На правах рукописи

СНЕГИРЁВ Александр Юрьевич

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОМАССООБМЕНА И ГОРЕНИЯ ПРИ ПОЖАРЕ

Специальность 01.04.14 – теплофизика и теоретическая теплотехника

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени доктора технических наук

> Санкт-Петербург 2004

Работа выполнена в Академии гражданской авиации, Санкт-Петербург

Научный консультант:	доктор физико-математических наук, профессор Исаев Сергей Александрович
Официальные оппоненты:	доктор технических наук, профессор Китанин Эдуард Леонтьевич
	доктор технических наук, профессор заслуженный деятель науки и техники РФ Терехов Виктор Иванович
	доктор технических наук, профессор Пузач Сергей Викторович

Ведущая организация: Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

Защита состоится 8 июня 2004 г. в час. на заседании диссертационного совета Д 212.229.06 в ГОУ ВПО Санкт-Петербургский государственный политехнический университет по адресу: 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29, корпус, аудитория .

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.

Автореферат разослан « » 2004 г.

Ученый секретарь диссертационного совета Д 212.229.06

доктор технических наук, профессор

Кортиков Николай Николаевич

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы диссертации. Основной современной тенденцией в проектировании пожаробезопасных объектов является внедрение методов оценки риска и возможных последствий пожара в конкретных условиях, с максимальным учетом специфики объекта. Такое «гибкое» проектирование предполагает использование компьютерного моделирования, в отличие от традиционного подхода, который полагается на систему «жестких» требований существующих стандартов. Моделирование и анализ опасных факторов пожара необходимы при:

- Прогнозировании динамики пожара.
- Реконструкции пожара в ходе экспертизы.
- Оценке возможного ущерба.
- Обобщении экспериментальных данных.

Однако, в инженерной практике до сих пор широко применяются упрощенные методы (основанные на приближенном описании типовых компонентов течений, возникающих при пожаре) и зонные модели, которые не дают полной и достоверной информации о пожаре.

Вместе с тем, к настоящему времени достигнут значительный уровень понимания природы протекающих при пожаре физико-химических явлений, развиты эффективные численные алгоритмы, непрерывно растет мощность и снижается относительная стоимость компьютеров. Становится все более доступным коммерческое программное обеспечение для численных расчетов турбулентных течений в областях сложной геометрии. Совокупность этих тенденций сделала возможным внедрение в практику современного подхода к математическому моделированию горения и тепломассообмена при пожаре, который использует средства вычислительной гидродинамики (Computational Fluid Dynamics, CFD), т.е. опирается на *полевые* модели. При правильном использовании модели такого типа способны с требуемой точностью воспроизводить возникающие при пожаре реальные течения, которые турбулентны, неизотермичны, многофазны, нестационарны, имеют сложный химический состав и сопровождаются горением и сложным сопряженным теплообменом с ограждающими конструкциями.

В связи с этим встает проблема адекватного математического моделирования, всестороннего теоретического и экспериментального исследования тепломассообмена и горения при пожарах в помещениях и в открытом пространстве. Актуальность данного научного направления усиливается необходимостью решения следующих задач.

Во-первых, необходима оценка *достоверности* моделей и расчетов, которая должна включать проверку качества и обоснованности моделей, роль численных эффектов, достаточность пространственного и временного разрешения. Таким образом, CFD-модель горения и тепломассообмена при пожаре в помещении должна быть подвергнута *всестороннему тестированию* на широком круге задач и пространственных масштабов, путем сопоставления результатов моделирования с надежно установленными численными решениями и с результатами измерений.

Во-вторых, существующие модели и программное обеспечение общего назначения не учитывают всю специфику задач пожарной безопасности. Поэтому требуется не только *разработка и программная реализация* новых моделей, но и *систематический анализ основных факторов и физических механизмов*, влияющих на развитие пожара и его обнаружение. Среди нерешенных задач в данной области следует указать: адекватное моделирование *menловой обратной связи* в системе «конденсированное горючее – газовое пламя – тепловое излучение – газификация горючего»; анализ влияния *бокового ветра* на *скорость выгорания* 

конденсированного горючего; динамика процесса горения в помещении с возможным *выбросом пламени* через проем; исследование влияния *коагуляции аэрозоля* в турбулентном потоке продуктов горения на оптические свойства и детектирование дыма.

Каждая из указанных задач имеет существенное *практическое значение*. В частности, адекватное моделирование эволюции и оптических свойств аэрозоля необходимо при решении задач раннего обнаружения пожара и планирования эвакуации людей из задымленных помещений. При аварийных разливах горючих жидкостей (возможных в хранилищах углеводородных топлив, на транспортных средствах, танкерах, нефтедобывающих платформах, нефтеперерабатывающих и химических предприятиях) формируются естественно-конвективные турбулентные диффузионные пламена, самоподдерживающееся горение которых обусловлено наличием указанной выше тепловой обратной связи. Наконец, выброс пламени через проем определяет скорость распространения пожара между помещениями.

В-третьих, необходимо решение практических задач прогнозирования динамики возможного пожара, *анализ конкретных сценариев пожара*, интерпретация результатов и их обобщение. Невозможность создания универсальных противопожарных норм для проектирования и строительства новых нетиповых объектов приводит к необходимости численного моделирования развития пожара и распространения его опасных факторов. Анализ, который проводится индивидуально для конкретного сооружения с помощью полевых трехмерных численных моделей, получает все более широкое распространение в мировой практике. Первоочередным практическим применением для математических моделей и программного обеспечения являются объекты большой социальной значимости с большим скоплением людей.

С учетом изложенного, **цель данной работы** заключается в решении актуальной проблемы современной теплофизики: математического моделирования, теоретического и экспериментального исследования тепломассообмена и горения при пожарах в помещениях и в открытом пространстве.

Поставленная цель достигается решением следующих задач.

• Построение математической модели, описывающей ключевые процессы тепло- и массообмена при пожаре и опирающейся на современные представления о физике протекающих процессов.

• Эффективная программная реализация модели с использованием современных численных алгоритмов и ее всестороннее *тестирование* с использованием опубликованных данных и специально поставленных автором экспериментов.

• Экспериментальное исследование режимов горения в лабораторном пожарном боксе.

• Моделирование и анализ процессов и механизмов, определяющих динамику, детектирование и последствия пожара (горение конденсированного горючего при наличии тепловой обратной связи; влияние бокового ветра; выброс пламени через проем в условиях ограниченной вентиляции; влияние коагуляции и структуры частиц аэрозоля на оптику и детектирование дыма).

• Применение модели для практических приложений: перенос дыма в тоннеле и вестибюле метрополитена при пожаре в вагоне поезда с целью расчета времени заполнения станции дымом, оценки оптической плотности среды и времени блокирования путей эвакуации пассажиров.

Научная новизна. В работе впервые получены следующие научные результаты.

1. Построена математическая модель, одновременно описывающая тепло- массоперенос в трехмерных помещениях, включая моделирование турбулентности, горения, сажеобразования; эмиссию, перенос и поглощение теплового излучения; газификацию горючего как следствие поглощаемого теплового потока от пламени в газовой фазе; теплопередачу в материале ограждающих конструкций; перенос и коагуляцию конденсированного аэрозоля; поглощение, рассеяние и ослабление видимого излучения дымовым аэрозолем с разной структурой частиц.

2. Статистический метод расчета переноса теплового излучения впервые применен при моделировании пожаров. Продемонстрированы преимущества и вычислительная эффективность указанного метода.

3. Проведено численное моделирование самоподдерживающихся естественноконвективных турбулентных диффузионных пламен над поверхностью жидкого горючего как в неподвижной атмосфере, так и под действием бокового ветра. Получено согласование результатов расчета и экспериментальных данных в практически важном интервале размеров поверхности горючего.

4. Численно и экспериментально определены критические условия и время задержки выброса пламени через проем как функция типа и расхода горючего, размеров помещения и проема. Предложены безразмерные критерии, обобщающие данные измерений и расчетов.

5. Аналитически и численно исследованы режимы коагуляции дыма в условиях одновременного образования аэрозоля при горении и его разбавления в турбулентном потоке. Теоретически обоснованы и численно продемонстрированы режимы *быстрой* коагуляции аэрозоля в потоке продуктов сгорания (когда ее необходимо учитывать) и *медленной* коагуляции (когда ей можно пренебречь). Получен критерий, разделяющий эти режимы.

6. Исследовано влияние коагуляции и внутренней структуры частиц (сферических и фрактальных агрегатов) на оптику и детектирование дыма. Предложена приближенная формула для расчета удельного коэффициента ослабления видимого излучения полидисперсным дымовым аэрозолем, состоящим из сферических частиц, пригодная для применения при произвольном среднем диаметре частиц. Проведено численное моделирование пожара в помещении с учетом коагуляции аэрозоля и одновременным расчетом оптических свойств в зависимости от внутренней структуры частиц. Показана существенная роль учета коагуляции при прогнозировании отклика дымовых извещателей.

7. Математическая модель применена для расчета заполнения дымом подземного вестибюля метрополитена в условиях возможного пожара в вагоне поезда. Получена оценка времени, имеющегося для эвакуации пассажиров.

## Практическая значимость результатов.

1. Разработанная математическая модель и совокупность численных методов реализована в виде программного кода *Fire3D*, который является инструментом для исследования и прогнозирования опасных факторов пожара.

2. Модель и код применены для анализа развития пожара в социально значимых объектах с большим скоплением людей и повышенной пожарной опасностью. Проведено численное моделирование последствий и развития как возможного (подземный вестибюль метрополитена – по заданию Санкт-Петербургского филиала ВНИИПО МЧС России), так и реальных (отель в г. Болтон, 2001, склад пиломатериалов в г. Манчестер, 2002, Великобритания – по заданию Greater Manchester County Fire Service) пожаров.

3. Модели и программное обеспечение использованы в учебных курсах по динамике пожаров и пожарной безопасности для студентов и аспирантов в России (Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербургский институт государственной противопожарной службы МЧС России, Академия государственной противопожарной службы МЧС России, Москва) и за рубежом (Университет Центрального Ланкашира, Великобритания). 4. Программа теоретических и экспериментальных исследований поддержана грантами РФФИ<sup>1</sup> (Россия), EPSRC<sup>2</sup> и Royal Society<sup>3</sup> (Великобритания).

5. Программа экспериментальных исследований турбулентных диффузионных пламен в помещениях с ограниченной вентиляцией поддержана грантом<sup>4</sup> Европейского Союза и выполняется в сотрудничестве с Университетом Центрального Ланкашира (Великобритания) и Университетом Лунда (Швеция).

## Основные результаты, выносимые на защиту.

1. Математическая модель горения, тепломассообмена, распространения и коагуляции дыма при пожаре в трехмерных помещениях; численная и программная реализация модели и результаты ее всестороннего тестирования.

2. Результаты численного моделирования самоподдерживающихся естественноконвективных турбулентных диффузионных пламен над поверхностью жидкого горючего как в неподвижной атмосфере, так и под действием бокового ветра.

3. Результаты численного и экспериментального исследования нестационарного горения в помещении с ограниченной вентиляцией, критических условий и времен задержки выброса пламени через проем в зависимости от типа и расхода горючего, размеров помещения и проема.

4. Результаты аналитического и численного исследования режимов коагуляции аэрозоля в турбулентном потоке продуктов сгорания.

5. Результаты аналитического и численного исследования влияния коагуляции на оптические свойства дыма и отклик дымовых извещателей, полученные с учетом внутренней структуры частиц аэрозоля.

6. Расчет заполнения дымом подземного вестибюля метрополитена в условиях возможного пожара в вагоне поезда с целью определения времени эвакуации пассажиров.

Апробация результатов. Изложенные в диссертации материалы докладывались на 2 и 3 Российских национальных конференциях по теплообмену РНКТ-2 и РНКТ-3 (Москва, 1998; 2002); 2, 3 и 4 Международных семинарах по пожаро- и взрывобезопасности (Москва, 1997; Лэйк Дистрикт, Великобритания, 2000; Лондондерри, Великобритания, 2003); Международном Семинаре Eurotherm 73 по численному моделированию теплового излучения (Монс, Бельгия, 2003); 7 Международном Симпозиуме Международной ассоциации по пожарной безопасности, IAFSS (Бостон, США, 2002); 9 Международной конференции по численным методам в горении (Сорренто, Италия, 2002); 29 Международном Симпозиуме по горению (Саппоро, Япония, 2002); 9 Международной конференции по пожарной безопасности Interflam 2001 (Эдинбург, Великобритания, 2001); 8 Всероссийском конгрессе по теоретической и прикладной механике (Пермь, 2001); Международном Форуме по волновой электронике и ее приложениям (Санкт-Петербург, 2000); 2 Международной конференции по неравновесным процессам в соплах и струях (Санкт-Петербург, 1998); 1 Международной конференции «Дифференциальные уравнения и их применения» (Санкт-Петербург, 1996); Международной конференции «Радиоактивные отходы: хранение, перевозка, переработка» (Санкт-Петербург, 1996); 3 Международном форуме по тепломассообмену (Минск, Белоруссия, 1996); 11 Российском Симпозиуме по горению (Черноголовка, 1996); научных семинарах кафедр теоретической теплотехники и компьютерных технологий и эксперимента в теплофизике СПбГПУ (Санкт-Петербург, 2003); Центра по исследованию пожаров и взрывов

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Гранты РФФИ 02-02-17562 и 02-01-01160.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> GR/S69122/01 "Critical and Transient Phenomena in Self-Sustained Buoyant Turbulent Diffusion Flames", 2004-07.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> RSRG 24350 "Lagrangian Stochastic Flame Model", 2003-04

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> HPRI-CT-2001-00166 "Under-ventilated Combustion in Medium and Large-scale Enclosures: Flame Development and Exhaust". European Grant for the use of the European Major Research Infrastructure and the Large scale Facility at Lund University Combustion Centre (Framework-5, Transnational Access to Major Research Infrastructures).

(Престон, Великобритания, 1997 – 2002); научных семинарах кафедры инженерной теплофизики и заседаниях Ученого совета Московского института пожарной безопасности (Москва, 1998 – 2000); научных семинарах кафедры физики и теплообмена Санкт-Петербургского института пожарной безопасности (Санкт-Петербург, 1995 - 1997); научном семинаре Санкт-Петербургского филиала ВНИИПО (Санкт-Петербург, 1998); научном семинаре сектора теоретической астрофизики ФТИ им. А.Ф.Иоффе (Санкт-Петербург, 1996). Доклады соискателя «Математические модели пожара в помещении» и «Экспериментальное и численное исследование закрученных пламен» на 2 и 4 Международных семинарах по пожаро- и взрывобезопасности (Москва, 1997; Лондондерри, 2003) получили *первые премии* Международной Ассоциации пожарной безопасности (IAFSS).

**Публикации.** По материалам диссертации опубликован 40 печатных трудов, в том числе 15 статей в реферируемых отечественных и зарубежных научных журналах.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка использованных источников, списка обозначений и семи приложений. Полный текст диссертации содержит 270 страниц.

# СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснованы актуальность, практическая значимость и специфика развиваемого научного направления, сформулированы цели и задачи работы. Отмечена роль компьютерного моделирования в современных методах проектирования пожаробезопасных объектов. Показано определяющее влияние подъемной силы на строение и динамику естественно-конвективных турбулентных диффузионных пламен, возникающих при пожаре. Среди существенно важных особенностей горения при пожаре отмечены: наличие тепловой положительной *обратной связи* между скоростью газификации конденсированного горючего и тепловым потоком от газофазного пламени; протекание полностью развитого пожара в условиях ограниченной вентиляции, что приводит к *выбросу пламени* через проем; образование большого количества конденсированного *аэрозоля*, который определяет оптические свойства дыма. Дана классификация моделей пожара в помещении в зависимости от способа описания процесса горения и перечислены основные исследовательские группы и научные центры, вовлеченные в разработку моделей для прогнозирования и анализа пожаров в помещениях.

В первой главе обобщены современные физические и математические модели процессов *турбулентного горения* и тепломассообмена. При рассмотрении существующих подходов к моделированию турбулентных течений (*paзden 1.1*) обсуждаются двухпараметрические модели турбулентной вязкости, модели рейнольдсовых напряжений (в том числе алгебраические) и метод моделирования крупных вихрей. Среди существующих моделей турбулентного горения газов (*paзden 1.2*) наиболее подробно рассмотрены модель дробления вихрей и модель ламинарных флэймлетов. Отмечено, что в условиях реального пожара значительная часть информации, необходимая для строгой постановки задачи моделирования, отсутствует или не может быть достоверно установлена. Вместе с тем, сложность используемой модели и требования к компьютерным ресурсам должны быть согласованы с точностью задания исходных данных и точностью измерений. Поэтому в данной работе отдано предпочтение хорошо апробированным методам моделирования турбулентности ( $k - \varepsilon$  модель) и горения (модель дробления вихрей), наиболее эффективным с вычислительной точки зрения.

В *разделе 1.3* обсуждается современное состояние моделей *образования сажи* при горении и сделан вывод о целесообразности использования полуэмпирической модели, учитывающей зависимость скорости образования сажи от концентраций горючего и окислителя, а также от температуры смеси. Обзор численных методов расчета переноса *menлового излучения* (*paзdeл 1.4*) показал, что традиционные методы (потоковый и моментный, дискретного переноса, конечных объемов и дискретных ординат) дают результаты, весьма чувствительные к дискретизации телесного угла. Погрешность дискретизации (лучевой эффект) становится особенно заметной и часто неприемлемой, если требуется провести расчет теплового потока, излученного локальным источником и падающего на удаленную поверхность. Диффузионный метод (метод сферических гармоник), также часто используемый при моделировании горения, может быть неэффективен, если рассматриваемая среда является сильно неоднородной (например, если источник излучения окружен прозрачным воздухом). При этом коэффициент поглощения изменяется в пространстве на несколько порядков величины и имеет большие градиенты на границах раздела. В результате возрастает ошибка расчета падающих потоков на удаленные поверхности и, кроме того, ухудшается сходимость численных алгоритмов.

С учетом изложенного, предлагается использовать *статистический метод* расчета переноса теплового излучения (метод Монте-Карло), который в значительной степени лишен указанных недостатков. Следует отметить, что до сих пор статистический метод крайне редко использовался при моделировании горения и не применялся при моделировании пожаров.

В *разделе 1.5* обсуждается моделирование образования, переноса и эволюции образующегося при горении конденсированного *аэрозоля*, что представляет интерес (помимо влияния аэрозоля на тепловое излучение) для оценки оптических свойств среды и дальности видимости, а также для прогнозирования активации дымовых извещателей. При движении аэрозоля в газовом потоке распределение частиц по размерам перестраивается благодаря слипанию частиц при столкновениях (коагуляции). Этот процесс, как правило, не рассматривается при моделировании пожаров в помещениях, хотя и существенно влияет на оптические свойства дыма и на отклик дымовых извещателей.

Отмечено, далее, что традиционно при расчете оптических свойств аэрозоля предполагается сферическая форма частиц. В то же время, аэрозоль, образующийся в естественноконвективных турбулентных диффузионных пламенах, представляет собой хлопьевидные частицы сажи, имеющие разветвленную внутреннюю структуру (фрактальные агрегаты). Несмотря на то, что оптические свойства таких агрегатов исследованы, влияние структуры аэрозольных частиц на оптические свойства дымового потока, в котором протекает коагуляция, до сих пор не принималось во внимание при моделировании пожаров.

*Раздел 1.6* содержит перечень задач данной работы, необходимость решения которых следует из обзора предыдущих исследований тепломассообмена и горения при пожаре.

Во второй главе приводится полная формулировка математической модели. Модель, разработанная и использованная в данной работе, описывает следующие процессы: тепло- и массоперенос в газовой фазе, включая моделирование турбулентности, горения, сажеобразования; перенос и коагуляцию конденсированного аэрозоля; поглощение, рассеяние и ослабление видимого излучения дымовым аэрозолем с разной структурой частиц; эмиссию, перенос и поглощение теплового излучения; теплопередачу в материале ограждающих конструкций; испарение горючего как следствие поглощаемого теплового потока от пламени.

Кроме того, в этой главе проведено аналитическое исследование режимов коагуляции аэрозоля и показано влияние коагуляции на оптические свойства дыма.

В *разделе 2.1* приведены осредненные по Фавру уравнения баланса массы смеси и каждого из ее компонентов, уравнения переноса импульса, уравнение переноса энтальпии, уравнение состояния, а также выражения для компонентов тензора напряжений и для энтальпии многокомпонентной смеси как функции состава и температуры. Задача поставлена в существенно дозвуковом приближении<sup>5</sup>, которое с хорошей точностью выполняется в течениях при пожарах. В рамках данного приближения плотность газа не зависит от давления, но

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> Лапин Ю.В., Стрелец М.Х. Внутренние течения газовых смесей. М.: Наука, 1989, 368 С.

зависит от температуры и состава. Плотность определяется из уравнения состояния, где давление полагается равным атмосферному. В то же время, поле динамического давления (равного разности полного и гидростатического давления), градиенты которого присутствуют в уравнении движения, определяется так, чтобы выполнялось уравнение неразрывности (подробнее см. в разделе 3.7).

В *разделе 2.2* приведены уравнения переноса и граничные условия для параметров турбулентности. В качестве базовой используется высокорейнольдсовая  $k - \varepsilon$  модель, в которую внесены модификации для учета генерации турбулентности за счет действия подъемной силы. Дано описание других версий модели (низкорейнольдсовые версии, RNG  $k - \varepsilon$ ) и модели подсеточной турбулентной вязкости Смагоринского, которые также были опробованы в данной работе. При постановке граничных условий на твердых поверхностях использована формула Л.И.Зайчика<sup>6</sup>, которая (в зависимости от положения центра пристеночного контрольного объема) учитывает демпфирующую функцию Ван Дриста и допускает предельные переходы, соответствующие как вязкому подслою, так и развитому турбулентному пограничному слою. При постановке граничных условий для касательной скорости, энтальпии и характеристик турбулентности (k и  $\varepsilon$ ) также учтена возможность расположения пристеночного.

*Раздел 2.3* содержит подробное описание моделей горения, использованных в расчетах. Простейшей из них является модель *одностадийной* необратимой реакции окисления горючего,

$$C_{n_{C}}H_{n_{H}}O_{n_{O}}N_{n_{N}} + \left(n_{C}\left(1-\chi_{C}-\frac{1}{2}\chi_{CO}\right)+\frac{n_{H}}{4}-\frac{n_{O}}{2}\right)O_{2} \rightarrow \left(1-\chi_{C}-\chi_{CO}\right)n_{C}CO_{2} + \frac{n_{H}}{2}H_{2}O + \frac{n_{N}}{2}N_{2} + \chi_{C}n_{C}C + \chi_{CO}n_{C}CO,$$
(1)

в результате которой образуются газообразные (углекислый газ, монооксид углерода, водяной пар) и конденсированные (сажа) продукты горения. Скорость реакции в турбулентном потоке определяется по модели дробления вихрей, в соответствии с которой лимитирующим фактором является турбулентное перемешивание горючего и окислителя:

$$\dot{R}_{fuel} = C_R(\varepsilon/k) \min(Y_{fuel}, Y_{O_2}/s_{O_2}), \tag{2}$$

где  $Y_{fuel}$ ,  $Y_{O_2}$  - массовые доли горючего и кислорода,  $s_{O_2}$  - стехиометрический коэффициент,  $C_R$  - модельная константа. Характерное время данного процесса представляет собой временной масштаб турбулентности, т.е.  $k/\varepsilon$ . Приведена возможная модификация модели для того, чтобы ограничить расчетную скорость горения при низких температурах («кинетический» ограничитель). В рамках модели одностадийной реакции в турбулентном потоке состав многокомпонентной смеси может быть описан с помощью только двух переменных - концентрации горючего и пассивного скаляра (функция Шваба-Зельдовича), что уменьшает число решаемых уравнений переноса. Однако такая модель не позволяет адекватно воспроизвести концентрации промежуточных продуктов горения, среди которых наиболее важным является монооксид углерода. Для преодоления указанного недостатка в данной работе применена модель двухстадийной реакции окисления горючего. На первой стадии

$$C_{n_{C}}H_{n_{H}}O_{n_{O}}N_{n_{N}} + \left(\frac{n_{C}}{2}(1-\chi_{C}) + \frac{n_{H}}{4} - \frac{n_{O}}{2}\right)O_{2} \rightarrow (1-\chi_{C})n_{C}CO + \chi_{C}n_{C}C + \frac{n_{H}}{2}H_{2}O + \frac{n_{N}}{2}N_{2}, \quad (3)$$

образуются сажа и монооксид углерода, которые на второй стадии

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> Зайчик Л.И. Теплофизика высоких температур, 1997, Т. 35, №3, С. 391-396.

$$CO + \frac{1}{2}O_2 \rightarrow CO_2, \quad C + O_2 \rightarrow CO_2$$
 (4)

окисляются с образованием углекислого газа. Скорости реакций определяются с помощью модели дробления вихрей.

Важным аспектом моделирования горения является расчет образования сажи. В зависимости от конкретной решаемой задачи, в данной работе используются два возможных подхода. В первом из них доля  $\chi_C$  атомов углерода в молекуле горючего, переходящая в сажу, полагается постоянной. Эта величина определяется так, чтобы общее количество сажи в потоке за пределами зоны горения соответствовало результатам измерений (многочисленные данные по выходу сажи из пламен ряда горючих собраны в приложении 2). Более достоверным оказывается другой подход, также использованный в данной работе. В этом случае скорость образования сажи  $\dot{R}_{SF}$  (и, соответственно, величина  $\chi_C$ ) ставится в зависимость от температуры и концентраций горючего и окислителя:

$$\dot{R}_{SF} = C_{SF} P_{fuel} \phi^n \exp(-E_{SF}/RT), \qquad (5)$$

где  $P_{fuel}$  - парциальное давление горючего,  $\phi = Y_{fuel} s_{O_2} / Y_{O_2}$  - коэффициент избытка горючего,  $C_{SF}$ ,  $E_{SF}$  и n - эмпирические константы. Эмпирическое соотношение (5), полученное для турбулентных перемешанных пламен, учитывает, что сажа в основном образуется в богатой горючем смеси.

**Разделы 2.4** и **2.5** посвящены анализу режимов коагуляции аэрозоля и расчету его оптических свойств. Прежде всего (*раздел 2.4*), рассматривается изменение во времени распределения частиц аэрозоля по размерам в движущемся элементарном объеме газовой смеси. Эволюция распределения числа частиц n(v,t) по их объемам v в элементарном объеме смеси описывается интегродифференциальным уравнением Смолуховского

$$\frac{\partial n(v,t)}{\partial t} = \frac{1}{2} \int_{0}^{v} \Gamma(v',v-v') n(v-v',t) n(v',t) dv' - n(v,t) \int_{0}^{\infty} \Gamma(v',v) n(v',t) dv' - \frac{n(v,t)}{\tau_{d}} + \dot{n}_{0}(v,t), \quad (6)$$

где два первых слагаемых описывают влияние объединения частиц при столкновениях, третье моделирует скорость разбавления аэрозоля окружающим незадымленным воздухом ( $\tau_d$  - характерный масштаб времени разбавления), последнее слагаемое описывает образование частиц при горении. Для приближенного описания распределения частиц по объемам проанализированы его нулевой, первый и второй моменты, которые выражаются через полную концентрацию частиц в единице объема смеси N, средний объем частиц  $\overline{v}$  и средний квадрат объема  $\overline{v^2}$  соответственно. В предположении постоянного<sup>7</sup> коэффициента коагуляции  $\Gamma$  из уравнения (6) получены следующие обыкновенные дифференциальные уравнения:

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{\Gamma N^2}{2} - \frac{N}{\tau_d} + \dot{N}_0, \quad \frac{d\bar{v}}{dt} = \frac{\Gamma N}{2} \bar{v} - (\bar{v} - \bar{v}_0) \frac{\dot{N}_0}{N}, \quad \frac{dv^2}{dt} = \frac{\Gamma N}{2} (\bar{v}^2 + 2\bar{v}^2) - (\bar{v}^2 - \bar{v}_0^2) \frac{\dot{N}_0}{N}, \quad (7)$$

где индекс «0» соответствует параметрам частиц, образующихся при горении. Эти уравнения решены раздельно для зоны пламени (в которой имеет место интенсивная генерация аэрозоля в результате химических реакций; здесь получены стационарные значения концентрации  $N_f$ , среднего объема  $\overline{v_f}$  и среднего квадрата объема частиц  $\overline{v_f^2}$ ) и для пото-

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup> Только при аналитическом исследовании. В численных расчетах использован метод расчета коэффициента коагуляции, учитывающий диаметры сталкивающихся частиц и их отношение к длине свободного пробега молекул газа (см. приложение 3).

ка вне зоны пламени (где образованием аэрозоля можно пренебречь, а концентрация N(t), средний объем  $\overline{v(t)}$  и средний квадрат объема частиц  $\overline{v^2(t)}$  в потоке зависят от времени, т.е. изменяются по мере движения рассматриваемого газового объема).

Показано, что решения содержат три характерных масштаба времени: время t, истекшее после образования, время коагуляции  $\tau_c = 2/\Gamma N_f$  и время разбавления  $\tau_d$  аэрозоля; их соотношение определяет различные *режимы коагуляции*. В частности, если коагуляция настолько *быстрая*, что  $\tau_c \ll \tau_d (1 - \exp(-t/\tau_d))$  (или  $\tau_c \ll \min(\tau_d, t)$ ), то полная концентрация, средний объем и средний квадрат объема частиц не зависят от начальных значений  $\overline{v_0}$  и  $\overline{v_0^2}$ , с которыми аэрозоль образуется в пламени. Следовательно, при быстрой коагуляции аэрозоль «забывает» начальный размер частиц.

В противоположном пределе *медленной* коагуляции, когда  $\tau_c >> \tau_d (1 - \exp(-t/\tau_d))$ , распределение частиц по размерам не меняется во времени, т.е.  $\overline{v(t)} = \overline{v_0}$ ,  $\overline{v^2(t)} = \overline{v_0^2}$ , в то время как полная концентрация частиц  $N(t) = N_t \exp(-t/\tau_d)$  уменьшается только благодаря разбавлению.

Показано, далее, что в пределе  $t/\tau_d \ll 1$ , разбавление не влияет на скорость коагуляции. В противоположном пределе  $t/\tau_d \gg 1$  разбавление останавливает («замораживает») коагуляцию из-за снижения концентрации частиц. В последнем случае значения  $\overline{v}$  и  $\overline{v}^2$  стремятся к постоянным пределам, а N экспоненциально уменьшается из-за разбавления. Указанные пределы соответствуют параметрам аэрозоля при больших временах движения дыма от зоны пламени («старый» дым) или, что эквивалентно, дыму на большом расстоянни от места образования. Эти характеристики имеют практическое значение, поскольку именно они определяют работу дымовых извещателей и дальность видимости в случае задымления при пожаре. В связи с этим, проведен анализ зависимости концентрации и размера частиц, удаленных достаточно далеко от места своего рождения (зоны пламени), от начального размера частиц, образующихся в пламени.

Анализ показал, что эта зависимость качественно отличается в пределах очень малых и очень больших частиц, образующихся в источнике. Показано, что при образовании бесконечно малых частиц их объем стремится со временем к некоторому конечному пределу. В противоположном пределе очень больших образующихся частиц (полный объем аэрозоля  $\dot{r_0} = \dot{N_0 v_0}$ , образующегося в единицу времени, считается постоянным) их концентрация и, следовательно, скорость коагуляции малы, в результате чего средний объем частиц практически не изменяется со временем. Данный результат является обобщением ранее полученных выводов<sup>8,9</sup> о замораживании коагуляции в восходящем факеле продуктов над зоной пламени.

Таким образом, для данных объемной скорости генерации аэрозоля и характерных времен разбавления влияние коагуляции определяется начальным средним объемом  $\overline{v_0}$  частиц, образующихся в зоне пламени. *Безразмерным критерием*, определяющим режим коагуляции, является величина  $\tilde{v}_0 = \overline{v_0}/\overline{v_0}^*$ , где  $\overline{v_0}^* = \Gamma \dot{r}_0 \tau_{d0} \tau_d/2$  - характерный средний объем, который обусловлен одновременными генерацией, разбавлением и коагуляцией частиц. При этом, если выполняется условие  $\tilde{v}_0 \ll 1$ , то коагуляция сильно влияет на размер и концентрацию частиц аэрозоля и реализуется режим *быстрой* коагуляции. Если же  $\tilde{v}_0 \gg 1$ , то коа-

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup> Baum H.R., Mulholland G.W. J. Colloid Interface Sci., 1979 (72) 1-12; Delichatsios M.A. Int. Powder and Bulk Solids Handl. and Process. Proc. of the Technical Program, Philadelphia, 1979, pp. 357-373.

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup> Koylu, U.O., Faeth, G.M. Combust. Flame, 1992 (89), 140-156.

гуляция практически не влияет на размер частиц (медленная коагуляция), и ей можно пренебречь. Режимы быстрой и медленной коагуляции условно разделены границей  $\tilde{v}_0 \approx 1$ .

Далее в разделе 2.4 показано, как выявленные режимы реализуются в реальном течении продуктов сгорания при пожаре в помещении. Сформулированы модельные уравнения переноса двух первых моментов (N и Nv) распределения частиц по размерам в турбулентном потоке.

Оптические свойства аэрозоля проанализированы в разделе 2.5. Предыдущие исследования показали, что частицы капельного аэрозоля, образующегося при низкотемпературном пиролизе и тлеющем горении, имеют сферическую форму, в то время как разветвленные агрегаты неправильной формы, в основном состоящие из углерода, образуются в случае пламенного горения древесины, резины, пластмасс, углеводородов, когда достигаются высокие температуры. В последнем случае агрегаты имеют размер в интервале 0.1-10 мкм и состоят из множества (10-10<sup>3</sup>) «первичных» частиц с диаметром 10-40 нм (зависит от вида горючего). Соответственно, расчет оптических характеристик в предположении сферической формы частиц называется в данной работе коалесиентной моделью (или моделью сферических частиц), а расчет для разветвленных агрегатов неправильной формы – моделью фрак*тальных агрегатов*<sup>10</sup>. Далее приводится метод расчета оптических свойств дыма, который учитывает внутреннюю структуру частиц аэрозоля, образующихся при коагуляции, и проводится анализ влияния коагуляции как для сферических частиц, так и для фрактальных агрегатов.

В рамках модели сферических частиц значения для удельных коэффициентов поглощения  $\overline{c_{abs}^{C}}$ , рассеяния  $\overline{c_{sca}^{C}}$  и ослабления  $\overline{c_{ext}^{C}} = \overline{c_{abs}^{C}} + \overline{c_{sca}^{C}}$  видимого излучения могут быть получены из классической теории Ми. Теория приводит к компактным формулам для очень малых частиц, диаметр которых мал по сравнению с длиной волны  $\lambda$  (релеевский предел,  $\pi\delta/\lambda \ll 1$ ,  $\overline{c_{abs,R}^{C}}$ ,  $\overline{c_{sca,R}^{C}}$ ) и, напротив, для очень больших частиц (предел геометрической оптики,  $\pi \delta/\lambda >> 1$ ,  $\overline{c_{ext,GO}^C}$ ). Отметим, что практический интерес представляет *промежуточный* интервал  $\pi\delta/\lambda \propto 1$ , в котором зависимость оптических параметров от диаметра  $\delta$  имеет сложный осциллирующий вид. Однако, осцилляции сглаживаются и исчезают совсем для полидисперсных коллективов частиц. В связи с этим, в данной работе предложена среднегеометрическая аппроксимация для удельного коэффициента  $\overline{c_{ext}^{C}}$  ослабления света полидисперсным аэрозолем с произвольным размером частии:

$$\overline{c_{ext}^{C}}(\overline{\delta_{V}}) = \overline{c_{abs,R}^{C}} + \overline{c_{sca,R}^{C}} \left(1 + \frac{\overline{c_{sca,R}^{C}}}{\overline{c_{ext,GO}^{C}} - \overline{c_{abs,R}^{C}}}\right)^{-1}.$$
(8)

где  $\overline{\delta_{v}}$  – среднеобъемный диаметр частиц полидисперсного аэрозоля. Зависимость  $\overline{c_{ext}^{C}}(\overline{\delta_{v}})$ стремится к  $\overline{c_{abs,R}^{C}}$  при  $\pi \overline{\delta_V} / \lambda \ll 1$ , стремится к  $\overline{c_{ext,GO}^{C}}$  при  $\pi \overline{\delta_V} / \lambda \gg 1$  и имеет максимум в промежуточной области, что соответствует результатам измерений<sup>11</sup>.

Следующим вопросом, рассмотренным в разделе 2.5, является влияние коагуляции на оптические свойства аэрозоля. В релеевском пределе удельный коэффициент поглощения *сферических частиц*  $\overline{c_{abs,R}^{C}}$  не зависит от объема частиц и потому не изменяется при коагуляции. В то же время, удельные коэффициенты рассеяния  $\overline{c_{sca,R}^{C}}$  и ослабления  $\overline{c_{ext,R}^{C}}$  увеличиваются при коагуляции, поскольку  $\overline{c_{sca,R}^{C}} \propto \overline{v}$ . В пределе геометрической оптики коэффициент

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup> Далее обозначены верхними индексами C и A соответственно. <sup>11</sup> См., например, Bohren C.F., Huffman D.R. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. Wiley, 1983.

ослабления убывает, так как  $\overline{c_{ext,GO}^{C}} \propto 1/\overline{v}^{1/3}$ . Таким образом, в рамках модели *сферических частиц* зависимость удельного коэффициента ослабления от «времени жизни» аэрозоля (время движения от зоны пламени к данной точке пространства) оказывается немонотонной и определяется начальным средним размером частиц, образующихся в зоне пламени.

Далее рассматриваются оптические свойства аэрозоля, состоящего из фрактальных агрегатов. При этом для удельных коэффициентов поглощения  $\overline{c_{abs}^{A}}$ , рассеяния  $\overline{c_{sca}^{A}}$  и ослабления  $\overline{c_{ext}^{A}} = \overline{c_{abs}^{A}} + \overline{c_{sca}^{A}}$  использованы соотношения<sup>12</sup>, которые можно применять не только для малых (по сравнению с длиной волны), но и для больших агрегатов. Такую универсальность, не свойственную сферам, можно объяснить тем, что ввиду открытой, рыхлой внутренней структуры излучение взаимодействует не столько с агрегатом в целом, сколько с первичными частицами, из которых состоит агрегат. Удельный коэффициент ослабления зависит от длины волны излучения, свойств материала частиц (плотность, коэффициент преломления), строения агрегата (фрактальная размерность, размер и количество первичных частиц), а также от формы распределения агрегатов по размерам. Зависимость удельного коэффициента ослабления от среднеобъемного диаметра агрегатов разной фрактальной размерности<sup>13</sup> приведена на рис. 1. Для сравнения приведена соответствующая зависимость для сферических частиц, полученная по интерполяционной формуле (8). Видно, что эти зависимости в двух рассматриваемых случаях качественно различны: в отличие от сферических частиц, коэффициент ослабления фрактальных агрегатов монотонно зависит от объема и возрастает (благодаря увеличению вклада рассеяния) при коагуляции, стремясь к постоянному асимптотическому значению. Указанные особенности подтверждены экспериментально<sup>14</sup>, однако до сих пор не учитывались в расчетах оптических свойств дыма, образующегося при пожаре.

**Раздел 2.6** содержит описание методов расчета переноса теплового излучения и радиационных свойств продуктов сгорания, образующихся при пожаре. При расчете переноса излучения не учитывается рассеяние теплового излучения (мало для данного соотношения размеров частиц аэрозоля и длины волны инфракрасного излучения). В работе использованы следующие методы расчета: оптически прозрачное приближение, шестипотоковый, диффузионный и статистический (Монте-Карло) методы. Отметим, что в данной работе метод Монте-Карло впервые применен для моделирования пожаров в помещениях и для расчета самоподдерживающихся пламен над поверхностью конденсированного горючего. В разделе 2.6 приведено подробное описание реализации статистического метода, включая способы его оптимизации. Кроме того, проведено сравнение потокового и статистического методов при решении модельных задач (радиационное остывание горячего шара в холодном кубе, радиационный нагрев холодного шара горячей плоскостью). Показаны преимущества статистического метода при расчете радиационного потока, падающего на удаленную от источника поверхность, а также продемонстрирован приемлемый уровень статистических флуктуаций.

Далее в *разделе 2.6* приводится описание моделей радиационных свойств среды. Используется либо «серое» приближение (эффективный коэффициент поглощения с учетом вклада углекислого газа, водяного пара, сажи, а также монооксида углерода и несгоревшего горючего), либо модель взвешенной суммы серых газов (ВСГГ). Коэффициент поглощения смеси углекислого газа и водяного пара в каждой ячейке расчетной сетки вычисляется по излучающей способности  $\kappa_{CO_2+H_2O} = \ln(1/(1-\varepsilon_{CO_2+H_2O}))/L$ , где L - средняя длина пути излучения для данной ячейки расчетной сетки. Излучающую способность  $\varepsilon_{CO_2+H_2O}$  смеси находили

<sup>&</sup>lt;sup>12</sup> Dobbins R.A., Megaridis C.M. Appl. Opt. 1991 (30) 4747-4754.

<sup>&</sup>lt;sup>13</sup> Малое значение фрактальной размерности (близкое к 1) соответствует нитевидной структуре агрегатов,

большое (близкое к 3) – плотной, компактной, шаровидной структуре.

<sup>&</sup>lt;sup>14</sup> Dobbins R.A., Mulholland G.W., Bryner N.P. Atmos. Env. 1994 (28) 889-897.

с помощью модели ВСГГ<sup>15</sup>. Для оценки выбранного метода приведено сравнение величины к<sub>СО2+H2O</sub>, полученной с использованием разных источников. Кроме того, при выборе метода учтено, что полученная таким образом излучающая способность  $\varepsilon_{CO_2+H_2O}$  хорошо воспроизводит результаты спектральных расчетов<sup>16</sup> (методом широкой полосы Эдвардса) в широком диапазоне *L*.

Далее приведен обзор опубликованных данных для расчета коэффициента поглощения сажи  $\kappa_{root}$  (пропорционален объемной доле сажи  $f_V$ ). В данной работе использованы данные<sup>17</sup>, где сажа представлена совокупностью двух серых «газов». Поскольку коэффициенты поглощения газовых компонент убывают с ростом температуры, в то время как коэффициент поглощения сажи – линейно растет, показано, что результирующая зависимость для смеси может иметь минимум (рис. 2). В области относительно низких температур (ниже 1000 К) вклад газовых компонент в коэффициент поглощения сопоставим или выше, чем вклад сажи, при высоких температурах этот вклад может быть существенно ниже. Отмечено, что имеется значительное рассогласование опубликованных данных по радиационным свойствам сажи. В связи с этим, если рассматриваемое пламя отличается большим содержанием сажи, использование сложных спектральных моделей для расчета радиационных свойств газовых компонент не представляется целесообразным.

Коэффициенты поглощения к <sub>fuel</sub> и к <sub>со</sub> для горючего и СО вычисляли с использованием данных<sup>18</sup>. Эффективный коэффициент поглощения смеси определяли как сумму вкладов всех перечисленных компонентов.

Для учета спектрального состава излучения использовали метод ВСГГ, где реальная среда представляется в виде совокупности нескольких серых «газов», коэффициенты поглощения которых подбираются (совместно с весовыми коэффициентами) так, чтобы получить наилучшее согласование расчетной и измеренной излучательной способности. В расчете использовали данные<sup>15</sup> и<sup>17</sup>, где смесь CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O и сажи представлена совокупностью 8 серых «газов». В расчетах применяли подход, обоснованный Модестом<sup>19</sup>, в соответствии с которым расчет переноса излучения выполняли раздельно для каждого из газов, после чего результирующая интенсивность и дивергенция теплового потока определялась суммированием вкладов всех компонентов.

Анализ осредненного уравнения переноса излучения

$$d\overline{I}/ds = \overline{\kappa(\sigma T^4/\pi)} - \overline{\kappa I}$$
<sup>(9)</sup>

в пульсирующем турбулентном потоке показал, что температурная автокорреляция и корреляция между температурой и коэффициентом поглощения требуют моделирования, в то время как корреляцией между поглощением и интенсивностью проходящего излучения можно пренебречь. В данной работе предложено соотношение для приближенного учета взаимодействия между турбулентностью и излучением

$$\overline{\kappa}\overline{T}^{4} = \overline{\kappa} \cdot \overline{T}^{4} \left( 1 + \underbrace{6\frac{\overline{T'^{2}}}{\overline{T}^{2}} + 4\frac{\overline{T'^{3}}}{\overline{T}^{3}} + \frac{\overline{T'^{4}}}{\overline{T}^{4}}}_{\text{temperature self-correlation}} + \underbrace{4\frac{\overline{\kappa'T'}}{\overline{\kappa} \cdot \overline{T}} + 6\frac{\overline{\kappa'T'^{2}}}{\overline{\kappa} \cdot \overline{T}^{2}} + 4\frac{\overline{\kappa'T'^{3}}}{\overline{\kappa} \cdot \overline{T}^{3}} + \frac{\overline{\kappa'T'^{4}}}{\overline{\kappa} \cdot \overline{T}^{4}}}_{\text{absorption-temperature correlation}} \right)$$

<sup>&</sup>lt;sup>15</sup> Smith T.F., Shen Z.F., Friedman J.N. J. Heat Transfer – Trans. of the ASME, 1982 (104) 602-608.

 <sup>&</sup>lt;sup>16</sup> Lallemant N., Sayre A., Weber R. *Progr. Energy Combust. Sci.*, 1996 (22) 543-574.
 <sup>17</sup> Smith T.F., Al-Turki A.M., Byun K.-H., Kim T.K. J. Thermophys. Heat Transfer. 1987 (1) 1, 50-55.

<sup>&</sup>lt;sup>18</sup> Marracino B., Lentini D. Combust. Sci. Techn., 1997 (128) 23-48; TNF Workshop – Int. Workshop on Measurement and Computation Turbulent Nonpremixed Flames, Delft, 2000, http://www.ca.sandia.gov/tdf/workshop/submodels.html <sup>19</sup> Modest M.F. Radiative Heat Transfer, McGraw-Hill, New York, 1993.

$$\approx \overline{\kappa} \cdot \overline{T}^{4} \left( 1 + C_{TRI1} 6 \frac{\overline{T'^{2}}}{\overline{T}^{2}} + C_{TRI2} 4 \frac{\overline{T'^{2}}}{\overline{\kappa} \cdot \overline{T}} \frac{\partial \kappa}{\partial T} \Big|_{\overline{T}} \right), \tag{10}$$

где  $C_{TRI1}$  и  $C_{TRI2}$  - константы, а среднеквадратичная флуктуация температуры  $\overline{T'}^2$  определяется путем численного решения модельного уравнения переноса с учетом генерации и диссипации величины  $\overline{T'}^2$ .

В *разделе 2.7* обсуждается постановка граничных условий на поверхности горючего, на твердых поверхностях в условиях сопряженного теплообмена, а также задание начальных условий. В зависимости от целей исследования, задача моделирования горения в помещении может быть поставлена двумя способами. В первом случае расход горючего  $\dot{m}_{fuel}$  является константой или заданной функцией времени. Отметим, что подавляющее большинство работ, посвященных моделированию пожара в помещении, использует это допущение. Для более реалистичного описания развития пожара расход горючего  $\dot{m}_{fuel}$  должен быть поставлен в зависимость от теплового потока, получаемого горючим. В данной работе эта зависимость учтена следующим образом:

$$\dot{m}_{fuel} = q_{fuel}(x, y) / \Delta h_{vap}(T_0), \qquad (11)$$

где  $q_{fuel}(x, y) = q_r + q_c - q_0$  - тепловой поток, полученный горючим,  $\Delta h_{vap}(T_0)$  – теплота испарения горючего при начальной температуре<sup>20</sup>. В выражении (11)  $q_r$  - поглощенный радиационный поток,  $q_c$  - конвективный тепловой поток (рассчитывается с помощью пристеночных функций),  $q_0$  - теплопотери. При использовании (11) замыкается *положительная обратная связь* между скоростью подачи горючего в зону пламени и величиной теплового (как правило, в основном лучистого) потока из зоны пламени к поверхности горючего.

При моделировании сопряженного теплообмена на твердой поверхности ставятся условия сшивки потоков и температур. Для расчета теплового потока в материал стенки решается трехмерное уравнение теплопроводности внутри стенки с учетом зависимости свойств материала от температуры. Для газовой фазы ставятся условия прилипания и непроницаемости на твердых поверхностях и используются пристеночные функции (см. выше комментарии к разделу 2.2). На входных участках открытых границ все скалярные величины полагали равными своим значениям в окружающей среде. На выходных участках производные по нормали к границе полагали равными нулю.

В третьей главе приведено детальное описание численных процедур, использованных при программной реализации модели. Дискретное представление уравнений переноса выполнено на неравномерных прямоугольных сетках, ячейки (контрольные объемы) которых заполняют расчетную область (*paзden 3.1*). Алгебраические уравнения для искомых величин получали в результате приближенного интегрирования дифференциальных уравнений модели по объему ячейки (метод контрольных объемов, *paзdeлы 3.2, 3.3, 3.5*). Производные по времени аппроксимировали неявно, с первым порядком точности. При аппроксимации диффузионных потоков через грани контрольного объема использовали симметричную аппроксимацию второго порядка точности. Для аппроксимации конвективных потоков использовали противопоточную схему первого порядка точности (UDS-1), а также схему TVD второго порядка точности. В последнем случае проведено тестирование широкого спектра ограничителей потока (*paзdeл 3.4*). Достаточно устойчивые результаты при существенном (по сравне-

<sup>&</sup>lt;sup>20</sup> Величина  $\Delta h_{vap}(T_0)$  включает затраты тепла на нагрев горючего от начальной температуры  $T_0$  до температуры кипения  $T_b$  и теплоту испарения горючего при температуре кипения  $\Delta h_{vap}(T_b)$ .

нию с UDS-1) снижении диффузионных свойств были получены с помощью ограничителя Ван Албада<sup>21</sup>, который и был использован в последующих расчетах.

Скалярные величины и проекции скорости определялись на смещенных сетках. Выполнение уравнения неразрывности в пределе малых чисел Маха обеспечивали с помощью процедуры коррекции давления (*раздел 3.7*). Динамическое давление определяли из уравнения Пуассона, которое решали многосеточным методом с использованием V-цикла между вложенными сетками четырех уровней. В качестве сглаживающего алгоритма в этом методе, а также для решения разностных уравнений переноса (раздел 3.6) использовали метод последовательной верхней релаксации по линиям (SLOR). Критерий сходимости итераций на каждом шаге по времени считали выполненным, когда невязка разностных уравнений, отнормированная на характерный поток через грани ячейки, падала ниже 10<sup>-4</sup> во всех контрольных объемах. При расчете параметров на новом временном слое все уравнения переноса и процедура коррекции давления были включены в общий итерационный цикл. При проведении итераций источниковые члены, соответствующие химическим реакциям, радиационному теплообмену, генерации и диссипации турбулентности, а также образованию и убыли частиц аэрозоля, аппроксимировались так (*раздел 3.8*), чтобы гарантировать ограниченность соответствующих параметров в соответствии с их физическим смыслом (например, положительность k и  $\varepsilon$ ). Алгоритм реализован на языке Borland Pascal в среде программирования Delphi 4.0.

**Четвертая глава** содержит описание всестороннего *тестирования* модели, а также результаты численного исследования самоподдерживающихся пламен над поверхностью жидкого горючего. Тестовые задачи включают как течения без горения (вынужденная и естественная конвекция, ламинарные и турбулентные потоки), так и турбулентные диффузионные пламена (в открытом пространстве и в замкнутом объеме, при заданном расходе горючего и при газификации горючего в зависимости от полученного теплового потока). Тем самым покрывается широкий спектр возможных ситуаций (сценариев пожара) и проверяются разные составляющие модели, от свойств численных алгоритмов и разрешающей способности расчетных сеток до адекватности используемых моделей физических процессов. Кроме того, в данной главе проведено численное исследование *самоподдерживающегося пламени над поверхностью жидкого горючего* (в неподвижной атмосфере и под действием бокового ветра), в результате чего получены новые результаты.

В *разделе 4.1* приведены расчеты течений без горения, именно – (вынужденное) обтекание обратного уступа и (естественная) конвекция в прямоугольной полости. В обоих случаях рассмотрены как ламинарный, так и турбулентный режимы течения. При ламинарном обтекании обратного уступа вычисляли длину рециркуляционной зоны при разных числах Рейнольдса в набегающем потоке и сравнивали с экспериментальными данными<sup>22</sup>. В ламинарном течении получено хорошее согласование расчета с результатами измерений и подтверждена более высокая точность схемы TVD по сравнению с UDS-1. Затем были проведены расчеты турбулентного обтекания. Зависимость длины рециркуляционной зоны от отношения высоты ступеньки к высоте канала сравнивалась с данными разных авторов<sup>23</sup>. Даже на относительно грубых сетках были получены результаты, удовлетворительно согласующиеся с опубликованными данными (для схемы TVD лучше, чем для UDS-1). Далее был проведен расчет ламинарной естественной конвекции в квадратной полости с разной температурой вертикальных границ. В этом случае с решением, которое принято считать эталонным<sup>24</sup>,

<sup>&</sup>lt;sup>21</sup> Van Albada, см., например, в: Hirsch C. Numerical Computation of Internal and External Flows. Wiley, 1988.

<sup>&</sup>lt;sup>22</sup> Lee T., Mateescu D. *J. Fluids and Structures*. 1998 (12) 6, 703-716; Armaly B.F., Durst F., Pereira J.C.F., Schonung B. *J. Fluid Mech.*, 1983 (127) 473-496.

<sup>&</sup>lt;sup>23</sup> Cm. Abe K., Kondoh T., Nagano Y. Int. J. Heat Mass Trans., 1994 (37) 1, 139-151.

<sup>&</sup>lt;sup>24</sup> Davis G. De V., Jones I.P. Int. J. Numer. Meth. Fluids, 1983 (3) 249-264.

сравнивали, в частности, среднее число Нуссельта (Nu) вдоль вертикальных границ как функцию числа Релея (Ra). Получено очень хорошее согласование результатов. Затем рассматривалась турбулентная конвекция в прямоугольной полости. Поскольку этот случай наиболее близок к тому классу задач, для которого предназначена модель, он был подвергнут детальному моделированию при решении трех задач. Прежде всего, решали модельную задачу о несжимаемой турбулентной конвекции при  $Ra = 5 \cdot 10^{10}$ , поскольку для этого случая опубликованы результаты расчетов с помощью нескольких кодов<sup>25</sup>. Поля скорости, температуры, турбулентной вязкости, а также распределение числа Нуссельта на вертикальных границах по высоте были воспроизведены с хорошей точностью. Во второй серии расчетов численно воспроизводились условия эксперимента<sup>26</sup>, где измерялись параметры турбулентной конвекции в вытянутой по вертикали (отношение высоты к ширине равно 5,  $Ra = 4.41 \cdot 10^{10}$ ) прямоугольной полости. В этом случае также получили удовлетворительное согласование расчетных и экспериментальных данных для распределения числа Нуссельта по высоте, профилей температуры, скорости и кинетической энергии турбулентных пульсаций. Наконец, проведено численное моделирование условий эксперимента<sup>27</sup> (квадратная полость, Ra = 1.58.10<sup>9</sup>, см. приложение 6). При этом сравнивались профили температуры и скорости в пограничном слое у вертикальных границ, касательные напряжения и тепловые потоки (числа Нуссельта) на поверхностях, структура течения в углах полости, поля средней скорости, температуры и кинетической энергии турбулентности. Во всех случаях получено вполне удовлетворительное согласие с данными измерений как средних, так и пульсационных характеристик течения. Данная серия тестов служит проверкой качества численного метода и использованной модели турбулентности. Следует отметить, что использованная модель позволяет с достаточной точностью воспроизвести характеристики турбулентного естественноконвективного течения в замкнутой полости, как в глубине потока, так и вблизи поверхностей, где при моделировании пожара в помещении необходим расчет теплоотдачи от горячего газа в ограждающие конструкции.

**Раздел 4.2** посвящен моделированию естественно-конвективных турбулентных диффузионных пламен над пористой горелкой с заданным постоянным расходом горючего. В качестве экспериментального прототипа выбрано горение пропана в воздухе, для которого имеются детальные экспериментальные данные<sup>28</sup>, полученные в пламенах с тепловой мощностью от 15.8 до 37.9 кВт. В первой серии расчетов использована двумерная осесимметричная постановка задачи и упрощенная (одностадийная реакция, постоянный выход сажи и СО, оптически прозрачное приближение для излучения) модель. Тем не менее, получено удовлетворительное согласие расчетных и измеренных значений средних температуры, скорости, концентраций основных компонентов смеси (горючее,  $O_2$ ,  $CO_2$ ,  $N_2$ ) на оси пламени. Однако, упрощенная модель не воспроизводит измеренные концентрации горючего и СО. Кроме того, использованная простейшая модель переноса излучения не дает информации об испускаемых лучистых тепловых потоках. Эти недостатки преодолеваются в более сложной трехмерной модели, где использованы двухстадийная схема окисления горючего, полуэмпирическая модель сажеобразования, статистический метод переноса излучения, учтено влияние турбулентных флуктуаций на эмиссию излучения. Внешний вид пламени показан на рис. 3. Результаты расчетов частично представлены на рис. 4 - 9.

<sup>&</sup>lt;sup>25</sup> Henkes R.A.W.M., Hoogendoorn C.J. *Numer. Heat Trans., B*, 1995 (28) 1, 59-78; Markatos N.C., Pericleous K.A. *Int. J. Heat Mass Trans.*, 1984 (27) 5, 755-772.

<sup>&</sup>lt;sup>26</sup> Cheesewright R., King K.J., Ziai S. ASME, Heat Transfer Division, 1986 (60) 75-81.

<sup>&</sup>lt;sup>27</sup> Tian Y.S., Karayiannis T.G. Int. J. Heat Mass Trans., 2000 (43) 6, 849-866; Tian Y.S., Karayiannis T.G. Int. J. Heat Mass Trans., 2000 (43) 6, 867-884.

<sup>&</sup>lt;sup>28</sup> Gengembre E., Cambray P., Karmed D., Bellet J.C. (1984). Combust. Sci. Techn., 1984, 41, 55-67.

Как показано на рис. 4, расчетное распределение средних концентраций основных компонентов на оси пламени вполне удовлетворительно согласуется с экспериментальным. Важно, что двухстадийная схема реакции позволила достаточно точно рассчитать концентрацию СО в зоне пламени. Кроме того, удовлетворительное согласование расчетных и измеренных концентраций газов, содержащих углерод (углекислого газа и СО), подтверждает адекватность модели сажеобразования, использованной в данной работе. Расчетная средняя температура в нижней части пламени и среднеквадратичная флуктуация температуры (рис. 5а) превышают измеренные значения. Одной из причин является то, что измеренные значения мгновенных температур не корректировались для учета излучения и тепловой инерции термопар. В самом деле, расчетная температура хорошо согласуется с измеренной в потоке над пламенем, где роль излучения менее существенна. Модель достаточно точно воспроизводит вертикальную скорость газа (рис. 5б) на оси пламени на участке ускорения потока и заметно завышает скорость газа на оси симметрии в верхней части факела. Видно также, что среднеквадратичная пульсационная составляющая как осевой, так и радиальной скорости, представленная на рис. 56 существенно отличается от величины  $\sqrt{2k/3}$  в области максимума. Это указывает на погрешность используемой модели турбулентности, которая предназначена для полностью развитой изотропной турбулентности. Действительно, как видно на рис. 5б, измеренная амплитуда флуктуаций осевой скорости существенно превышает соответствующие значения для радиальной скорости. В то же время, удовлетворительное согласование расчетных и измеренных значений наблюдается в верхней части факела, где пульсации более изотропны. В целом можно заключить, что модель с достаточной точностью воспроизводит результаты измерений концентраций, температуры, скорости и их флуктуаций.

Следующей практически важной задачей, решаемой в данной работе, является расчет лучистого потока, падающего на удаленные от пламени поверхности. Основным методом, применяемым в данной работе, был *статистический метод*, подробно описанный в разделе 2.6. На примере расчета излучения, испускаемого естественно-конвективным турбулентным диффузионным пламенем над газовой горелкой, исследован уровень статистических флуктуаций, присущих данному методу. Показано, что он не превышает допустимых пределов (например, уровня экспериментальной погрешности) при достаточно большом, но приемлемом с вычислительной точки зрения, числе испускаемых фотонов. Вычислительные затраты на применение статистического метода, как правило, не превышают затрат на реализацию остальных компонентов модели<sup>29</sup>.

Поскольку самым простым и потому весьма распространенным в инженерной практике является потоковый метод, представляет интерес сравнение результатов статистического моделирования и расчета по потоковому методу. Показано, что для тепловых потоков, падающих на окружающие пламя поверхности, два обсуждаемых метода дают сильно различающиеся результаты. Поскольку потоковый метод выводится в предположении постоянства интенсивности излучения внутри каждого из шести сегментов телесного угла<sup>30</sup>, излучение распространяется только вдоль координатных осей и не перераспределяется в других направлениях. В результате, расчет приводит к узконаправленному фокусированию расчетных радиационных потоков, падающих на окружающие источник поверхности. Сравнение падающих тепловых потоков приведено на рис. 6. Очевидно, что статистический метод дает гораздо более реалистичное пространственное распределение, которое, кроме того, согласуется с результатами измерений<sup>31</sup> (см. рис. 7). Расчет тепловых потоков проведен с использованием нескольких моделей радиационных свойств смеси газов и сажи. Сопоставление ре-

<sup>&</sup>lt;sup>29</sup> Наиболее дорогостоящей является процедура коррекции давления и скорости, обеспечивающая выполнение уравнения неразрывности.

<sup>&</sup>lt;sup>30</sup> Волков Э.П., Зайчик Л.И., Першуков В.А. *Моделирование горения твердого топлива*. М.: Наука, 1994, 320 с. <sup>31</sup> Souil J.M., Joulain P., Gengembre E. *Combust. Sci. Techn.*, 1984 (41) 69-81.

зультатов для пламени 22.9 кВт показано на рис. 8. Учет спектрального состава излучения (рис. 8а) приводит к меньшему расчетному значению теплового потока, чем использование «серого» приближения. Однако отличие невелико (в рассматриваемом случае около 20%), если концентрация сажи в пламени достаточно велика, поскольку сажу можно с хорошей точностью считать «серой» средой (см. также раздел 2.6.2). В данном случае вклад сажи в тепловое излучение значителен: максимальное значение потока, полученного без учета сажи, примерно на 40% меньше, чем то же значение, полученное с учетом сажи (рис. 8б). Результаты расчета теплового потока, выполненного с использованием эффективной излучающей способности для вычисления к<sub>СО,+H,O</sub> очень близки к результатам (рис. 8a), полученным с использованием осредненного по Планку эффективного коэффициента поглощения СО2 и  $H_2O$ . Как показано на рис. 9, учет турбулентных флуктуаций не меняет форму зависимости теплового потока от высоты, но позволяет улучшить согласование расчетных и экспериментальных данных для полной доли излученной энергии  $f_r = \int \nabla q_r dV / \dot{Q}$ . Таким образом, физическая модель и численные процедуры, использованные в данной работе, позволяют получить адекватное описание основных параметров естественно-конвективных турбулентных диффузионных пламен, включая концентрации основных компонентов, скорость, температуру и их флуктуации, а также радиационные тепловые потоки.

Важным результатом данной работы является создание модели, способной адекватно воспроизводить *тепловую обратную связь* в системе «конденсированное горючее – газовое пламя – тепловое излучение – газификация горючего». Соответствующим критерием является согласование расчетных и измеренных значений скорости выгорания. Результаты численного расчета естественно-конвективного турбулентного диффузионного пламени над поверхностью жидкого горючего (ацетон) приведены в *разделе 4.3*. Расчет стационарного пламени над поверхностью горючего в неподвижном воздухе провели для резервуаров с диаметром D = 0.15, 0.3, 0.6 и 1.2 м. Используя статистический метод, определяли эффективную поглощательную способность пламени  $\varepsilon_f$  (отношение числа поглощенных к числу излученных фотонов). Эффективную оптическую толщину пламени  $\tau_f$  получали с помощью соотношения  $\varepsilon_f = 1 - \exp(-\tau_f)$ . Для указанных выше диаметров резервуара значение  $\tau_f$  составило 0.03, 0.19, 0.45 и 0.55. Таким образом, рассмотрены как оптически прозрачные, так и оптически плотные пламена. Сопоставление результатов в зависимости от размеров поверхности горючего показано на рис. 10. Следует отметить, что удалось получить хорошее соответствие расчетных и экспериментальных значений скорости выгорания. Это указывает на адекватность примененной модели и, в первую очередь, метода расчета переноса теплового излучения.

Отметим, что в реальных пожарах горение, как правило, протекает в условиях *бокового ветра*. Успешное тестирование модели при сравнении ее результатов с данными измерений в неподвижной атмосфере (см. выше) позволило применить данную модель для исследования влияния бокового ветра на форму пламени, испускаемые лучистые потоки и скорость выгорания горючего. На рис. 11 показаны расчетные зависимости скорости выгорания от скорости бокового ветра для разных размеров резервуара. Видно, что, во-первых, наличие бокового ветра может привести к значительному (до 40%) увеличению скорости выгорания, и, во-вторых, указанная зависимость может быть немонотонной. Это происходит в результате взаимодействия двух факторов. В частности, в пламенах над резервуарами достаточно больших размеров, где существует обширная область богатая горючим и обедненная кислородом, вызванная ветром интенсификация захвата пламенем воздуха приближает концентрацию кислорода в зоне горения к стехиометрической. Это *увеличивает* температуру пламени и излучаемую мощность. В то же время, при увеличении скорости ветра меняется форма пламени и увеличивается угол его наклона, что влияет на количество излученной энергии, достигающее поверхности горючего. Расчетные профили падающих радиационных потоков для трех скоростей бокового ветра приведены на рис. 12. Хорошо видно, что при увеличении скорости ветра указанный поток возрастает, а его максимум смещается в подветренном направлении. В результате, при большой скорости ветра увеличение наклона пламени приводит к *уменьшению* скорости выгорания из-за того, что (несмотря на рост температуры) все большая часть излученной энергии перераспределяется за пределами поверхности горючего. Приведенные результаты численного моделирования находятся в качественном согласии с результатами ряда экспериментов, начиная с исследования, проведенного В.И. Блиновым и Г.Н. Худяковым<sup>32</sup> (см. также обзор и дискуссию в работе<sup>33</sup>).

Стационарные поля средней скорости и температуры в пламени над резервуаром диаметром D = 1.2 м, полученные в отсутствие ветра и в условиях бокового ветра (2 м/с) показаны на рис. 13. Отметим, что для пламени, отклоненного ветром, модель предсказывает деление факела на два вихревых потока с противоположной закруткой. Аналогичная структура факела наблюдалась в экспериментах со струями в поперечном потоке и при численном моделировании<sup>34</sup>.

Отметим, что разделы 4.2 и 4.3 посвящены расчетам пламен *в открытом пространстве*. Следующий этап тестирования модели заключается в расчете горения и теплообмена *в помещении*. При этом особое внимание должно быть уделено тепловому воздействию на стены и перекрытия. Это требует не только достаточно точного расчета полученных (в основном радиационных) тепловых потоков, но и расчета поля температуры и тепловых потоков внутри стен и перекрытий. Это означает, что задача теплообмена становится сопряженной. В данной работе эта задача решена как для маломасштабного лабораторного пожарного бокса, так и для полномасштабного тестового помещения.

Для проверки пригодности модели для решения указанной задачи была поставлена серия экспериментов<sup>35</sup> (*раздел 4.4*) в лабораторном маломасштабном помещении (пожарном боксе), внутренние габаритные размеры которого  $0.615 \times 0.30 \times 0.275$  м. Бокс выполнен из плит теплоизолирующего материала Monolux 500 (основные компоненты *SiO*<sub>2</sub> и *CaO*) толщиной 2.5 см. На торцевой стенке бокса располагалось отверстие (дверной проем). В двух сериях экспериментов исследовались два источника горючего: 1. - газовая горелка (горючее – пропан) с поперечным сечением сопла 5х5 см, расположенная на уровне пола; 2. - емкость (10х10 см), заполнявшаяся жидким (этанол, ацетон, толуол) или твердым (ПММА) горючим. Для измерения температуры использовались хромель-алюмелевые термопары и двухтермопарные зонды, сваренные из проволок диаметром 0.050, 0.075, 0.100, 0.125 и 0.250 мм. Основные погрешности измерения, пространственная разрешающая способность, инерционные свойства термопар, влияние излучения и положения термопар внутри бокса проанализированы в приложении 7.

Примеры расчета полей скорости, температуры и тепловыделения в объеме бокса, тепловых потоков, падающих на поверхность потолка, и полей температуры в элементах конструкции показаны на рис. 14-16 (*горение пропана*). Сравнение измеренных и расчетных температур как в газовом объеме, так и на поверхности потолка приведено на рис. 17. Видно, что при достаточном пространственном разрешении расчетной сетки модель хорошо воспроизводит измерения. При этом особенно важно полученное согласование температуры поверхности потолка (рис. 17в), поскольку это означает адекватность расчета всех основных компонентов процесса (горение, турбулентное течение, тепловое излучение, теплопередача в пристеночном пограничном слое и в материале конструкций). Аналогичные результаты получены при моделировании условий еще одной серии экспериментов (*горение ацетона*), в

<sup>&</sup>lt;sup>32</sup> Блинов В.И., Худяков Г.Н. Диффузионное горение жидкостей. Москва, АН СССР, 1961.

<sup>&</sup>lt;sup>33</sup> Babrauskas V. Fire Technology, 1983 (19) 251-261.

<sup>&</sup>lt;sup>34</sup> Fairweather M., Jones W.P., Lindstedt R.P. Combust. Flame, 1992 (89) 45-63.

<sup>&</sup>lt;sup>35</sup> Данная часть работы выполнялась совместно с кафедрой компьютерных технологий и эксперимента в теплофизике СПбГПУ, Санкт-Петербург (Талалов В.А.).

которых измерялись нестационарные поля температуры в газовой фазе и на поверхности стен и перекрытий, а также оптическая плотность уходящих продуктов сгорания.

Для апробации модели на данных измерений при пожаре в полномасштабном помещении (*paзden 4.5*) были проведены расчеты (рис. 18) для условий экспериментов, выполненных в работе<sup>36</sup>. Как показано на рис. 186, сопряженный теплообмен на поверхностях и теплопередача в материале конструкций оказывают существенное влияние на температуру в газовом объеме. В самом деле, расчет с постоянной температурой стен (Cold wall) дает заниженное, а расчет в предположении тепло-изолированных стен (Insulated wall) - завышенное значение температуры в уходящем потоке. В то же время, при учете сопряженного теплообмена получено хорошее согласование как для абсолютных значений температуры и скорости, так и для границы раздела между входящим в помещение потоком холодного воздуха и выходящим потоком горячих продуктов (рис. 186, в).

Таким образом, всестороннее тестирование позволило сделать вывод о способности данной модели воспроизвести основные теплофизические характеристики пожара как в открытом пространстве, так и в помещениях разных размеров.

**Пятая глава** посвящена *применению* модели для решения исследовательских и прикладных задач. К первому типу задач следует отнести моделирование режимов турбулентного диффузионного горения при пожаре в помещении, сопровождающегося выбросом пламени через проем (раздел 5.1), режимов коагуляции аэрозоля (раздел 5.2), его оптических свойств (разделы 5.3), отклика дымовых извещателей (раздел 5.4). Примером прикладного использования модели является описанный в разделе 5.5 расчет распространения дыма в тоннеле и вестибюле метрополитена в случае пожара в вагоне поезда.

**Раздел 5.1.** содержит результаты численного и экспериментального исследования режимов турбулентного диффузионного горения при пожаре в помещении, реализующихся при избыточной и недостаточной (ограниченной) вентиляции. Как известно, при пожаре, регулируемом пожарной нагрузкой, (ПРН) скорость горения определяется расходом (газообразного) горючего *m* <sub>fuel</sub>, в то время, как при пожаре, регулируемом вентиляцией, (ПРВ) скорость горения лимитируется подачей окислителя (входящим потоком воздуха *m*<sub>air</sub> через проем). Характер процессов в каждом из предельных режимов существенно отличается. В частности, при пожаре в условиях интенсивной вентиляции достигается наиболее полное окисление горючего и более высокая температура. В условиях ограниченной вентиляции вследствие неполного сгорания горючего образуется большое количество дисперсной дымовой фазы (в том числе сажи) и газообразных промежуточных продуктов (в частности, окиси углерода и водорода). В свою очередь, наличие дыма, угарного газа и водорода приводит к таким последствиям, как ослабление видимости, высокая токсичность продуктов горения и, наконец, возможность их повторного воспламенения. Правильное определение режима пожара необходимо для адекватного прогнозирования возможной интенсивности теплового и химического воздействия на людей и окружающие объекты.

Переход к режиму горения, контролируемому вентиляцией (ПРВ), часто сопровождается выбросом пламени через проем. В самом деле, недостаточное проникновение окислителя в зону реакции приводит к увеличению высоты и площади поверхности пламени. В результате пламя начинает взаимодействовать с ограждающими конструкциями, стенами и потолком. Возникает ситуация, когда горючее не сгорает полностью внутри помещения, выносится с потоком продуктов через проем и догорает за пределами помещения. Появление внешнего пламени резко увеличивает скорость распространения пожара, а продукты неполного сгорания в этом режиме содержат значительное количество токсичных компонентов. С учетом предыдущих исследований, обзор которых приведен в *разделе 5.1.1*, необходимо по-

<sup>&</sup>lt;sup>36</sup> Steckler K.D., Quintiere J.G., Rinkinen W.J. 19<sup>th</sup> Symp. (Int.) on Combustion/The Combust. Inst., 1982, p. 913-920.

лучить ответы на два вопроса. Во-первых, следует определить критическое условие, необходимое для выброса пламени через проем. Во-вторых, представляет интерес длительность временного промежутка между моментом подачи и зажигания горючего и моментом выброса пламени (если критическое условие выполнено).

В данной работе *численное* исследование режимов горения в помещении выполнено в двух- и трехмерной постановке. Кроме того, проведено детальное *экспериментальное* исследование указанных режимов в лабораторном пожарном боксе (рис. 19, 20). Результаты измерений и расчетов обобщены с помощью предложенных безразмерных критериев.

В *разделе 5.1.2* показано, что даже упрощенная двумерная постановка задачи (однокомнатное помещение высотой 3 м и длиной 4 м с проемом высотой 1.5 м) позволяет моделировать смену режимов горения и появление внешнего пламени. Кроме того, в данной части работы показано, что безразмерный коэффициент избытка горючего

$$\phi = \frac{\dot{m}_{fuel} / \dot{m}_{air}}{r} \tag{12}$$

(*r* - стехиометрические отношение массовых расходов горючего и окислителя) может использоваться в качестве критерия, определяющего режим горения. При этом расход входящего воздуха определяется с помощью приближенного соотношения

$$\dot{m}_{air} = \frac{2}{3} C_w \sqrt{2g\rho_0(\rho_0 - \rho)} \cdot h_0^{3/2} W, \qquad (13)$$

где  $C_w$  - коэффициент расхода проема,  $h_0$  - высота нейтральной плоскости над нижней кромкой проема, W - ширина проема,  $\rho$  и  $\rho_0$  - плотность окружающего воздуха и средняя плотность газа в помещении<sup>37</sup>.

Расчеты показали, что можно выделить следующие режимы горения, реализующиеся при разных соотношениях потоков горючего и окислителя. В первом из них (ПРН) пламя целиком находится внутри помещения (рис. 21а). Во втором режиме (ПРВ при умеренном избытке горючего) пламя существует внутри и вне помещения (рис. 21б). Наконец, в третьем режиме (ПРВ при большом избытке горючего) пламя существует только вне помещения (рис. 21в). Рассчитанные численные значения безразмерного коэффициента избытка горючего ф, разделяющие указанные режимы, оказались близки к значениям, измеренным в экспериментах<sup>38</sup>.

Кроме того, численные расчеты показали, что наличие сопряженного теплообмена на поверхности и теплопроводности в глубине материала стен может привести к формированию нестационарного режима горения, *качественно* отличающегося от стационарного режима, который устанавливается в случае «холодных» стен с постоянной температурой. Если температура твердых поверхностей повышается настолько, что формируется восходящий поток воздуха, нагретого от внутренней поверхности стены, то этот поток может существенно повлиять на поток воздуха, входящего в помещение через проем. В результате, в рассмотренном примере наблюдали вызванный этим нестационарный режим, сопровождающийся периодическим захватом порций воздуха вглубь помещения.

Для экспериментального исследования (*раздел 5.1.3*) режимов горения в помещении с разной интенсивностью вентиляции, определения критических условий выброса пламени через проем, а также для изучения нестационарной эволюции пламени, предшествующей выбросу, была создана специальная лабораторная установка (рис. 19). В опытах измеряли два

<sup>&</sup>lt;sup>37</sup> Babrauskas V., Williamson R.B. *Fire Mater.*, 1978 (2) 2, 39-53; Кошмаров Ю.А., Башкирцев М.П. *Термодинами*ка и теплопередача в пожарном деле. – М.: Изд-во ВПТШ МВД СССР, 1987, 444 С; Drysdale D. An Introduction to Fire Dynamics. 2nd Ed., Wiley, Chichester, 1999.

<sup>&</sup>lt;sup>38</sup> Bohm B., Rasmussen B.M. *Fire Safety J.*, 1987 (12) 103-108; Gottuk D.T., Roby R.J., Beyler C.L. 24<sup>th</sup> Symp. (Int.) on Combustion/The Combustion Inst., 1992, p. 1729-1735.

параметра: минимальный (критический) *расход горючего*, необходимый для выброса пламени и установления внешнего горения, и *время* от подачи и зажигания горючего *до выброса пламени*. При этом произведено несколько серий экспериментов, в которых варьировали размер бокса, размер и положение проема, положение горелки. При обработке экспериментальных результатов использовали следующий масштаб времени

$$t^* = M_{air\,0} / \left( \dot{m}_{air} + \dot{m}_{fuel} \right), \tag{14}$$

где  $M_{air0} = \rho_0 V$  - начальная масса воздуха в помещении,  $\dot{m}_{fuel}$  - заданный расход горючего,  $\dot{m}_{air}$  - входящий поток воздуха, который определяется естественно-конвективным газообменом через проем и вычисляется по формуле (13).

Результаты измерений показаны на рис. 20, где приведена зависимость безразмерного времени до выброса  $\tau_{ex} = t_{ex}/t^*$  от безразмерного расхода горючего  $\tilde{m}_{fuel} = \phi$ . Данные, полученные для шести конфигураций помещения, обобщаются следующей зависимостью:

$$\tau_{ex} = 1 + 0.5 / (\tilde{m}_{fuel} - 1).$$
(15)

Вертикальная асимптота,  $\tilde{m}_{fuel} \rightarrow \tilde{m}_{fuel \, cr} = 1$ ,  $\tau_{ex} \rightarrow \infty$ , определяет критический расход горючего, ниже которого все горючее сгорает внутри помещения. Горизонтальная асимптота,  $\tilde{m}_{fuel} >> 1$ ,  $\tau_{ex} \rightarrow 1$ , соответствует быстрому вытеснению газа из бокса потоком горючего при очень больших расходах последнего. Кривая (15) и ее асимптоты ограничивают три области на плоскости параметров, которые соответствуют трем состояниям системы: только внутреннее горение без выброса пламени; внутреннее горение до выброса пламени; и внешнее горение после выброса (см. рис. 19). Видно, что данные, полученные для разных конфигураций помещения, действительно группируются вокруг предложенной безразмерной зависимости (15). Дальнейшие эксперименты с использованием помещений больших размеров, продолжающиеся в настоящее время<sup>4</sup>, подтверждают, что зависимость (15) может использоваться для приближенного оценивания времени задержки выброса пламени через проем.

Как показали эксперименты, эволюция пламени, предшествующая его выбросу через проем, представляет нестационарный и многостадийный процесс. В частности, наблюдали пять последовательных стадий, особенности которых обсуждаются ниже.

1. Начальный рост пламени при избытке окислителя. В начале процесса пламя присоединено к горелке, его ширина близка к размеру сечения горелки. Поскольку в боксе имеется достаточное количество кислорода, длина и объем пламени определяются расходом горючего.

2. Прерывистое пламя с избытком горючего. На этой стадии проявляется нехватка кислорода в зоне пламени, и начинает формироваться слой горячих продуктов сгорания в верхней части бокса. В верхнем слое, где накапливается насыщенная продуктами неполного сгорания и несгоревшим горючим (богатая) смесь, проскакивают единичные вспышки пламени.

3. Пульсирующее пламя. На этой стадии пламя расширяется по горизонтали, и его ширина существенно превышает размер горелки. Наблюдаются упорядоченные пульсации пламени, размах которых растет во времени. Наблюдавшийся период колебаний составлял около 2 с.

4. *Блуждающее пламя*. Когда амплитуда пульсаций достигает ширины бокса, пламя отрывается от горелки и блуждает по боксу, постепенно смещаясь по направлению к проему, навстречу входящему потоку воздуха.

5. Выброс и внешнее горение. В зависимости от размеров проема и расхода горючего выброс пламени через проем может протекать по одному из трех сценариев. В экспериментах с малым сечением проема (сценарий 1) несколько (или даже всего один) интенсивных выбросов сопровождались погасанием. Для проемов большего сечения, а также при большем расходе горючего (сценарий 2) пламя расщеплялось, и горение имело место как внутри, так и

за пределами помещения. При еще больших расходах горючего (сценарий 3) внутреннее пространство бокса наполнялось несгоревшим горючим и продуктами сгорания при отсутствии кислорода. Вертикальное сечение проема в этом случае работало как сечение горелки, и наблюдалось только внешнее горение.

В разделе 5.1.4 проведено численное трехмерное моделирование режимов горения в условиях, соответствующих экспериментальным. Расчеты показали, что модель позволяет описывать основные черты эволюции пламени и его выброса через проем. В качестве примера на рис. 22 приведены поля средней температуры и скорости в центральном вертикальном сечении (слева) и в горизонтальном сечении (справа). На рис. 22а показана начальная стадия формирования пламени (стадия 1). При достаточно большом расходе горючего вскоре после его зажигания наблюдается интенсивный и кратковременный выброс газа через проем, который происходит благодаря быстрому разогреву и расширению газа внутри бокса. Отметим, что в экспериментах этот выброс газа иногда сопровождался вспышкой пламени в потоке, выходящем из бокса, однако устойчивое внешнее пламя на данной стадии не образуется. Продукты сгорания, покидающие зону пламени, накапливаются под потолком и формируют верхний припотолочный слой. По мере расходования кислорода пламя перемещается в верхний слой (рис. 22б), что характерно для стадии 2. Как и наблюдалось в экспериментах, далее (стадия 3) пламя становится неустойчивым и несимметричным (рис. 22в). Затем пламя расширяется, и пелена пламени занимает всю ширину бокса (рис. 22г, стадия 4). На этой стадии пелена пламени разрушается, и пламя меньшего размера неупорядоченно перемещается внутри бокса. Несмотря на то, что пламя отклоняется вглубь бокса входящим через проем потоком воздуха, оно постепенно смещается по направлению к проему, поскольку в глубине бокса кислород иссякает, а горючее накапливается. Расчет показывает значительное снижение средней температуры (1000-1100 К) в зоне пламени, когда пламя приближается к проему (отметим, что в экспериментах с малыми размерами проема наблюдали не выброс, а погасание пламени). Наконец, на рис. 22д показан режим, когда пламя расшепляется и располагается как внутри, так и за пределами бокса, т.е. реализуется второй сценарий выброса пламени (см. выше).

Время задержки выброса также было рассчитано для различных размеров проема и расходов горючего. Результаты представлены на рис. 20 в безразмерном виде вместе с экспериментальными данными. Качественное согласование можно признать удовлетворительным, однако следует отметить, что численные расчеты дают заниженное время задержки выброса пламени и заниженный критический расход горючего, приводящий к выбросу. Возможная причина заключается в том, что в данном маломасштабном помещении поток и пламя не являются полностью турбулентными, как это предполагается в использованных моделях турбулентности и горения.

Таким образом, в разделе 5.1 идентифицированы и исследованы (экспериментально и численно) режимы горения, реализующиеся при пожаре в условиях разной интенсивности вентиляции, предложена обобщающая безразмерная зависимость для времени задержки выброса пламени через проем, и показано, что предлагаемая численная модель позволяет адекватно воспроизводить нестационарную эволюцию пламени.

В *разделе 5.2* режимы быстрой и медленной коагуляции аэрозоля в потоке продуктов сгорания, выделенные в рамках приближенного анализа (раздел 2.4), продемонстрированы при численном моделировании пожара в помещении.

Рассматривается двухкомнатное помещение высотой 3 м и длиной 8 м. Комнаты сообщаются друг с другом через проем высотой 1.5 м. Газообразное горючее подается на уровне пола в одной из комнат. Продукты сгорания, включая аэрозоль, переносятся через проем в соседнюю комнату, как показано на рис. 23. При моделировании горения использована модель одностадийной реакции (раздел 2.3) с постоянными коэффициентами  $\chi_C$  и  $\chi_{CO}$ , численные значения которых определяли по экспериментальными данным для турбулентных диффузионных пламен (приложение 2). Рассматривались два вида горючих: с высоким (ацетилен  $C_2H_2$ ,  $\chi_c = 0.15$ -0.20) и относительно низким (пропан  $C_3H_8$ ,  $\chi_c = 0.02$ ) уровнем сажеобразования. Предполагается, что в зоне пламени образуются полидисперсные агрегаты, имеющие начальный средний объем  $\overline{v_0}$ , среднеобъемный диаметр  $\overline{\delta_{V0}}$  и содержащие в среднем  $\overline{n_{p0}} = (\overline{\delta_{V0}}/d_p)^3$  первичных частиц ( $d_p = 30$  нм для пропана и 47 нм для ацетилена<sup>9</sup>).

Как показано в разделе 2.4, изменение параметров аэрозоля обусловлено одновременным влиянием *генерации* новых частиц, их *коагуляцией* и *разбавлением* при смешении с чистым воздухом. Скорость разбавления аэрозоля определяется интенсивностью турбулентного смешения, которая, в свою очередь, определяется полем средней скорости и геометрией помещения. Скорость коагуляции аэрозоля зависит от концентрации частиц и значения коэффициента Г (приложение 3). Наконец, штучная скорость генерации частиц аэрозоля  $\dot{N}_0 = \dot{r}_0 / v_0$  зависит от скорости реакции, вида горючего и начального среднего размера частиц ( $v_0$ ,  $\delta_{v0}$ ,  $\overline{n_{p0}}$ ). Следовательно, если заданы горючее, массовая скорость горения и геометрия помещения, скорость коагуляции зависит от начальных средних значений  $\overline{v_0}$ ,  $\overline{\delta_{v0}}$ . Поскольку начальный средний размер частиц представляет наименее точно определенную величину в данной модели, начальный размер варьировали в широких пределах:  $\overline{n_{p0}} = 10^0 - 10^4$  (это соответствует  $\overline{\delta_{v0}} = 0.047 - 1.01$  мкм для ацетилена и  $\overline{\delta_{v0}} = 0.030 - 0.646$  мкм для пропана).

Целью расчета является анализ влияния коагуляции частиц на параметры аэрозоля вдали от зоны пламени, где он образуется. Для этого рассматривается зависимость полной концентрации частиц N и их средних размеров  $(\bar{v}, \bar{\delta}_{\bar{v}} \ u \ \bar{n}_{\bar{p}})$  в удаленной точке детектирования **D** (см. рис. 23) от соответствующих начальных значений  $\bar{v}_0$ ,  $\bar{\delta}_{v0}$  и  $\bar{n}_{p0}$ , присущих частицам, образующимся в зоне пламени (показана на рис. 24). Эта зависимость получена для двух видов горючего как с учетом коагуляции частиц, так и в отсутствие коагуляции. Приведенные зависимости показывают, что режимы быстрой и медленной коагуляции, выделенные при приближенном анализе (см. раздел 2.4), теперь получены при численном моделировании пожара в помещении. Режим коагуляции зависит от начального размера частиц, образующихся в зоне пламени.

В случае *малых* размеров образующихся частиц ( $\overline{n_{p0}} \rightarrow 1$ ,  $\overline{\delta_{v_0}} \rightarrow d_p$ , см. рис. 24), концентрация частиц велика (полное количество образующегося аэрозоля считается заданным) и, следовательно, имеет место наибольшая скорость их коагуляции. Это область *сильного* влияния коагуляции на параметры аэрозоля: все параметры «старого» аэрозоля (т.е. вдали от места его образования) резко отличаются от тех, с которыми аэрозоль производится в пламени. Отметим, что (в соответствии с приближенным анализом, приведенным выше) в этой области параметры «старого» аэрозоля слабо зависят от своих начальных значений.

В противоположном пределе *больших* размеров образующихся частиц (рис. 24) их концентрация настолько мала, что скорость коагуляции недостаточна для того, чтобы сколько-нибудь существенно изменить параметры аэрозоля при его движении с потоком по помещению. В этом случае (режим *слабой* коагуляции) влиянием коагуляции на параметры аэрозоля можно пренебречь. Анализ рис. 24 позволяет определить численные значения среднего начального объема частиц, условно разделяющего указанные режимы.

Поскольку в режиме быстрой коагуляции параметры аэрозоля слабо зависят от начального размера образующихся частиц, включение коагуляции в модель переноса дыма ослабляет влияние неизбежной ошибки, возникающей при задании параметров аэрозоля в зоне пламени, на результат расчета вдали от зоны пламени. С другой стороны, если коагуляция не принята во внимание, указанная ошибка будет проявлять себя на всем пути движения дымового потока (ниже будет показано, как это может повлиять на прогноз времени срабатывания дымового извещателя). Это подчеркивает необходимость учета коагуляции при моделировании пожаров в помещении.

В разделе 5.3 проводится численное моделирование движения дыма в помещении и расчет пространственных полей оптических свойств дыма. Проводится сравнительный анализ оптических свойств, вычисленных по модели сферических частии и по модели фрактальных агрегатов. Отметим, что модель фрактальных агрегатов впервые применяется для прогнозирования оптических свойств дыма при численном моделировании пожара в помещении. Постановка задачи, геометрия помещения и принятые допущения совпадают с изложенными в разделе 5.2. Однако в этом случае задача решалась как в двумерной, так и в трехмерной постановке. В последнем случае ширину помещения и ширину проема полагали равными 3 м. Удельный коэффициент ослабления вычисляли по интерполяционной формуле (8) в случае сферических частиц и по формуле<sup>12</sup> для фрактальных агрегатов. Выбор численного значения длины волны излучения, вида распределения частиц по размерам, плотности и коэффициента преломления материала частиц обсуждается в разделе 2.5. В расчете учитывается изменение концентрации частиц аэрозоля N и их среднеобъемного диаметра  $\overline{\delta_{v}}$  за счет коагуляции. При данных параметрах реализуется режим быстрой коагуляции азрозоля. Стационарные поля скорости и коэффициента ослабления видимого излучения аэрозолем, состоящим из фрактальных агрегатов, показаны на рис. 25.

Отметим, что картины течения, полученные в двумерной (рис. 25а) и трехмерной (рис. 25б) постановке, существенно отличаются. В *трехмерном* случае размеры горелки существенно меньше размеров помещения. Когда пламя локализовано таким образом, устанавливается характерная двухзонная стратификация параметров по высоте помещения. При этом слой горячих продуктов сгорания располагается в припотолочной области, а холодный воздух – в нижней части помещения. Наблюдается достаточно отчетливая граница между слоями, а восходящий факел над пламенем лишь слегка отклоняется входящим через проем потоком воздуха (рис. 25б). Иная картина воспроизводится *двумерным* расчетом, в котором предполагается, что источник горючего простирается на всем протяжении третьей координаты. Рис. 25а показывает, что пламя и восходящий факел сильно отклоняются входящим потоком и прижимаются к полу и левой стене; центральный вихрь заполняет помещение.

С помощью двух обсуждаемых моделей оптических свойств аэрозоля получена зависимость коэффициента ослабления видимого излучения в точке **D** (показана на рис. 25а) от среднего начального размера частиц, образующихся в зоне пламени. Как отмечено в разделе 5.2, начальный размер частиц известен с недостаточной точностью, и в то же время именно от него зависит скорость и режим коагуляции аэрозоля. В связи с этим начальный средний размер частиц варьировали в широких пределах:  $\overline{n_{p0}} = 1 - 10^4$ ,  $\overline{\delta_{V0}} = 0.047 - 1.01$  мкм. Рис. 26 показывает, что модель сферических частиц, широко используемая в исследовательских целях<sup>39</sup> и на практике, может привести к заметной погрешности, если эта модель применяется к фрактальным агрегатам.

Другой важный вывод заключается в том, что в отличие от модели сферических частиц, результат расчета с помощью модели фрактальных агрегатов весьма слабо зависит от начального размера частиц, образующихся в зоне пламени (т.е. от  $\overline{v_0}$ ,  $\overline{\delta_{V0}}$  и  $\overline{n_{p0}}$ ). Это объясняется тем, что в точке наблюдения **D** оказываются уже очень большие агрегаты, сформировавшиеся при коагуляции. В этом диапазоне размеров оптические свойства агрегатов дос-

<sup>&</sup>lt;sup>39</sup> Meacham B.J., Motevally V. *J of Fire Prot. Engr*, 1992, (4), 1, 17–28; Aggarwal S., Motevalli V. *Fire Safety J.*, 1997 (29) 99–112; Barakat M., Souil J.-M., Breillat C. et al. *Fire Safety J.*, 1998 (30) 293-306.

тигают своего насыщения (см. рис. 1). Следовательно, одновременный учет коагуляции и фрактальной структуры агрегатов снижает влияние ошибки, вносимой при задании начальных размеров частиц, образующихся в зоне пламени. Если же коагуляция не учитывается, то как для сферических частиц, так и для фрактальных агрегатов, указанная ошибка не затухает, а переносится вместе с потоком.

В разделе 5.4 коагуляция аэрозоля учтена при прогнозировании отклика дымовых извещателей. Рассмотрены два вида дымовых извещателей, светорассеивающий (оптический) и ионизационный, получившие наиболее широкое распространение в современной практике. Отклик<sup>40</sup> R<sub>det</sub> светорассеивающего извещателя зависит от интенсивности света, рассеянного частицами дымового аэрозоля и, следовательно, пропорционален величинам  $\overline{\delta_v}^6 N$  и  $\overline{v^2}N$  в релеевском пределе и величинам  $\overline{\delta_V}^2 N$  и  $\overline{v^{2/3}}N$  в пределе геометрической оптики. Отклик ионизационного извещателя (зависит от уменьшения электрического тока через газовый зазор из-за поглощения ионизирующего излучения частицами аэрозоля) приблизительно пропорционален среднему диаметру частиц<sup>41</sup>, т.е. величинам  $\overline{\delta_V}N$  и  $\overline{v^{1/3}}N$ . С учетом этого далее показано, что отклик ионизационного извещателя уменьшается из-за коагуляции, в то время как отклик светорассеивающего извещателя увеличивается. Следовательно, расчет, проведенный без учета коагуляции дыма, даст завышенный отклик для ионизационного и заниженный - для светорассеивающего извещателя. В связи с этим, при интерпретации результатов измерений отклика дымовых извещателей коагуляцию, как правило, надо учитывать. В разделе 5.4 приводятся два примера, когда учет коагуляции дыма позволяет объяснить результаты опубликованных измерений<sup>42</sup> отклика извещателей.

Раннее обнаружение дыма крайне важно для обеспечения пожарной безопасности. С помощью модели, развитой в данной работе, проведены расчеты изменения отклика извещателя на начальной (нестационарной) стадии распространения дыма, когда дым заполняет припотолочное пространство помещений. Рассматривалось трехэтажное помещение в здании с карнизами, выступающими на 0.6 м за пределы внешней стены здания (см. рис. 27). Источник горючего располагался на уровне пола в центре комнаты на нижнем этаже. Дым, покидающий зону пламени, поднимается вверх и проникает в комнату на верхнем этаже через окно. Извещатель располагается в точке D в центре потолка верхней комнаты. В качестве иллюстрации, на рис. 27 показаны поля скорости и концентрации частиц аэрозоля через 150 с после зажигания источника мощностью 22.9 кВт/м и массовой скорости образования аэрозоля 8.2·10<sup>-6</sup> кг/с·м. Начальный среднеобъемный диаметр частиц  $\overline{\delta_{V0}} = 0.1$  мкм.

Ниже рассматривается только отклик ионизационного извещателя, поскольку отклик извещателя этого типа *завышается* при расчете *без учета коагуляции*. При расчете функции отклика использована экспериментальная зависимость<sup>41</sup>. Зависимость функции отклика от времени вычислена при разных расходах горючего и, соответственно, разной тепловой мощности пламени. Результаты, представленные на рис. 28, получены как с учетом (сплошные линии), так и без учета (пунктир) коагуляции дыма для трех расходов горючего. Для сравнения, предельный уровень отклика 2 В, соответствующий срабатыванию извещателя, также показан на рис. 28 горизонтальным пунктиром.

Численные расчеты показали, что для сравнительно мощного источника (линии 1 на рис. 28) различие между откликами, вычисленными с учетом и без учета коагуляции, очень велико (имеет место режим быстрой коагуляции). Однако это различие проявляется на уров-

<sup>&</sup>lt;sup>40</sup> Превышение полезного сигнала над уровнем шума.

<sup>&</sup>lt;sup>41</sup> Mulholland G.W., Liu, B.Y.H. J of Research of the National Bureau of Standards, 1980 (85) 3, 223-238.

<sup>&</sup>lt;sup>42</sup> Hotta H., Horiuchi S. Proc. of the 1<sup>st</sup> Int. Symp. IAFSS, 1986: 699-708; Newman J.S. Proc. of the 4<sup>th</sup> Int. Symp. IAFSS, 1994, 785-792.

не, значительно превышающем порог срабатывания извещателя. Это означает, что оба расчета (с учетом и без учета коагуляции) предсказывают активацию извещателя в один и тот же момент времени. Дым, произведенный источником с меньшим расходом горючего (линии 2 на рис. 28) приводит к менее выраженному различию между откликами, вычисленному с учетом и без учета коагуляции. Однако, расчетное время срабатывания извешателя оказывается существенно больше, если коагуляция принята во внимание. Наконец, дальнейшее снижение мощности источника снижает как эффект коагуляции дыма, так и абсолютное значение отклика. Несмотря на это, оказывается возможной ситуация, когда модель без учета коагуляции – нет. Данная серия численных расчетов демонстрирует необходимость учета коагуляции дыма при прогнозировании отклика дымовых извещателей.

*Раздел 5.5* посвящен моделированию распространения дыма в подземном вестибюле метро при пожаре в вагоне поезда. Следует отметить, что отечественный и зарубежный опыт эксплуатации метрополитенов свидетельствует об их пожарной опасности. Тушение пожаров и проведение эвакуационно-спасательных работ в подземных сооружениях осложняется их быстрым и сильным задымлением и удаленностью от поверхности. Основным источником создания аварийных ситуаций при пожарах является подвижной состав, причем потенциальные источники загорания на подвижном составе связаны в основном с функционированием электрооборудования. В то же время, пассажирские помещения характеризуются высокой скоростью нарастания опасных факторов. Например, при возникновении пожара в подвагонном оборудовании или аппаратном отсеке вагона возможна угроза отравления продуктами горения людей, находящихся в вагоне, уже через 3 - 5 мин. Через 5 - 15 мин горение может проникнуть в салон вагона. В течение 10 - 15 мин горение распространяется на весь вагон, температура в нем достигает величин 900 – 1000 °C. Скорость распространения горения внутри салона незначительно зависит от скорости вентиляционного потока и достигает величины 1.5 м/мин. Далее с такой же скоростью горение распространяется по другим вагонам поезда. В связи с этим, особое значение приобретают вопросы безопасности пассажиров и поездной бригалы метрополитена, а также личного состава подразделений пожарной охраны. принимающих участие в тушении пожара. Прогнозирование распространения дыма в вестибюлях и тоннелях метрополитена крайне важно для анализа возможности эвакуации людей в условиях снижения видимости и наличия токсичных продуктов. В разделе 5.5 развиваемая в данной работе модель<sup>43</sup>:

1) апробирована путем сравнения с результатами натурного эксперимента (пожар в отдельно стоящем вагоне, расположенном в тоннеле метрополитена, распространение дыма и температурный режим в тоннеле);

2) применена для расчета нестационарного распространения дыма в подземном вестибюле при пожаре в вагоне поезда (с целью оценки времени блокирования путей эвакуации людей).

На *первом* из двух указанных этапов работы моделировали условия эксперимента, выполненного Ленинградским филиалом ВНИИПО МВД СССР. *В экспериментах* использовались вагоны, размещенные в натурном макете тоннеля прямоугольного сечения с поперечными размерами 4.6 × 4.1 м и длиной 38 м. В одном из торцов тоннеля была расположена вентиляционная установка, позволяющая создавать в тоннеле требуемый воздушный поток. Источником пожара являлась пропитанная керосином ветошь, равномерно распределенная по поверхности пола вагона. Такой способ инициирования позволил сократить продолжительность распространения пожара по вагону и получить максимально возможную при сгорании одного вагона внутреннюю температуру. В ходе проведения экспериментов определялись локальные температуры газа внутри тоннеля и на его поверхностях.

<sup>&</sup>lt;sup>43</sup> Данная часть работы выполнялась в сотрудничестве с Санкт-Петербургским филиалом ВНИИПО МВД России (А.Д.Голиков) и Академией Гражданской Авиации (проф. С.А.Исаев и П.А.Баранов).

В расчете определялись поля скорости, температуры и концентраций компонент в потоке внутри тоннеля, за пределами вагона. Горение внутри вагона не рассматривается; параметры продуктов сгорания (температура, состав, расход), измеренные в эксперименте, использованы в качестве граничных условий на боковой стенке вагона. Предполагается, что через проем в вертикальной боковой поверхности вагона происходит выброс в тоннель продуктов сгорания (верхняя часть сечения окна) и поступление воздуха из тоннеля в вагон (нижняя часть сечения). Длина проема увеличивается с течением времени, скорость увеличения длины проема принята равной скорости распространения фронта пламени по вагону, наблюдавшейся в эксперименте, т.е. 1.5 м/мин. Параметры истекающего газа – температура  $850^{\circ}$  С, объемный расход на единицу длины проема 2.7 м<sup>3</sup>/(с·м), скорость истечения 6.8 м/с – не изменялись во времени. В ходе расчета определяли температуры газа и поверхностей в тех же точках, где они были измерены в эксперименте. Целью расчета является проверка работоспособности и оценка точности модели и программного обеспечения. Результаты расчетов представлены на рис. 29.

Отметим, что на начальной стадии процесса (первые 200 с) пламя охватывает поперечное сечение вагона, а температура уходящих продуктов растет до своего максимального значения. Поскольку в данной модели значение температуры продуктов сразу же полагали равным максимальному, на этом промежутке времени получены заметно завышенные значения температур в тоннеле. По истечении начальной стадии, результаты расчета удовлетворительно согласуются с экспериментом.

На *втором* этапе проведено численное моделирование распространения дыма в трехсводчатом вестибюле (рис. 30) с габаритными размерами 160 м (длина), 21.5 м (ширина), 6.25 м (высота). Рассматривается следующий сценарий. На одном из путей находится поезд, в одном из вагонов которого предполагается полностью развитый пожар. Через вертикальные проемы в боковых поверхностях вагона (окна) продукты горения поступают в зал. Параметры потока продуктов горения (расход, температура, состав) совпадают с наблюдавшимися в натурных экспериментах и приведенными выше. При моделировании переноса, коагуляции и оптических свойств аэрозоля использованы уравнения модели, приведенные в *разделе 2* данной работы.

Пример расчета по изложенной выше модели в вестибюле в отсутствие вынужденной вентиляции показан на рис. 31. На данном рисунке показаны поля величины  $L = C/\overline{K_{ext}}$  (где C = 3 - эмпирическая константа<sup>44</sup>) в последовательные моменты времени (с шагом 30 с) после начала истечения дыма из горящего вагона. Данная величина характеризует оптическую плотность среды и соответствует локальной дальности видимости (т.е. дальности видимости в предположении, что концентрация дыма вдоль пути луча равна концентрации в рассматриваемой точке). Левая колонка на рис. 31 представляет вертикальные поперечные сечения вестибюля. Справа показаны горизонтальные продольные сечения, находящиеся над уровнем пола на высоте 1.70 м (средний рост человека). В рассматриваемом случае сильного и полностью развитого пожара в вагоне дым заполняет вестибюль в течение 3 мин. Аналогичные расчеты при иных сценариях пожара, а также при наличии вынужденной вентиляции позволяют дать оценку времени блокирования путей эвакуации пассажиров.

<sup>&</sup>lt;sup>44</sup> Mulholland G.W. Smoke Production and Properties. In: *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering*, 2nd Ed., NFPA, Quincy, MA, 1995, pp. 2-217 - 2-227.

#### выводы

**1.** Построена математическая модель, которая описывает ключевые процессы тепло- и массообмена при пожаре и использует современные представления о физике протекающих процессов.

При построении модели переноса теплового излучения показана эффективность *статистического метода* расчета (метода Монте-Карло), до сих пор не использовавшегося при моделировании пожаров, предложен алгоритм учета влияния турбулентных флуктуаций на эмиссию теплового излучения, проведено сравнение результатов статистического и потокового метода.

**2.** Осуществлена эффективная *программная реализация* модели с использованием современных численных алгоритмов. Проведено всестороннее *тестирование* модели путем сравнения с опубликованными результатами моделирования и измерений течений без горения и турбулентных диффузионных пламен (в открытом пространстве и в помещениях; в лабораторном и натурном масштабе), а также с результатами собственных специально поставленных экспериментов.

Расчеты турбулентных диффузионных пламен газообразных и конденсированных горючих показали, что модель способна воспроизвести результаты измерений средних температуры, скорости, концентраций компонентов, включая *промежуточные продукты горения* (*CO*), а также *лучистый тепловой поток* от пламени, падающий на удаленные поверхности. Установлено, что модель позволяет провести расчет скорости выгорания горючего, газифицирующегося за счет падающего радиационного теплового потока. Это означает замыкание *положительной обратной связи* в системе «горючее – пламя – тепловое излучение – газификация горючего», которая обеспечивает нарастание и распространение пожара в помещении и, в то же время, не рассматривается в подавляющем большинстве современных работ.

**3.** Выполнены *моделирование и анализ* процессов и механизмов, определяющих динамику, последствия и детектирование пожара (горение конденсированного горючего при наличии тепловой обратной связи; влияние бокового ветра; выброс пламени через проем в условиях ограниченной вентиляции; влияние коагуляции и структуры частиц аэрозоля на оптику и детектирование дыма).

В частности, показано, что модель объясняет наблюдавшееся ранее влияние скорости бокового ветра на скорость выгорания жидкого горючего. Показано, что при изменении скорости бокового ветра изменяется поступление окислителя в зону горения, и одновременно происходит перераспределение радиационного теплового потока за пределы поверхности горючего. В результате этого зависимость скорости выгорания от скорости ветра может быть немонотонной и определяется размером поверхности горючего.

При численном экспериментальном исследовании горения в помещении выделено *три режима* турбулентного диффузионного горения, реализующихся при разном уровне избытка горючего (пожар, регулируемый нагрузкой, ПРН, пламя целиком находится внутри помещения; пожар, регулируемый вентиляцией, ПРВ, пламя существует внутри и вне помещения; ПРВ, пламя существует только вне помещения). Определен *безразмерный критерий*, определяющий режим горения. Экспериментально определены *критический (минимальный) расход горючего*, вызывающий выброс пламени через проем и *время задержки* между зажиганием горючего и выбросом пламени в зависимости от расхода горючего и конфигурации помещения. Для разных размеров проема, расположения горелки и размеров бокса получена *обобщающая критериальная зависимость* безразмерного времени выброса от безразмерного расхода горючего. Идентифицированы и проанализированы нестационарные *стадии развития пламени* до выброса и *сценарии выброса пламени* через проем. Показана способность созданной модели воспроизвести основные стадии и характеристики процесса. Проведен анализ эволюции аэрозоля в потоке продуктов сгорания, образующихся при пожаре в помещении. Режимы *быстрой* и *медленной* коагуляции аэрозоля в потоке продуктов сгорания выделены аналитически и продемонстрированы численно. Внутренняя структура частиц аэрозоля учтена в расчете полей оптических свойств дыма, образующегося при пожаре в помещении. Приведено сравнение полей оптических свойств дыма, рассчитанных в рамках моделей *сферических частиц* и *фрактальных агрегатов*. Выполнено моделирование работы *дымовых извещателей* с учетом коагуляции аэрозоля в потоке продуктов сгорания. Показано, что расчет, проведенный без учета коагуляции дыма даст завышенный отклик для ионизационного и заниженный - для светорассеивающего извещателя. Продемонстрирована ситуация, когда расчет без учета коагуляции дыма предсказывает срабатывание ионизационного извещателя, в то время как расчет с учетом коагуляции дает противоположный результат.

**4.** Модель *применена для практических приложений* (перенос дыма в тоннеле и вестибюле метрополитена при пожаре в вагоне поезда с целью расчета времени заполнения станции дымом, оценка оптической плотности среды и времени блокирования путей эвакуации пассажиров). Численно воспроизведен температурный режим, наблюдавшийся в натурных экспериментах по горению вагона в *полномасштабном тоннеле*. Выполнено моделирование сценария пожара *в подземном вестибюле метрополитена* в случае полностью развитого пожара в одном из вагонов стоящего поезда. Получена оценка времени заполнения станции дымом, необходимая для определения времени блокирования путей эвакуации пассажиров.

# СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

#### Журнальные статьи

- Снегирев А.Ю., Махвиладзе Г.М., Талалов В.А., Шамшин А.В. Турбулентное диффузионное горение в условиях ограниченной вентиляции: выброс пламени через проем // Физика горения и взрыва. 2003. Т. 39, № 1. С. 3-14.
   Snegirev A.Y., Makhviladze G.M., Talalov V.A., Shamshin A.V. Turbulent diffusion combustion under conditions of limited ventilation: Flame projection through an opening // Combustion Explosion and Shock Waves. 2003. Vol. 39, No. 1. Р. 1-10.
- Снегирев А.Ю. Статистическое моделирование переноса теплового излучения в естественноконвективных турбулентных диффузионных пламенах. 1. Построение модели // Инженернофизический журнал. – 2003. – Т.76, № 2. – С. 48-56.
   Snegirev A.Yu. Statistical Modeling of Thermal-Radiation Transfer in Natural-Convection Turbulent Diffusion Flames. 1. Model Construction // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. – 2003. – Vol. 76, No. 2. – P. 287-298.
- 3. Снегирев А.Ю. Статистическое моделирование переноса теплового излучения в естественноконвективных турбулентных диффузионных пламенах. 2. Пламя над газовой горелкой // Инженерно-физический журнал. – 2003. – Т. 76, № 2. – С. 57-65. Snegirev A.Yu. Statistical Modeling of Thermal-Radiation Transfer in Natural-Convection Turbulent Diffusion Flames. 2. Flame above a Gas Burner // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. – 2003. – Vol. 76, No. 2. – P. 299-308.
- 4. Снегирев А.Ю. Статистическое моделирование переноса теплового излучения в естественноконвективных турбулентных диффузионных пламенах. З. Пламя над поверхностью жидкого горючего // Инженерно-физический журнал. – 2003. – Т. 76, № 2. – С. 66-71. Snegirev A.Yu. Statistical Modeling of Thermal-Radiation Transfer in Natural-Convection Turbulent Diffusion Flames. 3. Flame above the Surface of Liquid Fuel // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. – 2003. – Vol. 76, No. 2. – Р. 309-315.
- 5. Баранов П.А., Голиков А.Д., Исаев С.А., Снегирев А.Ю. Численное и физическое моделирование температурного режима в путевом тоннеле метрополитена при пожаре в движущемся вагоне поезда // Инженерно-физический журнал. – 2000. – Т.73, № 5. – С. 918-921.

Baranov P.A., Golikov A.D., Isaev S.A., Snegirev A.Yu. Numerical and Physical Modeling of the Thermal Regime in a Metro Track Tunnel with Fire in a Moving Train Carriage // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. – 2000. – Vol. 73, No. 5. – P. 901-904.

- 6. Снегирев А.Ю., Танклевский Л.Т. Макрокинетика пожара в помещении // *Теплофизика высоких температур.* 1998. Т. 36, № 5. С. 761-766. Snegirev A.Y., Tanklevskii L.T. The macrokinetics of indoor fire // *High Temperature*. – 1998. – Vol. 36, No. 5. – P. 737–743.
- 7. Снегирев А.Ю., Танклевский Л.Т. Численное моделирование турбулентной конвекции газа в помещении при наличии очага загорания // *Теплофизика высоких температур*. – 1998. – Т. 36, № 6. – С. 973-983.

Snegirev A.Y., Tanklevskii L.T. Numerical simulation of turbulent convection of gas indoors in the presence of a source of ignition // *High Temperature*. – 1998. – Vol. 36, No. 6. – P. 949 - 959.

- 8. Снегирев А.Ю., Танклевский Л.Т. Турбулентная конвекция газа в помещении при действии очага загорания // Пожаровзрывобезопасность. 1997. Т. 6, №3. С. 9-20.
- 9. Снегирев А.Ю., Махвиладзе Г.М., Робертс Дж. Учет коагуляции дыма при численном моделировании пожара в помещении // Пожаровзрывобезопасность. 1999. №3. С. 21–30.
- 10. Снегирев А.Ю., Махвиладзе Г.М., Робертс Дж. Численное моделирование диффузионного турбулентного горения при различных режимах пожара в помещении. Пожаровзрывобезопасность // 1999. – №4. – С.
- 11. Снегирев А.Ю., Махвиладзе Г.М., Робертс Дж. Оптические свойства дыма, возникающего при пожаре в помещении // *Моделирование пожаров и взрывов* / Под ред. Брушлинского Н.Н., Корольченко А.Я. М.: Ассоциация «Пожнаука», 2000. С. 118-126.
- 12. Snegirev A.Yu. Statistical Modeling of Thermal Radiation Transfer in Buoyant Turbulent Diffusion Flames // Combustion and Flame. 2004. Vol. 136, No 1-2. P. 51-71.
- Snegirev A.Yu., Makhviladze G.M., Roberts J.P. The effect of particle coagulation and fractal structure on the optical properties and detection of smoke // *Fire Safety Journal*. – 2001. - Vol. 36, No. 1. - P. 73– 95.
- 14. Snegirev A.Yu., Makhviladze G.M., Roberts J.P. Smoke coagulation in compartment fire modelling // *Combustion Science and Technology*. 2000. Vol. 159. P. 315-349.
- 15. Vasiliev V.Yu., Zubkov A.A., Snegirev A.Yu., Fedorovich E.D., Turina N.V., Mukhin V.V. Numerical simulation of temperature fields in nuclear spent fuel storage and transportation casks during their stay in the fire // Пожаровзрывобезопасность. 1999. №5. С 45-53.

#### Реферируемые материалы конференций

- 1. Snegirev A.Yu. Monte-Carlo Modelling of Radiative Transfer in Unconfined Buoyant Turbulent Diffusion Flames // *Computational Thermal Radiation in Participating Media*. Proc. of the Eurotherm Seminar 73. Mons, Belgium, April 15-17, 2003. P. 259-270.
- Snegirev A.Yu., Marsden J.A., Francis J., Makhviladze G.M. Numerical studies and experimental observations of whirling flames // 4<sup>th</sup> International Seminar on Fire and Explosion Hazards. - Ulster, UK, 8-12 September, 2003. - P. 196-197.
- 3. Chamchine A.V., Graham T.L., Makhviladze G.M., Holmstedt G., Snegirev A.Yu., Talalov V.A. Experimental studies of under-ventilated combustion in small and medium-scale enclosures // 4<sup>th</sup> *International Seminar on Fire and Explosion Hazards*. Ulster, UK, 8-12 September, 2003. P. 41-42.
- 4. Snegirev A.Yu., Makhviladze G.M., Talalov V.A. Statistical Modelling of Radiative Transfer in Buoyant Turbulent Diffusion Flames // 9th International Conference on Numerical Combustion. Sorrento, Italy, April 7-10, 2002. SIAM, The Combustion Inst.-Italian Section. P. 231-232.
- 5. Снегирев А.Ю., Махвиладзе Г.М., Талалов В.А., Исаев С.А., Шамшин А.В. Турбулентное диффузионное горение в условиях ограниченной вентиляции: выброс пламени через проем // Труды Третьей Российской национальной конференции по теплообмену. В 8 томах. Т. 3. Свободная конвекция. Тепломассообмен при химических превращениях. - М.: Изд-во МЭИ, 2002. - С. 227-230.
- 6. Snegirev A.Yu., Makhviladze G.M., Talalov V.A., Chamchine A.V. Under-Ventilated Combustion in Small-Scale Enclosure: Flame Development and Exhaust // 29<sup>th</sup> International Symposium on Combustion. Work-in-Progress Session. Sapporo, Japan, July 21-26, 2002.
- Snegirev A.Yu., Makhviladze G.M., Chamchine A.V., Metcalfe P.H., Talalov V.A. Flame Exhaust and External Burning in Enclosure Fire // 7<sup>th</sup> International Symposium IAFSS. Poster session. - Worcester, USA, June16-21, 2002.

- Snegirev A.Yu., Makhviladze G.M., Talalov V.A. Statistical Modelling of Thermal Radiation in Compartment Fire // Proc. of the 9<sup>th</sup> International Conference Interflam 2001. - Edinburgh, UK, September 17–19, 2001. - Vol. 2. - P. 1011-1024.
- Baranov P.A., Golikov A.D., Isaev S.A., Makhviladze G.M., Snegirev A.Yu. Numerical and Physical Modelling of Fire Development and Smoke Movement in a Subway Hall // Proc. of the 3<sup>rd</sup> International Seminar on Fire and Explosion Hazards. - April 10–14, 2000, Windermere, UK. – 2001. – P. 745-757.
- Snegirev A.Yu., Makhviladze G.M. Physical Properties of Smoke Particles in Relation to Fire Modelling // Proc. of the 3<sup>rd</sup> International Seminar on Fire and Explosion Hazards. - April 10–14, 2000, Windermere, UK. - 2001. - P. 277-290.
- Snegirev A.Yu., Makhviladze G.M. Regimes of Coagulation in a Smoky Flow // Proc. of the 3<sup>rd</sup> International Seminar on Fire and Explosion Hazards. - April 10–14, 2000, Windermere, UK. – 2001. – P. 291-306.
- Снегирев А.Ю., Махвиладзе Г.М., Робертс Дж. Численное моделирование диффузионного турбулентного горения при различных режимах пожара в помещении // Доклады Второй Российской национальной конференции по теплообмену. – Москва, 26 – 30 Октября 1998. - Т. 3. Естественная конвекция. Теплообмен при химических реакциях. – М: Изд-во МЭИ, 1998. - С. 273 – 276.
- Snegirev A.Yu., Tanklevski L.T. Numerical models of fire in compartments // Proc. of the 2<sup>nd</sup> International Seminar Fire and Explosion Hazard of Substances and Venting of Deflagrations. - Moscow, August 11-15, 1997. – М: ВНИИПО, 1998. - Р. 257-270.
- 14. Vasiliev V.Yu., Zubkov A.A., Snegirev A.Yu., Fedorovich E.D., Turina N.V., Mukhin V.V. Numerical simulation of temperature fields in nuclear spent fuel storage and transportation casks during their stay in the fire // Proc. of the 2<sup>nd</sup> International Seminar Fire and Explosion Hazard of Substances and Venting of Deflagrations. Moscow, August 11-15, 1997. M: ВНИИПО, 1998. P. 522-534.
- 15. Снегирев А.Ю., Танклевский Л.Т. Численное моделирование пожара в помещении // Материалы *XI Симпозиума по горению и взрыву.* - Черноголовка, 18-22 ноября 1996. - Т. 2. Химическая физика процессов горения и взрыва. - С. 191-194.

#### Другие конференции

- 1. Snegirev A.Yu. Whirling Flames // Meeting of Consortium on Computational Combustion for Engineering Applications COCCFEA. - UMIST, Manchester, 19 September 2003.
- 2. Marsden J.A., Snegirev A.Yu. Experimental and Numerical Study of Whirling Fire in Enclosure // *Research Event 2001*. The Fire Service College, Moreton-in-Marsh, UK, 21-22 November 2001.
- Баранов П.А., Голиков А.Д., Махвиладзе Г.М., Снегирев А.Ю. Усачов А.Е. Турбулентная конвекция, тепловое излучение и оптические свойства продуктов горения в применении к моделированию пожара // VIII Всероссийский Съезд по теоретической и прикладной механике. - Екатеринбург, Уральское Отделение РАН, 2001. - С. 74.
- 4. Snegirev A.Yu. Numerical Modelling of Smoke Optical Properties and Detection in Compartment Fires. // Int. Forum on Wave Electronics and Its Applications. – St.-Petersburg, September 14-18, 2000.
- 5. Снегирев А.Ю. Численное моделирование пожара в помещении с использованием обыкновенных дифференциальных уравнений и системы Навье-Стокса. // Материалы 1 междун. научнопрактической конф. "Дифференциальные уравнения и их приложения". - Санкт-Петербург, 3–5 декабря 1996. - Изд-во СПбГТУ, 1996. - С. 193 - 194.
- Makhviladze G.M., Roberts J.P., Snegirev A.Yu. Smoke coagulation in compartment fire modelling // *The 2<sup>nd</sup> Int. Conf. on Nonequilibrium Processes in Nozzles and Jets.* – St.-Petersburg, June22–26, 1998. – P. 110–111.
- 7. Баранов П.А., Голиков А.Д., Исаев С.А., Махвиладзе Г.М., Снегирев А.Ю. Программное обеспечение для моделирования распространения дыма в подземном вестибюле метрополитена // Форум по безопасности. Москва, 2000.
- 8. Снегирев А.Ю., Танклевский Л.Т., Плотивенков А.Н. Программа SOFT для численного моделирования распространения опасных факторов пожара в помещениях // Пожаробезопасность-97. Москва, 19 ноября 1997. М: Изд-во МИПБ, 1997. С. 24-25.
- 9. Снегирев А.Ю., Плотивенков А.Н. Численное моделирование распространения дыма в помещениях при действии естественной и искусственной вентиляции // Пожаробезопасность-97. - Москва, 19 ноября 1997. – М: Изд-во МИПБ, 1997. - С. 69-70.
- Снегирев А.Ю., Плотивенков А.Н. Учебно-демонстрационный и исследовательский комплекс программ "Вычислительные методы в теплофизике" // Пожаробезопасность-97. - Москва, 19 ноября 1997. – М: Изд-во МИПБ, 1997. - С. 179-180.



**Рис. 1.** Удельный коэффициент ослабления видимого излучения как функция среднеобъемного диаметра для сферических частиц и фрактальных агрегатов



**Рис. 2.** Эффективный коэффициент поглощения смеси  $CO_2$ ,  $H_2O$  и сажи. Числа на рисунке - массовые доли  $CO_2$ ,  $H_2O$  (предполагаются одинаковыми). Объемная доля сажи:  $1 - f_V = 0$ ;  $2 - f_V = 2 \cdot 10^{-6}$ 



Рис. 3. Турбулентное диффузионное пламя над пористой горелкой: а) средняя скорость; б)средняя температура. Горючее – пропан, диаметр горелки 0.3 м, тепловая мощность пламени 22.9 кВт



**Рис. 4.** Средняя мольная концентрация компонентов на оси пламени пропана в воздухе. а) горючее (пропан) и кислород; б) углекислый газ и *CO*. Символы – результаты измерений<sup>28</sup>, сплошные линии – расчет по данной модели



Рис. 5. Температура и скорость газа на оси симметрии пламени: а) Средняя температура и среднеквадратичная<sup>45</sup> флуктуация; б) – Скорость и среднеквадратичная флуктуация скорости (черные символы – среднеквадратичная флуктуация вертикальной скорости; белые символы – среднеквадратичная флуктуация горизонтальной скорости). Символы – результаты измерений<sup>28</sup>, сплошные линии – расчет по данной модели (расчетная среднеквадратичная флуктуация

скорости вычислялась как  $\sqrt{2k/3}$  )



**Рис. 6.** Лучистый поток ( $BT/m^2$ ), падающий на вертикальную плоскость на расстоянии 0.6 м от оси пламени: а) статистический метод,  $10^6$  фотонов; б) шестипотоковый метод

<sup>&</sup>lt;sup>45</sup> r.m.s. (root mean square) – среднеквадратичное значение.



**Рис. 7.** Тепловое излучение пламени пропана в воздухе ( $C_{TRI1} = 2.5$ ). а) Распределение радиационного теплового потока по высоте: 1 - 0.30 м от оси пламени; 2 - 0.58 м от оси пламени. Символы – результаты измерений<sup>31</sup>, сплошные линии – расчет по данной модели. б) Поле дивергенции радиационного теплового потока



**Рис. 8.** Радиационный тепловой поток на расстоянии 0.3 м от оси симметрии пламени, вычисленный с помощью разных моделей радиационных свойств (пламя 22.9 кВт):

а) Учет спектральных свойств газа: сплошная линия – эффективный коэффициент поглощения к<sub>CO2+H2O</sub>

вычислен с использованием эффективной излучающей способности CO<sub>2</sub> и H<sub>2</sub>O; штрих-пунктир - эффективный коэффициент поглощения К<sub>CO2+H2O</sub> вычис-

лен в оптически прозрачном приближении; пунктир – модель взвешенной суммы серых газов<sup>46</sup>.

 б) Влияние компонентов смеси: сплошная линия -CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, CO, горючее и сажа; штрих-пунктир - CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O и сажа; пунктир - CO<sub>2</sub> и H<sub>2</sub>O.



Рис. 9. Учет влияния турбулентных флуктуаций температуры на тепловое излучение: а) расчетный радиационный тепловой поток от пламени 22.9 кВт (числа соответствуют значениям константы  $C_{TRI1}$ ); б) измеренные и расчетные значения полной излучаемой энергии для пламен с разным тепловыделением.



**Рис. 10**. Зависимость массовой скорости выгорания ацетона  $\dot{m}_{fuel}$ , кг/(м<sup>2</sup>·с), от размера поверхности го-

рючего D, м: точки – расчет по данной модели ( $\nabla$  - тепловой поток осреднен по поверхности горючего, • - локальный тепловой поток), пунктир – диапазон результатов измерений по данным<sup>33</sup>.



**Рис. 11.** Расчетные зависимости скорости выгорания ацетона ( $\dot{m}_{fuel}$ , кг/(м<sup>2</sup>·с)) от скорости бокового ветра

(V<sub>wind</sub>, м/с). Диаметр резервуара D: ■ - 0.3 м; • - 0.6 м; ▼ - 1.2 м; ▲ - 2.4 м

<sup>&</sup>lt;sup>46</sup> WSGG (Weighted Sum of Gray Gases Model) – взвешенная сумма серых газов



**Рис. 12.** Радиационный тепловой поток (кВт/м<sup>2</sup>) от пламени, падающий на горизонтальную поверхность (совпадает с поверхностью горючего, D = 1.2 м). Скорость бокового ветра: а) – 1 м/с; б) – 2 м/с; в) – 4 м/с.



**Рис. 13.** Стационарные поля средней скорости и температуры в факеле турбулентного пламени над поверхностью ацетона (D = 1.2 м) в воздухе: а) неподвижный воздух; б) боковой ветер 2 м/с



**Рис. 14.** Моделирование горения пропана в лабораторном пожарном боксе (внутренние размеры бокса 0.615х0.30х0.275 м, проем 0.1х0.2 м, расход горючего 0.0744 г/с,  $\dot{Q} = 3.45$  кВт). Пространственные поля через 300 с после зажигания горючего: а) поле средней температуры и скорости; б) поле средней мощности тепловыделения, МВт/м<sup>3</sup>.



Рис. 15. Тепловой поток в материал потолка через 300 с после зажигания горючего: а) результирующий (поглощенный минус собственный) лучистый поток; б) конвективный поток



**Рис. 16.** Распределение температуры, К, в материале стен и перекрытий через 300 с после зажигания горючего: а) боковая стена; б) потолок; в); г) торцевая стена с проемом; г) торцевая стена без проема



**Рис. 17.** Сопоставление результатов расчетов с результатами измерений температуры. а) Горизонтальное распределение температуры газа в плоскости симметрии бокса на расстоянии 2 см от поверхности потолка. б) Вертикальное распределение температуры газа в середине проема. в) Распределение температуры поверхности потолка в плоскости симметрии бокса. Точки – эксперимент, линии – расчет (см. комментарий в тексте)



**Рис. 18.** Моделирование горения пропана в полномасштабном помещении (внутренние размеры 2.8х2.8х 2.18 м, проем 0.74х1.83 м,  $\dot{Q} = 62.9$  кВт): а) поле средней температуры и средней скорости; б) средняя температура (вдоль вертикальной оси симметрии проема); в) средняя горизонтальная скорость (там же). 20 мин после зажигания горючего. Точки – эксперимент, линии – расчет (см. комментарий в тексте)



Рис. 19. Вертикальное сечение лабораторного пожарного бокса



**Рис. 20.** Зависимость времени задержки выброса пламени от расхода горючего. Кресты – результаты расчетов, остальные символы – эксперимент



Рис. 21. Стационарное поле температуры в трех режимах горения



**Рис. 22.** Численное моделирование эволюции пламени, его выброса через проем и установления внешнего горения



Рис. 23. Стационарное поле течения: а) объемная доля аэрозоля  $f_V$  (1 ppm = 10<sup>-6</sup>), б) концентрация частиц N, 10<sup>15</sup> 1/м<sup>3</sup>; в) – среднее число первичных частиц  $\overline{n_p}$  в агрегате. Горючее – ацетилен,  $\overline{\delta_{V0}} = 0.101$  мкм. **D** – точка детектирования



Рис. 24. Зависимость стационарных концентрации частиц, среднеобъемного диаметра частиц и среднего числа первичных частиц в агрегате, вычисленных в

точке детектирования **D**, от начальных значений  $n_{p_0}$ ,

 $\overline{\delta_{V_0}}$ . Сплошные линии – расчет с учетом коагуляции, пунктир – расчет без учета коагуляции



**Рис. 25.** Стационарное поле скорости и коэффициента ослабления  $\overline{K_{ext}^{A}}$ , 1/м: а) двумерная постановка задачи; б) трехмерная постановка задачи



Рис. 26. Коэффициент ослабления видимого излучения  $\overline{K_{ext}}$ , м<sup>-1</sup> в точке детектирования **D**. Расчет по модели сферических частиц (белые символы) и фрактальных агрегатов (черные символы) с учетом коагуляции (сплошные линии) и без учета коагуляции (пунктир) – в зависимости от начального размера частиц ( $\overline{n_{p0}}$  и  $\overline{\delta_{V0}}$ ), образующихся в зоне пламени



**Рис. 27.** Поле скорости и концентрации частиц аэрозоля,  $10^{15} \ 1/\text{M}^3$ , через 150 с после начала подачи горючего (пропан,  $\chi_C = 0.02$ ,  $\chi_{CO} = 0.0038$ ,  $\dot{m}_{fuel \ 2D} = 0.5 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с·м}$ ,  $\overline{\delta_{V0}} = 0.1 \text{ мкм}$ ). **D** – точка детектирования (положение извещателя)



**Рис. 28.** Зависимость отклика ионизационного детектора от времени при разных расходах горючего: 1 -  $\dot{m}_{fuel 2D} = 1.0 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с·м}, \dot{Q}_{2D} = 45.9 \text{ кBr/м};$ 

2 -  $\dot{m}_{fuel 2D} = 0.5 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с·м}, \dot{Q}_{2D} = 22.9 \text{ кВт/м};$ 3 -  $\dot{m}_{fuel 2D} = 0.3 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с·м}, \dot{Q}_{2D} = 13.7 \text{ кВт/м}.$  Горю-чее - пропан,  $\chi_C = 0.02, \chi_{CO} = 0.0038 \overline{\delta_{V0}} = 0.1 \text{ мкм}$ 



Рис. 29. Вверху: схема размещения вагона в макете путевого тоннеля. 1 – вентиляционная установка; 2 – макет тоннеля; 3 – опытный вагон. I - IV – сечения тоннеля, в которых устанавливались термопары. Внизу: экспериментальные (сплошные кривые 1-3) и расчетные (пунктирные кривые 4-6) зависимости температуры от времени в различных точках сечений тоннеля: I (а,б), II(в,г), III (д), IV (е)

**Рис. 31.** Динамика распространения дыма в вестибюле метрополитена при пожаре в вагоне поезда,  $L = C/\overline{K_{ext}}$ , м<sup>-1</sup>



Рис. 30. а) - трехсводчатый подземный вестибюль метрополитена (ст. метро Академическая, Санкт-Петербург); б) - система координат и расчетная область

