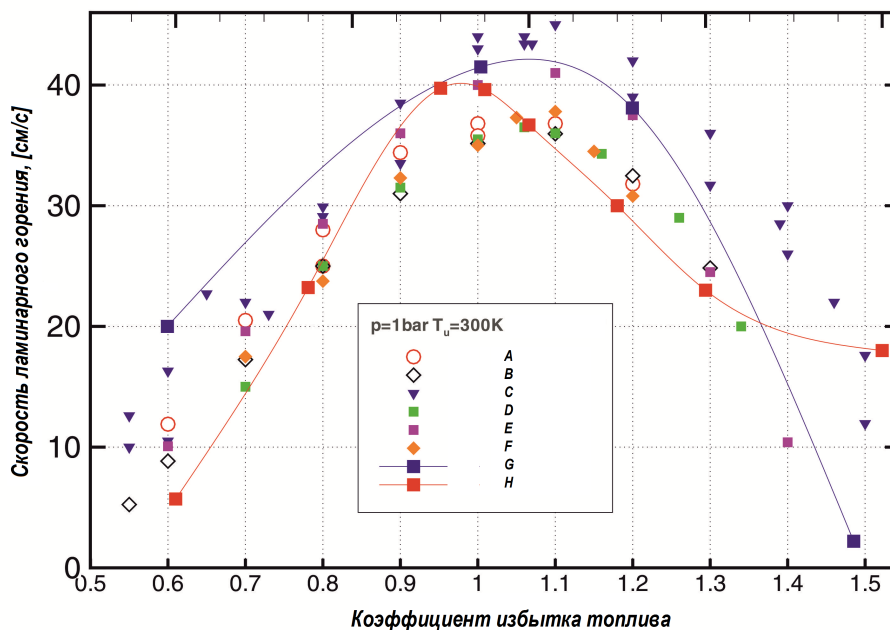


Рисунок 4.11 – Скорости ламинарного горения. Расчетные и экспериментальные данные: [113] (A); [158] (B); [159] (C); [160] (D); [161] (E); [162] (F); расчет по полной схеме GRI-Mech. 3.0 Лаборатории №4.3.1. - математического моделирования ОИВТ РАН (G); расчёт по упрощённой схеме GRI-Mech. 3.0 Лаборатории №4.3.1. (H)

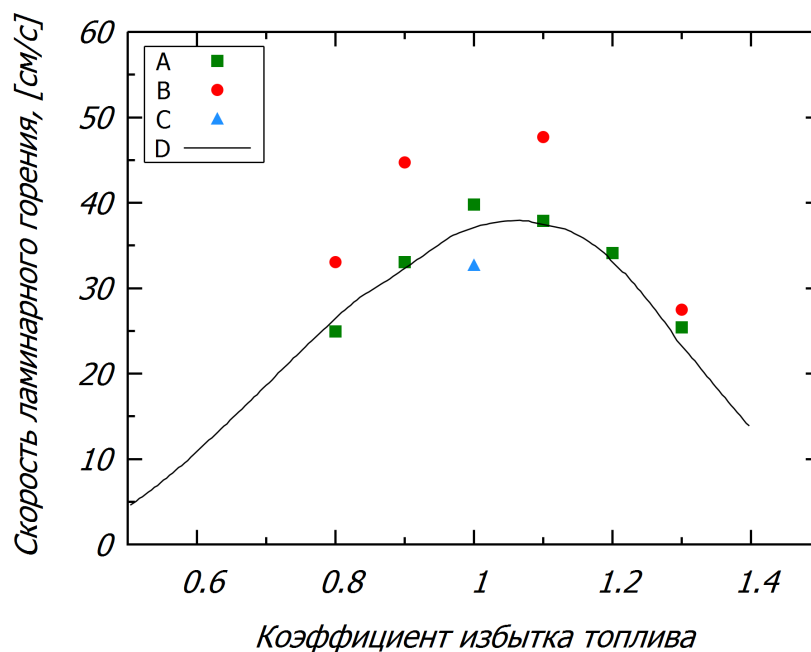


Рисунок 4.12 – Скорости ламинарного горения: A – условия +1g, B – условия -1g, C –  $\mu g$ , D – расчет в условиях +1g [157] по схеме GRI-Mech. 3.0 [39] с использованием кода CHEMKIN-PEMIX [163]

мени в условиях нормальной гравитации — верхний ряд, микрогравитации — нижний, полученные прямой съемкой. Видно, что в различные моменты времени граница раздела движущихся горячих продуктов сгорания и покоящегося холодного окружающего воздуха в лабораторных условиях меняет свое положение, тогда как в невесомости она стабильна и неподвижна, при «обратной» гравитации она имеет форму огибающей, также меняющей форму и пространственную ориентацию. В случае присутствия сил плавучести вихрь зарождается и движется вдоль этой границы, что и обеспечивает её различные положения на снимках. При этом меняется толщина слоя продуктов реакции. Дальнейшее действие этих процессов и обеспечивает низкочастотные колебания фронта пламени.

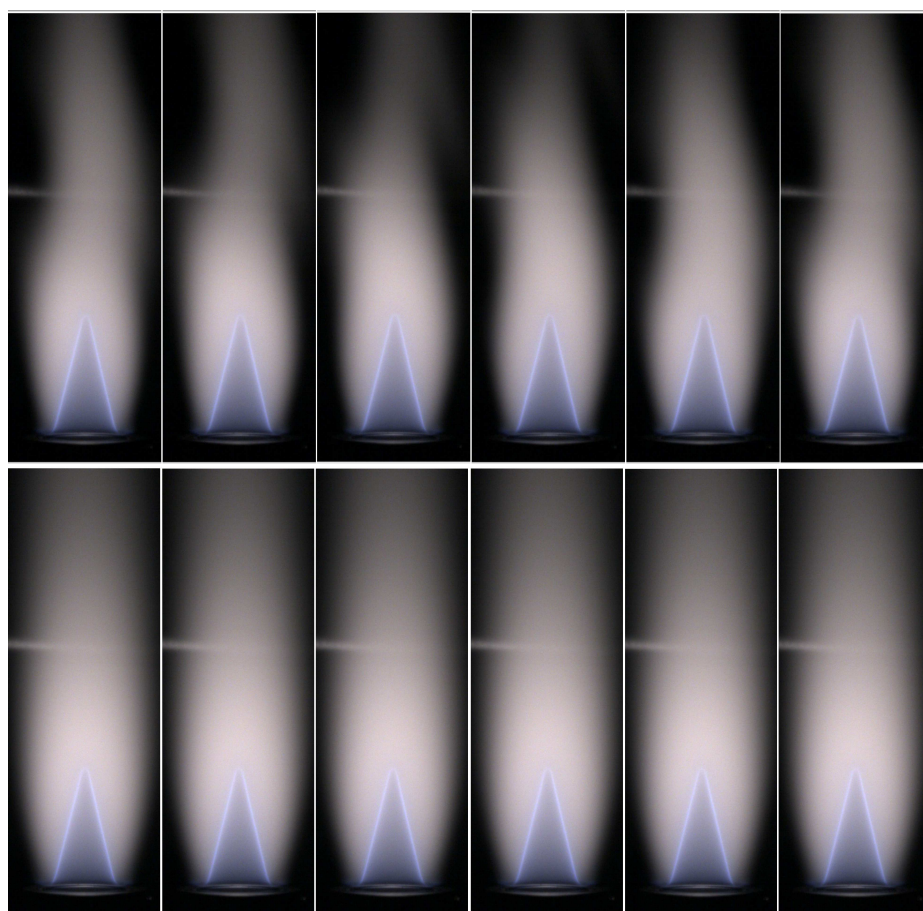


Рисунок 4.13 — Прямые фотографии пламени:  $Re=1000$ ,  $\varphi = 1$ . Верхний ряд — лабораторные условия; нижний — микрогравитация

На рисунке 4.17 показаны графики зависимости высоты пламени от времени, полученные по описанной в разделе 2.2.2 методике. Видно, что в условиях невесомости при низких скоростях потока пламена стабильны, имеют постоянную высоту, тогда как пульсации в земных условиях содержат гармоническую компоненту. С повышением скорости потока в микрогравитации возникают высокочастотные колебания фронта пламени, как и в лабораторных условиях. При

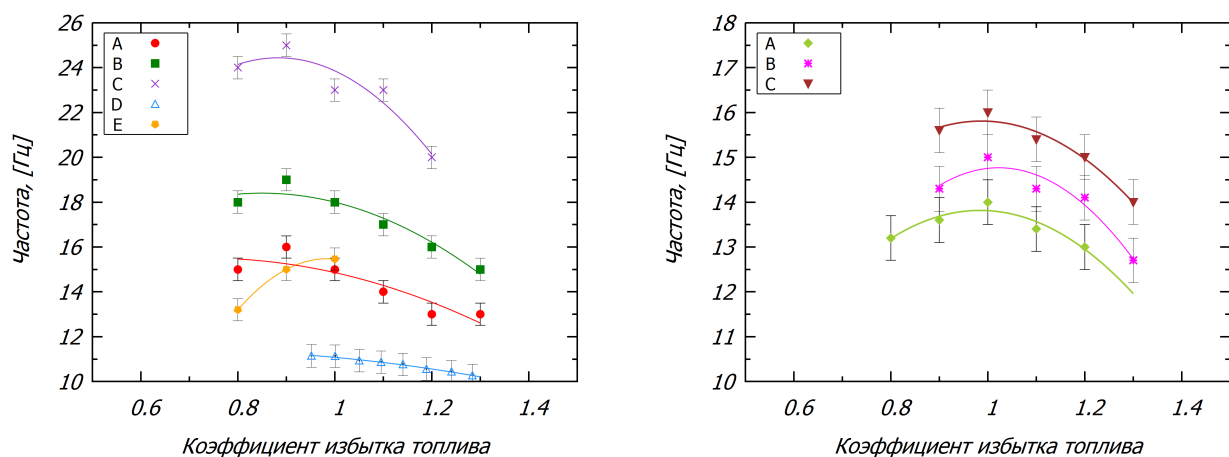
помощи быстрого преобразование фурье (БПФ) определялся спектр частот пульсаций пламени, представленный на рисунке 4.20: кроме основной малой гармоники присутствуют и компоненты высших гармоник. Частота мерцаний определялась по формуле:

$$= \sum_{i=1}^n p_i f_i / \sum_{i=1}^n p_i, \quad (4.1)$$

где  $f_i$  — частота  $i$ -й компоненты спектра,  $p_i$  — спектральная плотность,  $n$  — число компонент. Зависимость частоты мерцаний от коэффициента избытка топлива, определенной по данной методике, для различных чисел  $Re$  потока представлены на рисунке 4.14. Данные представлены для горелки, стабилизированной кольцом — рисунок 4.14а и без кольца — 4.14а. Также проведены сравнения с результатами найденными в литературе [35;37]. В лабораторных условиях частота возрастает, а затем уменьшаются с ростом концентрации горючего в смеси, что согласуется с данными имеющимися в литературе. Дюррокс и др. [35] наблюдал снижение частот с обогащением стехиометрической смеси, тогда как Костюк и др. [37] говорил о возрастании частот с приближением к стехиометрии бедных смесей. Аналогично на рисунке 4.15 для условий «обратной» гравитации получены зависимости частоты мерцания пламени от коэффициента избытка топлива. В среднем пульсации в случае  $-1g$  ниже чем в нормальных условиях. Аналогичным образом формируется вихрь, однако он не проходит вдоль всего пламени и скорость его уноса ниже чем в нормальных условиях, что и объясняет снижение частоты мерцания.

Стоит отметить, что предположение о корреляции пульсаций подачи топлива и мерцаний пламени не имеет места, что доказывается графиком зависимости расхода топлива и окислителя при сбросах, представленным на рисунке 4.16.

Также при исследовании пламени методом ОН PLIF были получены картины флуоресценции радикалов ОН в микрогравитации и в лабораторных условиях. Поскольку радикалы ОН возникают непосредственно во фронте горения, то по ним можно также судить о положении фронта пламени и соответственно его динамике. Как и из съемки хемилюминесценции были получены данные о низкочастотных пульсациях. Также данные могут быть использованы для верификации численных моделей горения. Пример кадров флуоресценции радикалов ОН представлен на рисунке 4.19.



- а) Плямя, стабилизированное кольцом: б) Без кольца:  $Re = 750$  (A);  $Re = 1000$  (B);  $Re = 1100$  (B);  $Re = 1250$  (C);  $Re = 2100$  (C);  $Re = 1857$  [37] (D);  $Re = 1326$  [35] (E)

Рисунок 4.14 — Зависимость частоты пульсаций от коэффициента избытка топлива для условий +1g

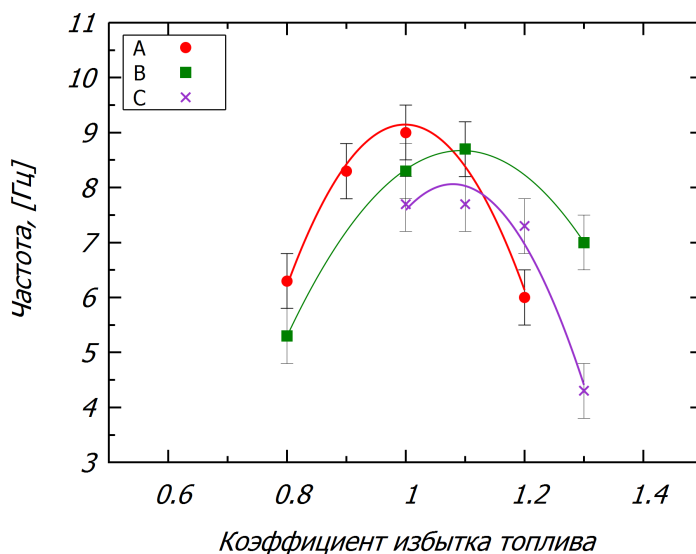


Рисунок 4.15 — Зависимость частоты пульсаций от коэффициента избытка топлива для условий -1g:  $Re = 750$  (A);  $Re = 1000$  (B);  $Re = 1250$  (C)

На основе обработки изображений свечения частиц  $ZrO_2$  в условиях микрогравитации получены поля скоростей за фронтом пламени. Данные являются качественной оценкой скорости потока и показывают возможность получения информации о скорости в условиях ограниченного пространства в капсуле в падающей башне, без использования лазера. На рисунке представлены поля ско-

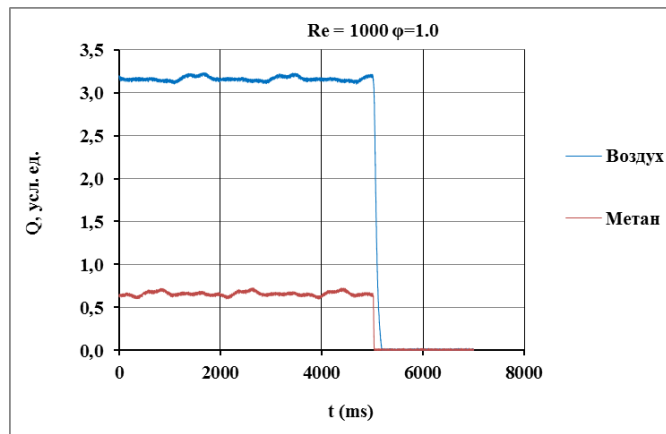


Рисунок 4.16 — Зависимость расхода топлива и окислителя при сбросах

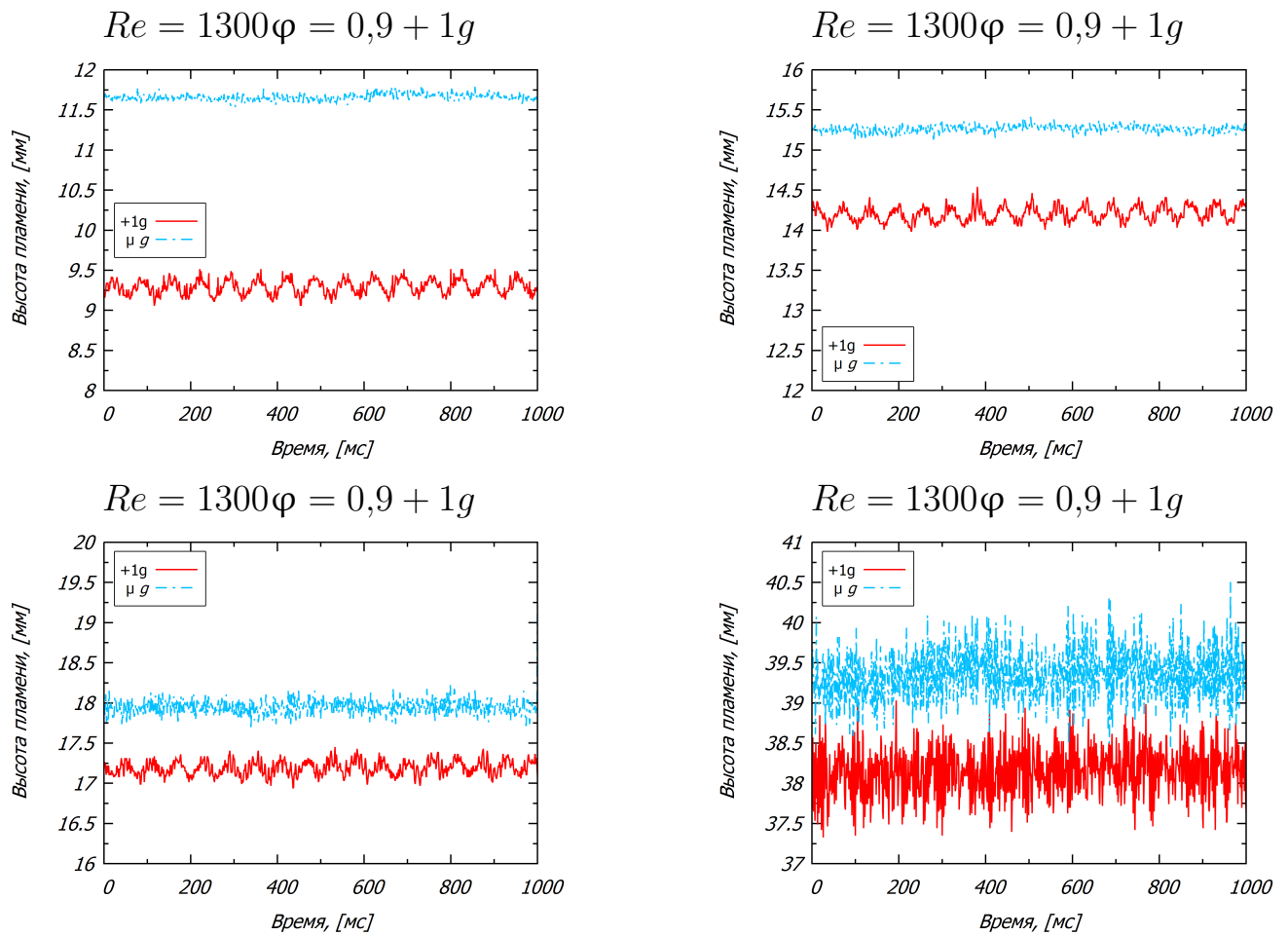


Рисунок 4.17 — Графики высоты пламени по времени

ростей, видно что качественно картина соответствует экспериментальной: непосредственно над конусом фронта скорость падает из-за резкого расширения.

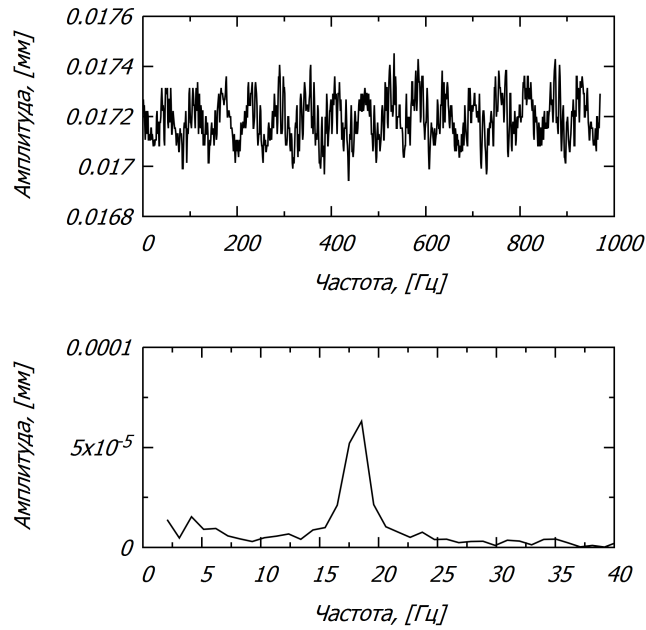


Рисунок 4.18 — Пример спектра пульсаций

### 4.3.2 Моделирование мерцания на пакете FlowVision

Геометрия расчетной области была аналогична расчетам холодного потока. Расчет предполагает, что протекает одна необратимая брутто-реакция. Для каждого вещества, кроме окислителя решались конвективно-диффузионные уравнения. Для горючего решаются уравнения: однородное — для восстановления массовой доли горючего и неоднородное — для истинной массовой доли горючего:

$$\frac{\partial(\rho Y_f^*)}{\partial t} + \bar{\nabla}(\rho Y_f^* V) + \bar{\nabla} \cdot J_{f,eff}^* = 0, \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial(\rho Y_f)}{\partial t} + \bar{\nabla}(\rho Y_f V) + \bar{\nabla} \cdot J_{f,eff} = -W_f \quad (4.3)$$

где  $Y_f^*$  — восстановленная массовая доля горючего,  $Y_f$  истинная массовая доля горючего,  $W_f$  — скорость реакции горения. В данном расчете использовалась модель горения Аррениуса—гнуссена:

$$\frac{1}{W_f} = \frac{1 - \gamma}{W_{kin}} + \frac{\gamma}{W_{turb}}, \quad (4.4)$$

$$\gamma = \min\left(1, \frac{\sqrt{g_f}}{Y_f^*}\right), \quad (4.5)$$

где  $\gamma$  — параметр, определяющий вес турбулентной реакции горения в модели Аррениуса—Магнуссена. Для дисперсии восстановленной массовой доли горю-

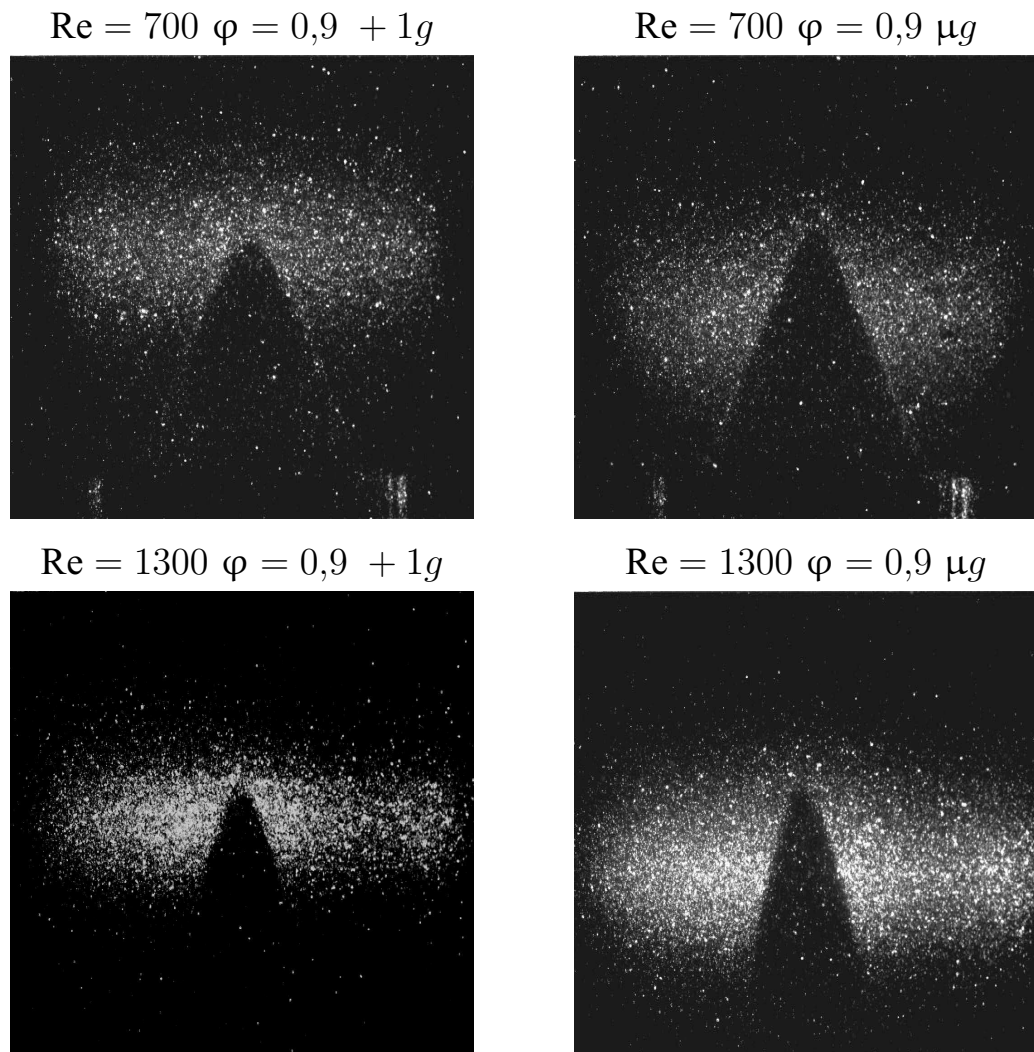


Рисунок 4.19 – Флуоресценция радикалов ОН

чего  $g_f$  решалось следующее конвективно-диффузионное уравнение:

$$\frac{\partial(g_f)}{\partial t} + \nabla(\rho V g_f) = \frac{1}{\rho} \nabla(\mu_t \nabla g_f) + 2,8 \mu_t (\nabla g_f)^2 - 2\rho \frac{\varepsilon}{k} g_f, \quad (4.6)$$

где  $\varepsilon$  — скорость диссипации турбулентной энергии,  $k$  — турбулентная энергия. Истинная массовая доля окислителя восстанавливается по уравнению:

$$Y_o = \begin{cases} Y_o^* - i_o \Delta f, & \text{если } Y_o^* > i_o \Delta f; \\ 0, & \text{иначе} \end{cases} \quad (4.7)$$

Истинные массовые доли продуктов реакции ( $Y_{p1}$  и  $Y_{p2}$ ) восстанавливались следующим образом:

$$Y_{p1} = Y_{p1}^* + i_2 \Delta f \quad (4.8)$$

$$Y_{p2} = Y_{p2}^* + i_3 \Delta f,$$

$$\Delta f = Y_f^* - Y_f, \quad (4.9)$$



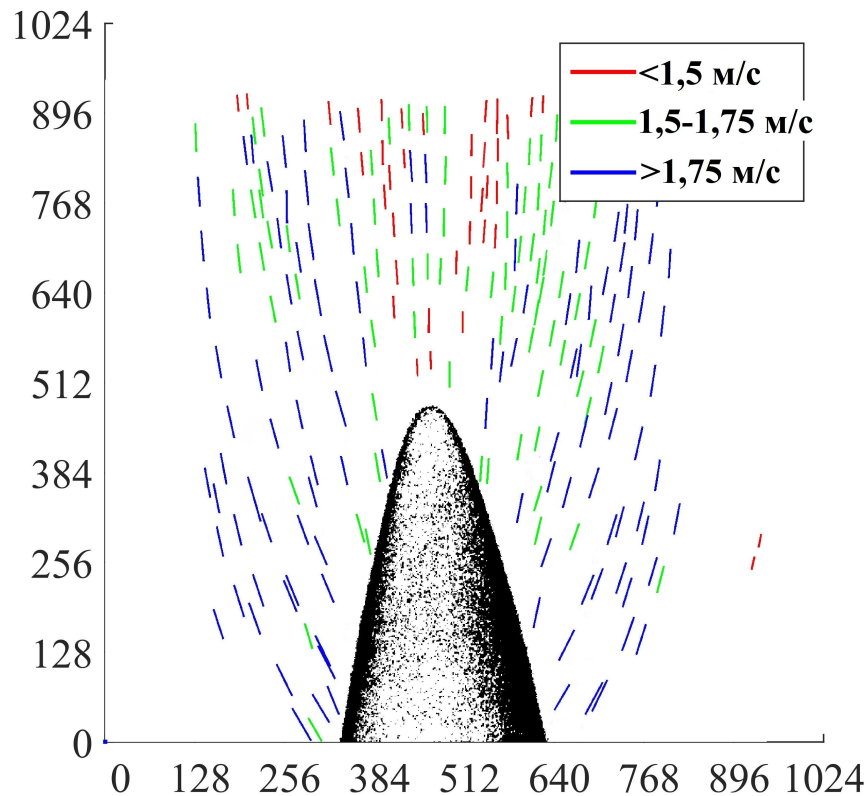


Рисунок 4.20 — Поле скоростей в условиях микрогравитации.  $Re=1000$   $\varphi = 1,0$

где  $Y_{p1}^*$  и  $Y_{p2}^*$  — массовые доли продуктов, полученные в результате решения соответствующих однородных конвективно-диффузионных уравнений. Температура находилась в результате решения уравнения:

$$h(T) = \sum_{i=1}^N h_i(T)Y_i, \quad (4.10)$$

итерационным методом.

Пламя в расчете стабилизировалось кольцом подобранном в главе 2. Сечение расчетной сетки представлено на рисунке 4.21. Аппроксимация до 6 порядка проводилась в пристеночной области у кольца, в области поджига и у фронта горения.

Время численного расчета одного режима составляло 1,5 с, и включало более чем 10 циклов роста и уменьшения высоты факела. Шаг по времени составлял  $5 \times 10^{-4}$  с, данные сохранялись на каждом шаге, частоту пульсаций получали обрабатывая набор данных из 2000 измерений. Позиция кончика пламени в расчете определялась по позиции максимума температуры. Типичный профиль температуры вдоль оси горелки представлен на рисунке 4.30.



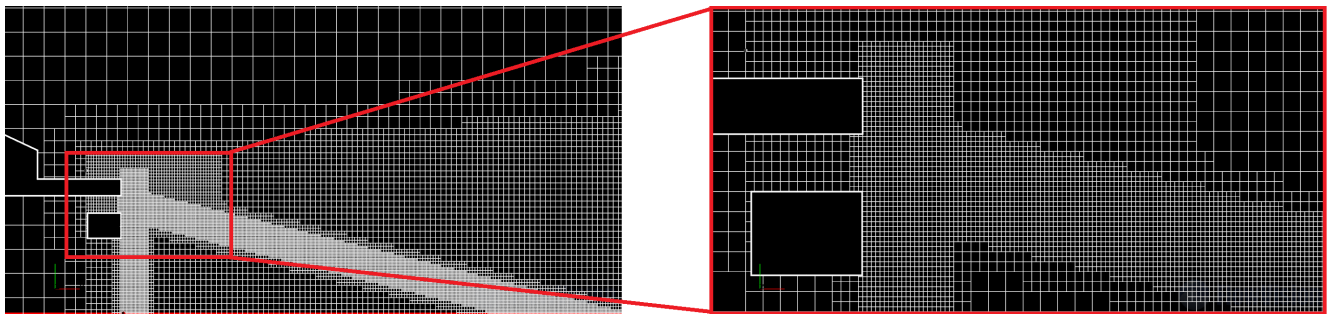


Рисунок 4.21 — Расчетная сетка

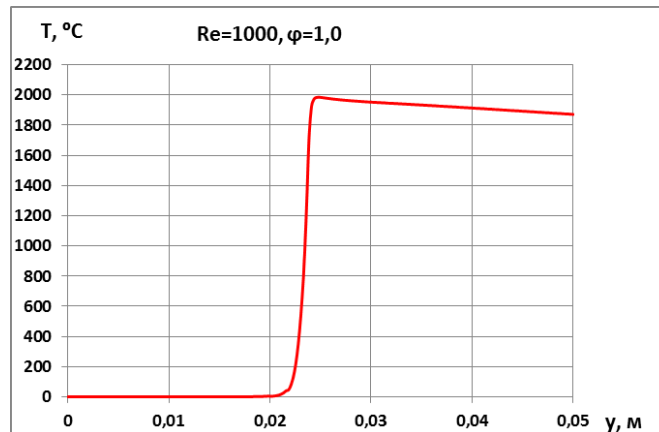


Рисунок 4.22 — Температура вдоль оси сопла. Численный эксперимент

На рисунке 4.23а и 4.23б представлены изменения высоты пламени во времени в эксперименте и расчете соответственно, отклонения от среднего значения по высоте составляют 0,5% и 0,4%. Также показан спектр пульсаций с ярко выраженной доминирующей высотой (частота пульсаций в расчете определялась аналогично эксперименту). Частоты, полученные экспериментально и в расчете совпадают — 17 Гц в эксперименте и 15,6 в расчете. На рисунке 4.27 представлены поля скоростей с наложенными изолиниями плотности среды. Вихрь формируется между изолинией плотности 0,4 и 0,9. Энергия, выделившаяся при сгорании, придает ускорение продуктом сгорания в радиальном направлении, а вращательное движение вихрей на границе раздела окружающего воздуха и продуктов сгорания препятствует этому, противодействие этих сил приводит к пульсациям. При зарождении и продвижении вихря вверх он способствует сжатию области с высокой температурой (плотность меньше 0,4), что приводит к снижению скорости горения, а соответственно и росту высоты пламени, при этом за фронтом скорость потока возрастает. Далее вихрь отходит выше, его действие ослабляется и происходит расширение зоны за фронтом пламени и пламя становится ниже, а за фронтом пламени скорость падает. Влияние продвижения вихря на скорости хорошо видно из рисунка 4.24: графики скорости вдоль

оси сопла в различные фазы. Поскольку частота пульсаций при режиме потока, соответствующему параметрам:  $Re = 1000$   $\varphi = 1,0$ , равняется около 17 Гц, то между четвертями всего цикла, время будет составлять 0,015 с (цикл изменения температуры, а соответственно высоты пламени и скорости представлен на рисунке 4.26). В вершине фронта пламени скорость потока равна скорости горения, и видно, что скорость минимальна в момент времени, когда высота кончика максимальна, и наоборот. Ни рисунке 4.25 изображены профили температур в те же фазы, что и скорости. Видно, что при минимальной скорости на кончике температура максимальна. Для каждой фазы на рисунке показано соответствующее поле скорости, показывающее положение вихря. Линиями изображены изолинии плотностей: черным — 0,9 и серым — 0,4. Эволюция поля плотностей с течением времени показана на рисунке 4.28. Прослеживается динамика вихря возникающего на границе раздела продуктов сгорания и окружающего воздуха. Видно, что периодически на некотором расстоянии от кромки сопла, соответствующем высоте пламени образовывается вихрь, далее он конвективно переносится вниз по потоку. Причем вихри могут быть разделены на два типа: самостоятельные и «связанные» (т. е, которые соединяются с предыдущим). Что и объясняет появление субгармоники в спектре пульсаций.

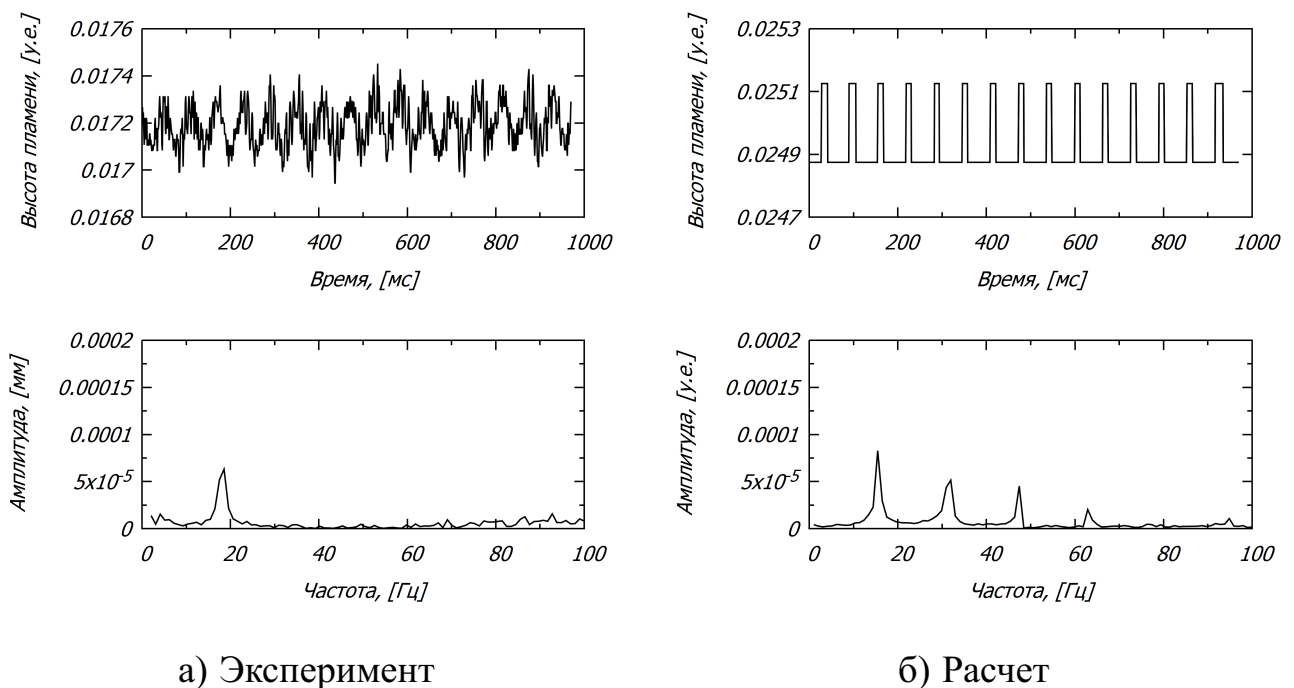


Рисунок 4.23 — Пульсации высоты пламени. Уровень гравитации —  $+1g$

Для сравнения на рисунке 4.29 и 4.30 представлены расчетное поле скоростей и плотностей аналогичного пламени в условиях невесомости соответствен-

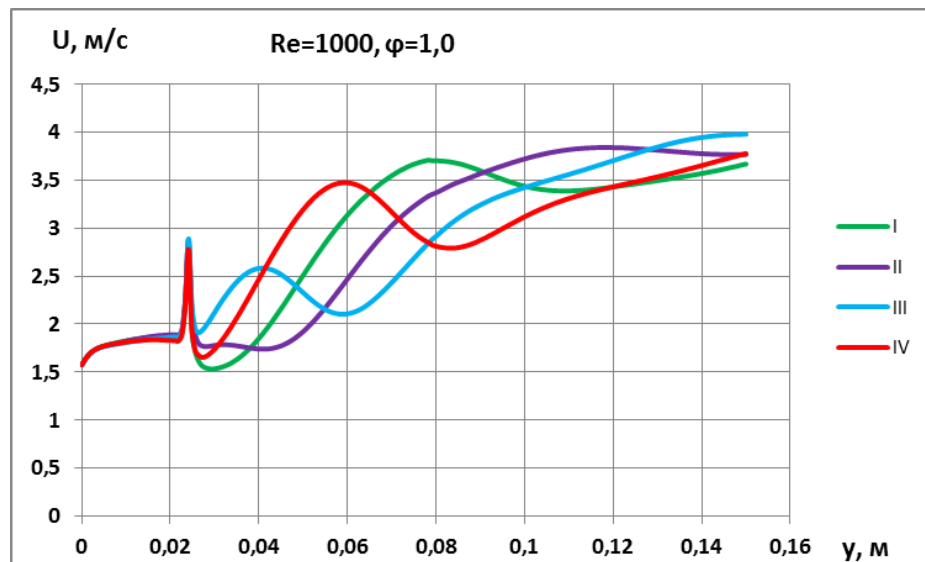


Рисунок 4.24 – Скорости потока вдоль оси. Уровень гравитации –  $+1g$ .  
Численный расчет

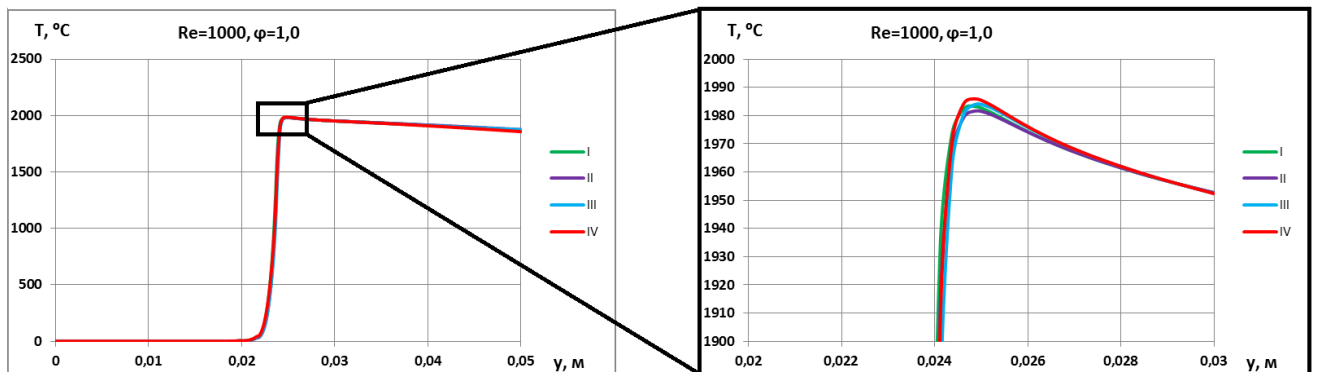


Рисунок 4.25 – Профили температур вдоль оси. Уровень гравитации –  $+1g$ .  
Численный расчет

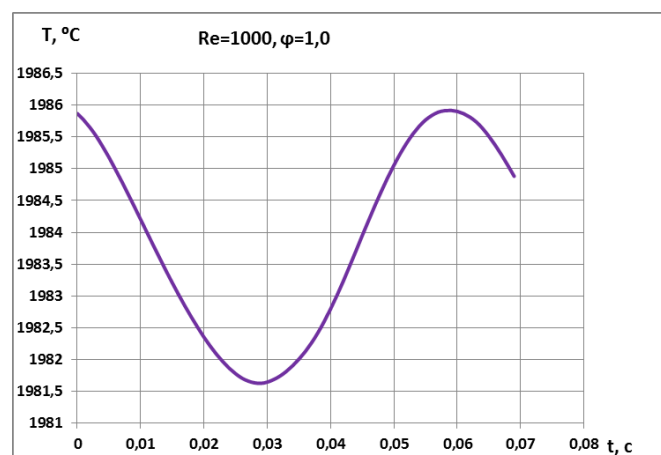


Рисунок 4.26 – Температура вершины пламени по времени. Уровень гравитации –  $+1g$ . Численный расчет

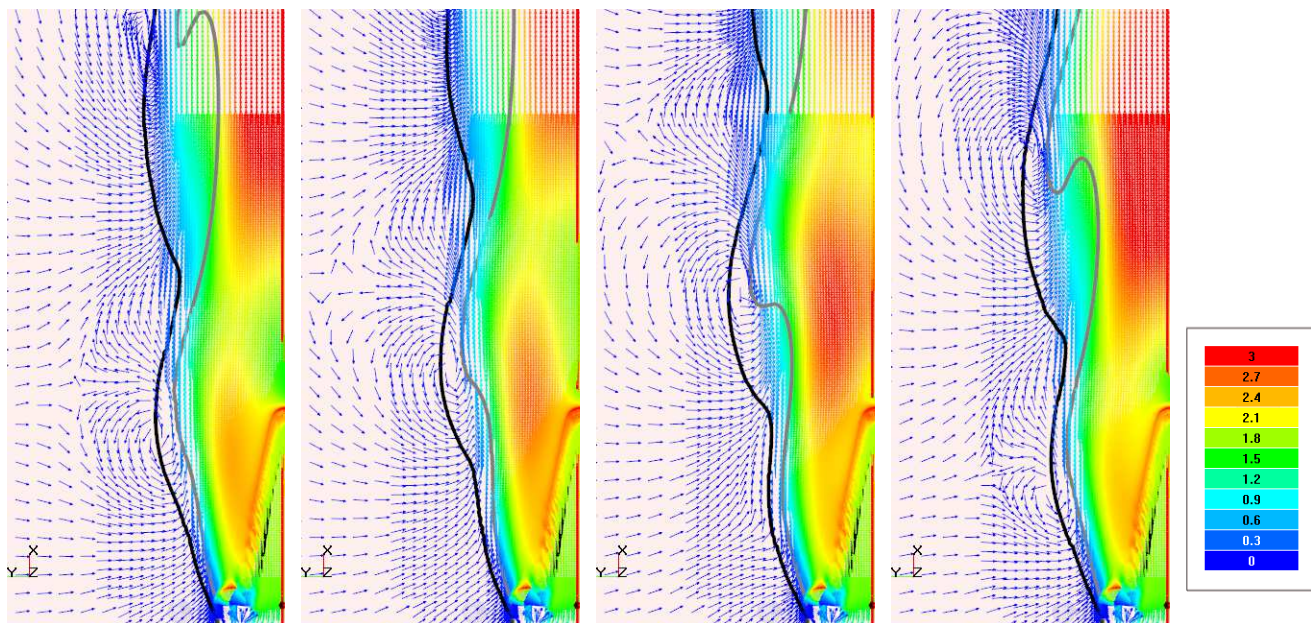


Рисунок 4.27 — Положение вихря в фазе I, II, III и IV (поля скоростей). Уровень гравитации —  $+1g$ . Численный расчет.  $Re=1000$ ,  $\varphi = 1,0$

но. Видно что в данном случае отсутствует неустойчивость на границе раздела продуктов сгорания и окружающего воздуха. Пламя стабильно, его высота не меняется с течением времени. Полученные расчетные данные согласуются с результатами экспериментов.

Проведены расчеты для условий повышенной гравитации. Аналогичные характеристики, как и для нормальных земных условий, — изменение высоты факела и спектр пульсаций, профили скоростей вдоль оси, и поля скоростей представлены на рисунке 4.31 и 4.32 4.33 соответственно. Далее представлены зависимости мерцания от гравитационных сил.

#### 4.4 Представление результатов в критериальном безразмерном виде

Рассматривая силы, воздействующие на горячие продукты сгорания, можно выделить импульс потока

$$M = \rho d^2 u^2, \quad (4.11)$$

вязкостное сопротивление окружающей среды

$$V = \mu du, \quad (4.12)$$

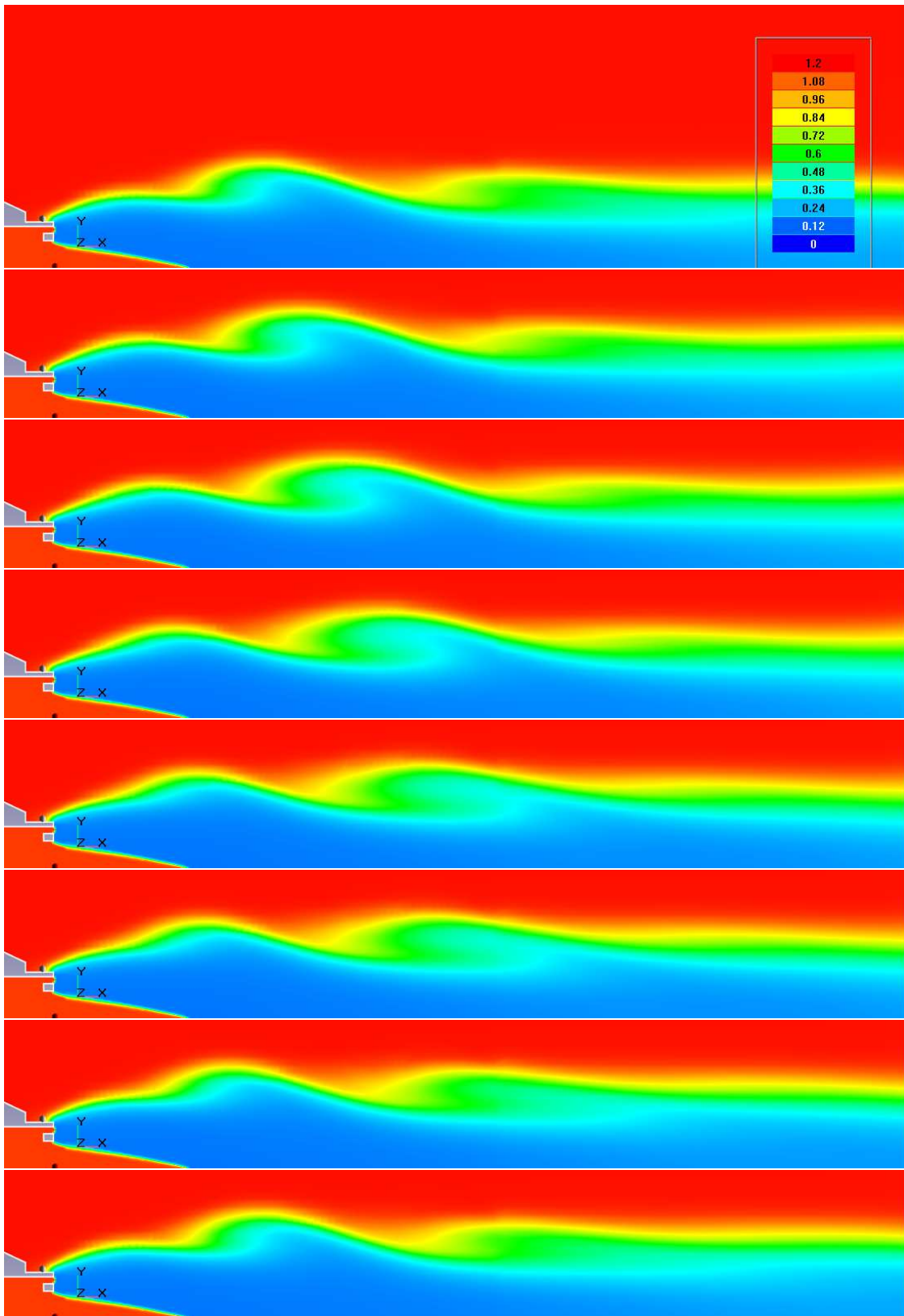


Рисунок 4.28 — Динамика вихря Кельвина–Гельмгольца. Уровень гравитации —  $+1g$ . Численный расчет.  $Re=1000$ ,  $\varphi = 1,0$

силы плавучести, воздействующие на продукты сгорания

$$B = \rho g d^3 \frac{\tau}{\tau + 1}, \quad (4.13)$$



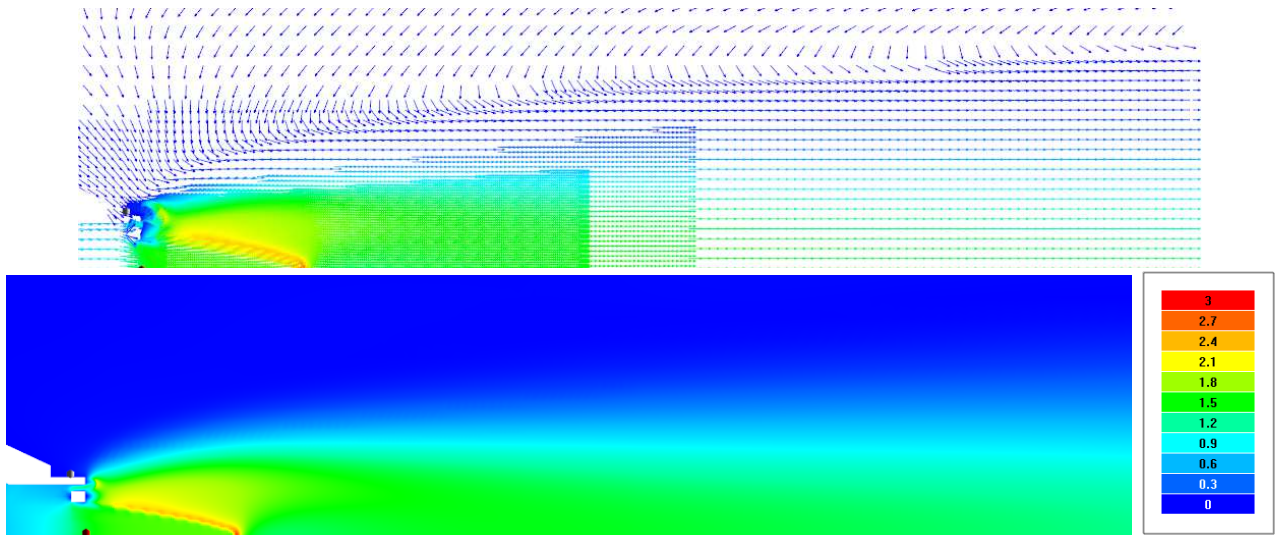


Рисунок 4.29 — Поле скоростей в микрогравитации. Численный расчет

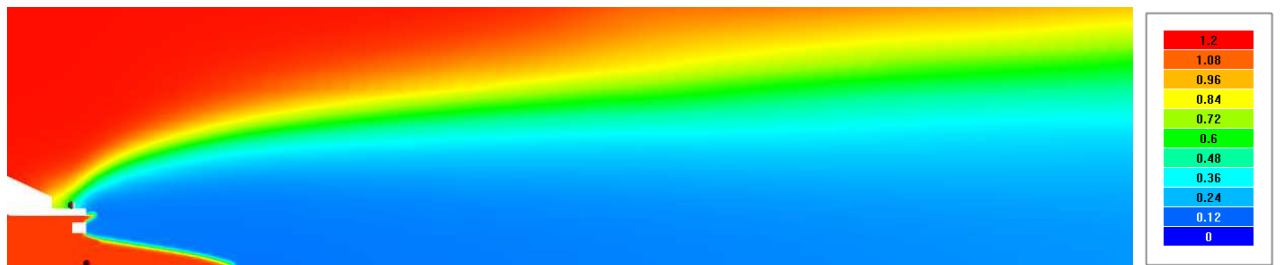


Рисунок 4.30 — Поле плотностей в микрогравитации. Численный расчет

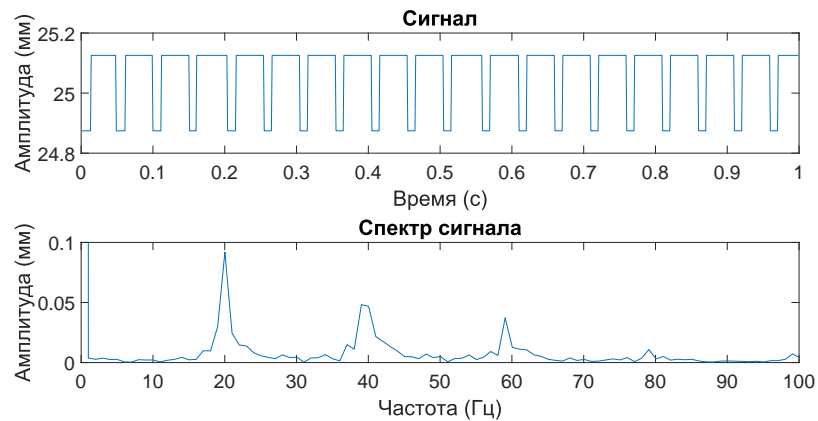


Рисунок 4.31 — Пульсации высоты пламени. Уровень гравитации —  $+2g$ .  
Численный расчет

динамическую силу, вызывающую пульсации потока

$$D = \rho v^2 d^4. \quad (4.14)$$

В горящем факеле данные силы сбалансированы, и представляют собой известные безразмерные параметры — число Струхалия

$$St^2 = \frac{D}{M}, \quad (4.15)$$

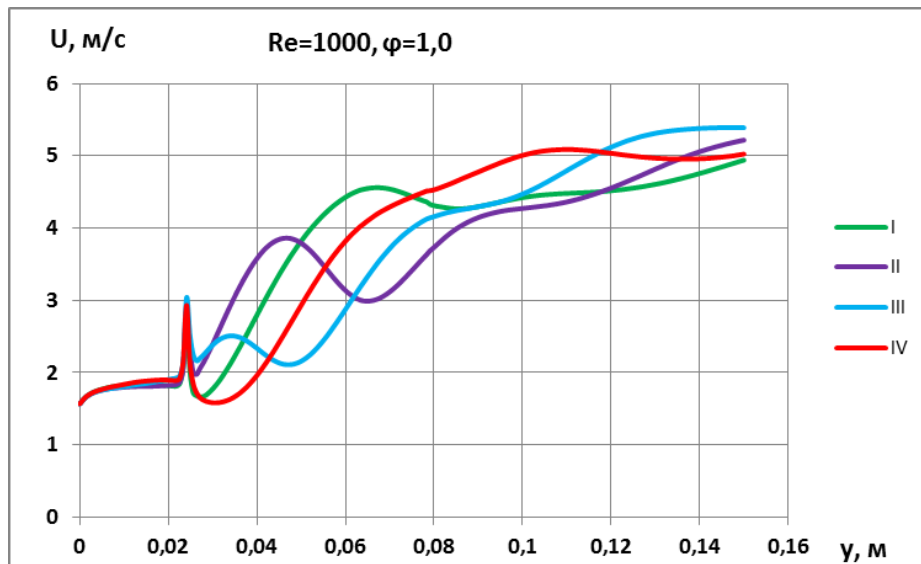


Рисунок 4.32 — Скорости потока вдоль оси. Уровень гравитации  $-+2g$ .  
Численный расчет

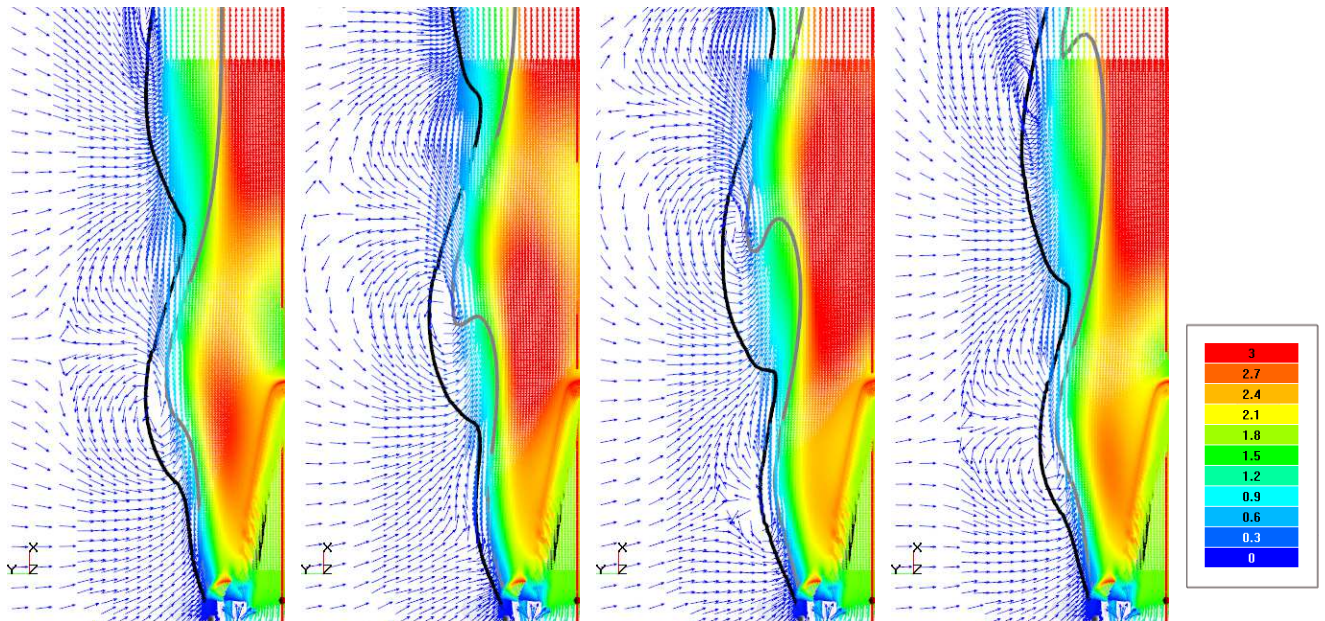


Рисунок 4.33 — Положение вихря в фазе I, II, III и IV (поля скоростей). Уровень гравитации  $-+2g$ . Численный расчет.  $Re=1000$ ,  $\varphi = 1,0$

число Ричардсона (аналог число Фруда)

$$Ri = \frac{B}{M}, \quad (4.16)$$

число Рейнольдса

$$Re = \frac{M}{V}, \quad (4.17)$$

число Грасгофа

$$Gr = \frac{B}{V}. \quad (4.18)$$



Вводя параметр тепловыделения  $\tau = \frac{T_{ad}}{T_{amb}} - 1 = \frac{\rho_r}{\rho_p} - 1$  и нормируя на него число Струхала, в [37] получена эмпирическая зависимость, показывающая взаимосвязь динамики потока и мерцаний факела:

$$\frac{St^{*2}}{Ri} = 0,00018Re^{2/3}. \quad (4.19)$$

Полученные экспериментальные результаты согласуются с данной зависимостью — рисунок 4.34.

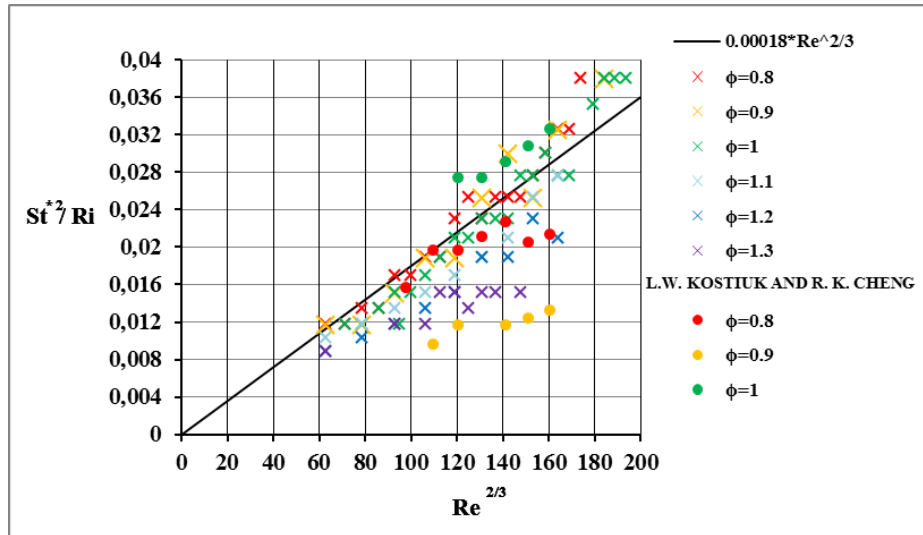


Рисунок 4.34 — Зависимость  $\frac{St^{*2}}{Ri} = f(Re^{2/3})$

На основе этой зависимости безразмерных фундаментальных чисел можно оценить взаимосвязь частоты мерцания и гравитационных сил. Подставляя вместо  $Re$ ,  $Ri$  и  $St^*$  их выражения через характеристики потока, получим:

$$\nu \sim u^{1/3} \frac{\eta^{1/3}}{\rho} g^{1/2} d^{-1/6}, \nu \sim g^{1/2}. \quad (4.20)$$

Численные расчеты подчиняются полученной зависимости, что показано на рисунке 4.35:

Как уже было сказано, вихри Кельвина—Гельмгольца, продвигаются вверх вдоль пламени (в направлении оси  $y$ ), благодаря силам плавучести (возникают из-за разности плотности продуктов сгорания —  $\rho^*$  и плотности окружающего воздуха —  $\rho_0$ ), что описывается уравнением:

$$\frac{\rho_0 - \rho^*}{\rho^*} g \sim a, \quad (4.21)$$

тогда максимальная скорость в слое смешения оценивается как

$$u_{max} \sim 2ay^{1/2} \sim \left[ 2gx \frac{\rho_0 - \rho^*}{\rho^*} \right]^{1/2}. \quad (4.22)$$

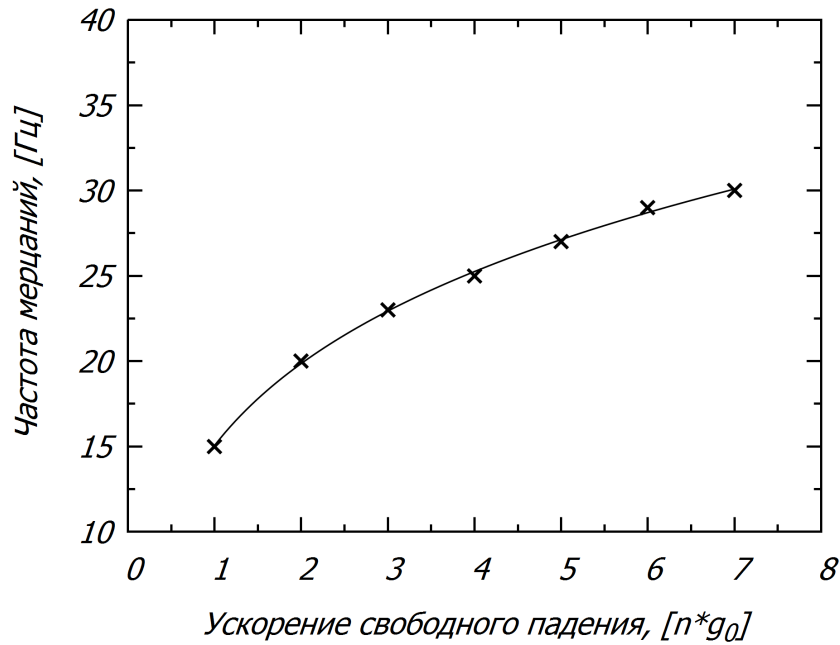


Рисунок 4.35 — Зависимость частоты пульсаций от гравитационных сил

В предположении что скорость продвижения вихря определяется скоростью  $u_{max}$ , частота может быть оценена через время прохождения вихря вдоль фронта пламени. Вихрь движется с ускорением  $a$ , и таким образом,  $\nu$  определяется как

$$\nu = \frac{1}{t} = \frac{2h^{-1/2}}{a}. \quad (4.23)$$

В качестве  $u_{max}$  выбираем скорость у кончика пламени, соответственно:

$$\nu = A \left[ \frac{g}{2h} \frac{\rho_0 - \rho^*}{\rho^*} \right]^{1/2}, \nu \sim h^{-1/2}. \quad (4.24)$$

Эмпирически была определена зависимость высоты пламени от коэффициента избытка топлива  $\varphi$  (рисунок 4.36) и данные аппроксимируются полиномом 3 степени, как видно на рисунке. Таким образом получаем зависимость частоты мерцания пламени от  $\varphi$ :

$$\nu \sim [d\varphi^3 + b\varphi^2 + \varphi + e]^{-1/2}, \quad (4.25)$$

где коэффициенты  $d$ ,  $b$ , и  $e$  зависят от числа Re потока.

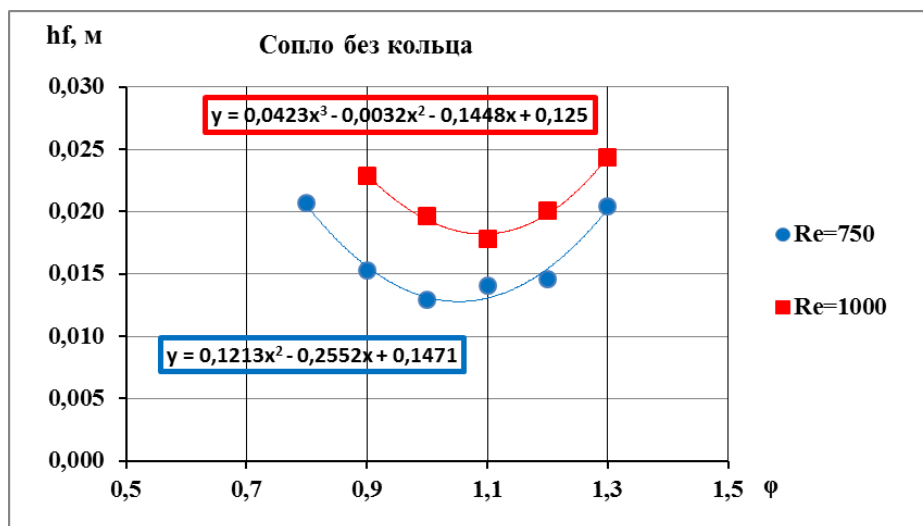


Рисунок 4.36 — Зависимость высоты факела пульсаций от избытка топлива в смеси

## Основные выводы по Главе 4

Пламя подвергается комплексному воздействию со стороны гравитационных сил. Изменение растяжения пламени возникает из-за анизотропной диффузии тепла и массы в области фронта пламени, что приводит к изменению температуры, соответственно скорости горения, а также пределов проскока и уноса, что и наблюдается экспериментально. При изменении направления гравитации по отношению к направлению распространения волны горения изменяются также пределы уноса и проскока пламени. В условиях обратной гравитации пределы расширяются, т. е. пламя уносится при больших скоростях по сравнению с лабораторными условиями при фиксированном коэффициенте избытка топлива. Проскок наступает наоборот при меньших скоростях, что указывает на возрастание скорости горения. Растяжение пламени в случае нормальных условий для бедных и оклостехиометрических метано-воздушных смесей ( $Le < 1$ ) около пределов уноса скачкообразно меняется, тогда как для богатых ( $Le > 1$ ) — пламя уносится без резкого изменения радиуса кривизны кончика пламени. В нормальной и обратной гравитации растяжения пламени подобны, для всех смесей. В микрогравитации исследовано стехиометрическое пламя — показано, что кривизна при малых скоростях имеет большие отличия. Измерена высота факела для широкого спектра скоростей потока и коэффициентов избытка топлива, при вариации гравитационных сил. Это позволило определить скорости ламинарного горения пламени в условиях нормальной, «обратной» гравитации и микрогравитации. Показано снижение скорости горения в условиях невесомости, и повышение — в случае когда скорость потока сонаправлена с направлением потока горючей смеси.

Также показано, что гравитация вызывает мерцание пламени (низкочастотные пульсации фронта пламени). Мерцание пламени связано с образованием вихрей Кельвина-Гельмгольца на границе между покоящимся холодным окружающим воздухом и движущимися горячими продуктами сгорания, и их конвективным продвижением. При изменении направления вектора гравитации, меняется их скорость и направление движения, тем самым меняя интенсивность и частоту мерцания пламени. Явление мерцания изучалось в ряде работ [35; 37; 71; 78]. Определялись частоты мерцания в зависимости от различных факторов: скорости потока, давления, размера горелки, гравитационных сил. В

настоящей работе представлено более подробное и полное изучение данного явления. Проведены экспериментальные исследования низкочастотных пульсаций по отношению к вариации скорости потока, коэффициента избытка топлива и гравитационных сил. Экспериментальные данные о полях флуоресценции радикалов ОН также использовались для получения сведений о динамике фронта горения и могут быть использованы для верификации численного моделирования горения с подробной химической кинетикой. Численные расчеты на программном модуле «FlowVision» показали высокое совпадение с экспериментальными результатами. Расчет показал динамику продвижения вихря вдоль пламени и изменения поля скорости, плотности и, соответственно, высоты факела. Предложен критерий оценки зависимости частоты мерцания от гравитационных сил и от коэффициента избытка топлива.

## Заключение

В диссертации выполнена экспериментальная работа по определению особенностей поведения пламени предварительно перемешанной смеси горючего и окислителя в условиях невесомости, влиянию гравитационных сил на характеристики пламени. Несмотря на то, что ранее проводились некоторые экспериментальные исследования пламени в условиях пониженной и повышенной гравитации в настоящая работе получен ряд новых результатов по горению предварительно перемешанной смеси горючего и окислителя. Результатами работы является создание экспериментальных установок и модулей, на которых получен ряд уникальных экспериментальных данных, позволяющих верифицировать численные модели и программные комплексы для расчетов горения предварительно перемешанной смеси горючего и окислителя. К ним относятся:

1. данные о высоте факела в условиях нормальной, обратной гравитации и невесомости — в условиях невесомости факел пламени имеет наибольшую высоту, и с ростом потока высота приближается к высоте пламени в условиях земной гравитации, тогда как в обратной гравитации факел в среднем ниже, чем в земных условиях и с ростом скорости потока разница возрастает;
2. ламинарная скорость горения метано-воздушного пламени в условиях невесомости;
3. данные о мерцании факела пламени в зависимости от воздействия внешнего гравитационного поля — в невесомости факел симметричен относительно оси сопла, не подвержен низкочастотным осцилляциям, при низких скоростях в том числе и высокочастотным, с ростом скорости ( $Re > 1000$ ) возникают высокочастотные колебания, по частоте схожей с пламенем в условиях земной гравитации, однако несколько бóльшими; в обратной гравитации низкочастотные колебания возникают, однако с более низкой частотой (6–12 Гц) по сравнению с обычными земными условиями (14–25 Гц);
4. получена оценочно и подтверждена эмпирическими данными зависимость частоты мерцания метано-воздушного пламени от коэффициента избытка топлива; также аналогично оценена зависимость частоты мерцания факела от внешнего гравитационного поля, данные подтвер-

ждаются результатами расчетов на программном пакете FlowVision и оценочными соотношениями на основе отличного подхода;

5. уникальные фотографии флуоресценции радикалов ОН в метано-воздушном пламени в условиях невесомости.



## Список сокращений и условных обозначений

<i>CTA</i>	Constant Temperature Anemometry
<i>PLIF</i>	Planar Laser Induced Fluorescence
<i>PIV</i>	Particle Image Velocimetry
<i>LSV</i>	Laser Speckle Velocimetry
$Ri$	число Ричардсона
$Gr$	число Грасгофа
$Fr$	число Фруда
$g$	ускорение свободного падения
$\Delta\rho$	разность плотности горючей смеси и продуктов сгорания
$\rho$	плотность горючей смеси
$L$	характерный размер процесса
$\nu$	кинематическая вязкость горючей смеси
$p$	давление
$Ri$	число Ричардсона
$Gr$	число Грасгофа
$Fr$	число Фруда
$Re$	число Рейнольдса
$g$	ускорение свободного падения
$\Delta\rho$	разность плотности горючей смеси и продуктов сгорания
$\rho$	плотность горючей смеси
$L$	характерный размер процесса
$\nu$	кинематическая вязкость горючей смеси
$\mu$	динамическая вязкость
$p$	давление
$S_L$	скорость ламинарного горения
$u_f$	вынужденная конвективная скорость диффузионного пламени
$u_N$	скорость естественной конвекции
$L_p$	характерный путь продуктов сгорания
$l_k$	микромасштаб Колмагорова
$\delta_l$	микромасштаб Колмагорова
$\overline{u'}$	флуктуации скорости в турбулентном потоке несгоревших газов
$\Lambda$	интегральный масштаб турбулентности

$\tau_K$	Колмагоровский микровременной масштаб
$\varepsilon$	скорость диссипации турбулентной энергии
$\tau_L$	характерное время существования пламени
$D$	внутренний диаметр горелки
$U$	скорость потока на выходе из сопла
$k$	растяжение
$\delta A$	элемент площади поверхности
$S_{L_0}$	скорость нормального горения нерастянутого пламени
$\delta_0$	толщина нерастянутого пламени
$Ka$	число Карловица
$Ka_\infty$	число Карловица не растянутого пламени
$Ka_L$	локальное число Карловица
$\alpha$	температуропроводность
$Le$	Числом Льюиса
$T_f$	температура пламени
$T_{ad}$	адиабатическая температура
$R_f$	радиус кривизны фронта пламени
$L_m$	длина Маркштейна
$D_{ring}$	внешний диаметр стабилизирующего кольца
$H_{ring}$	высота стабилизирующего кольца
$l_{ring}$	толщина стенок стабилизирующего кольца
$\beta$	проницаемость
$d_w$	диаметр проволоки сетки
$M$	размер ячейки сетки
$\varphi$	коэффициент избытка топлива
$L_{mc}$	размер камеры смешения
$u_p$	скорость частицы
$u_f$	скорость потока
$\rho_p$	плотность частицы
$\rho_f$	плотность потока
$\tau_s$	время релаксации

**Список литературы**

1. *Group NGV Communications*. Natural Gas & Other Clean Fuels. — 2017. — URL: <http://www.ngvjjournal.com/>.
2. *Sharp Lauren M, Dietrich Daniel L, Motil Brian J*. Microgravity fluids and combustion research at NASA Glenn Research Center // *Journal of Aerospace Engineering*. — 2013. — Vol. 26, no. 2. — Pp. 439–450.
3. *Son E.E. Krikunova A.I. & Saveliev A.S.* Premixed Combustion Study: Turbulence in the Nozzle Behind Grids and Spheres // *High Temperature*. — 2016. — Vol. 54, no. 3. — Pp. 403–408.
4. *Krikunova A.I. Son E.E. & Saveliev A.S.* Premixed conical flame stabilization // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2016. — Vol. 774, no. 1. — P. 012087.
5. *Krikunova A.I. Klinkov K.V. Son E.E. Eigenbrod C.* Premixed flame instability under reduced and normal gravity // 11th International Conference on Two-Phase Systems for Space and Ground Applications. — 2016.
6. *Krikunova A.I. Klinkov K.V. Son E.E. Eigenbrod C.* Experimental study of methane-air flame // The International Symposium on Nonequilibrium Processes, Plasma, Combustion and Atmospheric Phenomena. — 2016.
7. *Krikunova A.I., Son E.E., S. Saveliev A.* Negatively stretched premixed flames // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2017.
8. Effect of gravity on premixed methane-air flames / A I.Krikunova, K.V.Klinkov, C.Eigenbrod, E.E.Son // *Applied Physics*. — 2017.
9. *Krikunova A.I., Son E.E.* Effect of gravity on premixed methane-air flames // *High Temperature*. — 2018 (in print).
10. *Krikunova A.I. Saveliev A.S. Son E.E.* Methane–air conical flame: Experimental and numerical investigation // XXXII International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter. — 2017.

11. *Krikunova A.I. Son E.E.* Theory and experiments of premixed turbulent combustion // XXXI International Conference on Equations of State for Matter. — 2016.
12. *Крикунова А.И. Клинков К.В. Сон Э.Е. Eigenbrod С.* Экспериментальное исследование предварительно перемешанных пламен в условиях микрогравитации // 59 научная конференция МФТИ. — 2015.
13. *Крикунова А.И. Клинков К.В. Сон Э.Е. Eigenbrod С.* Горение метановоздушных пламен в условиях пониженной гравитации // Всероссийская научная конференция с международным участием «Механика композиционных материалов и конструкций, сложных и гетерогенных сред». — 2015.
14. *Крикунова А.И. Сон Э.Е.* Теоретическое и экспериментальное исследование горения предварительно перемешанной смеси горючего и окислителя // Международная конференция по неравновесным процессам в соплах и струях. — 2016.
15. *Крикунова А.И. Савельев А.С.* Исследование характеристик конического слаботурбулизированного пламени // 59-я Научная конференция МФТИ. — 2016.
16. *Ostrach Simon.* Natural convection in enclosures // *Advances in heat transfer.* — 1972. — Vol. 8. — Pp. 161–227.
17. *Law CK, Faeth Gerard M.* Opportunities and challenges of combustion in microgravity // *Progress in Energy and Combustion Science.* — 1994. — Vol. 20, no. 1. — Pp. 65–113.
18. *Law CK, Chung SH, Srinivasan N.* Gas-phase quasi-steadiness and fuel vapor accumulation effects in droplet burning // *Combustion and flame.* — 1980. — Vol. 38. — Pp. 173–198.
19. A Study of Flame Stability Limit of Micro Premixed Flame / Manabu Fuchihata, Tamio Ida, Kazunori Kuwana, Satoru Mizuno // *Journal of the Japanese Society for Experimental Mechanics.* — 2013. — Vol. 13, no. Special\_Issue. — Pp. s45–s50.

20. Kawakami T., Okajima S., Iinuma K. A study of turbulent flame propagation near the limits of inflammability at microgravity // *Symposium (International) on Combustion*. — 1991. — Vol. 23, no. 1. — Pp. 1663 – 1667. — Twenty-Third Symposium (International) on Combustion. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0082078406804406>.
21. Kwon Sejin, Tseng L-K, Faeth Gerard M. Laminar burning velocities and transition to unstable flames in H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> and C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>/O<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> mixtures // *Combustion and Flame*. — 1992. — Vol. 90, no. 3-4. — Pp. 230–246.
22. Turbulent premixed hydrogen/air flames at high Reynolds numbers / MS Wu, S Kwon, JF Driscoll, GM Faeth // *Combustion science and technology*. — 1990. — Vol. 73, no. 1-3. — Pp. 327–350.
23. Preferential diffusion effects on the surface structure of turbulent premixed hydrogen/air flames / MS Wu, S Kwon, JF Driscoll, GM Faeth // *Combustion science and technology*. — 1991. — Vol. 78, no. 1-3. — Pp. 69–96.
24. Bray K. Turbulent flows with premixed reactants // *Turbulent reacting flows*. — 1980. — Pp. 115–183.
25. Peters N. Laminar flamelet concepts in turbulent combustion // *Symposium (International) on Combustion* / Elsevier. — Vol. 21. — 1988. — Pp. 1231–1250.
26. Law CK. Dynamics of stretched flames // *Symposium (international) on combustion* / Elsevier. — Vol. 22. — 1989. — Pp. 1381–1402.
27. Abraham John, Williams Forman A, Bracco Frediano V. Tech. Rep.: : SAE Technical Paper, 1985.
28. Studies on Turbulent flames / B. Karlovitz, D.W. Denniston, D.H. Knapschaefer, F.E. Wells // *Symposium (International) on Combustion*. — 1953. — Vol. 4, no. 1. — Pp. 613 – 620.
29. Clavin Paul. Dynamic behavior of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows // *Progress in Energy and Combustion Science*. — 1985. — Vol. 11, no. 1. — Pp. 1–59.

30. *Tseng L-K, Ismail MA, Faeth Gerard M.* Laminar burning velocities and Markstein numbers of hydrocarbonair flames // *Combustion and Flame*. — 1993. — Vol. 95, no. 4. — Pp. 410–426.
31. *Kumagai Seiichiro, Isoda Hiroshi.* Combustion of fuel droplets in a falling chamber // *Symposium (International) on Combustion*. — 1957. — Vol. 6, no. 1. — Pp. 726 – 731. — Sixth Symposium (International) on Combustion. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0082078457801003>.
32. *Кривулин В.Н. Кудрявцев Е.А. Баратов А.Н. Павлова В.Л. Федосов Л.Н. Лужецкий В.К. Шленов В.М. Бабкин В.С.* Исследование горения околопредельных газовых смесей в невесомости // *Доклады АН СССР*. — 1979. — Vol. 247. — Pp. 1184 – 1186.
33. *Ronney Paul D.* Effect of gravity on laminar premixed gas combustion II: Ignition and extinction phenomena // *Combustion and Flame*. — 1985. — Vol. 62, no. 2. — Pp. 121 – 133. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0010218085901403>.
34. *Ronney Paul D., Wachman Harold Y.* Effect of gravity on laminar premixed gas combustion I: Flammability limits and burning velocities // *Combustion and Flame*. — 1985. — Vol. 62, no. 2. — Pp. 107 – 119. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0010218085901397>.
35. Some effects of gravity on the behaviour of premixed flames / D Durox, F Baillet, P Scouflaire, R Prud'Homme // *Combustion and Flame*. — 1990. — Vol. 82, no. 1. — Pp. 66–74.
36. *Kostiuk LW, Cheng RK.* Imaging of premixed flames in microgravity // *Experiments in Fluids*. — 1994. — Vol. 18, no. 1. — Pp. 59–68.
37. *Kostiuk LW, Cheng RK.* The coupling of conical wrinkled laminar flames with gravity // *Combustion and flame*. — 1995. — Vol. 103, no. 1-2. — Pp. 27–40.
38. *Kostiuk Larry W, Zhou Liming, Cheng Robert K.* The effects of gravity on wrinkled laminar flames. — 1993.
39. *Smith G. P., Golden D. M., Frenklach M., et al.* <http://www.me.berkeley.edu/grimech/>. — 2017.

40. CHEMKIN Release 4.0, Reaction Design / RJ Kee, FM Rupley, JA Miller et al. // *Inc., San Diego, CA.* — 2004.
41. *Bromberg Leslie.* In-Cylinder Laminar Flame Propagation Speed: Effect of Hydrogen And Hydrogen Rich Gas Addition. — 2005.
42. *Nguyen Quang-Viet, Paul Phillip H.* The time evolution of a vortex-flame interaction observed via planar imaging of CH and OH // Symposium (International) on Combustion / Elsevier. — Vol. 26. — 1996. — Pp. 357–364.
43. A study of flame observables in premixed methane-air flames / HN Najm, OM Knio, PH Paul, PS Wyckoff // *Combustion Science and Technology.* — 1998. — Vol. 140, no. 1-6. — Pp. 369–403.
44. *Tropea Cameron, Yarin Alexander L.* Springer handbook of experimental fluid mechanics. — Springer Science & Business Media, 2007. — Vol. 1.
45. *Иевлев ВМ, Сон ЭЕ.* Теплофизические свойства водорода и щелочных металлов в газофазном ядерном реакторе. — 1968.
46. *Павлов ГА, Сон ЭЕ.* Многокомпонентная диффузия в модели локального химического равновесия в плазме // *ЖПМТФ.* — 1975.
47. *Кучеренко ВИ, Павлов ГА, Сон ЭЕ.* Эффективные коэффициенты переноса в модели ЛХР // *Теплофизика высоких температур.*
48. Rate-controlled constrained-equilibrium method using constraint potentials / Djamel Hamiroune, Partha Bishnu, Mohamad Metghalchi, James C Keck. — 1998.
49. *Jones WP, Rigopoulos Stelios.* Rate-controlled constrained equilibrium: Formulation and application to nonpremixed laminar flames // *Combustion and Flame.* — 2005. — Vol. 142, no. 3. — Pp. 223–234.
50. *Keck James C.* Rate-controlled constrained-equilibrium theory of chemical reactions in complex systems // *Progress in Energy and Combustion Science.* — 1990. — Vol. 16, no. 2. — Pp. 125–154.
51. *Keck James C, Gillespie David.* Rate-controlled partial-equilibrium method for treating reacting gas mixtures // *Combustion and Flame.* — 1971. — Vol. 17, no. 2. — Pp. 237–241.



52. *Lam SH, Goussis DA.* Understanding complex chemical kinetics with computational singular perturbation // Symposium (International) on Combustion / Elsevier. — Vol. 22. — 1989. — Pp. 931–941.
53. *Maas Ulrich, Pope Stephen B.* Simplifying chemical kinetics: intrinsic low-dimensional manifolds in composition space // *Combustion and flame.* — 1992. — Vol. 88, no. 3. — Pp. 239–264.
54. *Peters N, Kee RJ.* The computation of stretched laminar methane-air diffusion flames using a reduced four-step mechanism // *Combustion and Flame.* — 1987. — Vol. 68, no. 1. — Pp. 17–29.
55. *Gordon Sanford, McBride Bonnie J.* Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions and applications. — National Aeronautics and Space Administration, Office of Management, Scientific and Technical Information Program, 1994. — Vol. 1.
56. *Lu Tianfeng, Law Chung K.* A criterion based on computational singular perturbation for the identification of quasi steady state species: A reduced mechanism for methane oxidation with NO chemistry // *Combustion and Flame.* — 2008. — Vol. 154, no. 4. — Pp. 761–774.
57. *Сон ЭЕ.* Лекции по физической механике // М.: МФТИ. — 2006.
58. *Артамонов КИ.* Термоакустическая неустойчивость. — 1975.
59. *Lewis B, Von Elbe G.* Combustion Flames and Explosions of Gases. — Academic Press, 1987.
60. *Strehlow Roger A.* Combustion fundamentals. — McGraw-Hill College, 1984.
61. *Sivashinsky Gregory I.* Instabilities, pattern formation, and turbulence in flames // *Annual Review of Fluid Mechanics.* — 1983. — Vol. 15, no. 1. — Pp. 179–199.
62. *Groff Edward G.* The cellular nature of confined spherical propane-air flames // *Combustion and Flame.* — 1982. — Vol. 48. — Pp. 51–62.
63. *Зельдович Я Б.* Теория горения и детонации газов. — Издательство Академии наук СССР, 1944.

64. *Manton John, Von Elbe Guenther, Lewis Bernard.* Nonisotropic propagation of combustion waves in explosive gas mixtures and the development of cellular flames // *The Journal of Chemical Physics.* — 1952. — Vol. 20, no. 1. — Pp. 153–157.
65. *Sivashinsky GI.* Nonlinear analysis of hydrodynamic instability in laminar flames I. Derivation of basic equations // *Acta astronautica.* — 1977. — Vol. 4, no. 11-12. — Pp. 1177–1206.
66. *Баренблатт ГИ, Зельдович ЯБ, Истратов АГ.* К теории теплодиффузионной неустойчивости ламинарного пламени // *Прикладная механика и техническая физика.* — 1962. — Vol. 17, no. 3. — Pp. 21–26.
67. *Buckmaster J, Peters N.* The infinite candle and its stability—a paradigm for flickering diffusion flames // *Symposium (International) on Combustion / Elsevier.* — Vol. 21. — 1988. — Pp. 1829–1836.
68. *Kimura Itsuro.* Stability of laminar-jet flames // *Symposium (International) on Combustion / Elsevier.* — Vol. 10. — 1965. — Pp. 1295–1300.
69. *Toong Tau-Yi et al.* Mechanisms of combustion instability // *Symposium (International) on Combustion / Elsevier.* — Vol. 10. — 1965. — Pp. 1301–1313.
70. *Buoyant diffusion flames / L-D Chen, JP Seaba, WM Roquemore, LP Goss //* *Symposium (International) on Combustion / Elsevier.* — Vol. 22. — 1989. — Pp. 677–684.
71. *Hamins A, Yang JC, Kashiwagi T.* An experimental investigation of the pulsation frequency of flames // *Symposium (International) on Combustion / Elsevier.* — Vol. 24. — 1992. — Pp. 1695–1702.
72. *Sato H, Amagai K, Arai M.* Diffusion flames and their flickering motions related with Froude numbers under various gravity levels // *Combustion and Flame.* — 2000. — Vol. 123, no. 1. — Pp. 107–118.
73. *Bedat Benoit, Kostiuk Larry W, Cheng Robert K.* Coupling of wrinkled laminar flames with gravity. — 1995.
74. *Cheng Robert K., Bédard Benoit, Kostiuk Larry W.* Effects of buoyancy on lean premixed V-flames Part I: laminar and turbulent flame structures // *Combustion*

- and Flame*. — 1999. — Vol. 116, no. 3. — Pp. 360 – 375. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010218098000637>.
75. *Hayes Wallace D*. The vorticity jump across a gasdynamic discontinuity // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1957. — Vol. 2, no. 06. — Pp. 595–600.
76. *Pindera Maciej-Zenon, Talbot Lawrence*. Some fluid dynamic considerations in the modeling of flames // *Combustion and flame*. — 1988. — Vol. 73, no. 2. — Pp. 111–125.
77. *Lee Dae Keun, Kim Moon-Uhn, Shin Hyun Dong*. Stability of inclined planar flames as a local approximation of weakly curved flames // *Combustion Theory and Modelling*. — 2005. — Vol. 9, no. 4. — Pp. 587–615.
78. *Yuan T, Durox D, Villermaux E*. An analogue study for flame flickering // *Experiments in Fluids*. — 1994. — Vol. 17, no. 5. — Pp. 337–349.
79. Flame-intrinsic kelvin- helmholtz instability of flickering premixed flames / *Young Tae Guahk, Dae Keun Lee, Kwang Chul Oh, Hyun Dong Shin* // *Energy & Fuels*. — 2009. — Vol. 23, no. 8. — Pp. 3875–3884.
80. *Markstein GH*. Non-steady flame Propagation // *P22, Pergarmon, New York*. — 1964.
81. *Sacksteder Kurt R*. The implication of experimentally controlled gravitational accelerations for combustion science // *Symposium (International) on Combustion*. — 1991. — Vol. 23, no. 1. — Pp. 1589 – 1596. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0082078406804303>.
82. *Pope SB*. Computations of turbulent combustion: progress and challenges // *Symposium (International) on Combustion / Elsevier*. — Vol. 23. — 1991. — Pp. 591–612.
83. *Sivashinsky GI*. Diffusional-thermal theory of cellular flames // *Combustion Science and Technology*. — 1977. — Vol. 15, no. 3-4. — Pp. 137–145.
84. *Deshaies B, Cambray P*. The velocity of a premixed flame as a function of the flame stretch: an experimental study // *Combustion and Flame*. — 1990. — Vol. 82, no. 3-4. — Pp. 361–375.

85. *Bregeon Bernard, Gordon Alvin S, Williams Forman A.* Near-limit downward propagation of hydrogen and methane flames in oxygen-nitrogen mixtures // *Combustion and Flame*. — 1978. — Vol. 33. — Pp. 33–45.
86. *Rakib Z, Sivashinsky GI.* Instabilities in upward propagating flames // *Combustion science and technology*. — 1987. — Vol. 54, no. 1-6. — Pp. 69–84.
87. *Böhm Günther, Clusius Klaus.* Die Struktur aufsteigender H<sub>2</sub>-O<sub>2</sub>-Flammen // *Zeitschrift für Naturforschung A*. — 1948. — Vol. 3, no. 7. — Pp. 386–391.
88. *Kailasanath K, Patnaik G, Oran ES.* Effect of Gravity on Multidimensional Laminar Premixed Flame Structure // *IAF Paper*. — 1988. — Pp. 88–354.
89. Detailed numerical simulations of cellular flames / G Patnaik, K Kailasanath, ES Oran, KJ Laskey // Symposium (International) on Combustion / Elsevier. — Vol. 22. — 1989. — Pp. 1517–1526.
90. *Patnaik G, Kailasanath K, Oran Elaine S.* Effect of gravity on flame instabilities in premixed gases // *AIAA journal*. — 1991. — Vol. 29, no. 12. — Pp. 2141–2148.
91. *Patnaik G, Kailasanath K.* Numerical simulations of the extinguishment of downward propagating flames // Symposium (International) on Combustion / Elsevier. — Vol. 24. — 1992. — Pp. 189–195.
92. *Kailasanath K, Ganguly K, Patnaik G.* Dynamics of flames near the rich-flammability limit of hydrogen-air mixtures. — 1993.
93. *Kailasanath K, Ganguly K, Patnaik G.* Detailed multidimensional simulations of the structure and dynamics of flames // *Prog. Astro. Aeron.* — 1993. — Vol. 151. — Pp. 247–262.
94. *Williams F A.* Analytical and numerical methods for investigation of flow fields with chemical reactions, especially related to combustion // AGARD Conf. Proc. — No. 164. — 1975.
95. *Chung S H, Law C K.* An invariant derivation of flame stretch // *Combust. Flame*. — 1984. — Vol. 55, no. 1. — Pp. 123–5.
96. *Matalon Moshe.* On flame stretch // *Combust. Sci. Technol.* — 1983. — Vol. 31, no. 3-4. — Pp. 169–81.

97. *Matalon Moshe, Matkowsky BJ.* Flames as gasdynamic discontinuities // *Journal of Fluid Mechanics.* — 1982. — Vol. 124. — Pp. 239–259.
98. *Pelce Pierre, Clavin Paul.* Influence of hydrodynamics and diffusion upon the stability limits of laminar premixed flames // *Journal of Fluid Mechanics.* — 1982. — Vol. 124. — Pp. 219–237.
99. *Chung SH, Law CK.* Analysis of some nonlinear premixed flame phenomena // *Combustion and Flame.* — 1989. — Vol. 75, no. 3-4. — Pp. 309–323.
100. *Law CK, Sung CJ.* Structure, aerodynamics, and geometry of premixed flamelets // *Progress in Energy and Combustion Science.* — 2000. — Vol. 26, no. 4. — Pp. 459–505.
101. Propagation and extinction of premixed C<sub>5</sub>–C<sub>12</sub> n-alkane flames / Chunsheng Ji, Enoch Dames, Yang L Wang et al. // *Combustion and Flame.* — 2010. — Vol. 157, no. 2. — Pp. 277–287.
102. *Law CK, Ishizuka S, Cho P.* On the opening of premixed Bunsen flame tips // *Combustion science and technology.* — 1982. — Vol. 28, no. 3-4. — Pp. 89–96.
103. Effects of preferential diffusion on the burning intensity of curved flames / M. Mizomoto, Y. Asaka, S. Ikai, C.K. Law // *Symposium (International) on Combustion.* — 1985. — Vol. 20, no. 1. — Pp. 1933 – 1939.
104. *Buckmaster J, Crowley AB.* The fluid mechanics of flame tips // *Journal of Fluid Mechanics.* — 1983. — Vol. 131. — Pp. 341–361.
105. *Frankel ML, Sivashinsky GI.* On quenching of curved flames // *Combustion Science and Technology.* — 1984. — Vol. 40, no. 5-6. — Pp. 257–268.
106. *Choi Chun W., Puri Ishwar K.* Contribution of curvature to flame-stretch effects on premixed flames // *Combustion and Flame.* — 2001. — Vol. 126, no. 3. — Pp. 1640 – 1654.
107. *Higuera F.J.* Effects of fresh gas velocity and thermal expansion on the structure of a Bunsen flame tip // *Combustion and Flame.* — 2010. — Vol. 157, no. 8. — Pp. 1586 – 1593.

108. *Poinsot T, Echehki T, Mungal MG*. A study of the laminar flame tip and implications for premixed turbulent combustion // *Combustion science and technology*. — 1992. — Vol. 81, no. 1-3. — Pp. 45–73.
109. Tip opening of premixed bunsen flames: Extinction with negative stretch and local Karlovitz number / Tran Manh Vu, Min Suk Cha, Byeong Jun Lee, Suk Ho Chung // *Combustion and Flame*. — 2015. — Vol. 162, no. 4. — Pp. 1614 – 1621.
110. *Chung S H, Law C K*. An integral analysis of the structure and propagation of stretched premixed flames // *Combust. Flame*. — 1988. — Vol. 72, no. 3. — Pp. 325–36.
111. *Cho E-S, Chung SH, Oh TK*. Local Karlovitz numbers at extinction for various fuels in counterflow premixed flames // *Combustion science and technology*. — 2006. — Vol. 178, no. 9. — Pp. 1559–1584.
112. Local extinction karlovitz number for premixed flames / S.H. Chung, D.H. Chung, C. Fu, P. Cho // *Combustion and Flame*. — 1996. — Vol. 106, no. 4. — Pp. 515 – 520.
113. Laminar burning velocity and Markstein lengths of methane–air mixtures / Xiao Jun Gu, Md Zahurul Haq, Malcolm Lawes, R Woolley // *Combustion and flame*. — 2000. — Vol. 121, no. 1. — Pp. 41–58.
114. The curvature Markstein length and the definition of flame displacement speed for stationary spherical flames / GK Giannakopoulos, M Matalon, CE Frouzakis, AG Tomboulides // *Proceedings of the Combustion Institute*. — 2015. — Vol. 35, no. 1. — Pp. 737–743.
115. *Strehlow Roger A, Noe Kurt A, Wherley Brian L*. The effect of gravity on premixed flame propagation and extinction in a vertical standard flammability tube // *Symposium (International) on Combustion / Elsevier*. — Vol. 21. — 1988. — Pp. 1899–1908.
116. *Ronney Paul D*. Effect of chemistry and transport properties on near-limit flames at microgravity // *Combustion science and technology*. — 1988. — Vol. 59, no. 1-3. — Pp. 123–141.

117. *Ronney Paul D.* Near-limit flame structures at low Lewis number // *Combustion and Flame*. — 1990. — Vol. 82, no. 1. — Pp. 1–14.
118. *Ronney P D, Sivashinsky G I.* A theoretical study of propagation and extinction of nonsteady spherical flame fronts // *SIAM Journal on Applied Mathematics*. — 1989. — Vol. 49, no. 4. — Pp. 1029–1046.
119. *FARMER JAMES R, RONNEY PAUL D.* A numerical study of unsteady non-adiabatic flames // *Combustion Science and Technology*. — 1990. — Vol. 73, no. 4-6. — Pp. 555–574.
120. *Vince IM, Vovelle C, Weinberg FJ.* The effect of plasma jet ignition on flame propagation and sooting at the rich limit of flammability // *Combustion and flame*. — 1984. — Vol. 56, no. 1. — Pp. 105–112.
121. Flame initiation in lean, quiescent and turbulent mixtures with various igniters / PM Boston, D Bradley, FK-K Lung et al. // Symposium (International) on Combustion / Elsevier. — Vol. 20. — 1985. — Pp. 141–149.
122. *Ale Bhakta Bahadur.* Flammability Limits of Gaseous Fuels and Their Mixtures in Air at Elevated Temperatures: Ph.D. thesis / The school where the thesis was written. — The address of the publisher: University of Calgary, 1993. — 7. — An optional note.
123. A study on flammability limits of fuel mixtures / Shigeo Kondo, Kenji Takizawa, Akifumi Takahashi et al. // *Journal of Hazardous Materials*. — 2008. — Vol. 155, no. 3. — Pp. 440–448.
124. *Van den Schoor Filip, Verplaetsen Filip, Berghmans Jan.* Calculation of the upper flammability limit of methane/air mixtures at elevated pressures and temperatures // *Journal of hazardous materials*. — 2008. — Vol. 153, no. 3. — Pp. 1301–1307.
125. Experimental study of the pressure and temperature dependence on the upper flammability limit of methane/air mixtures / B Vanderstraeten, D Tuerlinckx, Jan Berghmans et al. // *Journal of Hazardous Materials*. — 1997. — Vol. 56, no. 3. — Pp. 237–246.
126. *Terpstra Mark.* Flammability limits of hydrogen-diluent mixtures in air: Ph.D. thesis / University of Calgary. — 2012.



127. *Ronney Paul D.* On the mechanisms of flame propagation limits and extinguishment-processes at microgravity // Symposium (International) on Combustion / Elsevier. — Vol. 22. — 1989. — Pp. 1615–1623.
128. *Law CK, Egolfopoulos FN.* A kinetic criterion of flammability limits: the CHO-inert system // Symposium (International) on Combustion / Elsevier. — Vol. 23. — 1991. — Pp. 413–421.
129. *Law CK, Egolfopoulos FN.* A unified chain-thermal theory of fundamental flammability limits // Symposium (international) on combustion / Elsevier. — Vol. 24. — 1992. — Pp. 137–144.
130. *Ross Howard D.* Microgravity combustion: fire in free fall. — Academic press, 2001.
131. *mbH ZARM Fallturm-Betriebsgesellschaft.* ZARM, Ed. by ZARM Fallturm-Betriebsgesellschaft mbH. — 2017. — URL: <https://www.zarm.uni-bremen.de/en/>.
132. *ZARM.* — ZARM drop tower Bremen User manual. — FABmbH, ZARM and Fallturm, Am, 2012. — April.
133. Particle image velocimetry: a practical guide / Markus Raffel, Christian E Willert, Jürgen Kompenhans et al. — Springer Science & Business Media, 2007.
134. *Adrian Ronald J.* Twenty years of particle image velocimetry // *Experiments in fluids.* — 2005. — Vol. 39, no. 2. — Pp. 159–169.
135. Cryo-electron microscopy of viruses / Marc Adrian, Jacques Dubochet, Jean Lepault, Alasdair W McDowall // *Nature.* — 1984. — Vol. 308, no. 5954. — Pp. 32–36.
136. *Pickering Christopher JD, Halliwell Neil A.* Laser speckle photography and particle image velocimetry: photographic film noise // *Applied optics.* — 1984. — Vol. 23, no. 17. — Pp. 2961–2969.
137. *Pickering Christopher JD, Halliwell Neil A.* Speckle photography in fluid flows—Signal recovery with two-step processing // *Applied optics.* — 1984. — Vol. 23, no. 8. — Pp. 1128–1129.

138. *Adrian Ronald J.* Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics // *Annual review of fluid mechanics*. — 1991. — Vol. 23, no. 1. — Pp. 261–304.
139. *Reeves Mark.* Particle image velocimetry applied to internal combustion engine in-cylinder flows: Ph.D. thesis / © Mark Reeves. — 1995.
140. *Basset Alfred Barnard.* A treatise on hydrodynamics: with numerous examples. — Deighton, Bell and Company, 1888. — Vol. 2.
141. *Melling A.* Tracer particles and seeding for particle image velocimetry // *Measurement Science and Technology*. — 1997. — Vol. 8, no. 12. — P. 1406.
142. Diode pumped solid state kilohertz disk laser system for time-resolved combustion diagnostics under microgravity at the drop tower Bremen / Volker Wagner, Wolfgang Paa, Wolfgang Triebel et al. // *Review of Scientific Instruments*. — 2014. — Vol. 85, no. 3. — P. 033106.
143. *Cheng RK.* Velocity and scalar characteristics of premixed turbulent flames stabilized by weak swirl // *Combustion and flame*. — 1995. — Vol. 101, no. 1. — Pp. 1–14.
144. *Dhiputra I Made Kartika, Sugiarto Bambang, Mahandari Cokorda Prapti.* The influence of ring on AFR and flame height of flame lift-up phenomenon; an experimental study // *Proc. ICGES*. — 2008.
145. *Chaudhuri Swetaprovo, Cetegen Baki M.* Blowoff characteristics of bluff-body stabilized conical premixed flames with upstream spatial mixture gradients and velocity oscillations // *Combust. Flame*. — 2008. — Vol. 153, no. 4. — Pp. 616–633.
146. *Jensen W P, Shipman C W.* Stabilization of flame in high speed flow by pilot flames // *Symp. (Int.) Combust., [Proc.]* / Elsevier. — Vol. 7. — 1958. — Pp. 674–680.
147. *Johnson Matthew R, Kostiuk Larry W, Cheng Robert K.* A ring stabilizer for lean premixed turbulent flames // *Combustion and flame*. — 1998. — Vol. 114, no. 3. — Pp. 594–596.

148. Electric fields effect on liftoff and blowoff of nonpremixed laminar jet flames in a coflow / M K Kim, S K Ryu, S H Won, Suk-Ho Chung // *Combust. Flame.* — 2010. — Vol. 157, no. 1. — Pp. 17–24.
149. Kim M K, Chung Suk-Ho, Kim H H. Effect of AC electric fields on the stabilization of premixed bunsen flames // *Proc. Combust. Inst.* — 2011. — Vol. 33, no. 1. — Pp. 1137–1144.
150. Kim Min Kuk, Chung Suk Ho, Kim Hwan Ho. Effect of electric fields on the stabilization of premixed laminar bunsen flames at low AC frequency: Bi-ionic wind effect // *Combust. Flame.* — 2012. — Vol. 159, no. 3. — Pp. 1151–1159.
151. Bowman Craig T. Control of combustion-generated nitrogen oxide emissions: Technology driven by regulation // *Symposium (International) on Combustion.* — 1992. — Vol. 24, no. 1. — Pp. 859 – 878. — Twenty-Fourth Symposium on Combustion. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0082078406801049>.
152. ТЕСИС ООО. FlowVision, Ed. by ООО ТЕСИС. — 2017. — URL: <https://flowvision.ru>.
153. Неравновесная инициация объемного горения в двигателе внутреннего сгорания: моделирование и постановка эксперимента / Александр Александрович Фирсов, Юрий Иванович Исаенков, Михаил Георгиевич Крупский et al. // *Компьютерные исследования и моделирование.* — 2014. — Vol. 6, no. 6. — Pp. 911–922.
154. Аксёнов АА. FlowVision: индустриальная вычислительная гидродинамика // *Компьютерные исследования и моделирование.* — 2017. — Vol. 9, no. 1. — Pp. 5–20.
155. Wohl Kurt, Kapp Numer M., Gazley Carl. The stability of open flames // *Symp. (Int.) Combust., [Proc.]*. — 1948. — Vol. 3, no. 1. — Pp. 3–21. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1062289649800055>.
156. Advances and challenges in laminar flame experiments and implications for combustion chemistry / Fokion N Egolfopoulos, Nils Hansen, Yiguang Ju et al. // *Progress in Energy and Combustion Science.* — 2014. — Vol. 43. — Pp. 36–67.

157. *Chen Z.* On the accuracy of laminar flame speeds measured from outwardly propagating spherical flames: methane/air at normal temperature and pressure. // *Combustion and Flame.* — 2015. — Vol. 162, no. 6. — Pp. 2442–2453.
158. *Tahtouh Toni, Halter Fabien, Mounaïm-Rousselle Christine.* Measurement of laminar burning speeds and Markstein lengths using a novel methodology // *Combustion and Flame.* — 2009. — Vol. 156, no. 9. — Pp. 1735–1743.
159. *Andrews GE, Bradley D.* Determination of burning velocity by double ignition in a closed vessel // *Combustion and Flame.* — 1973. — Vol. 20, no. 1. — Pp. 77–89.
160. High temperature ignition and combustion enhancement by dimethyl ether addition to methane–air mixtures / Zheng Chen, Xiao Qin, Yiguang Ju et al. // *Proceedings of the Combustion Institute.* — 2007. — Vol. 31, no. 1. — Pp. 1215–1222.
161. Measurements of laminar burning velocities for natural gas–hydrogen–air mixtures / Zuohua Huang, Yong Zhang, Ke Zeng et al. // *Combustion and Flame.* — 2006. — Vol. 146, no. 1. — Pp. 302–311.
162. Characterization of the effects of pressure and hydrogen concentration on laminar burning velocities of methane–hydrogen–air mixtures / F Halter, C Chauveau, N Djebaili-Chaumeix, I Gökalp // *Proceedings of the Combustion Institute.* — 2005. — Vol. 30, no. 1. — Pp. 201–208.
163. Tech. Rep.: / RJ Kee, JF Grcar, MD Smooke, JA Miller: Sandia National Laboratories, 1985.
164. *Варнатц Ю, Маас У, Диббл Р.* Горение. — М: ФИЗМАТЛИТ, 2003.
165. *Schultz E, Shepherd J.* Validation of detailed reaction mechanisms for detonation simulation.

## Список рисунков

1.1	Скорость ламинарного горения метана в воздухе в зависимости от температуры и давления [41] . . . . .	21
1.2	Упрощенная схема горения метана [56] . . . . .	28
1.3	Схематическое представление неустойчивости Кельвина-Гельмгольца в пламени . . . . .	35
2.1	Схема горелки . . . . .	56
2.2	Эксперименты в наземных условиях . . . . .	56
2.3	Времен «Drop tower» . . . . .	57
2.4	Типичные ускорения свободного падения во время сброса: $Y$ — вертикальная ось, $X$ и $Z$ — оси поперечного сечения . . . . .	58
2.5	Схема экспериментальной установки . . . . .	59
2.6	Схема принципа работы термоанемометра . . . . .	60
2.7	Анализ изображений . . . . .	61
2.8	Пример засева потока частицами для PIV . . . . .	63
2.9	Зависимость отношения скорости частицы $u_p$ к скорости потока $u_f$ от времени . . . . .	67
2.10	Схема Particle Image Velocimetry . . . . .	68
2.11	Спектр возбуждения радикалов OH . . . . .	69
2.12	Спектр флуоресценции радикалов OH . . . . .	69
2.13	Пропускная способность фильтра КР320 . . . . .	69
3.1	Расчетная область и граничные условия . . . . .	73
3.2	Профили скоростей внутри сопла. Расчетные данные . . . . .	73
3.3	Расчетная сетка . . . . .	74
3.4	Профили нормализованных скоростей ( $u/u$ ) на выходе из сопла вдоль радиуса ( $r$ , мм) для колец внешнего диаметра. Численный расчет	74
3.5	Поля скоростей изотермического потока. Расчетные данные . . . . .	75
3.6	Поля векторов скоростей изотермического потока над кольцом-стабилизатором . . . . .	76

- 3.7 Поля осредненных скоростей изотермического потока: слева —  $D_{ring} = 11,0$  мм, посередине —  $D_{ring} = 13,0$  мм, справа —  $D_{ring} = 14,4$  мм, верхний ряд —  $Re = 600$ , средний —  $Re = 1000$ , нижний —  $Re = 2250$  . . . . . 77
- 3.8 Поля завихренностей. Горизонтальная ось — вдоль радиуса сопла; вертикальная — вдоль оси симметрии сопла. Верхний ряд —  $Re = 600$ , средний ряд —  $Re = 1000$ , нижний ряд —  $Re = 2250$ . Левая колонка — зазор 2 мм, средняя — 1 мм, правая — 0.3 мм . . . . . 78
- 3.9 Профили нормированных скоростей ( $u/u_{mean}$ ) на выходе из сопла вдоль радиуса ( $r$ , мм) для различных колец для потока с  $Re = 600$  (верхний ряд);  $Re = 1000$  (посередине);  $Re = 2250$  (нижний ряд) . . . . . 79
- 3.10 Профили скоростей и пульсаций вдоль радиуса на выходе из сопла . . . . . 80
- 3.11 Профили турбулентных пульсаций на выходе из сопла при вариации сеток: метод СТА . . . . . 81
- 3.12 Профили скоростей  $\langle U \rangle$  и пульсаций  $\epsilon$  вдоль оси сопла в изотермическом потоке. Средняя скорость потока на выходе: А, В — 0,5 м/с; С, D — 1,0 м/с; Е, F — 2,0 м/с; G, H — 4,0 м/с . . . . . 81
- 3.13 Сравнение измерений методами СТА и PIV . . . . . 82
- 3.14 Границы проскока и уноса пламени . . . . . 82
- 4.1 Области проскока —а, b (закрашенные значки) и уноса —b (выколотые значки) конического метано-воздушного пламени: А, Е — условия +1g, без кольца; В, F — -1g, без кольца; С, G —  $D_{ring} = 13,0$  мм; D, H — -1g,  $D_{ring} = 13,0$  мм . . . . . 86
- 4.2 Прямые фотографии пламени: условия +1g перед проскоком . . . . . 87
- 4.3 Прямые фотографии пламени: условия +1g . . . . . 88
- 4.4 Прямые фотографии пламени: условия —1g . . . . . 88
- 4.5 Прямые фотографии пламени: условия  $\mu g$  . . . . . 89
- 4.6 График зависимости радиуса кривизны вершины пламени от скорости потока . . . . . 89
- 4.7 Зависимость величины  $U_n R_f$  от коэффициента избытка топлива смеси: (a) Без кольца; (b) Плямя, стабилизированное кольцом, сравнение условий +1g и —1g . . . . . 90
- 4.8 Поля скоростей пламени: условия +1g . . . . . 90
- 4.9 Профиль скорости вдоль оси. PIV измерения: условия 1g . . . . . 91

4.10	Зависимость высоты пламени от $Re$ потока: условия $+1g$ (A); $-1g$ — (B); $\mu g$ — (C) . . . . .	91
4.11	Скорости ламинарного горения. Расчетные и экспериментальные данные: [113] (A); [158] (B); [159] (C); [160] (D); [161] (E); [162] (F); расчет по полной схеме GRI-Mech. 3.0 Лаборатории №3.1. - математического моделирования ОИВРАН(Г); расчёт по упрощённой схеме GRI-Mech. 3.0 Лаборатории №3.1. (H) . . . . .	93
4.12	Скорости ламинарного горения: A — условия $+1g$ , B — условия $-1g$ , C — $\mu g$ , D — расчет в условиях $+1g$ [157] по схеме GRI-Mech. 3.0 [39] с использованием кода CHEMKIN-REMIX [163] . . . . .	93
4.13	Прямые фотографии пламени: $Re=1000$ , $\varphi = 1$ . Верхний ряд — лабораторные условия; нижний — микрогравитация . . . . .	94
4.14	Зависимость частоты пульсаций от коэффициента избытка топлива для условий $+1g$ . . . . .	96
4.15	Зависимость частоты пульсаций от коэффициента избытка топлива для условий $-1g$ : $Re = 750$ (A); $Re = 1000$ (B); $Re = 1250$ (C) . . . . .	96
4.16	Зависимость расхода топлива и окислителя при сбросах . . . . .	97
4.17	Графики высоты пламени по времени . . . . .	97
4.18	Пример спектра пульсаций . . . . .	98
4.19	Флуоресценция радикалов OH . . . . .	99
4.20	Поле скоростей в условиях микрогравитации. $Re=1000$ $\varphi = 1,0$ . . . . .	100
4.21	Расчетная сетка . . . . .	101
4.22	Температура вдоль оси сопла. Численный эксперимент . . . . .	101
4.23	Пульсации высоты пламени. Уровень гравитации — $+1g$ . . . . .	102
4.24	Скорости потока вдоль оси. Уровень гравитации — $+1g$ . Численный расчет . . . . .	103
4.25	Профили температур вдоль оси. Уровень гравитации — $+1g$ . Численный расчет . . . . .	103
4.26	Температура вершины пламени по времени. Уровень гравитации — $+1g$ . Численный расчет . . . . .	103
4.27	Положение вихря в фазе I, II, III и IV (поля скоростей). Уровень гравитации — $+1g$ . Численный расчет. $Re=1000$ , $\varphi = 1,0$ . . . . .	104
4.28	Динамика вихря Кельвина—Гельмгольца. Уровень гравитации — $+1g$ . Численный расчет. $Re=1000$ , $\varphi = 1,0$ . . . . .	105
4.29	Поле скоростей в микрогравитации. Численный расчет . . . . .	106



4.30	Поле плотностей в микрогравитации. Численный расчет . . . . .	106
4.31	Пульсации высоты пламени. Уровень гравитации $- +2g$ . Численный расчет . . . . .	106
4.32	Скорости потока вдоль оси. Уровень гравитации $- +2g$ . Численный расчет . . . . .	107
4.33	Положение вихря в фазе I, II, III и IV (поля скоростей). Уровень гравитации $- +2g$ . Численный расчет. $Re=1000, \varphi =1,0$ . . . . .	107
4.34	Зависимость $\frac{St^{*2}}{Ri} = f(Re^{2/3})$ . . . . .	108
4.35	Зависимость частоты пульсаций от гравитационных сил . . . . .	109
4.36	Зависимость высоты факела пульсаций от избытка топлива в смеси . .	110

**Список таблиц**

1	Характеристики сеток . . . . .	80
2	Схема окисления метана . . . . .	138
3	Сокращенная схема окисления метана [56] . . . . .	147

## Приложение А

## Схема окисления метана в механизме GRI-Mech. 3.0

Таблица 2 — Схема окисления метана

№	Реакция	$A_f$ , см <sup>n</sup> моль <sup>m</sup> с <sup>l</sup>	$b_f$	$E_{actf}$ , кал/моль
1	* * *2OH(+M) ⇌ H2O2(+M)	7.4E+13	-0.37	0
2	*2O + M ⇌ O2 + M	1.2E+17	-1	0
3	* * O + CO(+M) ⇌ CO2(+M)	18000000000	0	2385
4	*O + H + M ⇌ OH + M	5E+17	-1	0
5	O + H2 ⇌ H + OH	38700	2.7	6260
6	O + HO2 ⇌ OH + O2	2E+13	0	0
7	O + H2O2 ⇌ OH + HO2	9630000	2	4000
8	O + CH ⇌ H + CO	5.7E+13	0	0
9	O + CH2 ⇌ H + HCO	8E+13	0	0
10	O + CH2(S) ⇌ H2 + CO	1.5E+13	0	0
11	O + CH2(S) ⇌ H + HCO	1.5E+13	0	0
12	O + CH3 ⇌ H + CH2O	5.06E+13	0	0
13	O + CH4 ⇌ OH + CH3	1020000000	1.5	8600
14	O + HCO ⇌ OH + CO	3E+13	0	0
15	O + HCO ⇌ H + CO2	3E+13	0	0
16	O + CH2O ⇌ OH + HCO	3.9E+13	0	3540
17	O + CH2OH ⇌ OH + CH2O	1E+13	0	0
18	O + CH3O ⇌ OH + CH2O	1E+13	0	0
19	O + CH3OH ⇌ OH + CH2OH	388000	2.5	3100
20	O + CH3OH ⇌ OH + CH3O	130000	2.5	5000
21	O + C2H ⇌ CH + CO	5E+13	0	0
22	O + C2H2 ⇌ H + HCCO	13500000	2	1900
23	O + C2H2 ⇌ OH + C2H	4.6E+19	-1.41	28950
24	O + C2H2 ⇌ CO + CH2	6940000	2	1900
25	O + C2H3 ⇌ H + CH2CO	3E+13	0	0
26	O + C2H4 ⇌ CH3 + HCO	12500000	1.83	220
27	O + C2H5 ⇌ CH3 + CH2O	2.24E+13	0	0
28	O + C2H6 ⇌ OH + C2H5	89800000	1.92	5690
29	O + HCCO ⇌ H + 2CO	1E+14	0	0
30	O + CH2CO ⇌ OH + HCCO	1E+13	0	8000
31	O + CH2CO ⇌ CH2 + CO2	1.75E+12	0	1350
32	O2 + CO ⇌ O + CO2	2.5E+12	0	47800
33	O2 + CH2O ⇌ HO2 + HCO	1E+14	0	40000
34	*H + O2 + M ⇌ HO2 + M	2.8E+18	-0.86	0
35	H + 2O2 ⇌ HO2 + O2	2.08E+19	-1.24	0
36	H + O2 + H2O ⇌ HO2 + H2O	1.126E+19	-0.76	0
37	H + O2 + N2 ⇌ HO2 + N2	2.6E+19	-1.24	0

Продолжение таблицы 2

№	Реакция	$A_f$ , см <sup>n</sup> моль <sup>m</sup> с <sup>l</sup>	$b_f$	$E_{actf}$ , кал/моль
38	$H + O_2 + AR \rightleftharpoons HO_2 + AR$	7E+17	-0.8	0
39	$H + O_2 \rightleftharpoons O + OH$	2.65E+16	-0.6707	17041
40	$*2H + M \rightleftharpoons H_2 + M$	1E+18	-1	0
41	$2H + H_2 \rightleftharpoons 2H_2$	9E+16	-0.6	0
42	$2H + H_2O \rightleftharpoons H_2 + H_2O$	6E+19	-1.25	0
43	$2H + CO_2 \rightleftharpoons H_2 + CO_2$	5.5E+20	-2	0
44	$*H + OH + M \rightleftharpoons H_2O + M$	2.2E+22	-2	0
45	$H + HO_2 \rightleftharpoons O + H_2O$	3.97E+12	0	671
46	$H + HO_2 \rightleftharpoons O_2 + H_2$	4.48E+13	0	1068
47	$H + HO_2 \rightleftharpoons 2OH$	8.4E+13	0	635
48	$H + H_2O_2 \rightleftharpoons HO_2 + H_2$	12100000	2	5200
49	$H + H_2O_2 \rightleftharpoons OH + H_2O$	1E+13	0	3600
50	$H + CH \rightleftharpoons C + H_2$	1.65E+14	0	0
51	$***H + CH_2(+M) \rightleftharpoons CH_3(+M)$	6E+14	0	0
52	$H + CH_2(S) \rightleftharpoons CH + H_2$	3E+13	0	0
53	$***H + CH_3(+M) \rightleftharpoons CH_4(+M)$	1.39E+16	-0.534	536
54	$H + CH_4 \rightleftharpoons CH_3 + H_2$	660000000	1.62	10840
55	$***H + HCO(+M) \rightleftharpoons CH_2O(+M)$	1.09E+12	0.48	-260
56	$H + HCO \rightleftharpoons H_2 + CO$	7.34E+13	0	0
57	$***H + CH_2O(+M) \rightleftharpoons CH_2OH(+M)$	5.4E+11	0.454	3600
58	$***H + CH_2O(+M) \rightleftharpoons CH_3O(+M)$	5.4E+11	0.454	2600
59	$H + CH_2O \rightleftharpoons HCO + H_2$	57400000	1.9	2742
60	$***H + CH_2OH(+M) \rightleftharpoons CH_3OH(+M)$	1.055E+12	0.5	86
61	$H + CH_2OH \rightleftharpoons H_2 + CH_2O$	2E+13	0	0
62	$H + CH_2OH \rightleftharpoons OH + CH_3$	1.65E+11	0.65	-284
63	$H + CH_2OH \rightleftharpoons CH_2(S) + H_2O$	3.28E+13	-0.09	610
64	$***H + CH_3O(+M) \rightleftharpoons CH_3OH(+M)$	2.43E+12	0.515	50
65	$H + CH_3O \rightleftharpoons H + CH_2OH$	41500000	1.63	1924
66	$H + CH_3O \rightleftharpoons H_2 + CH_2O$	2E+13	0	0
67	$H + CH_3O \rightleftharpoons OH + CH_3$	1.5E+12	0.5	-110
68	$H + CH_3O \rightleftharpoons CH_2(S) + H_2O$	2.62E+14	-0.23	1070
69	$H + CH_3OH \rightleftharpoons CH_2OH + H_2$	17000000	2.1	4870
70	$H + CH_3OH \rightleftharpoons CH_3O + H_2$	4200000	2.1	4870
71	$***H + C_2H(+M) \rightleftharpoons C_2H_2(+M)$	1E+17	-1	0
72	$***H + C_2H_2(+M) \rightleftharpoons C_2H_3(+M)$	5.6E+12	0	2400
73	$***H + C_2H_3(+M) \rightleftharpoons C_2H_4(+M)$	6.08E+12	0.27	280
74	$H + C_2H_3 \rightleftharpoons H_2 + C_2H_2$	3E+13	0	0
75	$***H + C_2H_4(+M) \rightleftharpoons C_2H_5(+M)$	5.4E+11	0.454	1820
76	$H + C_2H_4 \rightleftharpoons C_2H_3 + H_2$	1325000	2.53	12240

Продолжение таблицы 2

№	Реакция	$A_f$ , см <sup>n</sup> моль <sup>m</sup> с <sup>l</sup>	$b_f$	$E_{actf}$ , кал/моль
77	$***H + C_2H_5(+M) \rightleftharpoons C_2H_6(+M)$	5.21E+17	-0.99	1580
78	$H + C_2H_5 \rightleftharpoons H_2 + C_2H_4$	2E+12	0	0
79	$H + C_2H_6 \rightleftharpoons C_2H_5 + H_2$	115000000	1.9	7530
80	$H + HCCO \rightleftharpoons CH_2(S) + CO$	1E+14	0	0
81	$H + CH_2CO \rightleftharpoons HCCO + H_2$	5E+13	0	8000
82	$H + CH_2CO \rightleftharpoons CH_3 + CO$	1.13E+13	0	3428
83	$H + HCCOH \rightleftharpoons H + CH_2CO$	1E+13	0	0
84	$***H_2 + CO(+M) \rightleftharpoons CH_2O(+M)$	43000000	1.5	79600
85	$OH + H_2 \rightleftharpoons H + H_2O$	216000000	1.51	3430
86	$2OH \rightleftharpoons O + H_2O$	35700	2.4	-2110
87	$OH + HO_2 \rightleftharpoons O_2 + H_2O$	1.45E+13	0	-500
88	$OH + H_2O_2 \rightleftharpoons HO_2 + H_2O$	2E+12	0	427
89	$OH + H_2O_2 \rightleftharpoons HO_2 + H_2O$	1.7E+18	0	29410
90	$OH + C \rightleftharpoons H + CO$	5E+13	0	0
91	$OH + CH \rightleftharpoons H + HCO$	3E+13	0	0
92	$OH + CH_2 \rightleftharpoons H + CH_2O$	2E+13	0	0
93	$OH + CH_2 \rightleftharpoons CH + H_2O$	11300000	2	3000
94	$OH + CH_2(S) \rightleftharpoons H + CH_2O$	3E+13	0	0
95	$***OH + CH_3(+M) \rightleftharpoons CH_3OH(+M)$	2.79E+18	-1.43	1330
96	$OH + CH_3 \rightleftharpoons CH_2 + H_2O$	56000000	1.6	5420
97	$OH + CH_3 \rightleftharpoons CH_2(S) + H_2O$	6.44E+17	-1.34	1417
98	$OH + CH_4 \rightleftharpoons CH_3 + H_2O$	100000000	1.6	3120
99	$OH + CO \rightleftharpoons H + CO_2$	47600000	1.228	70
100	$OH + HCO \rightleftharpoons H_2O + CO$	5E+13	0	0
101	$OH + CH_2O \rightleftharpoons HCO + H_2O$	3430000000	1.18	-447
102	$OH + CH_2OH \rightleftharpoons H_2O + CH_2O$	5E+12	0	0
103	$OH + CH_3O \rightleftharpoons H_2O + CH_2O$	5E+12	0	0
104	$OH + CH_3OH \rightleftharpoons CH_2OH + H_2O$	1440000	2	-840
105	$OH + CH_3OH \rightleftharpoons CH_3O + H_2O$	6300000	2	1500
106	$OH + C_2H \rightleftharpoons H + HCCO$	2E+13	0	0
107	$OH + C_2H_2 \rightleftharpoons H + CH_2CO$	0.000218	4.5	-1000
108	$OH + C_2H_2 \rightleftharpoons H + HCCOH$	504000	2.3	13500
109	$OH + C_2H_2 \rightleftharpoons C_2H + H_2O$	33700000	2	14000
110	$OH + C_2H_2 \rightleftharpoons CH_3 + CO$	0.000483	4	-2000
111	$OH + C_2H_3 \rightleftharpoons H_2O + C_2H_2$	5E+12	0	0
112	$OH + C_2H_4 \rightleftharpoons C_2H_3 + H_2O$	3600000	2	2500
113	$OH + C_2H_6 \rightleftharpoons C_2H_5 + H_2O$	3540000	2.12	870
114	$OH + CH_2CO \rightleftharpoons HCCO + H_2O$	7.5E+12	0	2000
115	$2HO_2 \rightleftharpoons O_2 + H_2O_2$	1.3E+11	0	-1630

Продолжение таблицы 2

№	Реакция	$A_f, \text{ см}^n \text{ моль}^m \text{ с}^l$	$b_f$	$E_{actf}, \text{ кал/моль}$
116	$2HO_2 \rightleftharpoons O_2 + H_2O_2$	4.2E+14	0	12000
117	$HO_2 + CH_2 \rightleftharpoons OH + CH_2O$	2E+13	0	0
118	$HO_2 + CH_3 \rightleftharpoons O_2 + CH_4$	1E+12	0	0
119	$HO_2 + CH_3 \rightleftharpoons OH + CH_3O$	3.78E+13	0	0
120	$HO_2 + CO \rightleftharpoons OH + CO_2$	1.5E+14	0	23600
121	$HO_2 + CH_2O \rightleftharpoons HCO + H_2O_2$	5600000	2	12000
122	$C + O_2 \rightleftharpoons O + CO$	5.8E+13	0	576
123	$C + CH_2 \rightleftharpoons H + C_2H$	5E+13	0	0
124	$C + CH_3 \rightleftharpoons H + C_2H_2$	5E+13	0	0
125	$CH + O_2 \rightleftharpoons O + HCO$	6.71E+13	0	0
126	$CH + H_2 \rightleftharpoons H + CH_2$	1.08E+14	0	3110
127	$CH + H_2O \rightleftharpoons H + CH_2O$	5.71E+12	0	-755
128	$CH + CH_2 \rightleftharpoons H + C_2H_2$	4E+13	0	0
129	$CH + CH_3 \rightleftharpoons H + C_2H_3$	3E+13	0	0
130	$CH + CH_4 \rightleftharpoons H + C_2H_4$	6E+13	0	0
131	$***CH + CO(+M) \rightleftharpoons HCCO(+M)$	5E+13	0	0
132	$CH + CO_2 \rightleftharpoons HCO + CO$	1.9E+14	0	15792
133	$CH + CH_2O \rightleftharpoons H + CH_2CO$	9.46E+13	0	-515
134	$CH + HCCO \rightleftharpoons CO + C_2H_2$	5E+13	0	0
135	$CH_2 + O_2 \rightarrow OH + H + CO$	5E+12	0	1500
136	$CH_2 + H_2 \rightleftharpoons H + CH_3$	500000	2	7230
137	$2CH_2 \rightleftharpoons H_2 + C_2H_2$	1.6E+15	0	11944
138	$CH_2 + CH_3 \rightleftharpoons H + C_2H_4$	4E+13	0	0
139	$CH_2 + CH_4 \rightleftharpoons 2CH_3$	2460000	2	8270
140	$***CH_2 + CO(+M) \rightleftharpoons CH_2CO(+M)$	8.1E+11	0.5	4510
141	$CH_2 + HCCO \rightleftharpoons C_2H_3 + CO$	3E+13	0	0
142	$CH_2(S) + N_2 \rightleftharpoons CH_2 + N_2$	1.5E+13	0	600
143	$CH_2(S) + AR \rightleftharpoons CH_2 + AR$	9E+12	0	600
144	$CH_2(S) + O_2 \rightleftharpoons H + OH + CO$	2.8E+13	0	0
145	$CH_2(S) + O_2 \rightleftharpoons CO + H_2O$	1.2E+13	0	0
146	$CH_2(S) + H_2 \rightleftharpoons CH_3 + H$	7E+13	0	0
147	$***CH_2(S) + H_2O(+M) \rightleftharpoons CH_3OH(+M)$	4.82E+17	-1.16	1145
148	$CH_2(S) + H_2O \rightleftharpoons CH_2 + H_2O$	3E+13	0	0
149	$CH_2(S) + CH_3 \rightleftharpoons H + C_2H_4$	1.2E+13	0	-570
150	$CH_2(S) + CH_4 \rightleftharpoons 2CH_3$	1.6E+13	0	-570
151	$CH_2(S) + CO \rightleftharpoons CH_2 + CO$	9E+12	0	0
152	$CH_2(S) + CO_2 \rightleftharpoons CH_2 + CO_2$	7E+12	0	0
153	$CH_2(S) + CO_2 \rightleftharpoons CO + CH_2O$	1.4E+13	0	0
154	$CH_2(S) + C_2H_6 \rightleftharpoons CH_3 + C_2H_5$	4E+13	0	-550

Продолжение таблицы 2

№	Реакция	$A_f$ , см <sup>n</sup> моль <sup>m</sup> с <sup>l</sup>	$b_f$	$E_{actf}$ , кал/моль
155	$CH_3 + O_2 \rightleftharpoons O + CH_3O$	3.56E+13	0	30480
156	$CH_3 + O_2 \rightleftharpoons OH + CH_2O$	2.31E+12	0	20315
157	$CH_3 + H_2O_2 \rightleftharpoons HO_2 + CH_4$	24500	2.47	5180
158	$**2CH_3(+M) \rightleftharpoons C_2H_6(+M)$	6.77E+16	-1.18	654
159	$2CH_3 \rightleftharpoons H + C_2H_5$	6.84E+12	0.1	10600
160	$CH_3 + HCO \rightleftharpoons CH_4 + CO$	2.648E+13	0	0
161	$CH_3 + CH_2O \rightleftharpoons HCO + CH_4$	3320	2.81	5860
162	$CH_3 + CH_3OH \rightleftharpoons CH_2OH + CH_4$	30000000	1.5	9940
163	$CH_3 + CH_3OH \rightleftharpoons CH_3O + CH_4$	10000000	1.5	9940
164	$CH_3 + C_2H_4 \rightleftharpoons C_2H_3 + CH_4$	227000	2	9200
165	$CH_3 + C_2H_6 \rightleftharpoons C_2H_5 + CH_4$	6140000	1.74	10450
166	$HCO + H_2O \rightleftharpoons H + CO + H_2O$	1.5E+18	-1	17000
167	$*HCO + M \rightleftharpoons H + CO + M$	1.87E+17	-1	17000
168	$HCO + O_2 \rightleftharpoons HO_2 + CO$	1.345E+13	0	400
169	$CH_2OH + O_2 \rightleftharpoons HO_2 + CH_2O$	1.8E+13	0	900
170	$CH_3O + O_2 \rightleftharpoons HO_2 + CH_2O$	4.28E-13	7.6	-3530
171	$C_2H + O_2 \rightleftharpoons HCO + CO$	1E+13	0	-755
172	$C_2H + H_2 \rightleftharpoons H + C_2H_2$	56800000000	0.9	1993
173	$C_2H_3 + O_2 \rightleftharpoons HCO + CH_2O$	4.58E+16	-1.39	1015
174	$**C_2H_4(+M) \rightleftharpoons H_2 + C_2H_2(+M)$	8E+12	0.44	86770
175	$C_2H_5 + O_2 \rightleftharpoons HO_2 + C_2H_4$	8.4E+11	0	3875
176	$HCCO + O_2 \rightleftharpoons OH + 2CO$	3.2E+12	0	854
177	$2HCCO \rightleftharpoons 2CO + C_2H_2$	1E+13	0	0
178	$N + NO \rightleftharpoons N_2 + O$	2.7E+13	0	355
179	$N + O_2 \rightleftharpoons NO + O$	9000000000	1	6500
180	$N + OH \rightleftharpoons NO + H$	3.36E+13	0	385
181	$N_2O + O \rightleftharpoons N_2 + O_2$	1.4E+12	0	10810
182	$N_2O + O \rightleftharpoons 2NO$	2.9E+13	0	23150
183	$N_2O + H \rightleftharpoons N_2 + OH$	3.87E+14	0	18880
184	$N_2O + OH \rightleftharpoons N_2 + HO_2$	2E+12	0	21060
185	$**N_2O(+M) \rightleftharpoons N_2 + O(+M)$	79100000000	0	56020
186	$HO_2 + NO \rightleftharpoons NO_2 + OH$	2.11E+12	0	-480
187	$*NO + O + M \rightleftharpoons NO_2 + M$	1.06E+20	-1.41	0
188	$NO_2 + O \rightleftharpoons NO + O_2$	3.9E+12	0	-240
189	$NO_2 + H \rightleftharpoons NO + OH$	1.32E+14	0	360
190	$NH + O \rightleftharpoons NO + H$	4E+13	0	0
191	$NH + H \rightleftharpoons N + H_2$	3.2E+13	0	330
192	$NH + OH \rightleftharpoons HNO + H$	2E+13	0	0
193	$NH + OH \rightleftharpoons N + H_2O$	2000000000	1.2	0

Продолжение таблицы 2

№	Реакция	$A_f$ , см <sup>n</sup> моль <sup>m</sup> с <sup>l</sup>	$b_f$	$E_{actf}$ , кал/моль
194	$NH + O_2 \rightleftharpoons HNO + O$	461000	2	6500
195	$NH + O_2 \rightleftharpoons NO + OH$	1280000	1.5	100
196	$NH + N \rightleftharpoons N_2 + H$	1.5E+13	0	0
197	$NH + H_2O \rightleftharpoons HNO + H_2$	2E+13	0	13850
198	$NH + NO \rightleftharpoons N_2 + OH$	2.16E+13	-0.23	0
199	$NH + NO \rightleftharpoons N_2O + H$	3.65E+14	-0.45	0
200	$NH_2 + O \rightleftharpoons OH + NH$	3E+12	0	0
201	$NH_2 + O \rightleftharpoons H + HNO$	3.9E+13	0	0
202	$NH_2 + H \rightleftharpoons NH + H_2$	4E+13	0	3650
203	$NH_2 + OH \rightleftharpoons NH + H_2O$	90000000	1.5	-460
204	$NNH \rightleftharpoons N_2 + H$	330000000	0	0
205	$*NNH + M \rightleftharpoons N_2 + H + M$	1.3E+14	-0.11	4980
206	$NNH + O_2 \rightleftharpoons HO_2 + N_2$	5E+12	0	0
207	$NNH + O \rightleftharpoons OH + N_2$	2.5E+13	0	0
208	$NNH + O \rightleftharpoons NH + NO$	7E+13	0	0
209	$NNH + H \rightleftharpoons H_2 + N_2$	5E+13	0	0
210	$NNH + OH \rightleftharpoons H_2O + N_2$	2E+13	0	0
211	$NNH + CH_3 \rightleftharpoons CH_4 + N_2$	2.5E+13	0	0
212	$*H + NO + M \rightleftharpoons HNO + M$	4.48E+19	-1.32	740
213	$HNO + O \rightleftharpoons NO + OH$	2.5E+13	0	0
214	$HNO + H \rightleftharpoons H_2 + NO$	9E+11	0.72	660
215	$HNO + OH \rightleftharpoons NO + H_2O$	13000000	1.9	-950
216	$HNO + O_2 \rightleftharpoons HO_2 + NO$	1E+13	0	13000
217	$CN + O \rightleftharpoons CO + N$	7.7E+13	0	0
218	$CN + OH \rightleftharpoons NCO + H$	4E+13	0	0
219	$CN + H_2O \rightleftharpoons HCN + OH$	8E+12	0	7460
220	$CN + O_2 \rightleftharpoons NCO + O$	6.14E+12	0	-440
221	$CN + H_2 \rightleftharpoons HCN + H$	295000	2.45	2240
222	$NCO + O \rightleftharpoons NO + CO$	2.35E+13	0	0
223	$NCO + H \rightleftharpoons NH + CO$	5.4E+13	0	0
224	$NCO + OH \rightleftharpoons NO + H + CO$	2.5E+12	0	0
225	$NCO + N \rightleftharpoons N_2 + CO$	2E+13	0	0
226	$NCO + O_2 \rightleftharpoons NO + CO_2$	2E+12	0	20000
227	$*NCO + M \rightleftharpoons N + CO + M$	3.1E+14	0	54050
228	$NCO + NO \rightleftharpoons N_2O + CO$	1.9E+17	-1.52	740
229	$NCO + NO \rightleftharpoons N_2 + CO_2$	3.8E+18	-2	800
230	$*HCN + M \rightleftharpoons H + CN + M$	1.04E+29	-3.3	126600
231	$HCN + O \rightleftharpoons NCO + H$	20300	2.64	4980
232	$HCN + O \rightleftharpoons NH + CO$	5070	2.64	4980



Продолжение таблицы 2

№	Реакция	$A_f$ , см <sup>n</sup> моль <sup>m</sup> с <sup>l</sup>	$b_f$	$E_{actf}$ , кал/моль
233	$HCN + O \rightleftharpoons CN + OH$	3910000000	1.58	26600
234	$HCN + OH \rightleftharpoons HOCN + H$	1100000	2.03	13370
235	$HCN + OH \rightleftharpoons HNCO + H$	4400	2.26	6400
236	$HCN + OH \rightleftharpoons NH_2 + CO$	160	2.56	9000
237	$**H + HCN(+M) \rightleftharpoons H_2CN(+M)$	3.3E+13	0	0
238	$H_2CN + N \rightleftharpoons N_2 + CH_2$	6E+13	0	400
239	$C + N_2 \rightleftharpoons CN + N$	6.3E+13	0	46020
240	$CH + N_2 \rightleftharpoons HCN + N$	3120000000	0.88	20130
241	$***CH + N_2(+M) \rightleftharpoons HCNN(+M)$	3.1E+12	0.15	0
242	$CH_2 + N_2 \rightleftharpoons HCN + NH$	1E+13	0	74000
243	$CH_2(S) + N_2 \rightleftharpoons NH + HCN$	1E+11	0	65000
244	$C + NO \rightleftharpoons CN + O$	1.9E+13	0	0
245	$C + NO \rightleftharpoons CO + N$	2.9E+13	0	0
246	$CH + NO \rightleftharpoons HCN + O$	4.1E+13	0	0
247	$CH + NO \rightleftharpoons H + NCO$	1.62E+13	0	0
248	$CH + NO \rightleftharpoons N + HCO$	2.46E+13	0	0
249	$CH_2 + NO \rightleftharpoons H + HNCO$	3.1E+17	-1.38	1270
250	$CH_2 + NO \rightleftharpoons OH + HCN$	2.9E+14	-0.69	760
251	$CH_2 + NO \rightleftharpoons H + HCNO$	3.8E+13	-0.36	580
252	$CH_2(S) + NO \rightleftharpoons H + HNCO$	3.1E+17	-1.38	1270
253	$CH_2(S) + NO \rightleftharpoons OH + HCN$	2.9E+14	-0.69	760
254	$CH_2(S) + NO \rightleftharpoons H + HCNO$	3.8E+13	-0.36	580
255	$CH_3 + NO \rightleftharpoons HCN + H_2O$	9.6E+13	0	28800
256	$CH_3 + NO \rightleftharpoons H_2CN + OH$	1E+12	0	21750
257	$HCNN + O \rightleftharpoons CO + H + N_2$	2.2E+13	0	0
258	$HCNN + O \rightleftharpoons HCN + NO$	2E+12	0	0
259	$HCNN + O_2 \rightleftharpoons O + HCO + N_2$	1.2E+13	0	0
260	$HCNN + OH \rightleftharpoons H + HCO + N_2$	1.2E+13	0	0
261	$HCNN + H \rightleftharpoons CH_2 + N_2$	1E+14	0	0
262	$HNCO + O \rightleftharpoons NH + CO_2$	98000000	1.41	8500
263	$HNCO + O \rightleftharpoons HNO + CO$	150000000	1.57	44000
264	$HNCO + O \rightleftharpoons NCO + OH$	2200000	2.11	11400
265	$HNCO + H \rightleftharpoons NH_2 + CO$	22500000	1.7	3800
266	$HNCO + H \rightleftharpoons H_2 + NCO$	105000	2.5	13300
267	$HNCO + OH \rightleftharpoons NCO + H_2O$	33000000	1.5	3600
268	$HNCO + OH \rightleftharpoons NH_2 + CO_2$	3300000	1.5	3600
269	$*HNCO + M \rightleftharpoons NH + CO + M$	1.18E+16	0	84720
270	$HCNO + H \rightleftharpoons H + HNCO$	2.1E+15	-0.69	2850
271	$HCNO + H \rightleftharpoons OH + HCN$	2.7E+11	0.18	2120

Продолжение таблицы 2

№	Реакция	$A_f$ , см <sup>n</sup> моль <sup>m</sup> с <sup>l</sup>	$b_f$	$E_{actf}$ , кал/моль
272	$HCNO + H \rightleftharpoons NH_2 + CO$	1.7E+14	-0.75	2890
273	$HOCN + H \rightleftharpoons H + HNCO$	20000000	2	2000
274	$HCCO + NO \rightleftharpoons HCNO + CO$	9E+12	0	0
275	$CH_3 + N \rightleftharpoons H_2CN + H$	6.1E+14	-0.31	290
276	$CH_3 + N \rightleftharpoons HCN + H_2$	3.7E+12	0.15	-90
277	$NH_3 + H \rightleftharpoons NH_2 + H_2$	540000	2.4	9915
278	$NH_3 + OH \rightleftharpoons NH_2 + H_2O$	50000000	1.6	955
279	$NH_3 + O \rightleftharpoons NH_2 + OH$	9400000	1.94	6460
280	$NH + CO_2 \rightleftharpoons HNO + CO$	1E+13	0	14350
281	$CN + NO_2 \rightleftharpoons NCO + NO$	6.16E+15	-0.752	345
282	$NCO + NO_2 \rightleftharpoons N_2O + CO_2$	3.25E+12	0	-705
283	$N + CO_2 \rightleftharpoons NO + CO$	3E+12	0	11300
284	$O + CH_3 \rightarrow H + H_2 + CO$	3.37E+13	0	0
285	$O + C_2H_4 \rightleftharpoons H + CH_2CHO$	6700000	1.83	220
286	$O + C_2H_5 \rightleftharpoons H + CH_3CHO$	1.096E+14	0	0
287	$OH + HO_2 \rightleftharpoons O_2 + H_2O$	5E+15	0	17330
288	$OH + CH_3 \rightarrow H_2 + CH_2O$	8000000000	0.5	-1755
289	$***CH + H_2(+M) \rightleftharpoons CH_3(+M)$	1.97E+12	0.43	-370
290	$CH_2 + O_2 \rightarrow 2H + CO_2$	5.8E+12	0	1500
291	$CH_2 + O_2 \rightleftharpoons O + CH_2O$	2.4E+12	0	1500
292	$CH_2 + CH_2 \rightarrow 2H + C_2H_2$	2E+14	0	10989
293	$CH_2(S) + H_2O \rightarrow H_2 + CH_2O$	68200000000	0.25	-935
294	$C_2H_3 + O_2 \rightleftharpoons O + CH_2CHO$	3.03E+11	0.29	11
295	$C_2H_3 + O_2 \rightleftharpoons HO_2 + C_2H_2$	1337000	1.61	-384
296	$O + CH_3CHO \rightleftharpoons OH + CH_2CHO$	2.92E+12	0	1808
297	$O + CH_3CHO \rightarrow OH + CH_3 + CO$	2.92E+12	0	1808
298	$O_2 + CH_3CHO \rightarrow HO_2 + CH_3 + CO$	3.01E+13	0	39150
299	$H + CH_3CHO \rightleftharpoons CH_2CHO + H_2$	2050000000	1.16	2405
300	$H + CH_3CHO \rightarrow CH_3 + H_2 + CO$	2050000000	1.16	2405
301	$OH + CH_3CHO \rightarrow CH_3 + H_2O + CO$	23430000000	0.73	-1113
302	$HO_2 + CH_3CHO \rightarrow CH_3 + H_2O_2 + CO$	3.01E+12	0	11923
303	$CH_3 + CH_3CHO \rightarrow CH_3 + CH_4 + CO$	2720000	1.77	5920
304	$***H + CH_2CO(+M) \rightleftharpoons CH_2CHO(+M)$	4.865E+11	0.422	-1755
305	$O + CH_2CHO \rightarrow H + CH_2 + CO_2$	1.5E+14	0	0
306	$O_2 + CH_2CHO \rightarrow OH + CO + CH_2O$	18100000000	0	0
307	$O_2 + CH_2CHO \rightarrow OH + 2HCO$	23500000000	0	0
308	$H + CH_2CHO \rightleftharpoons CH_3 + HCO$	2.2E+13	0	0
309	$H + CH_2CHO \rightleftharpoons CH_2CO + H_2$	1.1E+13	0	0
310	$OH + CH_2CHO \rightleftharpoons H_2O + CH_2CO$	1.2E+13	0	0

## Продолжение таблицы 2

№	Реакция	$A_f$ , см <sup>n</sup> моль <sup>m</sup> с <sup>l</sup>	$b_f$	$E_{actf}$ , кал/моль
311	$OH + CH_2CHO \rightleftharpoons HCO + CH_2OH$	3.01E+13	0	0
312	$***CH_3 + C_2H_5(+M) \rightleftharpoons C_3H_8(+M)$	9.43E+12	0	0
313	$O + C_3H_8 \rightleftharpoons OH + C_3H_7$	193000	2.68	3716
314	$H + C_3H_8 \rightleftharpoons C_3H_7 + H_2$	1320000	2.54	6756
315	$OH + C_3H_8 \rightleftharpoons C_3H_7 + H_2O$	31600000	1.8	934
316	$C_3H_7 + H_2O_2 \rightleftharpoons HO_2 + C_3H_8$	378	2.72	1500
317	$CH_3 + C_3H_8 \rightleftharpoons C_3H_7 + CH_4$	0.903	3.65	7154
318	$***CH_3 + C_2H_4(+M) \rightleftharpoons C_3H_7(+M)$	2550000	1.6	5700
319	$O + C_3H_7 \rightleftharpoons C_2H_5 + CH_2O$	9.64E+13	0	0
320	$***H + C_3H_7(+M) \rightleftharpoons C_3H_8(+M)$	3.613E+13	0	0
321	$H + C_3H_7 \rightleftharpoons CH_3 + C_2H_5$	4060000	2.19	890
322	$OH + C_3H_7 \rightleftharpoons C_2H_5 + CH_2OH$	2.41E+13	0	0
323	$HO_2 + C_3H_7 \rightleftharpoons O_2 + C_3H_8$	25500000000	0.255	-943
324	$HO_2 + C_3H_7 \rightarrow OH + C_2H_5 + CH_2O$	2.41E+13	0	0
325	$CH_3 + C_3H_7 \rightleftharpoons 2C_2H_5$	1.927E+13	-0.32	0

\* — в реакции участвует молекула из смеси, выполняющая роль акцептора выделяющейся энергии, \*\* — константы скоростей реакций зависят от давления, рассчитываются по формуле Линдемана [164], \*\*\* — константы скоростей реакций рассчитываются по формуле Трое [165].

## Приложение А

### Сокращенная схема окисления метана

Таблица 3 — Сокращенная схема окисления метана [56]

№	Реакция
1	$2O \rightleftharpoons O_2$
2	$H + O \rightleftharpoons OH$
3	$O + CH_3 \rightleftharpoons H + CH_2O$
4	$O + CO \rightleftharpoons CO_2$
5	$H + O_2 \rightleftharpoons HO_2$
6	$2H \rightleftharpoons H_2$
7	$H + OH \rightleftharpoons H_2O$
8	$H + CH_3 \rightleftharpoons CH_4$
9	$H + CH_2CO \rightleftharpoons CH_3 + CO$
10	$H_2 + CO \rightleftharpoons CH_2O$
11	$2OH \rightleftharpoons H_2O_2$
12	$OH + CH_3 \rightleftharpoons CH_3OH$
13	$2CH_3 \rightleftharpoons C_2H_6$
14	$C_2H_4 \rightleftharpoons H_2 + C_2H_2$
15	$O + C_2H_2 \rightleftharpoons CH_2CO$