

Российская Академия Наук  
Институт Проблем Механики

На правах рукописи

**ЯКУШ СЕРГЕЙ ЕВГЕНЬЕВИЧ**

УДК 536.46

**ГИДРОДИНАМИКА И ГОРЕНИЕ ГАЗОВЫХ И ДВУХФАЗНЫХ  
ВЫБРОСОВ В ОТКРЫТОЙ АТМОСФЕРЕ**

Специальность 01.02.05 — Механика жидкостей, газа и плазмы

**ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание ученой степени доктора  
физико-математических наук

Москва — 2000

# Оглавление

<b>Введение</b>	<b>4</b>
<b>1. Автомодельный турбулентный термик в атмосфере с переменной плотностью</b>	<b>15</b>
1.1. Основные закономерности эволюции плавучих облаков и методы их исследования . . . . .	15
1.2. Математическая модель термика в сжимаемой атмосфере . . . . .	24
1.3. Численное моделирование термика в экспоненциальной изотермической атмосфере . . . . .	32
1.4. Приближенное аналитическое решение . . . . .	40
1.5. Выводы . . . . .	49
<b>2. Подъем термика и перенос дисперсных примесей в атмосфере</b>	<b>51</b>
2.1. Математическое моделирование термиков на основе уравнений сжимаемого газа. Прикладные задачи . . . . .	51
2.2. Уравнения движения термика с дисперсной примесью . . . . .	57
2.3. Начальное состояние запыленного термика . . . . .	62
2.4. Автомодельный подъем термика, весовое и тепловое влияние примеси	66
2.5. Структура всплывающего термика при различной загрузке примесью .	78
2.6. Вынос дисперсной примеси в стратосферу . . . . .	91
2.7. Метод расчета течений сжимаемого газа . . . . .	98
2.8. Выводы . . . . .	105

<b>3. Образование и горение газовых облаков при аварийных выбросах в атмосферу. Физическая теория</b>	<b>107</b>
3.1. Аварийные выбросы, их особенности и методы изучения . . . . .	107
3.2. Классификация выбросов конечной продолжительности . . . . .	118
3.3. Истечение из резервуаров низкого и высокого давления . . . . .	126
3.4. Безразмерный вид критерия . . . . .	129
3.5. Сравнение с экспериментом . . . . .	132
3.6. Влияние задержки воспламенения на режим сгорания топлива . . . .	137
3.7. Коэффициент участия топлива при горении огненного шара . . . . .	141
3.8. Примеры использования модели . . . . .	143
3.9. Выводы . . . . .	146
<b>4. Огненный шар при горении выбросов газового углеводородного топлива</b>	<b>147</b>
4.1. Математические модели огненных шаров . . . . .	147
4.2. Постановка задачи . . . . .	155
4.2.1. Основные уравнения . . . . .	155
4.2.2. Модель образования и выгорания сажи . . . . .	160
4.2.3. Модель переноса излучения . . . . .	163
4.3. Определяющие параметры . . . . .	168
4.4. Горение огненного шара: расчет без учета излучения . . . . .	172
4.5. Горение излучающих углеводородных шаров . . . . .	189
4.6. Структура радиационного поля в огненном шаре . . . . .	199
4.7. Тепловые потоки и оценка воздействия огненного шара . . . . .	204
4.8. Метод расчета существенно дозвуковых течений . . . . .	215
4.8.1. Приближение малых чисел Маха . . . . .	215
4.8.2. Решение эллиптических уравнений . . . . .	219
4.8.3. Расчет тепловых потоков методом Монте-Карло . . . . .	223
4.9. Выводы . . . . .	226

<b>5. Горение облаков углеводородных топлив при двухфазных выбросах в атмосферу</b>	<b>230</b>
5.1. Образование облаков аэрозолей при выбросах в атмосферу . . . . .	230
5.2. Основные уравнения . . . . .	252
5.3. Модель дисперсной фазы . . . . .	254
5.4. Начальные и граничные условия . . . . .	256
5.5. Определяющие параметры при двухфазных истечениях . . . . .	258
5.6. Эволюция двухфазного облака без зажигания . . . . .	263
5.7. Огненный шар при зажигании двухфазного выброса . . . . .	272
5.8. Масштабные эффекты при горении двухфазных выбросов . . . . .	279
5.9. Выводы . . . . .	285
<b>Заключение</b>	<b>289</b>
<b>Литература</b>	<b>294</b>
<b>Список обозначений</b>	<b>330</b>

# Введение

Весьма широкий круг физических явлений природного и техногенного происхождения может быть охарактеризован как *выброс* инородного вещества в окружающую атмосферу. Явления, которые можно отнести к выбросам, весьма различны по своему масштабу, типам источника, фазовому составу и протекающим химическим процессам. При всем их разнообразии объединяющую роль играет возникновение в относительно однородной окружающей среде локализованной области с отличающимися от внешних свойствами, что определяет дальнейшую эволюцию, характер и степень взаимодействия с окружающей средой, а зачастую — и опасность выброса.

Выброс газовых и дисперсных веществ в атмосферу может иметь серьезные последствия с точки зрения экологии и безопасности. Образующиеся при работе энергетических и промышленных объектов, авариях и взрывах горячие продукты, всплывая в виде термика, способны увлекать аэрозольные частицы и токсичные газы из приземного слоя, приводя к загрязнению атмосферы на больших высотах. Огненные шары и факелы, возникающие при зажигании выброшенных в атмосферу топлив, представляют значительную опасность, поскольку могут повлечь материальный ущерб и человеческие жертвы. Крупные аварии, произошедшие в г. Фликсборо (1974), Мексико Сити (1984) и вблизи Уфы (1989), являются яркими примерами того, сколь разрушительными могут быть последствия утечки углеводородов.

Возросшее в последние годы понимание опасностей, связанных с неконтролируемым выбросом и возгоранием топлива, явилось стимулом развития научных исследований горения и взрыва топливных облаков в неограниченной атмосфере. Изучение характеристик нестационарного горения облаков газовых и распыленных жид-

ких топлив, установление основных критериальных зависимостей, описывающих их эволюцию и излучение, является составной частью общей проблемы количественной оценки риска и последствий аварий на химических производствах, при добыче, переработке и транспортировке топлив.

Образование, эволюция и горение топливного облака при выбросе горючего газа в атмосферу — сложный процесс, включающий целый ряд явлений: турбулентное смешение выброшенного вещества с атмосферным воздухом, приводящее к образованию горючей смеси; воспламенение от источника зажигания, диффузионное горение или горение предварительно перемешанных реагентов, протекающее в турбулентном режиме; тепловое излучение. Еще более широкий спектр физических процессов характерен для двухфазных выбросов, когда в атмосфере образуется облако, содержащее смесь паров и мелкодисперсных капель горючего вещества. Многообразие физико-химических явлений, сопровождающих образование, эволюцию и горение газовых и двухфазных выбросов, приводит к тому, что изучение этого класса течений возможно только с применением междисциплинарного подхода, совмещающего экспериментальные исследования и достижения нескольких теоретических дисциплин — гидродинамики, газовой динамики, теории горения и взрыва, механики многофазных сред, вычислительных методов.

Крупномасштабные эксперименты по нестационарному истечению топлива, взрывам образующихся облаков либо их сгоранию в режиме огненного шара позволяют получить важные данные, которые могут быть затем использованы при создании методик оценки риска и последствий аварий. Постановка подобных экспериментов связана, однако, со значительными трудностями и материальными затратами, в особенности если масса топлива составляет десятки тонн. В экспериментах зачастую ограничиваются измерением интегральных характеристик горящих облаков, тогда как подробные количественные данные о внутренней структуре огненного шара практически отсутствуют. Модели, применяемые для анализа выбросов, часто основаны на сильной схематизации явления (например, аппроксимации термика или ог-

ненного шара всплывающей сферой), либо проводятся единичные расчеты, не охватывающие необходимый для практики диапазон параметров и масштабов. В данных обстоятельствах актуальным является теоретическое изучение образования, эволюции и горения выбросов топлива в атмосферу, основанное на совместном применении физических оценок, развитии аналитической теории, численном моделировании с привлечением современных моделей и вычислительных методов.

Диссертация посвящена теоретическому исследованию нестационарных процессов образования, эволюции и горения газовых и двухфазных выбросов в условиях открытой атмосферы. Предмет исследования составляют естественно- и вынужденно-конвективные течения, возникающие в результате действия источника массы, тепла и вещества, в том числе при наличии химических превращений. Рассмотренный круг явлений включает эволюцию и подъем термика в стратифицированной атмосфере с переменной плотностью, перенос дисперсных примесей всплывающим крупномасштабным термиком, направленный выброс конечной массы газообразного горючего или сжиженного газа и его последующее зажигание, горение газовых и двухфазных выбросов в режиме огненного шара (образование, динамика и структура), перенос теплового излучения в огненном шаре и тепловое воздействие огненного шара на земную поверхность, масштабные эффекты и влияние сжимаемости атмосферы на структуру и интегральные параметры горючих облаков. Изучается медленное (дозвуковое) горение топлива в условиях открытой атмосферы, поэтому не рассматриваются газодинамические явления, характерные для процессов взрывного типа.

Выполненные в диссертационной работе исследования развивают современное научное направление в механике реагирующих сплошных сред — математическое моделирование нестационарных газовых и дисперсных течений в условиях открытой атмосферы применительно к задачам экологии и безопасности. Впервые проведено комплексное изучение гидродинамики крупномасштабных плавучих течений в сжимаемой атмосфере, горения облаков газовых и распыленных жидких топлив, а также факторов воздействия этих процессов на окружающую среду. Методический подход,

использованный в работе, состоит в совместном развитии и использовании моделей различных типов — физической теории выбросов, в основе которой лежит получение и сопоставление характерных времен процессов, аналитической модели конвекции в среде с переменной плотностью, численных расчетов нестационарных конвективных однофазных и двухфазных течений, в том числе при наличии реакций горения и процессов радиационного теплопереноса. Результаты, полученные для моделей и методов каждого уровня, верифицировались путем сравнения интегральных и локальных характеристик течения с имеющимися экспериментальными данными. Такой подход к анализу проблемы является взаимообогащающим, позволяет получать надежные и обоснованные результаты, которые могут найти применение в инженерной практике.

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Принят единый стиль обозначений, список которых дан в конце диссертации. Для библиографических ссылок использована сквозная нумерация. Каждая глава предваряется обзором современного состояния соответствующей проблемы и завершается выводами. В главах, посвященных численному моделированию, приведены сведения об используемых численных методах. Общие выводы по работе суммированы в заключении.

В **главе 1** рассмотрено движение турбулентного осесимметричного термика в атмосфере с переменной по высоте плотностью. Модель построена на основе системы уравнений «глубокой» конвекции, в которой пренебрегается динамической сжимаемостью газа, но принята во внимание гидростатическая сжимаемость атмосферы. Используются автомодельные переменные, в которых в несжимаемой атмосфере решение стационарно, а в сжимаемой зависит от времени. Получены численные и аналитические решения, описывающие термик на интервале времени до начала стадии зависания при подъеме в атмосфере с экспоненциальным и гиперболическим законом спадания плотности с высотой. Изучено изменение структуры термика при проникновении в разреженные слои атмосферы. Показано, что в среде с переменной плотностью реализуется квазиавтомодельный режим подъема.

**Глава 2** посвящена численному исследованию подъема турбулентного осесимметричного теплового термика, образующегося в результате взрыва у земной поверхности, а также переноса таким термиком дисперсной примеси из приземной области в верхние слои атмосферы. Сформулирована общая постановка задачи о нестационарном движении сжимаемого вязкого теплопроводного газа с дисперсными частицами, описываемыми в односкоростном и однотемпературном приближении. Модель учитывает активный характер воздействия дисперсной фазы на течение газа. Проведены сквозные расчеты всех стадий эволюции термика, определены временные границы каждой стадии, показана внутренняя структура термика и генерируемого им вихревого течения. Исследованы характеристики выноса примеси термиком в стратосферу, найдены количественные границы применимости приближения пассивной примеси. Результаты расчетов сопоставлены с данными других авторов.

В **главе 3** разработана физическая теория выбросов конечной продолжительности, позволяющая анализировать процессы смешения газообразного топлива с воздухом. Выделены характерные времена основных процессов — время истечения, время смешения в облаке мгновенного выброса, время смешения в нестационарной развивающейся струе. Для оценки характерных времен смешения привлечены имеющиеся интегральные и гауссовы модели, входящие в них константы взяты из имеющихся в литературе экспериментальных данных. Сравнение характерного времени истечения с временами смешения позволило провести классификацию выбросов конечной продолжительности и выделить диапазоны параметров, в которых выброс можно считать мгновенным (с образованием облака), непрерывным (струйным) или промежуточным. Критерий представлен в виде соотношения между двумя безразмерными параметрами, описывающими свойства вещества (молекулярную массу и верхний концентрационный предел воспламенения) и геометрию резервуара. Получены оценки наиболее вероятной конфигурации пламени (огненный шар, факел) при зажигании выброса, определен диапазон массы топлива в огненном шаре в зависимости от задержки зажигания.

**Глава 4** посвящена численному моделированию образования, горения и теплового воздействия огненного шара, возникающего при зажигании выброса углеводородного газа (метан, пропан) вблизи поверхности земли. Осесимметричное нестационарное течение описывается системой осредненных по Фавру уравнений сохранения совместно с  $(k - \varepsilon)$  моделью турбулентности, моделью турбулентного горения и глобально-кинетической схемой образования и выгорания частиц сажи. Проведены расчеты огненных шаров малого масштаба (с массой топлива от 2 до 20 г) без учета процессов радиационного теплопереноса, а также излучающих огненных шаров с массой топлива в диапазоне от 1 г до 1000 кг. Выявлена роль масштабных эффектов, получена зависимость безразмерного времени выгорания огненного шара от числа Фруда, хорошо согласующаяся с экспериментом. Методом Монте-Карло рассчитаны падающие на поверхность потоки теплового излучения, а также термические дозы, полученные за время горения облака. Рассчитанная доля энергии, переходящей в излучение, хорошо согласуется с литературными данными.

В **главе 5** исследованы двухфазные выбросы при разгерметизации резервуара со сжиженным газом. Нестационарные течения смесей пара и капель горючего описываются на основе эйлерово-лагранжевого подхода с учетом обмена массой, теплом и импульсом между несущей (газовой) и дисперсной фазами. В качестве топлива использован пропан, масса выброса варьируется в диапазоне от 1 г до 1000 кг, температура хранения в резервуаре составляет от 268 до 351 К. Исследованы негорящие выбросы различного масштаба, выделены основные режимы испарения капель в облаке. Получена температурная, концентрационная и радиационная структура огненного шара на всех стадиях эволюции, от момента зажигания до полного выгорания топлива. Рассчитанные распределения температуры и продуктов горения сопоставлены с контурами видимого огненного шара, полученными в экспериментах Хасегавы и Сато. Отмечено хорошее соответствие размеров, формы и высоты подъема огненного шара в соответствующие моменты времени. Предложено единое описание безразмерного времени выгорания однофазных и двухфазных огненных шаров.

На защиту выносятся следующие **основные положения**:

- численное и аналитическое исследование автомодельного движения плавучего облака в атмосфере с переменной плотностью
- численное исследование подъема плавучих облаков (термиков) в стратифицированной сжимаемой атмосфере и вертикального переноса такими термиками газовых и дисперсных примесей
- разработка физической теории выбросов конечной продолжительности, количественных критериев классификации режимов истечения и сгорания топлива
- исследование формирования, эволюции и горения огненных шаров газовых и распыленных жидких топлив в атмосфере, установление внутренней структуры, радиационных характеристик, динамики развития горящих облаков
- количественный анализ воздействия выбросов на окружающую среду, связанного с присутствием газовых и дисперсных примесей, теплового воздействия горящих выбросов
- изучение роли масштабных явлений при горении газовых и двухфазных облаков, получение единых зависимостей для характеристик огненных шаров в широком диапазоне типов выбросов и параметров топлив

Исследования выполнялись автором в течение 1986–99 гг в Институте проблем механики РАН согласно планам научно-исследовательских работ института и в рамках Государственной научно-технической программы «Безопасность» (пост. ГКНТ №1011 от 01.07.91 г), а также во время научной работы в Университете Центрального Ланкашира (Престон, Великобритания). Автор приносит глубокую благодарность профессору Г. М. Махвиладзе за постоянное внимание к работе, всемерную помощь и поддержку на всех этапах ее выполнения. Автор признателен д.ф.-м.н. О. И. Мелихову и сотрудникам лаборатории термогазодинамики ИПМ РАН за помощь и ценные обсуждения.

Результаты, вошедшие в диссертацию, докладывались на следующих конференциях и симпозиумах:

- VIII Всесоюзном Симпозиуме по горению (Ташкент, 1986), VI Всесоюзном совещании по теоретическим и прикладным аспектам турбулентных течений (Таллинн, 1989),
- Всесоюзной конференции по методам математического моделирования в задачах охраны природной среды и экологии (Новосибирск, 1991),
- Конференции IMACS по математическому моделированию и прикладной математике (Москва, 1990),
- Первой азиатской конференции по исследованиям и технологии борьбы с пожарами (Хэфэй, Китай, 1992),
- 1-й и 2-й Международной конференции по химической промышленности и окружающей среде (Жерона, Испания, 1993; Альгедо, Сардиния, 1996),
- Международном семинаре по проблемам пожаровзрывобезопасности (Престон, Англия, 1994),
- Международном симпозиуме по крупномасштабным опасностям в промышленности и на море (Манчестер, Великобритания, 1995),
- Конференции Британской информационной группы по исследованию взрывов (Абериствис, Уэльс, 1995),
- 26 Международном симпозиуме по горению (Неаполь, Италия, 1996),
- 5-м и 6-м Международном симпозиуме по научным основам пожаробезопасности (Мельбурн, Австралия, 1997; Пуатье, Франция, 1999),
- 3 Международном семинаре по пожаровзрывобезопасности (Виндермер, Англия, 2000).

Материалы диссертации неоднократно обсуждались на научных семинарах Института проблем механики РАН и научных семинарах Центра по исследованиям пожаров и взрывов Университета Центрального Ланкашира (Англия). Основные результаты, вошедшие в диссертацию, опубликованы в работах:

- 1) Г. М. Махвиладзе, О. И. Мелихов, С. Е. Якуш. Численное исследование подъема термика с частицами в стратифицированной атмосфере. VIII Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Кинетика и горение. Черноголовка, 1986, с. 16–20.
- 2) Г. М. Махвиладзе, О. И. Мелихов, С. Е. Якуш. Турбулентный осесимметричный термик в неоднородной сжимаемой атмосфере. Численное моделирование. Препринт № 303. ИПМ АН СССР, 1987, 67 с.
- 3) Г. М. Махвиладзе, О. И. Мелихов, С. Е. Якуш. О численном моделировании подъема турбулентного термика в неоднородной сжимаемой атмосфере. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1989, № 1, с. 72–80.
- 4) Г. М. Махвиладзе, О. И. Мелихов, С. Е. Якуш. Подъем турбулентного осесимметричного термика в неоднородной сжимаемой атмосфере. *ПМТФ*, 1989, № 1, с. 62–68.
- 5) Г. М. Махвиладзе, С. Е. Якуш. Эволюция запыленного термика и вынос аэрозольных частиц в верхние слои атмосферы. Препринт № 368, ИПМ АН СССР, 1989, 44 с.
- 6) Г. М. Махвиладзе, С. Е. Якуш. Автомодельный режим подъема термика в среде с переменной плотностью. В сб.: Турбулентные течения и техника эксперимента. Таллинн, 1989, с. 127–130.
- 7) Г. М. Махвиладзе, С. Е. Якуш. Перенос дисперсной примеси в атмосфере всплывающим термиком. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1990, № 1, с. 123–130.
- 8) Г. М. Махвиладзе, С. Е. Якуш. О влиянии дисперсной примеси на подъем запыленного теплового термика. *ПМТФ*, 1990, № 5, с. 69–77.

- 9) Г. М. Махвиладзе, С. Е. Якуш. Автомодельный осесимметричный термик в среде с переменной плотностью. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1991, № 4, с. 45–53.
- 10) G. M. Makhviladze, I. K. Selezniova, S. E. Yakush. Gaseous and particulate clouds in the unbounded atmosphere. In: A. A. Samarskii and M. P. Sapagovas (Eds.), *Mathematical Modelling and Applied Mathematics*, Elsevier, North Holland, 1992, pp. 279–287.
- 11) S. E. Yakush. Pollution of the atmosphere by fire and explosion thermals. In: F. Weicheng and F. Zhuman (Eds.), *First Asian conference on Fire Science and Technology*, Int. Academic Publishers, 1992, pp. 439–444.
- 12) S. E. Yakush. Atmospheric pollution by accidents. In: J. Casal (Ed.), *Chemical Industry and Environment*, Spain, Girona, 2–4 June 1993, v. 1, pp. 127–136.
- 13) G. M. Makhviladze, J. P. Roberts, S. E. Yakush, D. Davis. Criterion for the formation of a “cloud-like” release upon depressurisation of a gas vessel. *ICHEME Symp. Series*, 1995, v. 139, pp. 97–112.
- 14) G. M. Makhviladze, J. P. Roberts, S. E. Yakush. Modelling of atmospheric pollution by explosions. *Environmental Software*, 1995, v. 10, No. 2, pp. 117–127.
- 15) G. M. Makhviladze, J. P. Roberts, S. E. Yakush. Turbulent buoyant thermal in a density-stratified atmosphere. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1996, v. 39, No. 7, pp. 1453–1462.
- 16) G. M. Makhviladze, J. P. Roberts, S. E. Yakush. Burning regimes for the finite-duration releases of fuel gases. *Twenty Sixth Int. Symp. on Combustion*, Naples, Italy, Jul 28 – Aug 2, 1996. The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, USA, 1996, v. 1, pp. 1549–1555.
- 17) G. M. Makhviladze, J. P. Roberts, S. E. Yakush. On accidental fuel releases into the atmosphere. In: N. Piccinini and R. Delorenzo (Eds.) *Chemical Industry and Environment II*, Alghero, Sardinia, Italy, 1996. Politecnico di Torino, 1996, v. 3, pp. 873–880.

- 18) Г. М. Махвиладзе, Дж. П. Робертс, С. Е. Якуш. Образование и горение газовых облаков при аварийных выбросах в атмосферу. *Физика горения и взрыва*, 1997, Т. 33, № 2, с. 23–38.
- 19) G. M. Makhviladze, J. P. Roberts, S. E. Yakush. Modelling the fireballs from methane releases. In: Y. Hasemi (Ed.) *5th Int Symp. on Fire Safety Science*, Melbourne, Australia. IAFSS, 1997, pp. 213–224.
- 20) G. M. Makhviladze, J. P. Roberts, S. E. Yakush. Numerical modelling of fireballs from vertical releases of fuel gases. *Comb. Sci. and Techn.*, 1998, v. 132, No. 1-6, pp. 199–223.
- 21) Г. М. Махвиладзе, Дж. П. Робертс, С. Е. Якуш. Огненный шар при горении выбросов углеводородного топлива: I. Структура и динамика подъема. *Физика горения и взрыва*, 1999, Т. 35, №. 3, с. 7–19.
- 22) Г. М. Махвиладзе, Дж. П. Робертс, С. Е. Якуш. Огненный шар при горении выбросов углеводородного топлива: II. Тепловое излучение. *Физика горения и взрыва*, 1999, Т. 35, №. 4, с. 12–23.
- 23) G. M. Makhviladze, J. P. Roberts, S. E. Yakush. Combustion of two-phase hydrocarbon fuel clouds released into the atmosphere. *Combustion and Flame*, 1999, v. 118, No. 4, pp. 583–605.
- 24) G. M. Makhviladze, J. P. Roberts, S. E. Yakush. Modelling and scaling of fireballs from single- and two-phase hydrocarbon releases. In: *6th Int Symp. on Fire Safety Science*, Poitiers, France. IAFSS, 1999.

# Глава 1

## Автомодельный турбулентный термик в атмосфере с переменной плотностью

### 1.1. Основные закономерности эволюции плавучих облаков и методы их исследования

Экспериментальные и теоретические исследования свободно-конвективных течений, развивающихся в открытой атмосфере при возникновении объема газа с отличной от окружающей плотностью и обладающего за счет этого ненулевой плавучестью, насчитывают уже несколько десятилетий. Важнейшее свойство конвективных течений состоит в том, что на достаточном удалении от источника выброса течение «забывает» начальные условия и выходит на автомодельный режим. На этой стадии характеристики течения зависят от малого числа параметров, что позволяет плодотворно применять методы подобия и размерностей, получая законы изменения концентраций, температуры, скорости газа. В качестве предельных случаев свободно-конвективных течений различают плавучие струи, возникающие при длительном действии источника, и плавучие облака (термики). Отличие плотности газа от окружающей может быть обусловлено различными температурами или молекулярными массами газа и воздуха.

Предельные законы свободно-восходящих конвективных потоков от непрерывно действующего источника были установлены в работе [1]. Характеристики пла-

вучих струй в дальнейшем изучались на основе моделей с осреднением по сечению струи [2–4]. Широкий класс автомодельных решений, описывающих гидродинамическую, тепловую и концентрационную структуру турбулентных течений в свободной атмосфере при концентрационно-тепловом и динамическом воздействии получен в работах [5, 6]. В настоящее время изучение характеристик плавучих струй в неподвижной атмосфере и в сносящем потоке составляет самостоятельное направление гидродинамики и теории конвекции, что вызвано широким распространением этого класса течений во многих прикладных задачах. Подробный обзор основных достижений в изучении плавучих струй можно найти в [7–14].

Рассмотрим более подробно основные методы исследования и результаты по плавучим облакам (термикам), являющимся предметом изучения этой и последующей глав. При этом в настоящем разделе внимание сосредоточено на тех теоретических работах, где численно и аналитически решаются уравнения несжимаемой жидкости в приближении Буссинеска. Обзор имеющихся работ, в которых использовались уравнения, учитывающие сжимаемость среды, представлен в начале Главы 2.

Под термиком обычно понимают облако нагретого газа, возникающее в результате выделения определенного количества тепла. С точки зрения терминологии будем отличать термики от огненных шаров, рассмотренных в Главах 3–5: термик характеризуется быстрым выделением тепла, так что в дальнейшем его эволюция протекает без дополнительного энерговклада. В то же время под огненным шаром будем понимать горящее облако, в котором выделение тепла при горении топлива происходит в течение времени, сравнимого или большего времени развития конвекции. Наряду с высокой температурой, плавучесть термика может быть обусловлена и малой молекулярной массой выброшенного в атмосферу вещества, поэтому в общем случае часто говорят о концентрационно-тепловых термиках.

Основные характеристики плавучих облаков на автомодельной стадии движения были установлены теоретически и экспериментально еще в 50–60-х гг [2, 3, 15]. После того, как термик достаточно удаляется от источника, в задаче исчезает характер-

ный масштаб длины и единственным определяющим параметром становится полный запас плавучести термика  $B_0$ , равный объемному интегралу от ускорения архимедовой силы, который в нейтрально стратифицированной атмосфере является интегралом движения. Радиус термика на этой стадии растет пропорционально высоте верхней кромки облака  $r = \alpha_C z_t$ , а вертикальная скорость (в осесимметричном случае) падает обратно пропорционально высоте  $v \sim B_0^{1/2} z_t^{-1}$ . Поскольку скорость подъема равна производной координаты верхней кромки термика по времени, отсюда следует и закон подъема термика  $z_t \sim B_0^{1/4} t^{1/2}$  [2, 7, 8]. Условие сохранения интеграла от избыточной температуры  $\theta$  по объему термика, выражающее закон сохранения тепловой энергии облака, приводит к соотношению  $\theta r^3 = \text{const}$ , что дает закон спадания избыточной температуры в термике со временем  $\theta \sim t^{-3/2}$ .

Корневой закон движения осесимметричного термика был установлен экспериментально в опытах [15], где термики с отрицательной плавучестью создавались при выливании тяжелого соляного раствора в пресную воду. Отмечалось, что типичной формой термика является сфероид, несколько сплюснутый в вертикальном направлении. Были подтверждены зависимости  $z_t \sim t^{1/2}$ ,  $v \sim t^{-1/2}$ , а также найден тангенс угла расширения термика  $\alpha_C = 0,25$ . Несколько большие значения угла раскрытия термика  $\alpha_C = 0,28$  были зафиксированы в экспериментах по подъему объема легкой жидкости в устойчиво стратифицированном соляном растворе [3]. Значения коэффициента пропорциональности в корневом законе зависимости координаты верхней кромки термика в широком диапазоне параметров плавучих облаков установлены в работе [16, 17]. Обработка собственных экспериментальных данных, полученных при зажигании зарядов пороха с массой 5–20 г в лабораторных условиях и с массой 3–27 кг в полевых условиях, а также литературных данных по динамике подъема термиков ядерных взрывов [18], позволила установить единую зависимость координаты верхней кромки термика:

$$z_t = (4,3 \div 4,4) B_0^{1/4} t^{1/2}, \quad (1.1)$$

где  $z_t$  отсчитывается от виртуального источника. Эксперименты с концентрационны-

ми термиками малого масштаба показали также, что развитый турбулентный режим течения в термике реализуется при ламинарных числах Рэлея  $Ra_l > 3 \cdot 10^{10}$ , при этом автомодельная координата верхней кромки (равная коэффициенту пропорциональности в (1.1)) не зависит от числа Рэлея. Тангенс угла расширения термика на автомодельном участке движения в экспериментах [16, 17] равен  $\alpha_C = 0,18-0,21$ .

В первых аналитических работах по теории турбулентных термиков рассматривались осредненные по объему характеристики плавучего облака [3], при этом сам термик аппроксимировался шаром (либо тором, как в [19]), поднимающимся в атмосфере и обменивающимся с ней массой за счет подмешивания внешнего воздуха. Для сферы записывались уравнения движения, сохранения массы и энергии. Все процессы турбулентного смешения сводятся к вовлечению внешнего воздуха через поверхность раздела, при этом считается, что скорость вовлечения пропорциональна вертикальной скорости подъема термика. Из геометрических соображений следует, что коэффициент пропорциональности между скоростью вовлечения и скоростью подъема равен тангенсу угла расширения термика, т. е., совпадает с введенной выше величиной  $\alpha_C$ , связывающей текущий радиус и высоту подъема термика.

Гипотеза о вовлечении использовалась, например, в работах [3, 19–23], эти модели отличаются лишь записью сил сопротивления, учетом присоединенной массы, предположениями о малости или существенности перепада плотностей газа в термике и окружающей атмосфере. В работе [19] наряду с силами плавучести учитывается циркуляция вихревого кольца и действие силы Жуковского, горизонтальная компонента которой растягивает вихревое кольцо в радиальном направлении, а вертикальная тормозит подъем. На автомодельном участке подъема модель дала угол расширения облака 0,32–0,34, что превышает экспериментальное значение 0,25 [15].

Модели с осредненными по объему параметрами использовались и для описания начальной стадии движения термика, на которой неподвижный газ приходит в вихревое движение. Так, в работе [24] построены решения, описывающие как начальную, так и автомодельную стадии процесса при нейтральной стратификации атмо-

сферы. На начальной стадии получены законы роста радиуса термика и координаты его верхней кромки, имеющие вид  $r = r_0 + c_1 t^2$ ,  $z_t = z_{t,0} + c_2 t^2$ , где индексом 0 обозначены начальные значения, а  $c_1$ ,  $c_2$  — параметры, зависящие от начального перепада плотностей. На больших временах полученное решение выходит на асимптотику  $r \sim t^{1/2}$ ,  $z_t \sim t^{1/2}$ , причем зависимость от  $c_1$  и  $c_2$  при этом исчезает. Дальнейшее развитие эта теория получила в [25], где были учтены параметры турбулентности и стратификация атмосферы. Для определения параметра турбулентной диссипации использовались данные лабораторных экспериментов [26], в которых специальными неподвижными и вращающимися зондами измерялись характеристики турбулентного поля температуры. Отмечен резкий передний фронт термика и плавное спадание температуры в следе облака. К аналогичным выводам привели более поздние эксперименты по измерению внутренней структуры термиков больших масштабов [27].

Недостатком полученных в [25] решений является чрезмерно малый угол расширения облака  $\alpha_C \approx 0,014$ . Несоответствие между этой величиной и экспериментальным значением 0,25 было устранено в работе [28] путем учета присоединенной массы. Формирование вихревого течения на начальной стадии эволюции термика рассмотрено в [29], где на основе линеаризованного уравнения завихренности в случае невязкой несжимаемой жидкости получены соотношения для характерных времен, определяемых плавучестью, завихренностью и начальной скоростью. Процесс отрыва ламинарного термика от горизонтальной поверхности исследовался экспериментально в [30, 31]. Формирование вихревого тороидального течения, изменение формы термика со временем и нарастание завихренности на начальной стадии подъема плавучего облака изучены теоретически и экспериментально в работах [32–34].

Автономный режим подъема термика продолжается лишь до тех пор, пока не начинает проявляться стратификация среды. В случае устойчивой стратификации термик зависает на определенной высоте, совершая при этом затухающие колебания. Высота зависания и размеры зависшего термика определены в работах [3, 19, 28]. Для стандартной атмосферы с температурным градиентом  $6,5^\circ\text{C}/\text{км}$  высота зависания

$H, [м]$  связана с выделившейся энергией  $Q_0, [Дж]$  соотношением  $H = 1,87Q_0^{1/4}$  [3].

Модели с осреднением параметров по объему термика позволяют получить лишь интегральные характеристики — высоту верхней кромки, диаметр, среднюю температуру и концентрацию в термике, скорость подъема. Описание внутренней структуры термика возможно путем решения уравнений гидродинамики. Весьма часто при этом используются уравнения Навье–Стокса в приближении Буссинеска, согласно которому изменением плотности газа пренебрегается во всех членах уравнений за исключением силы плавучести. Получение аналитических решений возможно в двух предельных случаях — при большой вязкости, соответствующей малым числам Рэлея, и при малой вязкости, когда применимо погранслоное приближение.

Аналитические решения, дающие пространственные распределения скорости, температуры и концентрации в термике, получены при большой вязкости среды в работах [4, 35–37]. Решение, как правило, строится путем разложения в ряд по малому параметру — числу Рэлея. В работе [36] методом последовательных приближений изучено распространение «ядра» плавучести и тороидального вихря. Отмечается, что вихревое кольцо распространяется сначала в боковом направлении, и лишь потом происходит формирование автомодельного всплывающего вихря. В работах [37–39] исследовано влияния сил плавучести на диффузию вихревого кольца. Решение уравнений движения и переноса тепла, полученное разложением по малому параметру (числу Рейнольдса), в качестве предельного случая содержит автомодельную стадию подъема всплывающего теплового термика.

Теория турбулентного термика при больших числах Рэлея была предложена в [40] и развита далее в [16, 41]. В этих работах уравнения несжимаемой жидкости решались в приближении вертикального погранслоя. Предполагалось подобие распределений ускорения сил плавучести и вертикальной скорости, для аппроксимации радиальных распределений искомых функций использовались гауссовы профили. Построена газодинамическая картина течения вблизи автомодельного термика и найдены координаты характерных точек термика в зависимости от величины коэффи-

циента турбулентности. Для стратифицированной атмосферы в [16, 41] рассмотрены колебания термика при завесании в устойчиво стратифицированной атмосфере, либо его разгон в неустойчиво стратифицированной среде. Полученные решения использовались для решения прикладных задач о выносе пассивно переносимой примеси в стратосферу, оценке тепловыделения при вулканических извержениях взрывного типа, генерации инфразвука всплывающим термиком, детонации концентрационного термика [16, 41, 42].

Первые попытки численного исследования конвективных элементов были предприняты в конце пятидесятых — начале шестидесятых годов [43–45]. Решались уравнения несжимаемой жидкости в приближении Буссинеска, зачастую без учета вязкости среды (роль эффективной вязкости играла схемная вязкость). Несовершенство численных методов и ограниченность вычислительных ресурсов позволили получить решения лишь на весьма грубых сетках и для ограниченного интервала времен. Так, в [43] удалось на основе уравнений невязкой несжимаемой жидкости просчитать лишь начальную стадию эволюции на протяжении первых минут, дальнейший счет был невозможен из-за развития численной неустойчивости. Введение членов, описывающих турбулентную диффузию и вязкость, не сказалось существенным образом на получаемом решении и не смогло устранить указанные вычислительные трудности. Осесимметричный термик при малом начальном перепаде температур (порядка  $1-3^\circ$ ) моделировался в [45], расчеты проведены до времен порядка 30 мин. Отмечено наличие автомоделной стадии движения, на которой законы затухания максимальной температуры  $t^{-3/2}$  и роста координаты верхней кромки  $t^{1/2}$  находятся в соответствии с результатами анализа размерностей и экспериментами [3, 15]. В то же время, термик в расчетах получался вытянутым по вертикали, тогда как эксперименты показывают, что при движении он должен сплющиваться [15].

Одна из проблем, с которой сталкивается расчет эволюции термиков, состоит в том, что геометрические размеры области, охваченной конвективным течением, увеличиваются со временем, поэтому на больших временах начинает сказываться вли-

яние границ расчетной области. В работе [46] была применена расширяющаяся со временем расчетная область, причем закон расширения выбирался таким, чтобы в новых переменных автомодельное решение было стационарным. Автомодельные решения были получены в широком диапазоне изменения коэффициентов переноса, при этом форма термиков на автомодельной стадии оказалась ближе к наблюдаемой в экспериментах, чем в работе [45]. Расширяющиеся по автомодельному закону сетки затем широко применялись для исследования автомодельной стадии подъема термика [16, 47–50].

Развитие осесимметричного облака в устойчиво стратифицированной атмосфере с тонким неустойчивым слоем численно моделировалось в [51]. Расчеты проводились при постоянных эффективных коэффициентах переноса, составляющих  $50 \text{ м}^2/\text{с}$ , выбор которых не обосновывался. На стадии зависания выше термика отмечалось возникновение зоны с обратной циркуляцией, что согласуется с данными наблюдений за природными облаками [52]. В работе [53] рассчитан подъем облака и конденсация содержащегося в нем водяного пара над постоянно действующим источником. В отличие от большинства выполненных в то время работ, использовались переменные (пропорциональные градиенту скорости) коэффициенты турбулентного переноса, а непосредственно над источником задавалась эффективная вязкость  $300 \text{ м}^2/\text{с}$ . В настоящее время численные методы широко применяются в метеорологии для моделирования облаков и других крупномасштабных течений [54].

Весьма подробное численное исследование различных стадий эволюции осесимметричного турбулентного термика в стратифицированной атмосфере выполнено в работах [16, 50]. Использовались уравнения несжимаемой жидкости в приближении Буссинеска, стратификация атмосферы учитывалась в уравнении притока тепла (и эквивалентном ему уравнении для ускорения силы плавучести). Для замыкания осредненных по Рейнольдсу уравнений введены постоянные эффективные коэффициенты турбулентной вязкости и температуропроводности, пропорциональные корню квадратному из полного запаса плавучести облака  $B_0^{1/2}$ , причем величина ко-

ээффициента пропорциональности находилась из условия согласования автомодельной координаты верхней кромки с наблюдаемой в экспериментах величиной 4,35 (см. (1.1)). По результатам численных расчетов была построена единая зависимость автомодельной координаты верхней кромки от числа Рэлея и найдено, что экспериментальное значение автомодельной координаты достигается при числе Рэлея, равном 520. Найденные таким образом коэффициенты переноса, обеспечивающие правильный закон подъема на автомодельной стадии, использовались затем при расчете начальной стадии и стадии зависания. Рассмотрен целый ряд физических явлений, связанных с эволюцией турбулентных термик — выход термика и вынос пассивной примеси в стратосферу, оценка энерговыделения вулканических извержений, образование окислов азота в высокотемпературном термике и их вынос в верхние слои атмосферы [55].

Таким образом, в настоящее время установлены основные закономерности и количественные характеристики эволюции плавучих облаков в стратифицированной атмосфере. Широко используется приближение Буссинеска, согласно которому плотность среды считается постоянной во всех членах уравнений, кроме архимедовой силы. При описании атмосферных течений в большинстве случаев учитывается лишь температурная стратификация атмосферы путем введения соответствующих источников членов в уравнение притока тепла. Предположение о постоянстве плотности атмосферы справедливо лишь в том случае, когда вертикальный размер области, охваченной конвективным течением, достаточно мал, так что весовая (изотермическая) сжимаемость газа не играет заметной роли. Это имеет место, например, в жидкостях, а также при «слабой» атмосферной конвекции, когда вертикальный масштаб течения намного меньше характерного масштаба изменения плотности атмосферы с высотой. Если же термик достаточно мощный, он может проникать на высоты порядка нескольких километров. При таких вертикальных масштабах течения эффекты сжимаемости атмосферы весьма существенны, поскольку плотность воздуха падает в несколько раз по сравнению с плотностью у земной поверхности. В таком

случае в задаче имеется масштаб длины, связанный с вертикальным распределением плотности атмосферы, этот масштаб сохраняется и после того, как «забываются» начальные условия. Поэтому при переменной плотности атмосферы автомоделного решения, строго говоря, не существует, а динамика подъема термика не может быть получена лишь из анализа размерностей. Тем не менее, корневой закон подъема (1.1) выполняется на определенном интервале времени даже в том случае, когда сжимаемость среды существенна, например, при подъеме термиков ядерных взрывов, высота зависания которых порядка 5–20 км, что сравнимо с вертикальным масштабом изменения плотности атмосферы.

Целью исследований настоящей главы является построение модели термика, движущегося по закону  $z_t \sim t^{1/2}$  в атмосфере с переменной по высоте плотностью, оценка влияния переменности плотности на структуру, размеры и характерные параметры облака. Исследования проведены как на основе численных расчетов, так и путем построения приближенного аналитического решения.

## 1.2. Математическая модель термика в сжимаемой атмосфере

Рассмотрим эволюцию осесимметричного термика, возникающего в стратифицированной атмосфере при мгновенном выделении некоторого количества тепла  $Q_0$ . Предполагается, что в невозмущенной атмосфере температура  $T_a$  определенным образом зависит от высоты, а плотность и давление удовлетворяют уравнению состояния совершенного газа и условию гидростатического равновесия. Область начального тепловыделения считается малой по сравнению с характерной высотой, на которой становится существенной плотностная стратификация среды, так что плотность окружающей среды может считаться постоянной на начальной стадии эволюции термика, в течение которой происходит выход на автомоделную стадию. Введем виртуальный источник и примем параметры атмосферы на его высоте за характерные масштабы температуры, плотности и давления, используемые для обезразмеривания задачи.

Эволюция осесимметричного термика описывается в цилиндрической системе координат  $(r, z)$ , начало которой совпадает с виртуальным источником, ось  $z$  направлена вертикально вверх, а ось  $r$  — в радиальном направлении. Предположим отклонения температуры  $\theta$  и давления  $p$  от их значений в невозмущенной атмосфере малыми по сравнению с  $T_a$  и  $P_a$ . При этом плотность газа  $\rho$  можно считать равной атмосферной плотности  $\rho_a$  везде за исключением членов, описывающих силу плавучести в уравнении для вертикальной проекции импульса. Сила плавучести, пропорциональная разности атмосферной и локальной плотностей, связана с отклонениями давления и температуры.

В линейном приближении уравнение состояния имеет вид

$$\rho(P, T) \approx \rho_a(P_a, T_a)[1 + \beta_P p - \beta_T \theta], \quad (1.2)$$

где  $\beta_P = (\partial\rho/\partial P)_T = P_a^{-1}$ ,  $\beta_T = -(\partial\rho/\partial T)_P = T_a^{-1}$ . Поскольку рассматриваются только медленные (существенно дозвуковые) конвективные течения, ниже пренебрегается динамической сжимаемостью среды по сравнению с ее тепловым расширением, что эквивалентно  $|\beta_P p| \ll |\beta_T \theta|$ . Тогда выталкивающая сила, действующая на единицу объема, равна  $g(\rho_a - \rho) = g\rho_a\beta_T\theta$ . Подобное разложение часто применяется при исследовании глубокой конвекции [54]. Основное отличие этого подхода от классического приближения Буссинеска состоит в том, что линейаризация уравнения состояния (1.2) производится относительно локального значения невозмущенной плотности  $\rho_a(z)$ , а не относительно некоторого фиксированного для всей области течения значения плотности. Это позволяет принять во внимание изменение атмосферной плотности с высотой, вызванное весовой сжимаемостью газа.

В рамках принятых предположений задача о расчете эволюции термика сводится к решению следующей системы уравнений:

$$\frac{\rho_a}{r} \frac{\partial ur}{\partial r} + \frac{\partial \rho_a v}{\partial z} = 0, \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial \rho_a u}{\partial t} + \frac{\rho_a}{r} \frac{\partial u^2 r}{\partial r} + \frac{\partial \rho_a uv}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right), \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial \rho_a v}{\partial t} + \frac{\rho_a}{r} \frac{\partial u v r}{\partial r} + \frac{\partial \rho_a v^2}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + \rho_a g \beta_T \theta, \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial \rho_a \theta}{\partial t} + \frac{\rho_a}{r} \frac{\partial u \theta r}{\partial r} + \frac{\partial \rho_a u \theta}{\partial z} = \frac{\lambda}{C_P} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right) - \frac{\rho_a v J}{g \beta_T}, \quad (1.6)$$

$$J = \frac{g}{T_a} \left( \frac{dT_a}{dz} + \frac{g}{C_P} \right) = g \left( -\frac{d \ln \rho_a}{dz} + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{g}{R_g T_a} \right), \quad (1.7)$$

где  $u, v$  — радиальная и вертикальная компоненты скорости,  $\mu$  и  $\lambda$  — эффективные коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности,  $C_P$  — теплоемкость газа, считающаяся постоянной,  $\gamma$  — отношение теплоемкостей при постоянном давлении и объеме,  $R_g = R^\circ/m$  — газовая постоянная ( $R^\circ = 8,31$  Дж/моль·К — универсальная газовая постоянная,  $m$  — молекулярная масса газа),  $J$  — параметр стратификации, пропорциональный разности между локальным градиентом температуры и сухоадиабатическим градиентом  $-g/C_P$ . Эквивалентная форма представления параметра стратификации через градиент плотности атмосферы (второе выражение в правой части уравнения (1.7)) получено с использованием уравнения состояния совершенного газа  $P_a = \rho_a R_g T_a$  и соотношения  $C_P = \gamma R_g / (\gamma - 1)$ .

Эффективные турбулентные коэффициенты вязкости  $\mu$  и теплопроводности  $\lambda$  полагаются постоянными. Такая модель турбулентности хотя и является простейшей, позволяет тем не менее в расчетах на основе уравнений несжимаемой среды воспроизвести наблюдающийся в экспериментах корневой закон подъема термика. Возможность использования постоянных коэффициентов переноса при расчете свободно-конвективных течений обусловлена тем, что на автомоделной стадии характерный масштаб длины облака растет пропорционально  $B_0^{1/4} t^{1/2}$ , а характерная скорость падает как  $B_0^{1/4} t^{-1/2}$ . Предполагая масштаб и скорость турбулентных пульсаций пропорциональными линейным размерам и средней скорости движения облака, получим, что произведение этих величин, дающее характерную кинематическую вязкость, не зависит от времени. Аналогичная ситуация справедлива, например, в осесимметричных турбулентных струях [12]. Подобное предположение использова-

лось и в предыдущих работах, где были найдены аналитические решения, описывающие структуру термика [16, 40, 41].

Граничными условиями для системы уравнений (1.3)–(1.6) служат условия симметрии течения на оси  $r = 0$  ( $u = 0$ ,  $\partial v/\partial r = 0$ ,  $\partial\theta/\partial r = 0$ ), а также условия отсутствия возмущений на бесконечности  $r^2 + z^2 \rightarrow \infty$  ( $u = v = \theta = 0$ ).

Проведем анализ размерностей. Искомые функции  $u$ ,  $v$ ,  $\theta$  зависят от пространственных координат  $r$ ,  $z$  и времени  $t$ , а также от коэффициентов переноса  $\mu$ ,  $\lambda$ , параметров, характеризующих начальное состояние термика (его радиуса  $R_0$  и тепловой энергии  $Q_0$ ) и параметров, задающих стратификацию атмосферы.

Как видно из вертикальных распределений невозмущенной температуры и плотности (1.7), стратификация атмосферы по температуре и по плотности характеризуется двумя линейными масштабами  $L_a = R_g T_0/g$  и  $L_J = g/J$ . Поэтому распределения температуры и плотности в невозмущенной атмосфере записываются в виде

$$\frac{\rho_a}{\rho_0} = \phi\left(\frac{z}{L_a}, \frac{L_J}{L_a}, \gamma\right), \quad \frac{T_a}{T_0} = \phi_T\left(\frac{z}{L_a}, \frac{L_J}{L_a}, \gamma\right), \quad (1.8)$$

где индексом 0 обозначены параметры на уровне виртуального источника,  $\phi$  и  $\phi_T$  — известные функции. Примером среды с переменной по высоте плотностью является изотермическая атмосфера, для которой из уравнения гидростатического равновесия следует  $\rho_a(z) = \rho_0 \exp(-gz/R_g T_a)$ , так что  $\phi(z) = \exp(-z/L_a)$ .

В дальнейшем примем, что температура меняется с высотой гораздо медленнее, чем плотность. Так, для стандартной атмосферы ( $J = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-2}$ ) зависимость  $T_a(z)$  близка к линейной, а  $\rho_a(z)$  — к экспоненциальной. При подъеме на высоту 10 км абсолютная температура уменьшается на 30%, тогда как плотность падает в 3–4 раза. Эти оценки позволяют пренебречь изменением коэффициента теплового расширения  $\beta_T = T_a^{-1}$  с высотой и считать  $\beta_T \approx T_0^{-1}$ , при этом вертикальный градиент температуры по прежнему учитывается в членах, описывающих температурную стратификацию среды. В то же время плотностная стратификация атмосферы обусловлена весовой сжимаемостью газа, следовательно, ее учет необходим даже в случае безразличной температурной стратификации ( $J = 0$ ).

Интегрирование уравнения энергии (1.6) по пространству показывает, что полная тепловая энергия, запасенная в термике, сохраняется постоянной на начальной и автомоделной стадиях движения термика, пока влияние стратификации атмосферы незначительно:

$$Q = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \rho_a C_P \theta r dr dz = \text{const} = Q_0. \quad (1.9)$$

Для целей обезразмеривания удобно наряду с тепловой энергии термика  $Q_0$  ввести полный запас плавучести термика  $B_0$ , определив его как

$$B_0 = \frac{g\beta_T Q_0}{2\pi\rho_0 C_P} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \phi\omega r dr dz, \quad (1.10)$$

где  $\omega = g\beta_T\theta$  — ускорение силы плавучести. Определение  $B_0$  в (1.10) отличается от используемого в приближении Буссинеска [36, 41] тем, что в подынтегральное выражение входит функция  $\phi(z)$ , описывающая распределение плотности среды по высоте. Кроме того, введем числа Грасгофа и Прандтля, основанные на турбулентных значениях коэффициентов переноса:

$$\text{Gr} = \frac{B_0}{(\mu/\rho_0)^2}, \quad \text{Pr} = \frac{\mu C_P}{\lambda}. \quad (1.11)$$

Таким образом, искомые функции  $u$ ,  $v$  и  $\theta$  зависят от времени  $t$ , координат  $r$ ,  $z$ , величин, характеризующих состояние атмосферы, свойства газа  $\rho_0$ ,  $T_0$ ,  $J$ ,  $\gamma$ ,  $C_P$ ,  $g$ , коэффициентов переноса  $\mu$ ,  $\lambda$  и параметров, описывающих начальное состояние термика —  $B_0$ ,  $R_0$ . Воспользовавшись II-теоремой, запишем эту зависимость в виде связи между безразмерными комплексами

$$\frac{f}{B_0^{1/4} t^n} = \tilde{f} \left( \frac{r}{B_0^{1/4} t^{1/2}}, \frac{z}{B_0^{1/4} t^{1/2}}, \frac{t}{t_i}, \frac{t}{t_s}, \frac{t}{t_d}, \frac{\mu}{\rho_0 B_0^{1/2}}, \text{Pr}, \frac{B_0}{g R_0^3}, \gamma \right), \quad (1.12)$$

где  $n = -1/2$ , если  $f = u, v$  и  $n = -3/2$  если  $f = \theta$ , величина  $B_0/gR_0^3$  характеризует начальный перегрев в термике. Здесь и далее тильдой обозначены безразмерные величины.

Выражение (1.12) содержит три характерных времени  $t_i$ ,  $t_s$  и  $t_d$ . Время  $t_i$  определяет продолжительность начальной стадии, на которой формируется вихревой тор. На этой стадии существенную роль играет параметр  $B_0/gR_0^3$ , характеризующий начальное распределение плавучести по объему термика. Как показано в [16], продолжительность начальной стадии составляет  $t_i \approx 3R_0^2/B_0^{1/2}$ , при  $t \gg t_i$  решение перестает зависеть от этого параметра. Величина  $t_s = |J|^{-1/2}$  определяет характерное время, через которое начинает сказываться температурная стратификация атмосферы: если  $J > 0$  (устойчивая стратификация), то при  $t > t_s$  происходит зависание термика, в противном случае — его разгон. Наконец, величина  $t_d$  представляет собой характерное время, за которое термик поднимается на высоту, где плотность окружающей среды существенно отличается от плотности на уровне виртуального источника  $\rho_0$ , так что при  $t > t_d$  атмосфера не может считаться однородной. Время  $t_d$  может быть оценено как время, за которое верхняя кромка плавучего облака проходит расстояние, равное характерному вертикальному масштабу изменения атмосферной плотности  $L_a$  (см. уравнение (1.8)). Для термика, поднимающегося в несжимаемой атмосфере, как показано в [6, 41], на автомодельном участке подъема координата верхней кромки термика растет со временем как

$$z_t = \text{Gr}^{1/4} B_0^{1/4} t^{1/2}. \quad (1.13)$$

Следовательно, изменение окружающей плотности с высотой становится существенным по прошествии времени

$$t_d = \frac{L_a^2}{(\text{Gr} B_0)^{1/2}} = \frac{L_a^2 \mu}{B_0 \rho_0}. \quad (1.14)$$

Из трех рассмотренных выше характерных времен величина  $t_s$  зависит только от параметров атмосферы, тогда как два других времени  $t_i$  и  $t_d$  зависят от параметров термика. В зависимости от состояния атмосферы и начальных параметров термика возможны различные соотношения между указанными временными масштабами, но, как правило,  $t_i \ll t_s, t_d$ . Если запас плавучести термика относительно мал, так что  $t_d \gg t_s$ , то в течение всего периода подъема облака по закону  $z_t \sim t^{1/2}$  плот-

ность окружающей среды меняется незначительно и, следовательно, можно учитывать только температурную стратификацию атмосферы. Именно этот случай ранее подробно рассматривался в литературе на основе приближения Буссинеска. Можно сказать, что в [16, 40, 41] построено решение, отвечающее промежуточной асимптотике  $t_i \ll t \leq t_s \ll t_d$ . Отметим, что если  $J > 0$ , то термик зависит на определенной высоте и решение остается справедливым и при  $t > t_s$ . Если же  $J \leq 0$ , термик поднимается неограниченно высоко и решение, полученное в предположении о несжимаемости среды, справедливо только при  $t \leq t_d$ .

В настоящей работе рассматривается другой предельный случай, когда  $t_i \ll t_d \ll t_s$ . Типичная зависимость координаты верхней кромки термика, всплывающего в устойчиво стратифицированной атмосфере, схематически представлена на рис. 1.1, где отмечены основные стадии процесса: временной интервал  $0 \leq t \leq t_i$  соответствует начальной стадии (1), интервал  $t_i \leq t \leq t_s$  отвечает корневому закону подъема  $z_t \sim t^{1/2}$ , причем на участке  $t_i \leq t \leq t_d$  (2) справедливо автомодельное решение, описывающее подъем термика в несжимаемой атмосфере, а на участке  $t_d \leq t \leq t_s$  (3) становится существенной плотностная стратификация среды. Наконец, при  $t \geq t_s$  (4) проявляется температурная стратификация атмосферы, приводящая (в случае устойчивой стратификации среды) к зависанию термика.

Представленное ниже приближенное решение, отвечающее промежуточной асимптотике  $t_i \ll t \ll t_s$ , при  $t \leq t_d$  (стадия 2 на рис. 1.1) совпадает с решением для несжимаемой среды [16, 40, 41], а на стадии 3 описывает поведение термика в условиях существенного влияния плотностной стратификации атмосферы. При выводе определяющих уравнений в силу условия  $t \ll t_s$  опустим последний член в правой части уравнения притока тепла (1.6), содержащий параметр стратификации  $J$ .

Для того, чтобы описать структуру термика на стадии, отвечающей корневому закону подъема, введем зависящие от времени масштабы длины  $L_*$ , скорости  $U_*$  и

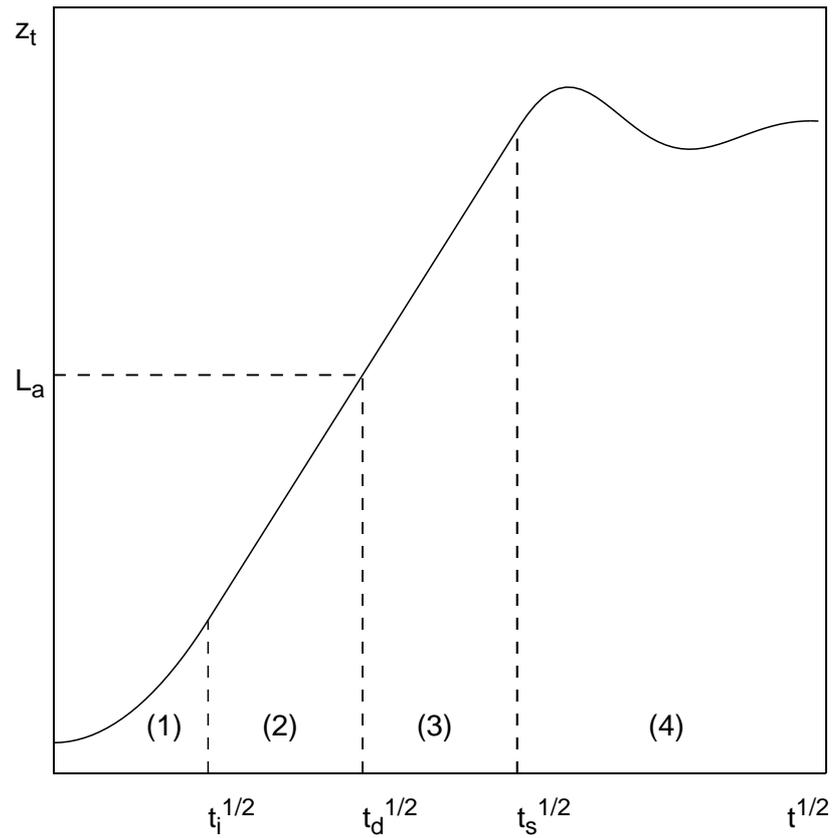


Рис. 1.1. Основные стадии подъема термика в атмосфере с переменной плотностью: 1 — начальная стадия, 2 — стадия, на которой атмосфера может считаться несжимаемой, 3 — стадия, на которой становится существенной плотностная стратификация среды, 4 — стадия зависания (при устойчивой стратификации атмосферы).

температуры  $\theta_*$ , определив их как

$$L_* = B_0^{1/4} t^{1/2}, \quad U_* = B_0^{1/4} t^{-1/2}, \quad \theta_* = \frac{U_*^2}{g\beta_T t^2} = \frac{B_0^{1/4} t^{-3/2}}{g\beta_T}, \quad (1.15)$$

после чего сделаем замену переменных

$$\tilde{r} = r/L_*, \quad \tilde{z} = z/L_*, \quad \tilde{u} = u/U_*, \quad \tilde{v} = v/U_*, \quad \tilde{\theta} = \theta/\theta_*, \quad \tau = (t/t_d)^{1/2}. \quad (1.16)$$

Такая (либо эквивалентная) замена переменных использовалась ранее при исследовании автомоделных термиков в несжимаемой среде [16, 37].

Ниже приведены результаты численных расчетов эволюции термика в среде с переменной плотностью, после чего получено соответствующее приближенное аналитическое решение.

### 1.3. Численное моделирование термика в экспоненциальной изотермической атмосфере

Рассмотрим подъем турбулентного осесимметричного термика в изотермической ( $T_a = \text{const} = T_0$ ) атмосфере, для которой вертикальное распределение плотности является экспоненциальным с характерным линейным масштабом  $L_a = R_g T_0 / g$ , так что  $\phi(z) = \exp(-z/L_a)$ .

Введем завихренность  $\Omega$  и функцию тока  $\Psi$ , определив их как

$$\Omega = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial v}{\partial r}, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial r} = \phi v r, \quad -\frac{\partial \Psi}{\partial z} = \phi u r.$$

Для исключения давления из уравнений движения применим операцию ротора к уравнениям (1.4), (1.5). При переходе к безразмерным переменным (1.16) система уравнений (1.3)–(1.6) сводится к виду

$$\frac{\partial^2 \tilde{\Psi}}{\partial \tilde{r}^2} - \frac{1}{\tilde{r}} \frac{\partial \tilde{\Psi}}{\partial \tilde{r}} + \phi \frac{\partial}{\partial \tilde{z}} \phi^{-1} \frac{\partial \tilde{\Psi}}{\partial \tilde{z}} + \phi \tilde{r} \tilde{\Omega} = 0, \quad \tilde{u} = -\frac{1}{\phi \tilde{r}} \frac{\partial \tilde{\Psi}}{\partial \tilde{z}}, \quad \tilde{v} = \frac{1}{\phi \tilde{r}} \frac{\partial \tilde{\Psi}}{\partial \tilde{r}}, \quad (1.17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\tau}{2} \frac{\partial \phi \tilde{\Omega}}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \left\{ \phi \tilde{\Omega} \left( \tilde{u} - \frac{\tilde{r}}{2} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial \tilde{z}} \left\{ \phi \tilde{\Omega} \left( \tilde{v} - \frac{\tilde{z}}{2} \right) \right\} + \phi \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial \tilde{r}} = \\ \text{Gr}^{-1/2} \left\{ \frac{1}{\tilde{r}} \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \tilde{r} \frac{\partial \tilde{\Omega}}{\partial \tilde{r}} - \frac{\tilde{\Omega}}{\tilde{r}^2} + \frac{\partial^2 \tilde{\Omega}}{\partial \tilde{z}^2} \right\} - \\ \frac{\tau \phi}{2} \text{Gr}^{-1/4} \left\{ \tau \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \tau} - \frac{\partial \tilde{u} \tilde{r}}{\partial \tilde{r}} - \tilde{z} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \tilde{z}} - \frac{\partial (\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2)}{\partial \tilde{r}} \right\}, \quad (1.18) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\tau}{2} \frac{\partial \phi \tilde{\theta}}{\partial \tau} + \frac{1}{\tilde{r}} \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \left\{ \phi \tilde{\theta} \tilde{r} \left( \tilde{u} - \frac{\tilde{r}}{2} \right) \right\} + \left\{ \phi \tilde{\theta} \left( \tilde{v} - \frac{\tilde{z}}{2} \right) \right\} = \\ \text{Gr}^{-1/2} \text{Pr}^{-1} \left\{ \frac{1}{\tilde{r}} \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \tilde{r} \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial \tilde{r}} + \frac{\partial^2 \tilde{\theta}}{\partial \tilde{z}^2} \right\}. \quad (1.19) \end{aligned}$$

где безразмерная завихренность и функция тока введены как  $\tilde{\Omega} = \Omega L_*/U_*$ ,  $\tilde{\Psi} = \Psi/U_* L_*^2$ , а распределение плотности атмосферы представлено в виде  $\phi = \exp(-\tau \text{Gr}^{-1/4} \tilde{z})$ . Распределение плотности атмосферы  $\phi$  зависит от безразмерного времени  $\tau$ , поскольку время входит в определение характерного масштаба длины  $L_*$  (см. (1.15)).

Граничные условия на оси симметрии имеют вид  $\tilde{\Psi} = \tilde{\Omega} = \partial \tilde{\theta} / \partial \tilde{r} = 0$ , на бесконечности  $\tilde{\Psi} = \tilde{\Omega} = \tilde{\theta} = 0$ . Интегральное соотношение, выражающее постоянство тепловой энергии термика, в новых переменных приобретает вид

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \phi \tilde{\theta} \tilde{r} d\tilde{r} d\tilde{z} = 1. \quad (1.20)$$

Начальные условия при  $\tau = 0$  соответствуют автомоделному термику, всплывающему в несжимаемой атмосфере с постоянной плотностью. Система уравнений (1.17)–(1.19) решалась численно в прямоугольной области  $0 \leq \tilde{r} \leq 4$ ,  $-2 \leq \tilde{z} \leq 7$  на сетке, содержащей  $50 \times 100$  узлов, интегрирование по времени производилось с шагом  $\Delta\tau = 0,05$ . На каждом временном шаге распределения искомым величин находились путем глобальных итераций, осуществляемых методом последовательной верхней релаксации с прогонкой в горизонтальном и вертикальном направлениях.

Чтобы оценить влияние внешних границ расчетной области на получаемые решения, результаты расчетов сравнивались с данными, полученными в областях больше-

го размера  $0 \leq \tilde{r} \leq 6$ ,  $-3 \leq \tilde{z} \leq 9$  и  $0 \leq \tilde{r} \leq 8$ ,  $-4 \leq \tilde{z} \leq 14$ . Изменение расчетной области отразилось в основном на положении внешних линий тока, при этом как структура термика, так и его положение (в частности, координата верхней кромки) менялись крайне незначительно. Так, разность координат верхней кромки  $\tilde{z}_t$ , полученных в основной и промежуточной областях, составляла всего 1%, а в основной и наибольшей областях — 2%. Максимальные значения избыточной температуры  $\tilde{\theta}$  отличались от полученных на основной сетке на 2% при решении в промежуточной и 2,6% при решении в наибольшей областях, максимальные значения функции тока отличались в пределах 2,5 и 5%. Таким образом, размеры расчетной области были достаточными чтобы свести к минимуму влияние свободных границ.

Рассмотрим теперь результаты, полученные при числе Грасгофа  $Gr = 400$  и числе Прандтля  $Pr = 1$ . При таких параметрах автомоделная координата верхней кромки термика совпадает с наблюдаемой в экспериментах [17]. На рис. 1.2 представлена рассчитанная структура термика в момент времени  $\tau = 0$ , соответствующий подъему автомоделного термика в несжимаемой атмосфере. Сплошные изолинии, соответствующие безразмерной избыточной температуры  $\tilde{\theta}$ , построены на уровнях 0,1, 0,2, ... 0,9 от максимальной температуры  $\tilde{\theta}_{\max} = 4,62$ . Штриховыми линиями представлены изолинии функции тока  $\tilde{\Psi}$  (0,1, 0,2, ... 0,9 от максимального значения  $\tilde{\Psi}_{\max} = 0,36$ ). В правой части рисунка показано вертикальное распределение плотности атмосферы  $\phi(\tilde{z})$ . Автомоделная координата верхней кромки облака, определенная как высота, на которой избыточная температура на оси симметрии составляет 10% от максимального значения  $\tilde{\theta}_{\max}$ , равна  $z_t = 4,26$ , что близко к экспериментальному диапазону  $4,3 \div 4,4$  установленному в [17] (см. уравнение(1.1)).

С ростом  $\tau$  термик продвигается во все более разреженные слои атмосферы. Структура плавучего облака и вертикальное распределение плотности атмосферы при  $\tau = 1$  показаны на рис. 1.3 ( $\tilde{\theta}_{\max} = 4,82$ ,  $\tilde{\Psi}_{\max} = 0,30$ ,  $z_t = 4,34$ ). Аналогичные распределения при  $\tau = 2$  приведены на рис. 1.4 ( $\tilde{\theta}_{\max} = 4,59$ ,  $\tilde{\Psi}_{\max} = 0,26$ ,  $z_t = 4,53$ ). К этому моменту плотность атмосферы на уровне верхней кромки облака

в 10 раз меньше плотности на уровне виртуального источника, а расстояние, пройденное термиком, равно приблизительно  $2,5L_a$ .

Сравнение рис. 1.2–1.4 показывает, что структура плавучего облака испытывает с течением времени определенные изменения: относительная ширина термика возрастает, верхняя кромка облака становится менее резкой. Вместе с тем, наиболее важным свойством полученных решений является то, что автомоделная координата верхней кромки термика  $\tilde{z}_t$  и максимальная избыточная температура  $\tilde{\theta}_{\max}$  меняются весьма слабо. Чтобы показать это более наглядно, на рис. 1.5 представлены временные зависимости автомоделной координаты верхней кромки термика  $\tilde{z}_t(\tau)$  (кривая 1) и максимальной избыточной температуры  $\tilde{\theta}_{\max}(\tau)$  (кривая 2), отнесенных к своим начальным значениям  $\tilde{z}_t^0 = 4,26$ ,  $\tilde{\theta}_{\max}^0 = 4,62$  соответственно. Штриховой линией нанесена зависимость от времени плотности атмосферы на уровне верхней кромки облака  $\phi(\tilde{z}_t(\tau))$ . Можно заключить, что при изменении плотности атмосферы на порядок величины положение и параметры термика в автомоделных координатах остаются практически неизменными. Это означает, что в физических координатах термик поднимается в соответствии с корневым законом  $z_t \sim t^{1/2}$ , а максимальная температура в облаке падает со временем как  $\theta_{\max} \sim t^{-3/2}$ , т. е., в соответствии с законами, которые дает анализ размерностей в случае автомоделного движения термика в несжимаемой атмосфере.

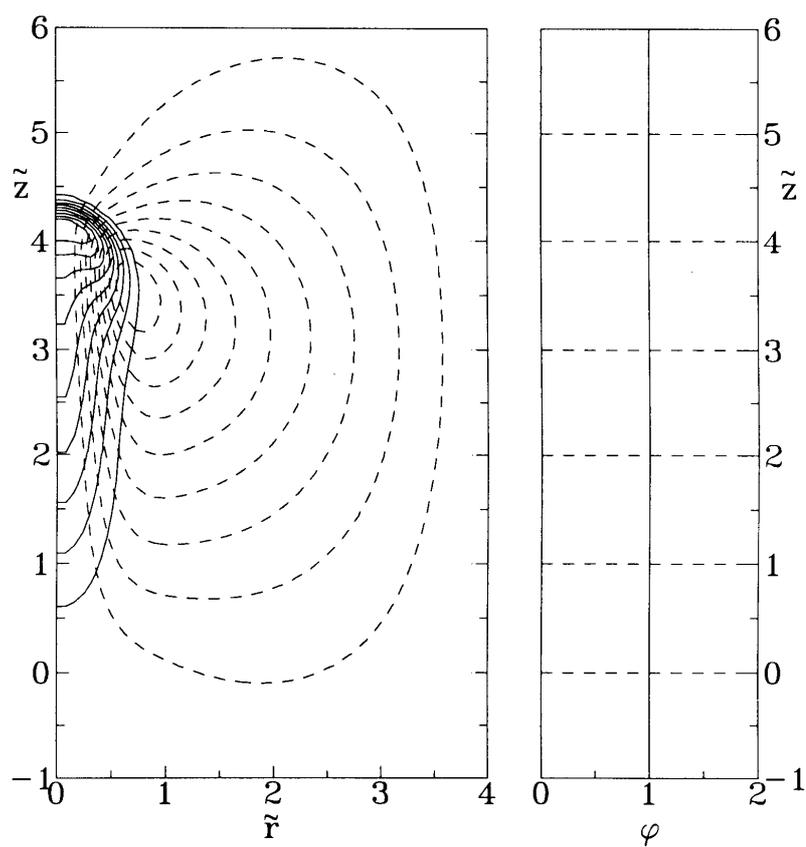
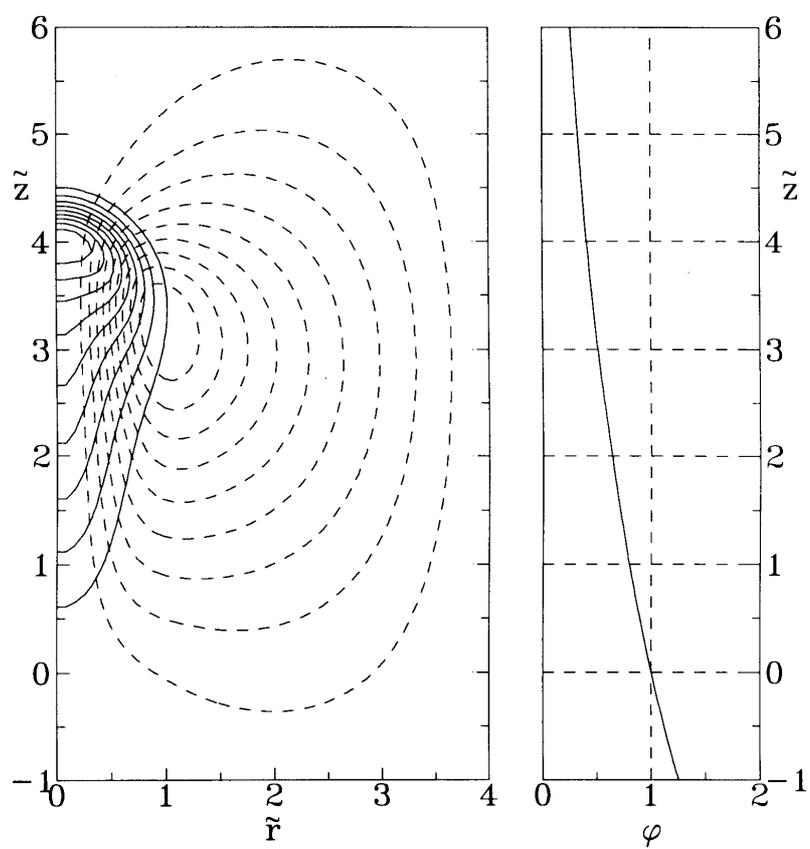
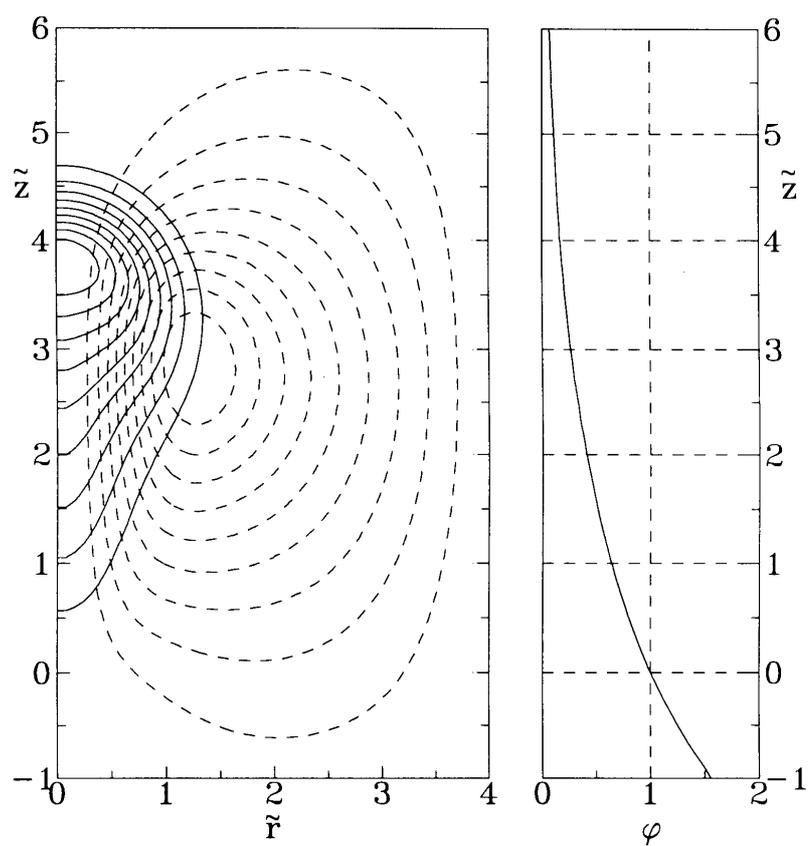


Рис. 1.2. Структура термика в автомодельных координатах при  $\tau = 0$ . Справа приведено вертикальное распределение плотности атмосферы.

Рис. 1.3. Структура термика в автомоделных координатах при  $\tau = 1$ .

Рис. 1.4. Структура термика в автомоделных координатах при  $\tau = 2$ .

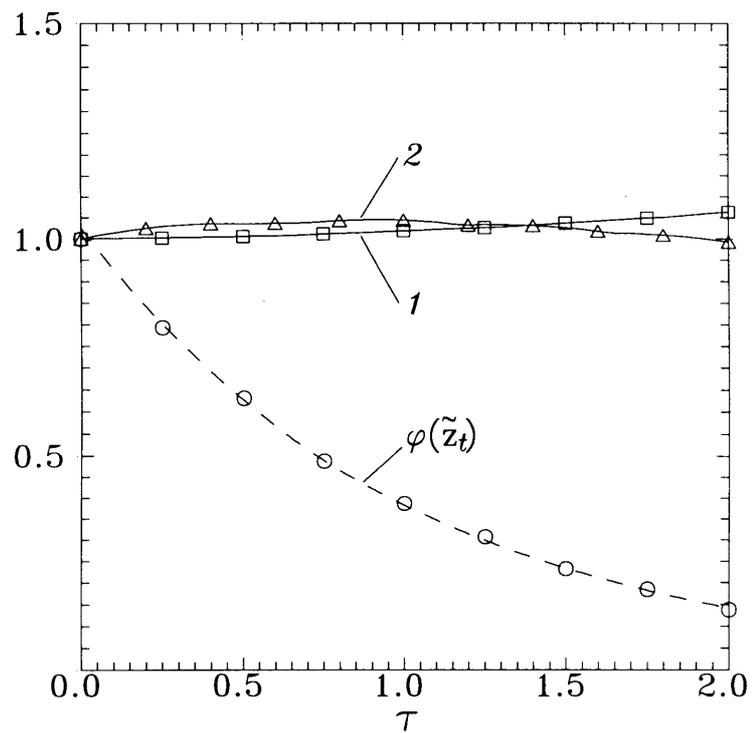


Рис. 1.5. Изменение автомодельной координаты верхней кромки термика  $\tilde{z}_t$  (кривая 1) и максимальной избыточной температуры в термике  $\tilde{\theta}_{\max}$  (кривая 2) с ростом времени  $\tau$ . Функции отнесены к своим значениям при  $\tau = 0$  ( $\tilde{z}_t^0 = 4,26$  и  $\tilde{\theta}_{\max}^0 = 4,62$ ). Штриховая кривая — плотность атмосферы на уровне верхней кромки  $\phi(\tilde{z}_t)$ .

### 1.4. Приближенное аналитическое решение

При больших числах Грасгофа и при  $\text{Pr} = 1$  возможно найти аналитическое решение, описывающее термик, поднимающийся в атмосфере с переменной плотностью на стадии, отвечающей корневому закону роста координаты верхней кромки. Следуя работам [16, 40], будем использовать приближение вертикального погранслоя и пренебрежем градиентом давления  $\partial p/\partial z$  в уравнении для вертикальной компоненты количества движения (1.5). Это позволяет решать только уравнения неразрывности, вертикального импульса и температуры. Как и ранее, выполним переход к автомоделным координатам (1.16). Приведенные в предыдущем разделе результаты численного моделирования показывают, что в автомоделных координатах структура термика меняется со временем весьма медленно, поэтому опустим также нестационарные члены и будем искать решение, зависящее от  $\tau$  только параметрически. В рамках данных упрощений уравнения неразрывности, импульса и энергии принимают вид

$$\frac{\partial \phi \tilde{u} \tilde{r}}{\partial \tilde{r}} + \frac{\partial \phi \tilde{v} \tilde{r}}{\partial \tilde{z}} = 0, \quad (1.21)$$

$$\phi \left\{ \frac{\tilde{v}}{2} + \left( \frac{\tilde{r}}{2} - \tilde{u} \right) \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \tilde{r}} + \left( \frac{\tilde{z}}{2} - \tilde{v} \right) \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \tilde{z}} + \tilde{\theta} \right\} + \text{Gr}^{-1/2} \left\{ \frac{1}{\tilde{r}} \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \tilde{r} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \tilde{r}} + \frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial \tilde{z}^2} \right\} = 0, \quad (1.22)$$

$$\phi \left\{ \frac{3\tilde{\theta}}{2} + \left( \frac{\tilde{r}}{2} - \tilde{u} \right) \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial \tilde{r}} + \left( \frac{\tilde{z}}{2} - \tilde{\theta} \right) \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial \tilde{z}} \right\} + \text{Gr}^{-1/2} \text{Pr}^{-1} \left\{ \frac{1}{\tilde{r}} \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \tilde{r} \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial \tilde{r}} + \frac{\partial^2 \tilde{\theta}}{\partial \tilde{z}^2} \right\} = 0. \quad (1.23)$$

Будем искать решение уравнений (1.21)–(1.23), предполагая профили вертикальной компоненты скорости  $\tilde{v}$  и избыточной температуры  $\tilde{\theta}$  подобными и описываемыми функцией

$$\tilde{v} = \tilde{\theta} = \frac{\text{Gr}^{1/4}}{2} \exp(-a(\tilde{z})\tilde{r}^2) \xi(\tilde{z}) \quad (1.24)$$

где профиль  $\xi(\tilde{z})$  описывает вертикальные распределения скорости и избыточной температуры в термике. В отличие от [16], под аргументом экспоненты введена пока неизвестная функция  $a(\tilde{z})$ . Подстановка профилей (1.24) в уравнения (1.22), (1.23) показывает, что подобие возможно лишь при  $\text{Pr} = 1$ , это значение числа Прандтля, близкое к наблюдаемым в экспериментах [56], используется в дальнейшем.

Интегрирование уравнения (1.24) дает функцию тока

$$\tilde{\Psi} = \frac{\phi}{4a} \text{Gr}^{1/4} (1 - \exp(-a\tilde{r}^2)) \xi,$$

после чего дифференцированием функции тока находится радиальная компонента скорости  $\tilde{u} = -(\tilde{r}\phi)^{-1} \partial\tilde{\Psi}/\partial\tilde{z}$ . После подстановки профилей (1.24) оба уравнения (1.22) и (1.23) приобретают одинаковый вид и могут быть записаны в виде уравнения для функции  $\xi(\tilde{z})$  (штрихом обозначается дифференцирование по  $\tilde{z}$ ):

$$\begin{aligned} \text{Gr}^{-1/2} (\xi \exp(-a\tilde{r}^2))'' + \frac{1}{2} (\phi\tilde{z}\xi \exp(-a\tilde{r}^2))' = \\ \exp(-a\tilde{r}^2) \left\{ \frac{\text{Gr}^{1/4}}{4} \phi(\xi^2)' + (4\text{Gr}^{-1/2}a - \phi)(1 - a\tilde{r}^2)\xi + \right. \\ \left. \frac{\text{Gr}^{1/4}}{2} a\xi^2 (1 - \exp(-a\tilde{r}^2)) \left( \frac{\phi}{a} \right)' \right\} \end{aligned}$$

Можно видеть, что если выбрать неизвестную функцию в горизонтальном профиле вертикальной скорости и избыточной температуры (1.24) в виде  $a(\tilde{z}) = \text{Gr}^{1/2}\phi(\tilde{z})/4$ , второй и третий члены в фигурных скобках обращаются в нуль. Такой вид функции  $a(\tilde{z})$  и будем использовать в дальнейшем. Осредним затем оставшиеся коэффициенты данного уравнения, домножив каждый член на  $\tilde{r} d\tilde{r}$  и проинтегрировав в пределах от нуля до бесконечности. Кроме того, введем новую независимую переменную  $\zeta = \text{Gr}^{-1/4}\tilde{z}$ . В результате получим следующее приближенное дифференциальное уравнение для функции  $\xi$  (здесь и далее штрихом обозначается производная по  $\zeta$ ):

$$\frac{4}{\text{Gr}} \left( \frac{\xi}{\phi} \right)'' + (2\zeta\xi - \xi^2)' = 0, \quad (1.25)$$

где аргумент функции  $\phi(z/H)$ , описывающей вертикальное распределение плотности атмосферы в новых переменных имеет вид  $\phi(\zeta\tau)$ . Интегральное условие (1.9), или

эквивалентное ему условие (1.20), приобретает вид

$$\int_{-\infty}^{\infty} \xi d\zeta = 1. \quad (1.26)$$

Общее решение уравнения (1.25), удовлетворяющее граничным условиям  $\xi = 0$  при  $\zeta = \pm\infty$ , имеет вид

$$\xi(\zeta) = \frac{4}{\text{Gr}} \frac{\exp(-\Phi(\zeta))}{\Lambda_0 + \Lambda(\zeta)}, \quad (1.27)$$

где

$$\Phi(\zeta) = \int_0^{\zeta} \left( \frac{\text{Gr}}{2} \zeta \phi - \frac{\phi'}{\phi} \right) d\zeta, \quad \Lambda(\zeta) = \int_{\zeta}^{\infty} \phi \exp(-\Phi(\zeta)) d\zeta. \quad (1.28)$$

Константа интегрирования  $\Lambda_0$  в уравнении (1.25) зависит от двух параметров — числа Грасгофа  $\text{Gr}$  и безразмерного времени  $\tau$ . Значение  $\Lambda_0$  можно найти, подставляя решение (1.27) в интегральное условие (1.26).

Чтобы проанализировать решение (1.27) при произвольном распределении плотности атмосферы, проинтегрируем его один раз с учетом граничных условий  $\xi = 0$  при  $\zeta = \pm\infty$ . В результате получим

$$\xi' = \frac{\text{Gr}}{4} \phi \xi \left( \xi - 2\zeta - \frac{4}{\text{Gr}} (\phi^{-1})' \right). \quad (1.29)$$

Изоклины нуля этого уравнения имеют вид  $\xi_1 = 0$  и  $\xi_2 = 2\zeta + 4\text{Gr}^{-1}(\phi^{-1})'$ , точку их пересечения обозначим  $\zeta_*$ . Мы предполагаем, что функция  $\xi(\zeta)$  имеет единственный максимум в точке  $\zeta = \zeta_{\max}$ , в которой максимальны вертикальная скорость  $v$  и избыточная температура  $\theta$ . Достаточное условие единственности точки максимума состоит в том, чтобы при  $\zeta < \zeta_*$  изоклина  $\xi_2$  проходила ниже  $\xi_1$  (т. е.,  $2\zeta + 4\text{Gr}^{-1}(\phi^{-1})' < 0$ ), тогда как при  $\zeta > \zeta_*$  функция  $\xi_2$  возрастала бы монотонно (т. е.,  $2 + 4\text{Gr}^{-1}(\phi^{-1})'' > 0$ ). Отметим, что этим условиям удовлетворяет широкий класс функций  $\phi$ , в частности, они справедливы для экспоненциальной атмосферы, использованной выше при численном моделировании термика в среде с переменной плотностью.

Координата точки максимума  $\zeta_{\max}$  может быть найдена из условия пересечения функции  $\xi(\zeta)$  с изоклиной нуля  $\zeta_2$ , в этом случае выражение, стоящее в уравнении (1.29) в скобках обращается в нуль. Используя определение функции  $\Phi$  (см. уравнение (1.28)), представим условие максимума в виде  $\phi\xi = 4\text{Gr}^{-1}\Phi'$ , или, окончательно,

$$\phi \exp(-\Phi) = \Phi'(\Lambda_0 + \Lambda). \quad (1.30)$$

Разложим теперь функцию  $\Lambda(\zeta)$  в асимптотический ряд, воспользовавшись интегрированием по частям:

$$\Lambda(\zeta) = \int_{\zeta}^{\infty} \phi \exp(-\Phi) d\zeta = \frac{\exp(-\Phi)}{\Phi'} \left\{ \phi + \left( \frac{\phi}{\Phi'} \right)' + O\left( \frac{1}{(\Phi')^4} \right) \right\}.$$

Судя по аналитическому решению, найденному для случая постоянной плотности атмосферы в [16, 40], а также по результатам численного моделирования, представленным выше, можно ожидать, что максимум функции  $\xi(\zeta)$  достигается при  $\zeta_{\max} = O(1)$ . Вблизи максимума  $\Phi' = \text{Gr} \cdot O(1)$  — см. (1.28) поэтому при больших числах Грасгофа можно ограничиться лишь двумя первыми членами разложения, опуская члены порядка  $\text{Gr}^{-4}$  или выше. В результате условие максимума (1.30) приобретает вид

$$\exp(-\Phi) = -\Lambda_0 \frac{\Phi'}{\left( \frac{\phi}{\Phi'} \right)'} = \Lambda_0 \left( \frac{\text{Gr}}{4} \right)^2 \frac{\phi \left( 2\zeta + \frac{4}{\text{Gr}} (\phi^{-1})' \right)^3}{2 + \frac{4}{\text{Gr}} (\phi^{-1})''}. \quad (1.31)$$

Интегрирование уравнения (1.26) для вычисления константы  $\Lambda_0$ , входящей в решение (1.27), может быть произведено аналитически только в простейшем случае постоянной плотности атмосферы ( $\phi = 1$ ). Соответствующие решения были построены и проанализированы в работах [16, 40], где показано, что функция  $\xi(\zeta)$  возрастает с высотой, достигая максимума в точке с координатой (в принятых здесь обозначениях)

$$\xi_{\max}^0 \approx 1 - \text{Gr}^{-1} \ln \left( \frac{\pi \text{Gr}^3}{4} \right), \quad (1.32)$$

после чего резко падает практически до нуля. Такое поведение функции  $\xi(\zeta)$  позволяет аппроксимировать ее разрывной функцией  $\xi = 2\zeta$  при  $0 \leq \zeta \leq 1$ ,  $\xi = 0$  при  $\zeta < 0$  и  $\zeta > 1$ .

При произвольном распределении плотности атмосферы  $\phi$  вычислить интеграл (1.26) и получить явные выражения для координаты максимума в общем случае не удастся. Ниже рассмотрен частный случай распределения плотности атмосферы, в котором возможно получение явных окончательных формул. Именно, рассматривается функция распределения плотности атмосферы

$$\phi = \frac{1}{1 + (\tau\zeta)^2} \quad (1.33)$$

Эта функция удовлетворяет условию единственности максимума решения  $\xi(\zeta)$ , обсуждавшемуся выше. Она может рассматриваться в качестве модельного распределения, задающего при  $\zeta \geq 0$  спадание плотности атмосферы с высотой. Хотя уменьшение плотности при  $\zeta < 0$  нефизично, эта область оказывает слабое влияние на решение, поскольку она охватывает лишь незначительную часть термика.

Рассмотрим для начала решения уравнения (1.25), полученные путем численного интегрирования. На рис. 1.6 представлены интегральные кривые, полученные при  $\tau = 0, 1, 2, 3$  и  $4$  (справа), а также соответствующие распределения плотности атмосферы  $\phi(\zeta)$  в те же моменты времени (слева). Отметим снова, что решение при  $\tau = 0$  в точности соответствует подъему термика в несжимаемой среде, либо на той стадии, когда весовая сжимаемость атмосферы еще не проявляется. С продвижением термика во все более разреженные слои атмосферы, как видно из рис. 1.6, автомоделная координата верхней кромки облака остается практически неизменной (все кривые, соответствующие разным моментам времени пересекаются в одной точке). Точка максимума функции  $\xi(\zeta)$  слегка сдвигается вниз, тогда как горизонтальный размер термика увеличивается как  $\phi(\zeta_{\max})^{-1/2}$ . Эти результаты находятся в хорошем соответствии с представленными выше результатами численного моделирования.

Наконец, рассмотрим результаты, полученные аналитически. Подставив распределение плотности (1.33) в уравнение (1.28), получим в явном виде вспомогательные

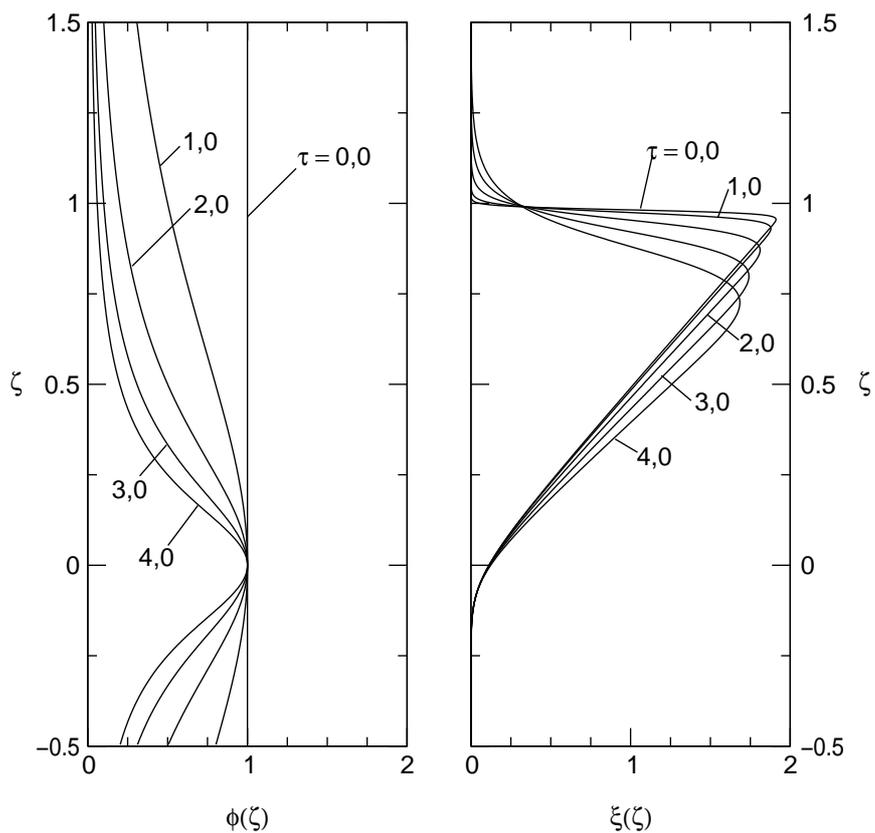


Рис. 1.6. Изменение структуры термика, поднимающегося в атмосфере с плотностью, убывающей обратно пропорционально квадрату высоты. Профили  $\xi(\zeta)$  показаны при  $\tau = 0, 1, 2, 3$  и  $4$ . В левой части рисунка приведены распределения плотности атмосферы в те же моменты времени.

функции  $\Phi$  и  $\Lambda$ :

$$\Phi(\zeta) = \left(1 + \frac{\text{Gr}}{4\tau^2}\right) \ln(1 + (\zeta\tau)^2)$$

$$\Lambda(\zeta) = \begin{cases} \frac{1}{2\tau} \mathbf{B}_{\phi(\zeta)}\left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2} + \frac{\text{Gr}}{4\tau^2}\right) & , \zeta \geq 0, \\ \frac{1}{\tau} \mathbf{B}\left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2} + \frac{\text{Gr}}{4\tau^2}\right) - \frac{1}{2\tau} \mathbf{B}_{\phi(\zeta)}\left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2} + \frac{\text{Gr}}{4\tau^2}\right) & , \zeta < 0, \end{cases}$$

где  $\mathbf{B}(p, q)$  — бета-функция,  $\mathbf{B}_x(p, q)$  — неполная бета-функция [57], аргументом которой служит значение  $\phi(\zeta) = (1 + (\zeta\tau)^2)^{-1}$ .

Чтобы найти константу  $\Lambda_0$ , представим интеграл (1.26) в виде двух членов  $\Sigma_1$  и  $\Sigma_2$ :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \xi(\zeta) d\zeta = \int_{-\infty}^{\infty} \phi\xi d\zeta + \int_{-\infty}^{\infty} (1 - \phi)\xi d\zeta = \Sigma_1 + \Sigma_2$$

Первый из двух вспомогательных интегралов может быть вычислен точно, он выражается через бета-функцию  $\mathbf{B}(p, q)$  как

$$\Sigma_1 = \frac{4}{\text{Gr}} \ln\left(1 + \frac{\Lambda(-\infty)}{\Lambda_0}\right) = \frac{4}{\text{Gr}} \ln\left(1 + \frac{1}{\Lambda_0\tau} \mathbf{B}\left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2} + \frac{\text{Gr}}{4\tau^2}\right)\right)$$

Чтобы вычислить интеграл  $\Sigma_2$ , заменим функцию  $\xi$  в подынтегральном выражении некоторой аппроксимирующей функцией  $\bar{\xi}$ . Будем искать асимптотику решения  $\xi(\zeta)$  при  $\zeta < \zeta_{\max}$  используя пилотную функцию  $\xi(\zeta) = 2\xi(1 + c\tau^2)$ , где  $c$  — константа, подлежащая определению. Подстановка этой функции в уравнение (1.29) показывает, что асимптотическое равенство левой и правой частей возможно только при  $c = 6/\text{Gr}$ . Поэтому аппроксимируем  $\xi(\zeta)$  разрывной кусочно линейной функцией

$$\bar{\xi}(\zeta) = \begin{cases} 2\xi(1 + c\tau^2) & , 0 \leq \zeta \leq \bar{\zeta}_{\max} \\ 0 & , \zeta < 0, \zeta > \bar{\zeta}_{\max} \end{cases} \quad (1.34)$$

где координата точки максимума  $\bar{\zeta}_{\max} = (1 + c\tau^2)^{-1/2}$  определяется интегральным соотношением (1.26). Тогда второй вспомогательный интеграл оценивается как

$$\Sigma_2 = \int_0^{\bar{\zeta}_{\max}} \frac{(\tau\zeta)^2}{1 + (\tau\zeta)^2} \bar{\xi}(\zeta) d\zeta = 1 - \frac{1 + c\tau^2}{\tau^2} \ln\left(1 + \frac{\tau^2}{1 + c\tau^2}\right).$$

Суммируя полученные значения интегралов  $\Sigma_1$  и  $\Sigma_2$ , получим из интегрального соотношения (1.26) следующее выражение для константы  $\Lambda_0$ :

$$\Lambda_0 \approx \frac{1}{\tau} \mathbf{B} \left( \frac{1}{2}, \frac{3}{2} + \frac{\text{Gr}}{4\tau^2} \right) \tau^{-1} (1 + \tau^2)^{-\left(\frac{3}{2} + \frac{\text{Gr}}{4\tau^2}\right)}.$$

Подставляя это значение в условие на точку максимума (1.31), можно найти координату  $\zeta_{\max}$ . При этом удобно представить координату точки максимума в виде  $\zeta_{\max} = \zeta_{\max}^0 - \Delta\zeta_{\max}$ , где  $\zeta_{\max}^0$  — координата точки максимума при  $\tau = 0$  (т. е., в случае однородной по плотности атмосферы), а  $\Delta\zeta_{\max}$  — ее изменение со временем  $\tau$ , которое может быть интерпретировано как «размытие» верхней кромки термика при продвижении в разреженные слои атмосферы. Вычисления дают следующую зависимость:

$$\Delta\zeta_{\max} = \frac{\tau^2}{\text{Gr}} \ln \left( \frac{\pi \text{Gr}^3}{4} \right) - \frac{3}{\text{Gr}} (1 + \tau^2) \ln(1 + \tau^2). \quad (1.35)$$

Функция  $\Delta\zeta_{\max}(\tau)$  представлена на рис. 1.7 сплошной кривой, здесь же точками нанесены результаты, полученные при численном решении уравнения (1.25). Можно видеть, что полученное приближенное решение дает разность координат точки максимума с точностью не хуже 25–30%. Еще более высокой точности можно достичь если при аппроксимации функции  $\xi(\zeta)$  в уравнении (1.34) соответствующим образом подобрать наклон прямой, т. е., коэффициент  $c$ . Наилучшее совпадение с результатами численных расчетов достигается при  $c \approx 8,8/\text{Gr}$ , соответствующая зависимость размытия верхней кромки от времени  $\Delta\zeta_{\max}(\tau)$

$$\Delta\zeta_{\max} = \frac{\tau^2}{\text{Gr}} \ln \left( \frac{\pi \text{Gr}^3}{4} \right) - \frac{4,4}{\text{Gr}} (1 + \tau^2) \ln(1 + \tau^2) \quad (1.36)$$

отличается от (1.35) лишь коэффициентом во втором члене. Эта зависимость представлена на рис. 1.7 штриховой линией, отличие от результатов численных расчетов не превышает 5%.

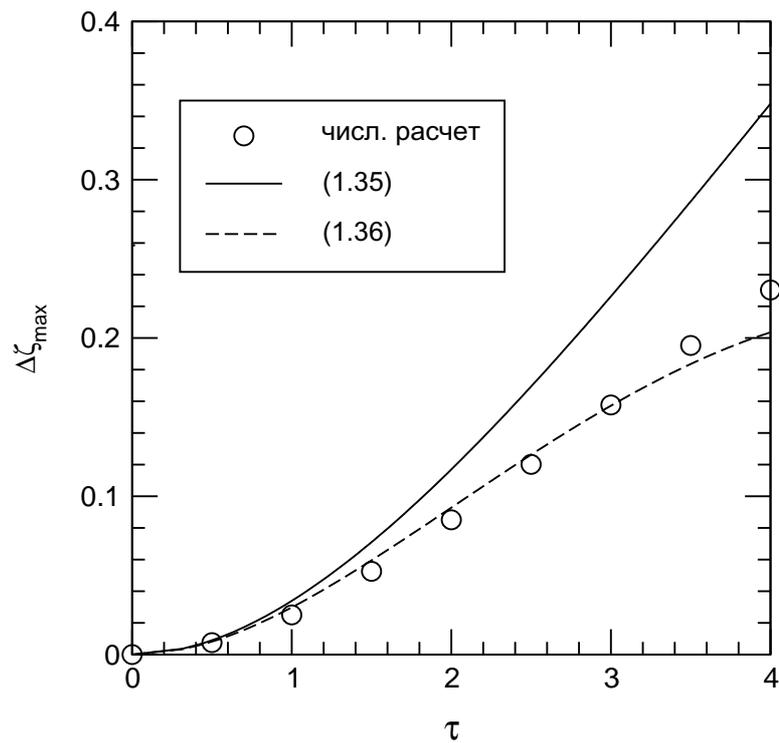


Рис. 1.7. Изменение координаты точки максимума  $\Delta\zeta_{\max}(\tau)$ . Точки соответствуют численному решению, сплошной линией показано аналитическое решение (1.35), штриховая кривая отвечает решению (1.36).

## 1.5. Выводы

В настоящей главе проведено исследование подъема турбулентного осесимметричного термика в атмосфере с зависящей от высоты плотностью. В основе используемой модели лежит система уравнений «глубокой» конвекции, в которой пренебрегается динамической сжимаемостью газа, но принята во внимание гидростатическая сжимаемость атмосферы. Численные и аналитические решения получены для диапазона параметров, в котором изменения плотности среды с высотой проявляются во время подъема облака по корневому закону, т. е., до начала стадии зависания.

Численное интегрирование системы уравнений в переменных вихрь-функция тока проведено для изотермической атмосферы с экспоненциально спадающей плотностью. Расчеты проведены на интервале времени, в течение которого термик поднимается на высоты, где плотность атмосферы на порядок величины меньше плотности на высоте образования облака. Результаты расчетов показали, что при проникновении термика в более разреженные слои атмосферы уменьшение окружающей плотности вызывает дополнительное размытие верхней кромки и увеличение горизонтального размера термика. При этом, однако, автомоделная координата верхней кромки термика и максимальное значение безразмерной избыточной температуры меняются весьма слабо. Следовательно, законы роста координаты кромки облака  $z_t \sim t^{1/2}$  и затухания максимальной избыточной температуры  $\theta_{\max} \sim t^{-3/2}$ , установленные с помощью анализа размерностей для несжимаемой среды, с хорошей точностью выполняются и для термика в сжимаемой атмосфере.

В предположении о подобии профилей вертикальной скорости и избыточной температуры построено приближенное аналитическое решение, описывающее структуру автомоделного термика в атмосфере с переменной плотностью, при этом число Грасгофа считалось большим, а число Прандтля — равным единице. Радиальные распределения температуры приняты гауссовыми, а для вертикального профиля получено нелинейное обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка, содержащее в качестве параметра безразмерное время. Получено и проанализировано

общее решение уравнения. Явные конечные формулы получены для частного случая распределения атмосферной плотности с гиперболическим законом спада с высотой. Найдена величина размытия верхней кромки как функции времени. Аналитическое решение подтверждает выводы численных расчетов о том, что автомодельная координата верхней кромки и максимальная безразмерная избыточная температура весьма слабо меняются при проникновении термика в разреженные слои атмосферы. Поэтому можно говорить о квазиавтомодельном подъеме термика на стадии, отвечающей корневому закону роста координаты верхней кромки и продолжающейся до перехода к стадии зависания термика.

## Глава 2

# Подъем термика и перенос дисперсных примесей в атмосфере

### 2.1. Математическое моделирование термиков на основе уравнений сжимаемого газа. Прикладные задачи

В последние годы наблюдается быстрый прогресс в развитии методов численного моделирования течений жидкостей и газов применительно к задачам газовой динамики, гидродинамики, конвекции, механики многофазных и химически реагирующих сред [58–70]. Численное моделирование на основе одним из основных методов исследования плавучих облаков. Решение многомерных уравнений гидродинамики позволяет получать исследовать течения в тех диапазонах параметров, где неприменимы аналитические решения, рассмотренные в Главе 1. Приближение Буссинеска, традиционно используемое для описания течений несжимаемой жидкости в задачах естественной конвекции [64], в применении к течениям газа обладает весьма существенными ограничениями, прежде всего связанными с условием малости отклонений плотности газа от окружающей. Эти ограничения не выполняются, например, на начальной стадии эволюции высокотемпературного термика, а также для течений с большим вертикальным масштабом, когда существенную роль играет гидростатическая сжимаемость атмосферы. По мере развития численных методов и увеличения вычислительных мощностей все большее распространение получает моделирование

на основе полных уравнений динамики сжимаемого вязкого теплопроводного газа, позволяющих изучать течения со значительными перепадами плотности [66].

Одной из первых попыток применения модели сжимаемого газа стала работа [71], в которой расчеты проводились на основе уравнений Эйлера (без учета вязкости и теплопроводности газа). В расчетах, проводимых на перестраиваемой сетке, была рассчитана лишь начальная стадия эволюции плавучего объема, в течение которой происходило формирование кольцевого вихря.

Образование вихревого кольца при подъеме осесимметричного термика изучалось численно в работах [72, 73], при этом использовалась область с подвижными (расширяющимися со временем) границами. Отмечалось, что сферический вначале объем нагретого газа через 16 с сворачивается в вихревое кольцо, а примерно через 30–40 с максимум температуры отходит от оси на периферию. Для некоторых начальных параметров удалось получить хорошее согласие с результатами работы [19]. Структура и динамика подъема приповерхностного термика, касающегося в начальный момент подстилающей поверхности, изучалась в аналогичной постановке в работе [74]. Использовались постоянные турбулентные коэффициенты переноса. Были исследованы два типа граничных условий на подстилающей поверхности — условия «прилипания» (равенство нулю тангенциальной компоненты скорости) и условие свободного проскальзывания (нулевой градиент тангенциальной скорости по нормали к поверхности). Качественное сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными [30, 31, 34, 75] показало, что форма термика оказывается ближе к наблюдаемой в опытах при использовании условий прилипания.

В работе [76] численно исследован точечный взрыв в неоднородной атмосфере, причем расчеты проведены сквозным образом от газодинамической стадии, включающей распространение ударной волны, вплоть до конвективной стадии, на которой формируется циркуляционное течение. Время сворачивания вихревого тора составило около 13 с, на стадии вихревого движения отмечено несоответствие геометрического положения области максимальной температуры и центра завихренности.

В работах [77, 78] численные расчеты проведены для различных соотношений между размерами термика и характерной высотой неоднородной атмосферы, а также при переменных коэффициентах обмена. Отмечено, что в зависимости от масштаба термика возможны качественно разные структуры вихревого течения. Рассмотрено также образование вихревого кольца при различной начальной геометрии термика. В работе [78] коэффициент турбулентной вязкости задан зависящим от температуры по степенному закону, при этом утверждается, что учет данной зависимости приводит к замедлению трансформации нагретого шара в вихревое кольцо, что связано с ростом вязкости среды при нагреве. Отметим, что степенные зависимости вязкости от температуры, использованные в работе, справедливы для ламинарных течений, тогда как их применимость к турбулентным термикам весьма сомнительна.

В последнее время для расчета турбулентных термиков стали использоваться и более сложные модели турбулентности. Особенностью вихревых колец является подавление радиальных пульсаций в ядре вихря, приводящее к анизотропии турбулентных характеристик. В работах [79, 80] предложена полуэмпирическая модель турбулентности, позволяющая учесть особенности турбулентного переноса в вихревом кольце. На основе этой модели в работе [81] проведено численное исследование начальной стадии движения нагретой массы воздуха. Одной из проблем, препятствующих широкому внедрению подобных моделей турбулентности, является отсутствие необходимых экспериментальных данных, на основе которых можно было бы обосновать выбор множества констант, возникающих при замыкании уравнений для компонент рейнольдсовых напряжений.

Переменные коэффициенты турбулентного переноса, вычисляемые согласно  $k$  —  $\epsilon$  модели турбулентности, а также алгебраической модели турбулентности [82], использовались в расчетах крупномасштабных турбулентных термиков в [83], а для расчета приповерхностных термиков — в [84]. Исследование зависимости решений от начальных значений турбулентной вязкости и скорости ее диссипации показало сильную чувствительность модели к этим параметрам.

Использование осесимметричной постановки дает возможность изучить основные характеристики эволюции отдельного плавучего облака. Для более сложных задач необходимо движение термика рассматривать в полной трехмерной постановке. Так, в работах [85–87] рассмотрен дрейф термиков в сдвиговом поле ветра. Подъем и взаимодействие пары термиков в атмосфере рассмотрены в [88], где исследован процесс совместного всплывания двух соосных и находящихся первоначально на одинаковой высоте термиков. В первом случае показано, что верхний термик всплывает практически как уединенный, по закону  $t^{1/2}$ , тогда как нижний движется как  $t^2$ , что является следствием воздействия движения среды, наведенного первым термиком. Во втором случае по мере подъема оба термика сливаются друг с другом, а вихревые кольца трансформируются в один устойчивый моновихрь. Всплытие и взаимодействие системы периодически расположенных термиков в неоднородной сжимаемой атмосфере исследовано в [89]. Отметим также работу [90], в которой численно исследовано прохождение ударной волны через всплывающий термик.

Для описания медленных конвективных течений с большим вертикальным масштабом в работе [91] использована гипозвуковая модель [66], хорошо зарекомендовавшая себя ранее при исследовании течений с малыми числами Маха. Чтобы учесть переменность плотности атмосферы с высотой, модель [66] была обобщена на случай произвольных значений параметра гидростатической сжимаемости. С точки зрения полноты описания течений эта модель занимает промежуточное место между полными уравнениями Навье–Стокса и классическим приближением Буссинеска. На основе модели в работе [91] исследовано всплытие в атмосфере системы термиков, выявлены эффекты взаимодействия плавучих облаков, рассмотрено изменение стратификации атмосферы, возникающее при подъеме бесконечной системы термиков.

Наряду с изучением свойств отдельных термиков, важное значение имеет решение прикладных задач, составляющей частью которых являются плавучие облака. В связи с экологическими проблемами большой интерес представляет изучение переноса всплывающим термиком мелкодисперсных частиц. Массовое загрязнение

верхних слоев атмосферы оптически активными частицами, экранирующими солнечное излучение, может привести к климатическим изменениям глобального масштаба [92–96], поэтому математическое моделирование подобных явлений представляется весьма актуальным.

Численное моделирование переноса всплывающей дисперсной примеси всплывающим термиком было проведено в работе [97], где вихревое кольцо описывалось на основе предложенного в [19] подхода, а примесь считалась пассивной (не оказывающей воздействия на движение газа) и описывалась на основе лагранжева подхода. Результаты расчетов позволили, по крайней мере качественно, воспроизвести процесс формирования под облаком пылевой колонки, образованной выпадающими из термика частицами.

Численное моделирование вихревых течений, сопровождающих осаждение облака нагретых частиц на горизонтальную поверхность, а также горения таких облаков, выполнено в серии работ [98–101]. Было обнаружено, что взаимодействие процессов гравитационного осаждения частиц и восходящего движения нагретого газа может приводить к делению облака на две части, из которых одна оседает на поверхность, а другая выносится вверх. Для случая горения облака частиц унитарного топлива определены границы влияния конвекции на процесс горения и времена полного выгорания облака.

В работах [16, 50], наряду с упоминавшимся выше моделированием отдельных стадий эволюции термика на основе уравнений несжимаемой жидкости, исследован перенос всплывающим облаком пассивной примеси. Определена доля примеси, попадающая в стратосферу в результате подъема термика, а также построено распределение линейной плотности примеси по высоте в зависшем облаке.

В [102] путем численного решения уравнений сжимаемого газа изучен вынос горячим термиком аэрозольной примеси, находящейся в тонком цилиндрическом приземном слое. Отличительной чертой является использование модели «активной» примеси, позволяющий учесть тепловое и весовое влияние дисперсной фазы в про-

цессе подъема. Получены данные по выносу пыли термиком при различной начальной высоте облака и толщине аэрозольного слоя, найдена доля частиц, попадающих в стратосферу. Наконец, в [55] рассмотрено образование окиси азота при мощном взрыве в тропосфере, а также вынос продуктов взрыва в стратосферу всплывающим термиком. Процессы агломерации и выпадения дисперсных частиц из облака продуктов ядерного взрыва исследовались численно в [103].

Несмотря на достигнутый значительный прогресс в изучении эволюции плавучих облаков, ряд важных моментов исследован недостаточно. Во-первых, расчеты крупномасштабных термиков, для которых существенно проявляется переменность плотности атмосферы с высотой, выполнены лишь для отдельных случаев, тогда как систематическое параметрическое исследование всех стадий процесса отсутствует. Во-вторых, описание переноса дисперсных примесей всплывающими термиками проводится, как правило, без учета воздействия примеси на течение газа. Отдельные расчеты на основе модели активной примеси не позволяют установить количественные границы диапазона загрузок термика, в которых влияние примеси сказывается на динамику подъема существенным образом либо, наоборот, примесь может считаться пассивной.

В настоящей главе проведено исследование подъема мощного турбулентного теплового термика, образующегося в результате взрыва у земной поверхности, а также переноса термиком мелкодисперсной примеси и выноса аэрозольных частиц в атмосферу. Сформулирована общая постановка задачи о движении газа с частицами, изучено влияние дисперсной примеси на начальное состояние термика и динамику его движения, структура термика и вынос примеси в стратосферу при различных загрузках. Получены единые зависимости для автомодельной координаты верхней кромки термика и доли примеси, выносимой чисто газовыми и запыленными термиками.

## 2.2. Уравнения движения термика с дисперсной примесью

Пусть в начальный момент  $t = 0$  в результате быстрого выделения тепла  $Q_0$  над плоской горизонтальной поверхностью образовалось неподвижное сферическое облако горячего газа радиусом  $R_0$ , содержащее распределенные по объему мелкодисперсные частицы с общей массой  $M_p$ . Под действием сил плавучести термик начинает всплывать, увлекая дисперсную примесь, после зависания облака в атмосфере формируется распределение частиц, параметры которого важны для оценки экологических последствий загрязнения атмосферы.

Эволюция запыленного теплового термика изучается в предположениях, позволяющих рассматривать дисперсную двухфазную систему как совокупность двух взаимодействующих взаимопроникающих сплошных сред и использовать соответствующее математическое описание [104–106]. Такой подход правомерен если средние размеры частиц и расстояния между ними намного больше характерных молекулярно-кинетических размеров, но существенно меньше характерных размеров неоднородностей макроскопических параметров несущей среды. Кроме того, пренебрегается столкновениями частиц, их дроблением и испарением, объемная доля частиц и отношение истинных плотностей газа и примеси считаются малыми.

Будем рассматривать достаточно мелкие частицы, которые могут эффективно захватываться всплывающим облаком и увлекаться на большие высоты. Именно, частицы считаются мелкими настолько, что время их скоростной и температурной релаксации намного меньше времени развития конвекции  $(R_0/g)^{1/2}$ , где  $g$  — ускорение силы тяжести. В рамках стоксова закона сопротивления время скоростной релаксации одиночной частицы порядка  $d^2\rho_p^0/18\mu_l$ , где  $d$  — диаметр частицы,  $\rho_p^0$  — истинная плотность частицы,  $\mu_l$  — молекулярная вязкость газа. Время скоростной релаксации оказывается сравнимым со временем развития конвекции при  $d^2 \sim 18\mu_l(R_0/g)^{1/2}/\rho_p^0$ . Для крупномасштабных облаков ( $R_0 \sim 10^3$  м) и при  $\mu_l = 2 \cdot 10^{-5}$  кг/м<sup>2</sup>с,  $\rho_p^0 = 10^3$  кг/м<sup>3</sup> из этого условия получим диаметр частиц  $d \sim 1$  мм. Аналогичную оценку можно получить, сравнивая скорость витания оди-

ночной частицы с характерной конвективной скоростью  $(R_0g)^{1/2}$ . Для частиц, диаметр которых существенно меньше полученной выше величины ( $d \leq 10 - 100$  мкм) можно принять гипотезу мгновенной релаксации и считать скорости и температуры фаз равными [105, 106].

В рамках сделанных предположений эволюция запыленного термика описывается следующей нестационарной системой уравнений, выражающей законы сохранения массы, импульса, энергии и концентрации примеси в двухфазной среде:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla (\rho_m \mathbf{U}) = 0, \quad P = \rho R_g T, \quad \rho_m = \rho + \rho_p, \quad (2.1)$$

$$\rho_m \frac{d\mathbf{U}}{dt} = -\nabla P + \mu \left( \Delta \mathbf{U} + \frac{1}{3} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{U}) \right) + \rho_m \mathbf{g}, \quad (2.2)$$

$$(\rho C_V + \rho_p C_p) \frac{dT}{dt} = -P (\nabla \cdot \mathbf{U}) + \lambda \Delta T, \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \rho_m Y_p}{\partial t} + \nabla (\rho_m Y_p \mathbf{U}) = \nabla (\rho \mathcal{D} \nabla Y_p), \quad Y_p = \frac{\rho_p}{\rho_m}. \quad (2.4)$$

Здесь индекс  $p$  относится к дисперсной фазе, индекс  $m$  — к двухфазной среде в целом,  $P$ ,  $\rho$ ,  $T$  — давление, плотность и температура,  $R_g = R^\circ/m$  — газовая постоянная,  $R^\circ = 8,31$  Дж/моль·К — универсальная газовая постоянная,  $m$  — молекулярная масса газа,  $C_V$ ,  $C_p$  — теплоемкости газа при постоянном объеме и примеси,  $Y_p$  — массовая доля дисперсной примеси в двухфазной смеси,  $\mu$ ,  $\lambda$  — постоянные эффективные коэффициенты турбулентной вязкости и теплопроводности,  $\mathcal{D}$  — коэффициент турбулентной диффузии (предполагается, что  $\rho \mathcal{D} = \text{const}$ ). Как показано в Главе 1, использование постоянных по пространству коэффициентов турбулентной вязкости и теплопроводности, несмотря на свою простоту, позволяет в расчетах воспроизвести важную особенность движения термика в атмосфере с переменной плотностью — наличие стадии подъема, на которой координата верхней кромки облака растет по корневому закону (пропорционально  $t^{1/2}$ ). Коэффициент пропорциональности в законе роста зависит от величины турбулентной вязкости, поэтому, выбирая надлежащим образом эффективные коэффициенты переноса, можно добиться в

расчетах правильного закона подъема термика. Более подробно процедура выбора коэффициентов переноса описана в последующих разделах.

Уравнение притока тепла (2.3) показывает, что удельная объемная теплоемкость смеси увеличивается по сравнению с чисто газовой (добавляется слагаемое  $\rho_p C_p$ ). Кроме того, эффективная плотность среды возрастает с  $\rho$  до  $\rho_m = \rho + \rho_p$ , что увеличивает инерцию и вес нагруженного газа. Примесь, таким образом, оказывает активное воздействие на течение несущей фазы. Поскольку частицы не имеют собственного давления, примесь не может рассматриваться как дополнительная газовая компонента.

Распределение температуры в атмосфере описывается моделью международной стандартной атмосферы [96, 107], распределения невозмущенной плотности и давления находятся из уравнений состояния и гидростатического равновесия:

$$\frac{g}{T_a} \left( \frac{dT_a}{dz} + \frac{g}{C_p} \right) = J, \quad \rho_a = P_a / R_g T_a, \quad \frac{dP_a}{dz} = -\rho_a g. \quad (2.5)$$

Рассматривается двухслойная модель атмосферы, в которой параметр стратификации  $J$  на высоте тропопаузы  $H_T$  скачком меняет свое значение от  $J_1 = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-2}$ , характерного для тропосферы ( $0 \leq z \leq H_T$ ), до величины  $J_2 = 4,8 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-2}$ , типичной для стратосферы ( $z > H_T$ ). Высота тропопаузы в зависимости от времени года составляет 10–16 км.

Начальные и граничные условия задаются следующим образом:

$$t = 0 : \quad \mathbf{U} = 0, \quad T = T_a(z) + \theta^0 \exp \left( -(r^2 + (z - H_0)^2) / R_0^2 \right), \quad P = P_a, \quad (2.6)$$

$$\rho = P_a / R_g T, \quad \rho_p = \rho_p^0 \exp \left( -(r^2 + (z - H_0)^2) / R_0^2 \right)$$

$$r = 0 : \quad u = 0, \quad \partial f / \partial r = 0, \quad f = \{v, P, T, Y_p\} \quad (2.7)$$

$$z = 0 : \quad \mathbf{U} = 0, \quad \partial T / \partial z = 0, \quad \partial Y_p / \partial z = 0, \quad (2.8)$$

$$r^2 + z^2 \rightarrow \infty : \quad \mathbf{U} = 0, \quad T = T_a, \quad P = P_a, \quad Y_p = 0. \quad (2.9)$$

Введем безразмерные переменные, принимая в качестве масштабов давления, плотности и температуры их значения в невозмущенной атмосфере на уровне подстилающей поверхности:  $P_* = P_0 = P_a(0)$ ,  $\rho_* = \rho_0 = \rho_a(0)$ ,  $T_* = T_0 = T_a(0)$ . За пространственный масштаб можно выбрать либо начальный радиус термика  $R_0$ , либо характерный вертикальный масштаб атмосферы  $R_g T_0 / g$  (как это сделано в Главе 1), что более предпочтительно, поскольку в дальнейшем варьируются только параметры термика, а состояние атмосферы остается неизменным. Определенное неудобство состоит в том, что для реальных термиков  $R_0 \ll R_g T_0 / g$  и начальный безразмерный радиус облака оказывается много меньше единицы. Поэтому ниже вводится фиксированный масштаб длины  $L_*$  порядка начального размера термика  $R_0$ , а все окончательные результаты приводятся к виду, не зависящему от конкретного значения  $L_*$ . Масштабы скорости и времени определяются как  $U_* = (L_* g)^{1/2}$ ,  $t_* = (L_* / g)^{1/2}$ . При введении фиксированного масштаба длины  $L_*$  общее число определяющих параметров оказывается на единицу большим, чем в том случае, когда за линейный масштаб принимается характерный вертикальный масштаб изменения атмосферной плотности  $R_g T_0 / g$  (в качестве «дополнительного» параметра выступает отношение  $L_*$  к  $R_g T_0 / g$ ). Однако в силу того, что ниже состояние атмосферы (а с ним и величина  $R_g T_0 / g$ ) фиксировано, данное отношение также не варьируется и появления дополнительного параметра не происходит.

В безразмерных переменных, обозначаемых тильдой, система уравнений (2.1)–(2.3) с начальными и граничными условиями (2.6)–(2.9) принимает вид

$$\frac{\partial \tilde{\rho}_m}{\partial \tilde{t}} + \nabla (\tilde{\rho}_m \tilde{\mathbf{U}}) = 0, \quad \tilde{P} = \tilde{\rho} \tilde{T}, \quad \tilde{\rho}_m = \tilde{\rho} + \tilde{\rho}_p, \quad (2.10)$$

$$\tilde{\rho}_m \frac{d\tilde{\mathbf{U}}}{d\tilde{t}} = -\frac{1}{\gamma \text{Ma}^2} \nabla \tilde{P} + \text{Re}^{-1} \left( \Delta \tilde{\mathbf{U}} + \frac{1}{3} \nabla (\nabla \cdot \tilde{\mathbf{U}}) \right) + \tilde{\rho}_m \tilde{\mathbf{g}}, \quad (2.11)$$

$$(\tilde{\rho} + \tilde{\rho}_p \gamma_p) \frac{d\tilde{T}}{d\tilde{t}} = -(\gamma - 1) \tilde{P} (\nabla \cdot \tilde{\mathbf{U}}) + \gamma (\text{RePr})^{-1} \Delta \tilde{T}, \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial \tilde{\rho}_m Y_p}{\partial \tilde{t}} + \nabla (\tilde{\rho}_m Y_p \tilde{\mathbf{U}}) = (\text{ReSc})^{-1} \Delta Y_p, \quad (2.13)$$

$$\tilde{t} = 0 : \quad \tilde{\mathbf{U}} = 0, \quad \tilde{T} = \tilde{T}_a(\tilde{z}) + \tilde{\theta}^0 \exp\left(-(\tilde{r}^2 + (\tilde{z} - \tilde{H}_0)^2)/\tilde{R}_0^2\right), \quad \tilde{P} = \tilde{P}_a, \quad (2.14)$$

$$\tilde{\rho} = \tilde{P}_a/\tilde{T}, \quad \tilde{\rho}_p = \tilde{\rho}_p^0 \exp\left(-(\tilde{r}^2 + (\tilde{z} - \tilde{H}_0)^2)/\tilde{R}_0^2\right)$$

$$\tilde{r} = 0 : \quad \tilde{u} = 0, \quad \partial\tilde{f}/\partial\tilde{r} = 0, \quad \tilde{f} = \{\tilde{v}, \tilde{P}, \tilde{T}, \tilde{Y}_p\} \quad (2.15)$$

$$\tilde{z} = 0 : \quad \tilde{\mathbf{U}} = 0, \quad \partial\tilde{T}/\partial\tilde{z} = 0, \quad \partial\tilde{Y}_p/\partial\tilde{z} = 0, \quad (2.16)$$

$$\tilde{r}^2 + \tilde{z}^2 \rightarrow \infty : \quad \tilde{\mathbf{U}} = 0, \quad \tilde{T} = \tilde{T}_a, \quad \tilde{P} = \tilde{P}_a, \quad \tilde{Y}_p = 0, \quad (2.17)$$

где  $\gamma_p = C_p/C_V$  — отношение теплоемкостей дисперсной и газовой фаз,  $\tilde{\mathbf{g}} = (0, -1)$  — безразмерный вектор силы тяжести. В уравнения (2.10)–(2.17) входят безразмерные числа Рейнольдса  $\text{Re} = \rho_0 L_* U_*/\mu$ , Прандтля  $\text{Pr} = \lambda/C_p \mu$ , Шмидта  $\text{Sc} = \rho/\mu$ , и Маха  $\text{Ma}^2 = U_*^2/\gamma R_g T_0$ . Вертикальные распределения параметров невозмущенной атмосферы (2.5) в безразмерных переменных принимают вид

$$\frac{1}{\tilde{T}_a} \left( \frac{d\tilde{T}_a}{d\tilde{z}} + (\gamma - 1)\text{Ma}^2 \right) = \tilde{J}, \quad \tilde{\rho}_a = \tilde{P}_a/\tilde{T}_a, \quad \frac{d\tilde{P}_a}{d\tilde{z}} = -\gamma\text{Ma}^2 \tilde{\rho}_a, \quad (2.18)$$

где  $\tilde{J} = JL_*/g$  — безразмерный параметр стратификации атмосферы. Расчеты проводились при фиксированных параметрах

$$\gamma = 1,4, \quad \text{Ma} = 0,3, \quad \text{Pr} = 1,0, \quad \tilde{J}_1 = 1,22 \cdot 10^{-2}, \quad \tilde{J}_2 = 4,48 \cdot 10^{-2}, \quad (2.19)$$

что соответствует реальным параметрам атмосферы при следующих значениях масштабов:

$$L_* = 10^3 \text{ м}, \quad U_* = 99 \text{ м/с}, \quad t_* = 10,1 \text{ с}, \quad T_0 = 273 \text{ К}, \quad P_0 = 1 \text{ атм.} \quad (2.20)$$

Ниже все результаты представлены в безразмерном виде, а для отдельных величин приведены их размерные значения, отвечающие указанным масштабам.

### 2.3. Начальное состояние запыленного термика

Как было показано в Главе 1 при анализе приближенной модели термика в стратифицированной по плотности атмосфере, тепловая энергия термика

$$Q_0 = 2\pi \int_0^\infty \int_0^\infty \rho \theta r dr dz, \quad (2.21)$$

представляет собой интеграл уравнения притока тепла и сохраняется неизменной на начальной и автомодельной стадиях движения, до тех пор, пока не начнет сказываться температурная стратификация среды (см. (1.9)). Покажем, при каких условиях тепловая энергия может считаться интегралом движения в сжимаемой среде. Для этого рассмотрим случай чисто газового термика, переход к которому в уравнениях (2.10)–(2.17) осуществляется при  $Y_p = 0$  (в этом случае  $\rho_p = 0$ ). Введем приращения давления и температуры по отношению к их значениям в невозмущенной температуре  $\tilde{p} = \tilde{P} - \tilde{P}_a$ ,  $\tilde{\theta} = \tilde{T} - \tilde{T}_a$ , преобразуем уравнение притока тепла (2.12) при помощи уравнений состояния и неразрывности (2.10) к дивергентному виду, после чего заменим производные от  $\tilde{P}_a$  и  $\tilde{T}_a$  по вертикальной координате  $\tilde{z}$  через соотношения (2.18). В результате получим уравнение притока тепла в стратифицированной сжимаемой атмосфере

$$\frac{\partial \tilde{\rho} \tilde{\theta}}{\partial \tilde{t}} + \nabla \cdot (\tilde{\rho} \tilde{\theta} \tilde{\mathbf{U}}) = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{d\tilde{p}}{d\tilde{t}} + \gamma (\text{RePr})^{-1} \Delta \tilde{\theta} - \tilde{\rho} \tilde{J} \tilde{T}_a \tilde{v} + (\gamma - 1) \text{Ma}^2 (\tilde{\rho} - \tilde{\rho}_a) \tilde{v}, \quad (2.22)$$

совпадающее с уравнением (1.6) Главы 1 при  $\tilde{p} \rightarrow 0$  и  $\tilde{\rho} \rightarrow \tilde{\rho}_a$ . Интегрирование (2.22) по полупространству  $\tilde{z} \geq 0$  с учетом граничных условий на оси симметрии, подстилающей поверхности и на бесконечности (2.15)–(2.17) дает баланс тепла  $\tilde{Q} = \int \tilde{\rho} \tilde{\theta} dV$  в термике:

$$\frac{\partial \tilde{Q}}{\partial \tilde{t}} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \int \frac{d\tilde{p}}{d\tilde{t}} dV - \tilde{J} \int \tilde{\rho} \tilde{T}_a \tilde{v} dV + (\gamma - 1) \text{Ma}^2 \int (\tilde{\rho} - \tilde{\rho}_a) \tilde{v} dV, \quad (2.23)$$

где  $dV = 2\pi \tilde{r} d\tilde{r} d\tilde{z}$  — элемент объема. Первый член в правой части (2.23), по порядку величины равный  $O(\text{Ma}^2)$ , описывает расход энергии на генерацию акусти-

ческих возмущений, второй и третий — охлаждение (при  $\tilde{J} > 0$ ) или нагрев (при  $\tilde{J} < 0$ ) объема газа при его вертикальном перемещении в атмосфере. Из физических соображений ясно, что вклад первого и третьего членов мал для рассматриваемых здесь существенно дозвуковых течений. Второй член дает существенный вклад только на стадии зависания, когда стратификация начинает играть определяющую роль. Поэтому на начальном и автомодельном участках подъема тепловая энергия сохраняется постоянной:  $\tilde{Q}(\tilde{t}) = \text{const} = \tilde{Q}_0$ .

В работах [16, 17] на основе анализа экспериментальных данных по динамике турбулентных термиков показано, что на автомодельном участке движения термика справедлив закон подъема (см. (1.1))

$$z_t - z^\circ = (4,3 \div 4,4) B_0^{1/4} t^{1/2}, \quad B_0 = \frac{g Q_0}{2\pi \rho_0 C_p T_0},$$

где  $z_t$  — координата верхней кромки облака,  $z^\circ$  — координата виртуального источника,  $B_0$  — полный начальный запас плавучести облака, который в случае несжимаемой среды является интегралом движения наряду с полным запасом тепла  $Q_0$ . Поскольку для сжимаемой атмосферы сохраняющейся величиной является лишь интеграл тепла, удобно представить эту экспериментальную зависимость в безразмерном виде

$$\tilde{z}_t - \tilde{z}^\circ = (4,3 \div 4,4) I_0^{1/4} t^{1/2}, \quad I_0 = \frac{Q_0}{2\pi \rho_0 C_p T_0 L_*^3} = \frac{\tilde{Q}_0}{2\pi}, \quad (2.24)$$

где  $I_0$  с точностью до множителя  $2\pi$  представляет собой безразмерную тепловую энергию термика  $Q_0$ , являющуюся интегралом движения.

Поскольку величина тепловой энергии термика определяется мощностью взрыва и, как правило, хорошо известна, целесообразно использовать ее в качестве определяющего параметра задачи, а начальный радиус термика  $\tilde{R}_0$ , входящий в гауссово распределение (2.14), определять численно исходя из соотношения  $I_0 = \int_0^\infty \int_0^\infty \tilde{\rho} \tilde{\theta} \tilde{r} d\tilde{r} d\tilde{z}$ . В случае чисто газового облака начальный перегрев  $\theta_0$  задавался, исходя из максимальной температуры в центре термика 6000 К, характерной для ядерных взрывов [18, 108].

При интерпретации результатов расчетов применительно к термикам ядерных взрывов полезна связь безразмерной начальной энергии  $I_0$  с мощностью взрыва  $W$ , выраженной в мегатоннах. Для используемого во всех расчетах набора характерных масштабов (2.19), (2.20) эта связь имеет вид  $I_0 = 0,676W$ . При этом полная выделяющаяся энергия  $Q_\Sigma = 4,18 \cdot 10^{15}W$  Дж, а при вычислении переводного коэффициента учитывалось, что в тепловую энергию переходит лишь часть общей энергии  $Q_0 = 0,35Q_\Sigma$  [16, 18]. Представляет интерес сравнить получаемые таким образом размеры термика с имеющимися в литературе данными по термикам ядерных взрывов. Так, для облака, соответствующего взрыву с  $W = 1$  на высоте  $\tilde{H}_0 = 1,5$ , характерная полуширина гауссового распределения температуры (2.14) оказалась равной  $\tilde{R}_0 = 0,59$ , а радиус облака, соответствующий избыточной температуре на уровне 1% от максимальной, составил 0,95, (в размерных единицах 950 м), что хорошо согласуется с приведенной в литературе величиной  $\sim 1000$  м [18, 108].

При наличии в теле термика распределенных по объему дисперсных частиц выделяющееся при образовании термика тепло  $Q_0$  распределяется между газовой и дисперсной фазами:

$$Q_0 = Q_g + Q_p, \quad Q_g = 2\pi \int_0^\infty \int_0^\infty \rho C_P \theta r \, dr \, dz, \quad Q_p = 2\pi \int_0^\infty \int_0^\infty \rho_p C_p \theta r \, dr \, dz, \quad (2.25)$$

что в безразмерном виде выражается как

$$I_0 = I_g + I_p, \quad I_g = \int_0^\infty \int_0^\infty \tilde{\rho} \tilde{\theta} \tilde{r} \, d\tilde{r} \, d\tilde{z}, \quad I_p = \frac{\gamma_p}{\gamma} \int_0^\infty \int_0^\infty \tilde{\rho}_p \tilde{\theta} \tilde{r} \, d\tilde{r} \, d\tilde{z}, \quad (2.26)$$

Перераспределение энергии может вызвать изменение как температуры, так и размера облака. Для нахождения начальных распределений параметров в термике требуется детальное рассмотрение процесса формирования термика при точечном взрыве с учетом вовлечения дисперсной фазы, что само по себе представляет весьма сложную задачу. Поэтому в настоящей работе предполагается, что радиус запыленного термика  $\tilde{R}_0$  равен радиусу чисто газового облака, которое образовалось бы при выделении суммарного тепла  $I_0$  в отсутствие дисперсных частиц, а температура в термике изменяется по сравнению с чисто газовым случаем за счет поглощения части

тепла частицами. После нахождения радиуса  $\tilde{R}_0$ , по заданной безразмерной полной массе примеси  $\tilde{M}_p = M_p/\rho_0 L_*^3$  из распределения плотности примеси (2.14) можно определить максимальную плотность  $\tilde{\rho}_p^0$ , а затем, разрешая численно интегральное соотношение (2.26), определить максимальную начальную избыточную температуру  $\tilde{\theta}^0$ .

Начальное состояние термика с дисперсными частицами удобно характеризовать двумя параметрами, описывающими тепловой баланс в термике и действующие силы. Способность примеси запастись часть выделившегося тепла будем описывать параметром  $\beta = C_p M_p T_0 / Q_0 = \gamma_p \tilde{M}_p / 2\pi \gamma I_0$ , равным отношению тепла, поглощаемого примесью при повышении ее температуры на величину  $T_0$ , к полной тепловой энергии термика  $Q_0$ . Этот параметр позволяет единым образом описать распределение тепла между фазами. На рис. 2.1 кривыми 1, 2 показаны доли энергии  $\sigma_g = I_g/I_0$  и  $\sigma_p = I_p/I_0$ , запасенной в газовой и дисперсной фазах соответственно. Данные зависимости получены в широком диапазоне начальных параметров термика  $0 \leq \tilde{M}_p \leq 10$ ,  $0 \leq \gamma_p \leq 10$ ,  $0,1 \leq I_0 \leq 2,7$  при  $\tilde{H}_0 = 1,56$ ,  $\tilde{\theta}^0 = 21$ . Здесь же кривой 3 показано отношение максимальной начальной температуры  $\tilde{\theta}_p^0$  в запыленном термике к соответствующей величине  $\tilde{\theta}^0$  в чисто газовом облаке, демонстрирующее понижение температуры за счет передачи части энергии дисперсной фазе.

Рассмотрим теперь силы, действующие на нагруженный частицами газ в термике, выделив отдельно суммарный вес частиц  $F_-$  и суммарную подъемную силу  $F_+$ , действующую на газ. В безразмерных переменных  $F_- = \tilde{M}_p$ , тогда как

$$F_+ = \int (\tilde{\rho}_a - \tilde{\rho}) dV = \int \rho \frac{\tilde{\theta}}{\tilde{T}_a} dV \quad (2.27)$$

Если начальная высота термика не слишком велика, можно положить в знаменателе  $\tilde{T}_a \approx 1$  (для наибольшей использовавшейся в расчетах высоты  $\tilde{H}_0 = 6$  это выполняется с погрешностью порядка 15%), что дает  $F_+ \approx 2\pi I_g = 2\pi I_0 \sigma_g$ . Весовое влияние примеси будем характеризовать параметром  $\alpha$ , равным отношению веса частиц

к подъемной силе

$$\alpha = \frac{F_-}{F_+} = \frac{\tilde{M}_p}{2\pi I_0 \sigma_g}.$$

Связь между величинами  $\alpha$  и  $\beta$  имеет вид  $\alpha\gamma_p = \gamma\beta/\sigma_g(\beta)$ . На рис. 2.1 показана зависимость функции  $\alpha' = \alpha\gamma_p$  от параметра  $\beta$  (кривая 4). Рост загрузки облака примесью (увеличение  $\beta$ ) приводит к уменьшению подъемной силы  $F_+$  вследствие уменьшения запасаемого газом тепла и к одновременному росту суммарного веса частиц. При достаточно большой загрузке, силы  $F_+$  и  $F_-$  сравниваются ( $\alpha = 1$ ), при этом критическое значение параметра  $\beta = \beta_*$  можно найти из решения уравнения  $\gamma_p = \gamma\beta_*/\sigma_g(\beta_*)$ . При  $\gamma_p = 1$  это значение равно  $\beta_* \approx 0,34$ . Заметим, что если частицы не влияли бы на подъемную силу  $F_+$  за счет отбора тепла у газа, критическое значение параметра  $\beta$  было бы равным  $\beta_* = \gamma^{-1} = 0,71$ . Следовательно, тепловое воздействие примеси снижает критическую загрузку примерно вдвое.

## 2.4. Автомодельный подъем термика, весовое и тепловое влияние примеси

Рассмотрим сначала подъем *чисто газового* термика, возникающего при мощном взрыве вблизи земной поверхности. Это позволит выделить особенности, связанные со сжимаемостью среды и рассмотреть отдельно эволюцию облака в отсутствие влияния дисперсной фазы. Для того, чтобы характеризовать динамику подъема облака на стадии, соответствующей корневому закону роста координаты его верхней кромки, определим автомодельную координату верхней кромки  $\zeta_t$ :

$$\zeta_t = \left( dz_t/dt^{1/2} \right) B_0^{-1/4} = \left( d\tilde{z}_t/d\tilde{t}^{1/2} \right) I_0^{-1/4}, \quad (2.28)$$

где производную следует брать на прямолинейном участке зависимости  $z_t(t^{1/2})$  (см. рис. 1.1). Экспериментальная величина автомодельной координаты верхней кромки, равная числовому множителю в законе подъема (2.24), составляет в среднем  $\zeta_t^{exp} \approx 4,35$  [16, 17]. Как показывает анализ размерностей (см. Главу 1), в качестве основного определяющего параметра задачи на автомодельной стадии движения

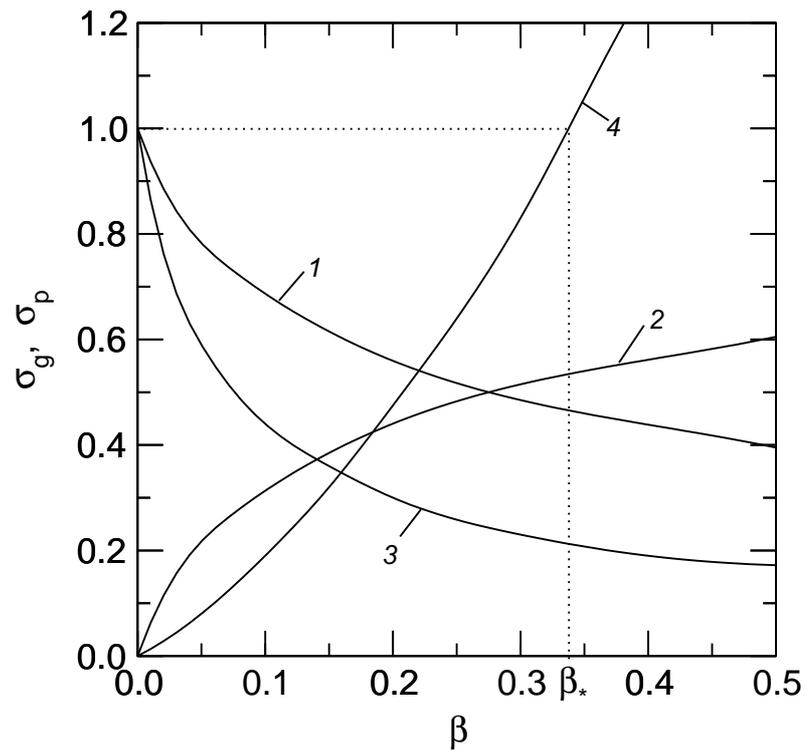


Рис. 2.1. Начальное распределение тепла между газовой и дисперсной фазами в термике, содержащем дисперсные частицы: 1 — доля тепла в газовой фазе  $\sigma_g$ , 2 — доля тепла в дисперсной фазе  $\sigma_p$ , 3 — отношение начальных температур запыленного и газового термиком  $\tilde{\theta}_p^0/\tilde{\theta}^0$ , 4 — отношение веса примеси к выталкивающей силе  $\alpha\gamma_p$

выступает число Грасгофа, характеризующее соотношение между силами плавучести и вязкости:

$$\text{Gr} = \frac{B_0}{(\mu/\rho_0)^2} = \text{Re}^2 I_0. \quad (2.29)$$

Для того, чтобы найти зависимость автомодельной координаты верхней кромки термика от этого параметра, а также от параметров задачи, определяющих начальное состояние термика, была проведена серия расчетов в диапазоне  $I_0 = 0,34 - 2,71$ ,  $\tilde{\theta}^0 = 5 - 21$ ,  $\tilde{H}_0 = 1,56 - 7,42$ ,  $\text{Re} = 20 - 60$ ,  $\tilde{J} = \tilde{J}_1$ , что соответствует варьированию числа Грасгофа в пределах  $200 \leq \text{Gr} \leq 2400$ . Для приведенного выше набора определяющих параметров (2.19), (2.20) это соответствуют термикам, образующимся при взрывах мощностью  $W = 0,5 - 4,0$  ( $Q_\Sigma = (2,1 - 16,7) \cdot 10^{15}$  Дж) на высотах 1560–7420 м и поднимающимся в тропосфере с типичным значением параметра стратификации.

Результаты расчетов, проведенных при  $\tilde{\theta}_0 = 21$ ,  $I_0 = 0,68$  представлены на рис. 2.2 в виде зависимостей автомодельной координаты верхней кромки от числа Грасгофа  $\zeta_t(\text{Gr})$ , полученных при начальных высотах облака  $\tilde{H}_0 = 1,56, 3,32, 5,17$  и  $7,42$  (точки 1–4). Чтобы убедиться в том, что параметры  $\tilde{\theta}_0$  и  $I_0$  влияют на динамику подъема не индивидуально, а лишь через число Грасгофа, были проведены соответствующие расчеты. Так, при  $I_0 = 0,68$  и  $\tilde{H}_0 = 1,56$  варьировалась начальная температура термика  $\tilde{\theta}^0$ : во всем диапазоне  $5 \leq \tilde{\theta}^0 \leq 21$  отличия в значениях автомодельной координаты при этом не превышали 2%. Варьирование мощности взрыва  $I_0$  в диапазоне  $I_0 = 0,34 - 2,71$  также дало слабые отклонения: на рис. 2.2 результаты таких расчетов при  $\tilde{H}_0 = 1,56$  нанесены точками 5–7, которые практически ложатся на кривую, соответствующую базовому значению  $I_0 = 0,68$  (точки 1). Таким образом, можно выделить два основных параметра, определяющих величину автомодельной координаты верхней кромки  $\zeta_t$  — число Грасгофа и начальную высоту термика  $\tilde{H}_0$ .

Функция двух параметров  $\zeta_t(\text{Gr}, \tilde{H}_0)$ , соответствующая кривым рис. 2.2, может быть представлена в виде произведения двух функций, каждая из которых зависит

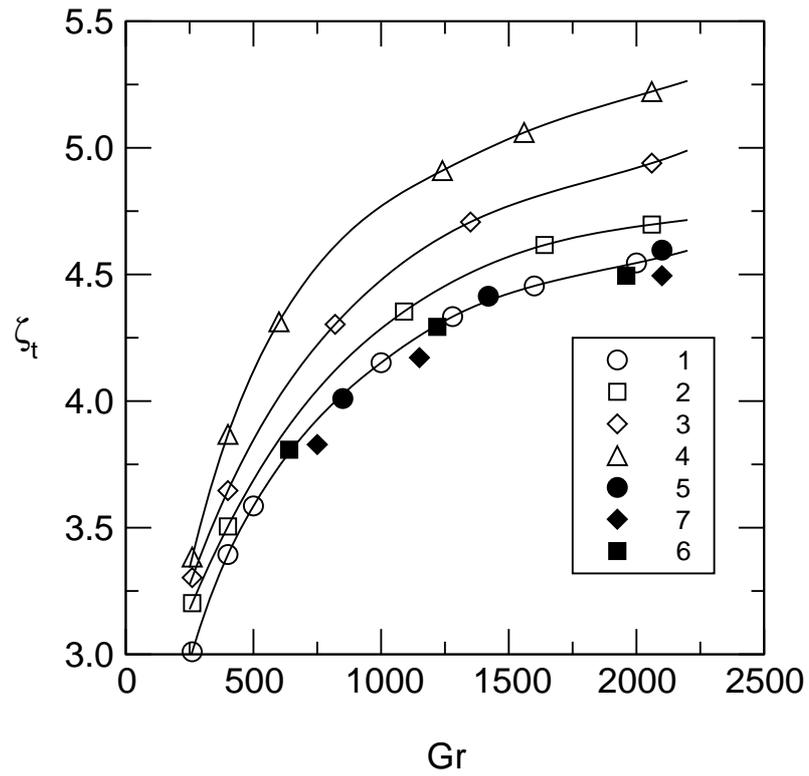


Рис. 2.2. Зависимости автомодельной координаты верхней кромки термика  $\zeta_t$  от числа Грасгофа  $Gr$  при различных начальных высотах (точки 1–4) и тепловых энергиях (точки 5–7) облака

лишь от одного параметра:

$$\zeta_t = \bar{\Phi}(\text{Gr})\bar{\Psi}(\tilde{H}_0). \quad (2.30)$$

Вид функций  $\bar{\Phi}$  и  $\bar{\Psi}$  может быть восстановлен по результатам численных расчетов, представленных на рис. 2.2. Каждая из этих функций определяется с точностью до постоянного множителя. Будем считать, что функция  $\bar{\Psi}$ , описывающая зависимость автомоделной координаты верхней кромки от высоты облака, удовлетворяет условию  $\bar{\Psi}(0) = 1$ . Тогда  $\bar{\Phi}(\text{Gr})$  представляет собой единую кривую, описывающую подъем термика при единичном начальном давлении и температуре, а функция  $\bar{\Psi}(\tilde{H}_0)$  дает поправку на реальные условия на высоте взрыва.

Обе функции  $\bar{\Phi}$  и  $\bar{\Psi}$ , позволяющие в широком диапазоне параметров описать подъем мощных турбулентных термиков в неоднородной сжимаемой атмосфере, представлены на рис. 2.3. Функция  $\bar{\Phi}(\text{Gr})$  представлена на рис. 2.3а сплошной кривой, здесь же показаны расчетные точки, соответствующие данным рис. 2.2 (разброс точек не превышает 2%). Функция  $\bar{\Psi}$  построена на рис. 2.3б в зависимости от приведенной начальной высоты термика  $\tilde{H}_0 = \gamma \text{Ma}^2 \tilde{H}_0$ , равной отношению высоты  $\tilde{H}_0$  к характерному вертикальному масштабу изменения плотности невозмущенной атмосферы  $1/\gamma \text{Ma}^2$  (кривая 1). Здесь же представлены зависимости  $\bar{\Psi}$  от безразмерного давления  $\tilde{P}_H$  и плотности атмосферы  $\tilde{\rho}_H$  на высоте взрыва (кривые 2 и 3 соответственно). По результатам численных расчетов найдены следующие аппроксимационные формулы, описывающие функции  $\bar{\Phi}$  и  $\bar{\Psi}$ :

$$\bar{\Phi}(\text{Gr}) = 4,92 \left( 1 - \frac{252}{\text{Gr} + 346} \right), \quad \bar{\Psi}(\tilde{P}_H) = \tilde{P}_H^{-1/6}. \quad (2.31)$$

Найденные зависимости позволяют по заданной тепловой энергии термика и его начальной высоте определить значения турбулентных коэффициентов переноса, обеспечивающих совпадающий с наблюдаемым в экспериментах закон подъема термика на автомоделной стадии, т. е., равенство рассчитанной и наблюдаемой в экспериментах координат верхней кромки термика. Для этого по начальной высоте центра термика следует, воспользовавшись рис. 2.3б или аппроксимацией (2.31), найти значение функции  $\bar{\Psi}$ . Тогда из условия  $\zeta_t = \zeta_t^{exp}$  (где  $\zeta_t^{exp} \approx 4,35$  — см. 2.24) получим,

что требуемое значение функции  $\bar{\Phi}$  составит  $4,35/\bar{\Psi}$ , после чего из рис. 2.3а или формулы (2.31) определяется число Грасгофа Gr. Далее, зная тепловую энергию термика  $I_0$ , можно определить число Рейнольдса  $Re = (Gr/I_0)^{1/2}$  (см. (2.29)).

Перейдем теперь к анализу подъема *запыленного* термика. Динамика подъема облака, нагруженного дисперсной примесью, может отличаться от чисто газового термика за счет активного воздействия частиц. Сравним скорость подъема запыленного и газового термиков на автомоделном участке движения. Для этого, аналогично (2.28), (2.29), введем автомоделную координату верхней кромки термика  $\hat{\zeta}_t$  и турбулентный аналог числа Грасгофа  $\hat{Gr}$ , определив их через безразмерное количество тепла, запасенного газовой фазой  $I_g$ :

$$\hat{\zeta}_t = \left( d\tilde{z}_t/d\tilde{t}^{1/2} \right) I_g^{-1/4}, \quad \hat{Gr} = Re^2 I_g \quad (2.32)$$

При уменьшении количества примеси в термике величины  $\hat{\zeta}_t$  и  $\hat{Gr}$  стремятся к соответствующим значениям  $\zeta_t$  и Gr в чисто газовом облаке с тем же суммарным запасом тепла  $I_0$ , поэтому, сравнивая автомоделную координату верхней кромки газового и запыленного термиков можно судить о степени влияния дисперсной фазы в процессе подъема. Результаты расчетов движения термика, переносящего активную примесь, представлены на рис. 2.4 в виде зависимости  $\hat{\zeta}_t(\hat{Gr})$ . Термик первоначально располагался на высоте  $\tilde{H}_0 = 1,56$  (при этом безразмерная начальная высота составила  $\bar{H} = \gamma Ma^2 \tilde{H}_0 = 0,2$ ); отношение теплоемкостей фаз полагалось равным  $\gamma_p = 1$ , поскольку теплоемкость многих твердых веществ (пыль, сажа, песок) близка к теплоемкости воздуха при нормальных условиях.

Сплошная кривая на рис. 2.4 отвечает подъему чисто газового термика и описывается соотношениями (2.30). Точки 1–6 получены при суммарной энергии облака  $I_0 = 0,68$  для  $\alpha = 0,1; 0,2; 0,3; 0,5; 0,7$  и  $0,95$  соответственно. При малой загрузке, когда величина  $\alpha$  не превышает значения  $\alpha^* \approx 0,4$ , автомоделные координаты верхней кромки чисто газового и нагруженного термиков в диапазоне  $250 \leq \hat{Gr} \leq 2000$  с хорошей точностью совпадают: точки 1–3 ложатся на сплошную кривую. Дальнейшее увеличение количества примеси ( $\alpha > \alpha^*$ ) приводит к замедлению подъема

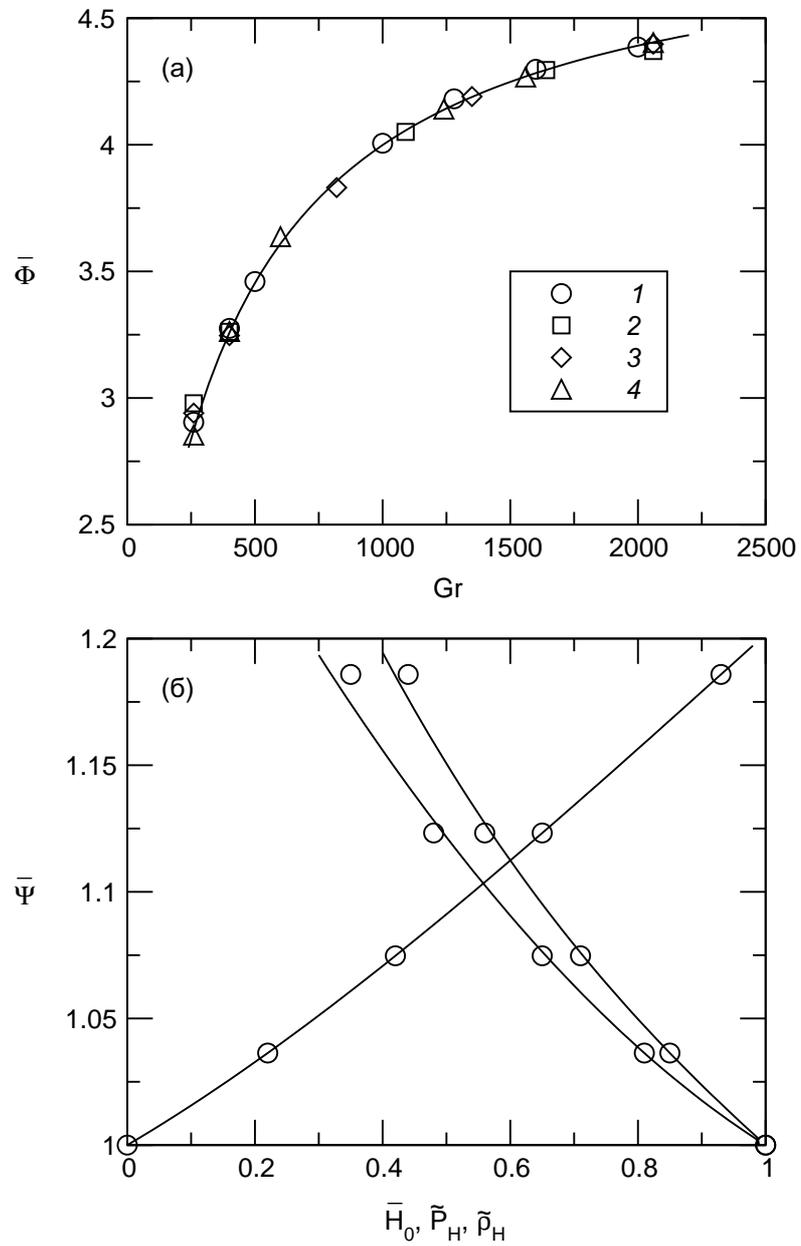


Рис. 2.3. Функции  $\bar{\Phi}$  и  $\bar{\Psi}$ , задающие единую зависимость автомодельной координаты верхней кромки облака в сжимаемой атмосфере. Точки 1–4 соответствуют данным рис. 2.2

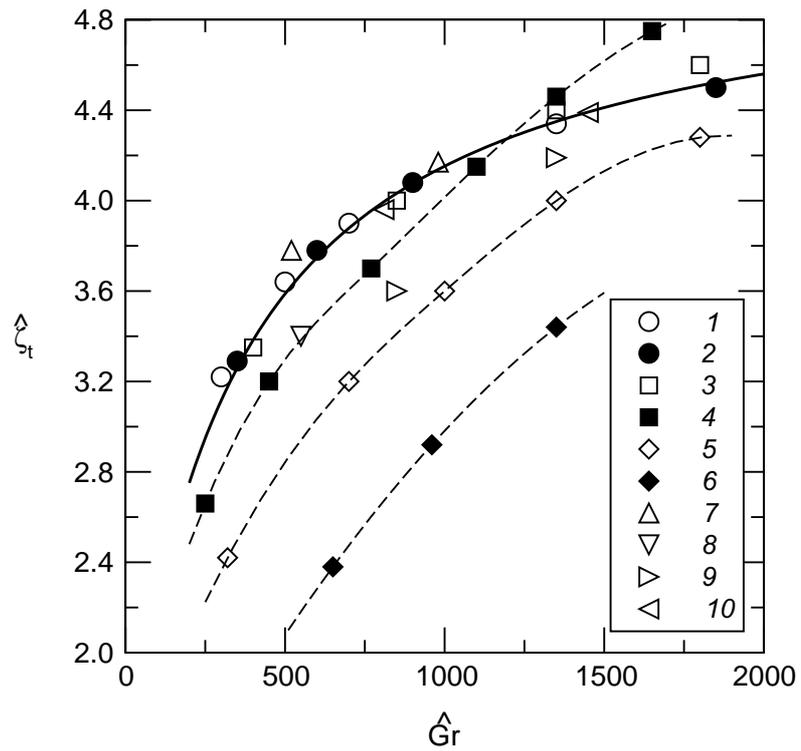


Рис. 2.4. Зависимость автомодельной координаты верхней кромки  $\hat{\zeta}_t$  термика, нагруженного дисперсной примесью, от числа Грасгофа  $\hat{Gr}$ .

облака, вызванному весовым, инерционным и тепловым воздействием примеси (точки 4–6). Аналогичные результаты, полученные при загрузках  $\alpha = 0,2$  и  $0,5$  и при других значениях начального запаса тепла  $I_0$  представлены на рис. 2.4 точками 7, 8 ( $I_0 = 0,34$ ) и 9, 10 ( $I_0 = 2,7$ ). Во избежание неправильной интерпретации этих результатов подчеркнем, что равенство автомодельных координат  $\hat{\zeta}_t$  запыленного и чисто  $\zeta_t$  газового термика при малых загрузках означает, что термик с частицами поднимается на автомодельном участке с той же скоростью, что и чисто газовый термик, имеющий тепловую энергию  $I_g$ , меньшую, чем полная выделившаяся энергия  $I_0$ . Такой термик поднимается медленнее, чем чисто газовый термик, обладающий полной тепловой энергией  $I_0$ , что является проявлением активной роли примеси.

Перейдем теперь к анализу механизма воздействия примеси на движение газа в процессе подъема запыленного термика. Для этого сопоставим результаты расчетов термика с дисперсной примесью, проведенных при одинаковых начальных условиях, но с изменением параметров, характеризующие степень взаимодействия газовой и дисперсной фаз. В качестве базового варианта выбрано облако с параметрами  $I_0 = 0,68$ ,  $\gamma_p = 1$ ,  $\tilde{H}_0 = 1,56$ ,  $\alpha = 0,5$  (при этом  $\beta = 0,2$ ,  $\sigma_g = 0,57$ ,  $I_g = 0,39$  — см. точки 4 на рис. 2.4). В основном варианте загрузка термика немного превышает  $\alpha^*$ , отклонения от единой зависимости (2.30) только начинают проявляться. При такой загрузке для малых  $\hat{G}\Gamma$  термик всплывает медленнее чисто газового, тогда как при больших  $\hat{G}\Gamma$  — быстрее (ср. на рис. 2.4 сплошную кривую со штриховой, проходящей через точки 4).

На рис. 2.5 представлены результаты расчетов движения чисто газового и запыленного термика при последовательном учете весового и теплового взаимодействия фаз, проведенных при  $\hat{G}\Gamma = 1650$ . Используются безразмерные координаты  $\tau = t/t_J$ ,  $\bar{z}_t = (\tilde{z}_t - \tilde{H}_0)/I_g^{1/4}\tilde{t}_J^{1/2}$ , где  $\tilde{t}_J = \tilde{J}^{-1/2}$  — характерное время подъема термика, определяемое параметром стратификации в нижних слоях атмосферы (тропосфере). Эти координаты не зависят от выбора линейного масштаба  $L_*$ . Динамика подъема чисто газового термика с энергией  $I_g$ , содержащего пассивную в тепловом и

весовом отношении примесь, показана кривой 1. Тангенс угла наклона прямолинейного участка равен величине автомодельной координаты верхней кромки  $\hat{\zeta}_t$ , которая при данном числе Грасгофа составляет 4,45. В этих расчетах для исключения взаимодействия фаз во всех уравнениях плотность примеси  $\tilde{\rho}_p$  полагалась нулевой, а для отслеживания динамики подъема дополнительно вводилась пассивно переносимая субстанция, для концентрации которой решалось уравнение вида (2.4).

Чтобы учесть только весовое воздействие примеси, рассматривалось облако с начальными параметрами, соответствующими основному варианту, однако теплоемкость частиц полагалась нулевой (что соответствует  $\gamma_p = 0$  в уравнении (2.3)). В этом случае дисперсная фаза пассивна в смысле обмена теплом, но активна с точки зрения ее весового воздействия. Динамика подъема такого термика представлена на рис. 2.5 кривой 2, автомодельная координата верхней кромки составляет  $\hat{\zeta}_t = 3,40$ . Кривая 3 получена расчетом с параметрами основного варианта, но с малым начальным содержанием частиц ( $\alpha = 3,3 \cdot 10^{-2}$ ) и большой теплоемкостью частиц. При этом весовое воздействие примеси несущественно, но начальная эффективная теплоемкость среды остается неизменной за счет специального выбора величины  $\gamma_p$ , обеспечивающей то же значение параметра  $\beta \sim \gamma_p \alpha$ , что и в основном варианте. Таким образом, примесь активна с точки зрения ее теплового влияния, но пассивна в весовом отношении. Для кривой 3 автомодельная координата верхней кромки составляет  $\hat{\zeta}_t = 5,10$ . Наконец, результаты расчета основного варианта, в котором частицы оказывают как весовое, так и тепловое воздействие, описывается кривой 4 с  $\hat{\zeta}_t = 4,45$  (верхняя точка 4 на рис. 2.4).

Из сопоставления кривых 1–4 на рис. 2.5 можно оценить относительный вклад различных механизмов межфазного взаимодействия, определяющих закономерности подъема нагруженного термика. На начальном этапе движения примесь сосредоточена в центре облака, ее концентрация велика, что препятствует развитию восходящего конвективного движения и ведет к затягиванию стадии разгона запыленного термика (кривые 2, 4) по сравнению с чисто газовым облаком (кривая 1). На автомо-

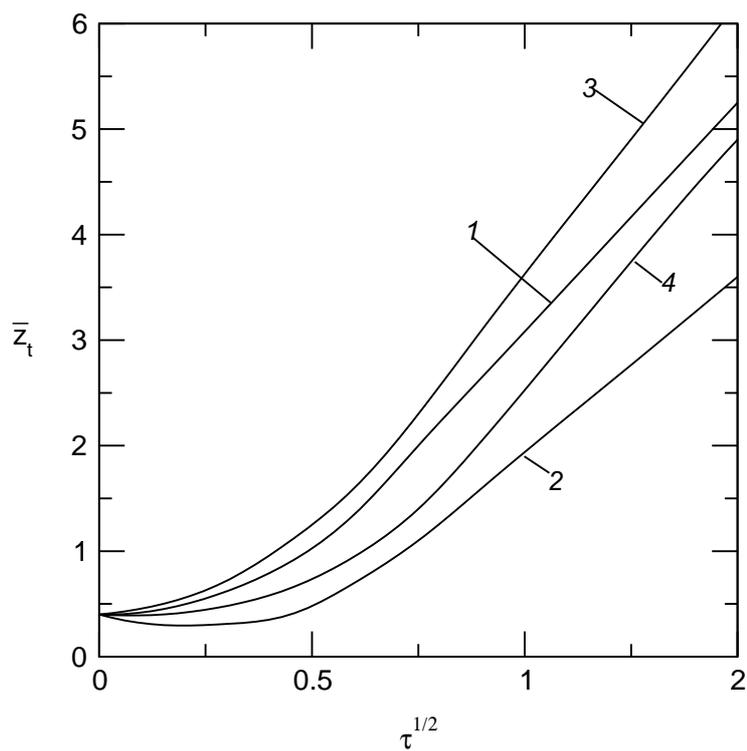


Рис. 2.5. Сравнение динамики подъема чисто газового термика (кривая 1) и запыленного термика при учете только весового (2) или теплового (3) воздействия примеси, а также обоих механизмов взаимодействия (кривая 4)

дельной стадии примесь, не обменивающаяся теплом с газом (кривая 2) значительно замедляет подъем, тогда как при наличии аккумулирующих тепло, но не обладающих массой частиц (кривая 3) развивается более быстрое восходящее течение. Указанные факторы влияют на скорость подъема противоположным образом: с одной стороны, примесь утяжеляет облако и замедляет его движение, с другой же стороны, запасая часть общего тепла и сообщая его газу в процессе подъема, примесь препятствует остыванию термика и способствует тем самым его более быстрому всплытию. Суммарная скорость движения запыленного термика, таким образом, определяется противодействием этих факторов. При малой загрузке ( $\alpha < \alpha^*$ ) они взаимно компенсируются, что и объясняет совпадение на рис. 2.4 точек 1–3 со сплошной кривой.

С увеличением загрузки ( $\alpha > \alpha^*$ ) тепловое воздействие примеси становится недостаточным для компенсации ее весового влияния, облако замедляется (точки 1–3 на рис. 2.4). В переходной же области ( $\alpha \sim \alpha^*$ , точки 4 на рис. 2.4) преобладание весового или теплового механизма воздействия зависит от интенсивности конвекции, характеризуемой числом Грасгофа  $\hat{Gr}$ . Если для  $\hat{Gr} = 1650$  скорость подъема запыленного термика на автомоделном участке оказывается выше, чем чисто газового (ср. наклоны кривых 1 и 4 на рис. 2.5, то при  $\hat{Gr} = 460$  наблюдается обратная картина: в перечисленных выше случаях поочередного «включения» механизмов межфазного взаимодействия автомоделная координата верхней кромки равна соответственно  $\hat{\zeta}_t = 3,55, 2,20, 4,05$  и  $3,20$ . Это означает, что с уменьшением вязкости среды (с ростом  $\hat{Gr}$ ) эффекты, связанные с передачей тепла от примеси несущему газу на автомоделной стадии движения облака проявляются более ярко.

Из приведенных выше результатов следует, что для не слишком больших загрузок динамика подъема запыленного термика в неоднородной сжимаемой атмосфере описывается зависимостью (2.30), полученной для чисто газовых облаков. Поэтому, в отсутствие экспериментальных данных о воздействии примеси на динамику движения, представляется возможным при помощи соотношений (2.30) определять турбулентные коэффициенты переноса и для термика с частицами. По известной полной

тепловой энергии облака  $I_0$ , массе находящихся в нем частиц  $\tilde{M}_p$  и их относительной теплоемкости  $\gamma_p$  можно определить энергию, запасенную газом  $I_g$ . Затем, зная начальную высоту облака  $\tilde{H}_0$  и воспользовавшись функциями  $\bar{\Phi}$  и  $\bar{\Psi}$  (см. (2.30)) можно найти величину числа Грасгофа, при котором автомодельная координата верхней кромки принимает наблюдающееся в экспериментах значение  $\hat{\zeta}_t \approx 4,35$ . При таком подходе обеспечивается непрерывность перехода от запыленных к чисто газовым термикам при уменьшении суммарного количества примеси в плавучем облаке.

## 2.5. Структура всплывающего термика при различной загрузке примесью

Перейдем теперь к анализу внутренней структуры термика на различных стадиях его эволюции. Представляет интерес рассмотреть сначала подъем чисто газового термика, после чего, варьируя загрузку облака, выявить особенности подъема запыленного термика. В качестве базового варианта примем следующий набор параметров, определяющих начальное состояние термика:  $I_0 = 0,68$ ,  $\tilde{H}_0 = 1,57$ ,  $\tilde{\theta}^0 = 21$ . Безразмерные параметры, задающие начальное состояние атмосферы и свойства газа, были фиксированы согласно (2.19), высота тропопаузы принята равной  $\tilde{H}_T = 10$ . При размерных масштабах (2.20) такой термик соответствует облаку взрыва с полной энергией  $Q_\Sigma = 4,18 \cdot 10^{15}$  Дж на высоте  $H_0 = 1560$  м, поднимающемуся в стандартной двухслойной атмосфере с тропопаузой на уровне 10 км.

Выбор турбулентных коэффициентов переноса осуществлялся в соответствии с описанной в разделе 2.4 процедурой: числа Прандтля и Шмидта полагались равными единице, величина числа Грасгофа составила  $Gr = 1350$ , что для указанного запаса тепла  $I_0$  дает число Рейнольдса  $Re = 44,5$ . Все стадии эволюции рассчитывались сквозным образом. Для отслеживания эволюции термика введена пассивно переносимая примесь, для концентрации  $Y$  которой решается конвективно-диффузионное уравнение вида (2.13) с теми же начальными и граничными условиями (2.14)–(2.17), что приведены выше для активной примеси. Максимальная начальная «плотность»

примеси  $\tilde{\rho}_p^0$  полагалась равной единице.

Динамика подъема чисто газового термика представлена на рис. 2.6 в виде зависимости от  $\tilde{t}^{1/2}$  координаты верхней кромки  $\tilde{z}_t$  (кривая 1), горизонтальной пунктирной линией обозначено положение тропопаузы. Штриховой кривой нанесена зависимость от  $\tilde{t}^{1/2}$  вертикальной координаты центра тяжести примеси

$$\tilde{z}_c = \frac{\int \tilde{\rho}Y \tilde{z} \tilde{r} d\tilde{r} d\tilde{z}}{\int \tilde{\rho}Y \tilde{r} d\tilde{r} d\tilde{z}}. \quad (2.33)$$

При подъеме термика последовательно наблюдаются все основные стадии движения. На начальной стадии ( $t \leq 4,5$ ) термик «разгоняется» и выходит на автомоделную стадию ( $4,5 \leq t \leq 15$ ), которая характеризуется линейным участком зависимости  $\tilde{z}_t(\tilde{t}^{1/2})$ . Затем наступает стадия зависания (рассчитано первое колебание термика), облако «прошивает» тропопаузу, частично проникая в стратосферу.

Перейдем к рассмотрению структуры термика на основных стадиях эволюции. На начальном этапе нагретый газ, всплывая, вовлекает в движение окружающий воздух, что приводит к формированию вихревого тороидального течения. Сферической вначале облако приобретает характерную грибовидную форму. Области максимальной температуры и концентрации примеси находятся на оси симметрии. Максимальная скорость подъема газа составляет  $\tilde{U}_{\max} = 1,6 - 1,8$ . Структура термика в момент времени  $\tilde{t} = 1,6$  представлена на рис. 2.7а, где показаны изолинии массовой концентрации примеси  $\tilde{\rho}Y$  (слева) и избыточной температуры  $\tilde{\theta}$  (справа). Для каждой переменной 10 линий уровня построены с равными интервалами между минимальным и максимальным значениями соответствующей функции: минимальная и максимальная концентрации на изолиниях  $\tilde{\rho}Y$  составляют  $(\tilde{\rho}Y)_{\min} = 1,83 \cdot 10^{-2}$ ,  $(\tilde{\rho}Y)_{\max} = 0,183$ , минимальная и максимальная избыточная температура равна  $\tilde{\theta}_{\min} = 0,18$ ,  $\tilde{\theta}_{\max} = 1,8$ . В размерных единицах максимальный перегрев газа в термике при этом составляет 550 К. В правой части рисунка стрелками показано поле скорости, масштаб которой указан отрезком. Такая же схема представления структуры облака использована и ниже.

На автомоделной стадии подъема облако увеличивается в размерах, при этом

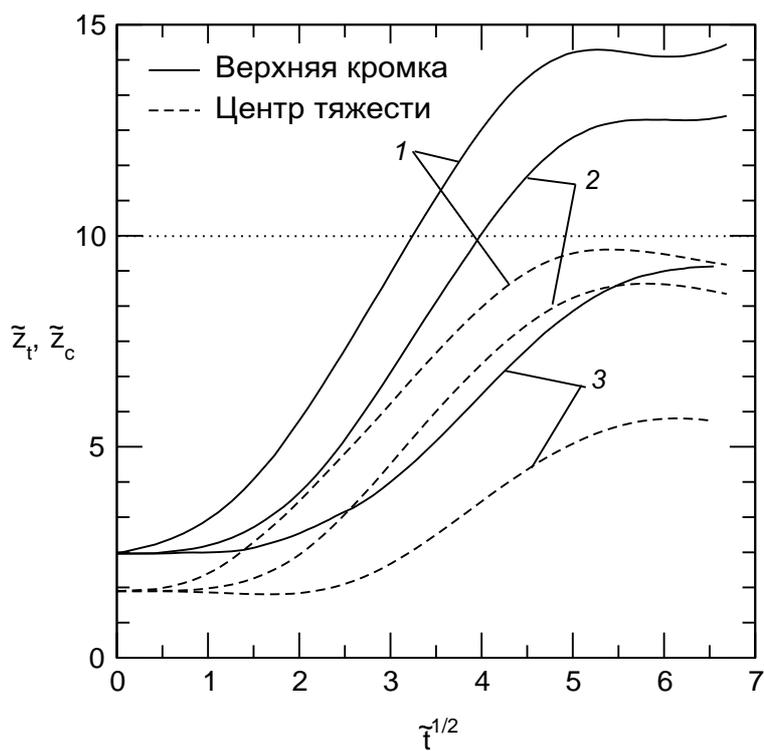


Рис. 2.6. Динамика подъема термика при различной загрузке дисперсной примесью: 1 — чисто газовый термик, 2 — умеренно запыленное облако,  $\alpha = 0,56$ , 3 — сильно запыленное облако,  $\alpha = 0,96$ . Сплошные кривые — координата верхней кромки  $\tilde{z}_t$ , штриховые — координата центра тяжести примеси  $\tilde{z}_c$

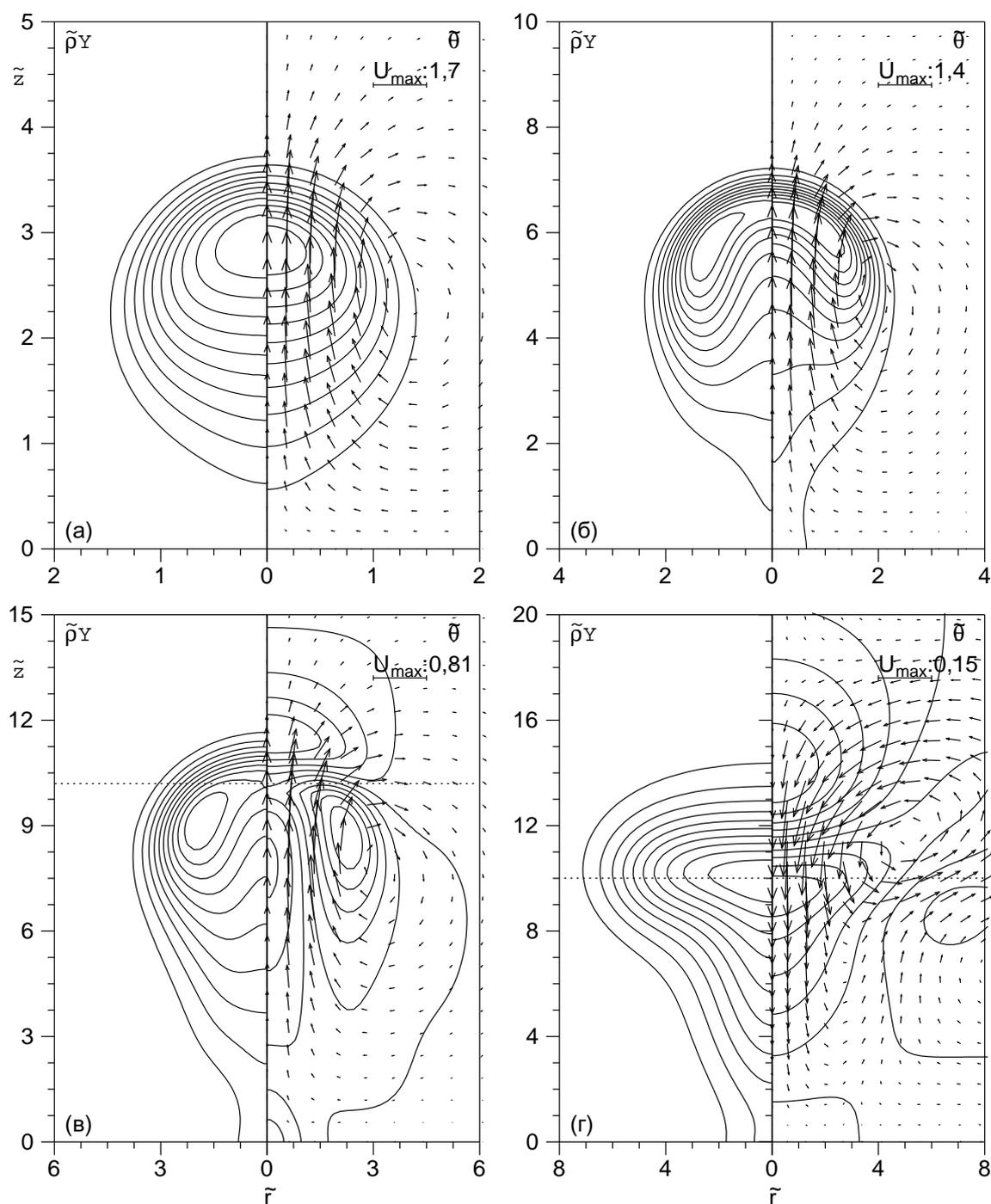


Рис. 2.7. Эволюция чисто газового термика ( $I_0 = 0,68$ ,  $\tilde{H}_0 = 1,57$ ,  $\tilde{\theta}^0 = 21$ ): *a* — начальная стадия ( $\tilde{t} = 1,6$ ), *б* — автомодельный подъем ( $\tilde{t} = 6,1$ ), *в* — выход в стратосферу, зависание ( $\tilde{t} = 13,8$ ), *г* — колебания облака ( $\tilde{t} = 35,4$ )

форма облака практически остается неизменной, что хорошо согласуется с результатами расчета автомодельного термика в атмосфере с переменной плотностью, полученными в Главе 1. Тороидальный вихрь, сопровождающий подъем термика, также увеличивается в размерах. Области максимальной температуры и концентрации примеси сходят к оси, что наблюдалось и в расчетах других авторов, причем положение максимума температуры не совпадает с центром завихренности (см., например, [76]). Хотя газ в термике остывает, его переохлаждения не происходит и избыточная температура остается положительной. Структура течения в момент  $\tilde{t} = 6,1$  представлена на рис. 2.7б,  $(\tilde{\rho}Y)_{\min} = 3,33 \cdot 10^{-3}$ ,  $(\tilde{\rho}Y)_{\max} = 3,33 \cdot 10^{-2}$ , минимальная и максимальная избыточная температура равна  $\tilde{\theta}_{\min} = 2,1 \cdot 10^{-2}$ ,  $\tilde{\theta}_{\max} = 0,22$ . В размерных единицах максимальный перегрев газа в облаке к этому моменту составляет 70 К.

Автомодельная стадия продолжается в течение временного интервала  $4,5 \leq \tilde{t} \leq 15$ . При этом до момента  $\tilde{t} \sim 10$  тепловая энергия термика  $I_0$  сохраняется с точностью до 5%, а к концу автомодельной стадии  $I_0$  уменьшается на 30% по сравнению со своим начальным значением, что вызвано влиянием устойчивой стратификации атмосферы. Интенсивное подъемное течение газа, формирующееся у оси симметрии в течение первых двух стадий, на стадии зависания вызывает переохлаждение газа по отношению к окружающей атмосфере. Особенно интенсивно переохлаждение происходит при выходе термика в стратосферу, которая характеризуется более высоким параметром стратификации  $\tilde{J}_2 > \tilde{J}_1$ . Структура термика в момент  $\tilde{t} = 13,8$  приведена на рис. 2.7в,  $(\tilde{\rho}Y)_{\min} = 8,4 \cdot 10^{-4}$ ,  $(\tilde{\rho}Y)_{\max} = 8,4 \cdot 10^{-3}$ ,  $\tilde{\theta}_{\min} = -1,67 \cdot 10^{-2}$ ,  $\tilde{\theta}_{\max} = 2,62 \cdot 10^{-2}$  (в размерных единицах отклонения температуры газа от окружающей заключены в пределах  $\pm 8$  К). При дальнейшем подъеме происходит инверсия температурного поля, когда вся область у оси симметрии имеет температуру ниже окружающей, а на периферии находится более теплый газ.

Колебания зависающего облака сопровождаются периодической перестройкой вихревой структуры течения. Точке максимального подъема, достигаемой к моменту времени  $\tilde{t} = 28$ , соответствует система из двух противоположно закрученных вихрей

приблизительно равной интенсивности, нижний из которых закручен в том же направлении, что и вихрь, сопровождавший подъем термика до зависания, а верхний — в противоположном направлении. Далее переохлажденное облако начинает опускаться, моменту прохождения положения равновесия соответствует основной вихрь с опускным движением газа у оси. Структура термика на этой стадии представлена на рис. 2.7*г*,  $\tilde{t} = 35,4$ ,  $(\tilde{\rho}Y)_{\min} = 2,5 \cdot 10^{-4}$ ,  $(\tilde{\rho}Y)_{\max} = 2,5 \cdot 10^{-3}$ ,  $\tilde{\theta}_{\min} = -1,87 \cdot 10^{-2}$ ,  $\tilde{\theta}_{\max} = 1,65 \cdot 10^{-2}$ . Нижней точке вновь отвечает система двух противоположно закрученных вихрей. Облако перегрето по отношению к атмосфере, оно начинает снова подниматься и т. д. В целом стадия зависания характеризуется термогравитационными колебаниями термика с периодически меняющейся вихревой структурой.

Представляет интерес сравнить полученные результаты с данными расчетов других авторов, в которых использовались более сложные модели турбулентности. В работе [81] использовались уравнения, записанные в рейнольдсовых напряжениях, позволяющие учесть анизотропию турбулентности, вызванную влиянием закрутки в вихревом кольце. В работах [83, 84] исследовались термики воздушных и приповерхностных взрывов, при этом использовалась алгебраическая модель и дифференциальная  $k - \epsilon$  модель турбулентности. Сравнение результатов с представленными выше расчетами позволяет заключить, что структура термика воспроизводится качественно одинаково при использовании всех моделей турбулентности: термик быстро принимает характерную «грибовидную» форму, поднимаясь затем в автомодельном режиме. Количественные отличия состоят в том, что термик, рассчитанный на основе дифференциальных моделей турбулентности, более «выгнут», а максимум температуры дальше отходит от оси симметрии, чем в случае постоянных коэффициентов переноса. Что касается динамики подъема, то приведенные в [83, 84] координаты верхней кромки от времени для разных моделей турбулентности практически совпадают между собой на начальном и автомодельном участках подъема. На стадии зависания дифференциальные модели дают несколько бóльшую высоту подъема облака. Следует иметь в виду, однако, что результаты расчетов по  $k - \epsilon$  модели турбулент-

ности весьма чувствительны к выбору начальных распределений кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации. В частности, представленные в [84] результаты показывают, что высота зависания приповерхностного термика весьма существенно меняется при изменении начального уровня турбулентности. Поэтому вопрос о наиболее адекватной модели термика представляется открытым.

Перейдем теперь к анализу структуры запыленного термика, несущего активную дисперсную примесь. При умеренных загрузках ( $\alpha < \alpha^*$ ) процесс подъема запыленного облака аналогичен рассмотренному выше случаю чисто газового термика, несущего пассивную примесь. При большой начальной загрузке, как уже было видно из кривых на рис. 2.5, 2.4, подъем термика по сравнению с соответствующим газовым облаком замедляется. На начальной стадии влияние примеси может быть особенно сильным вследствие ее высокой концентрации. Поскольку температура и концентрация распределены неравномерно, даже при равенстве веса частиц и суммарной выталкивающей силы локальной компенсации сил не происходит, в запыленном термике имеется тяжелое центральное ядро, обладающее меньшей (при большой загрузке — отрицательной) плавучестью, и более легкая периферийная область. При загрузках, близких или превышающих критическую величину  $\beta = \beta_*$ , облако на начальной стадии может сильно деформироваться или даже делиться, когда более тяжелое ядро опускается на поверхность, а периферийная часть поднимается вверх. Подобные процессы наблюдались при расчетах неизотермических дисперсных облаков, изучавшихся численно в работах [98–101]. Отметим, что в случае достаточно больших загрузок начальная стадия движения характеризуется малыми скоростями газа. В этом случае односкоростная и однотемпературная модель среды, принятая в настоящей работе, может оказаться применимой лишь для очень мелких частиц, скорость витания которых должна быть меньше характерной скорости конвекции. Поэтому при  $\beta > \beta_*$  эволюция термика с частицами не изучалась, а при  $\beta \approx \beta_*$  полученные результаты следует рассматривать как качественные.

Рассмотрим более подробно структуру запыленного термика в тех случаях, когда

влияние примеси только начинает сказываться ( $\alpha = 0,56$ ) и когда оно становится существенным ( $\alpha = 0,96$ ). Расчеты проводились при  $I_0 = 0,68$ ,  $\tilde{H}_0 = 1,56$ ,  $\gamma_p = 1$ , т. е., для термиков с суммарным запасом тепла и высотой, совпадающими с базовым вариантом, использованным выше при исследовании чисто газового термика.

При загрузке примесью  $\alpha = 0,56$  параметр, описывающий распределение тепла между фазами, равен  $\beta = 0,225$ , доли тепла, запасенного газом и дисперсной фазой, составляют  $\sigma_g = 0,54$ ,  $\sigma_p = 0,46$ , максимальная температура в центре облака равно  $\tilde{\theta}_p^0 = 5,9$ . Динамика движения термика показана на рис. 2.6 кривыми 2: сплошная кривая показывает координату верхней кромки облака  $\tilde{z}_t$ , штриховая — координату центра тяжести примеси, вычисляемую аналогично (2.33). На рис. 2.8 представлены изолинии избыточной температуры  $\tilde{\theta}$  и линии равной плотности примеси  $\tilde{\rho}_p = \tilde{\rho}Y_p$ , построенные с равными интервалами между минимальным и максимальным значениями соответствующей функции, а также поле скорости.

Поскольку в начальный момент времени концентрация частиц в центре термика достаточно велика, тяжелое центральное ядро примеси затрудняет подъем находящегося здесь газа. В то же время, на периферии облака, где частиц относительно мало, нагретый газ поднимается вверх, формируя тороидальное вихревое течение. На рис. 2.8а структура термика показана в момент  $\tilde{t} = 1,6$  (максимальные и минимальные значения функций на изолиниях  $\tilde{\theta}_{\max} = 1,9$ ,  $\tilde{\theta}_{\min} = 0,19$ ,  $\tilde{\rho}_{p,\max} = 0,65$ ,  $\tilde{\rho}_{p,\min} = 6,5 \cdot 10^{-2}$ ). В отличие от случая пассивной примеси или малой загрузки термика, в центральной части конвективное движение газа практически отсутствует, газ обтекает центр облака.

По мере того, как концентрация примеси в центре термика уменьшается, вихревое течение охватывает всю приосевую область. Пространственные распределения избыточной температуры и плотности примеси некоторое время сохраняют еще отличия, порожденные на начальном этапе. Так, при  $\tilde{t} = 6,1$  (рис. 2.8б,  $\tilde{\theta}_{\max} = 0,85$ ,  $\tilde{\theta}_{\min} = 8,5 \cdot 10^{-2}$ ,  $\tilde{\rho}_{p,\max} = 0,17$ ,  $\tilde{\rho}_{p,\min} = 1,7 \cdot 10^{-2}$ ) облако вытянуто в вертикальном направлении. В дальнейшем такие различия постепенно исчезают, термик, со-

проводимый тороидальным вихрем, поднимается вверх — см. рис. 2.8*в* ( $\tilde{t} = 13,8$ ,  $\tilde{\theta}_{\max} = 0,12$ ,  $\tilde{\theta}_{\min} = 7,7 \cdot 10^{-3}$ ,  $\tilde{\rho}_{p,\max} = 3,7 \cdot 10^{-2}$ ,  $\tilde{\rho}_{p,\min} = 3,7 \cdot 10^{-3}$ ). На стадии зависания концентрация частиц столь мала, что не оказывает влияния на термогравитационные колебания термика около уровня стабилизации и его температурный распад. На рис. 2.8*г* приведена структура течения в момент  $\tilde{t} = 26$  ( $\tilde{\theta}_{\max} = 8,8 \cdot 10^{-3}$ ,  $\tilde{\theta}_{\min} = -1,4 \cdot 10^{-2}$ ,  $\tilde{\rho}_{p,\max} = 4,8 \cdot 10^{-3}$ ,  $\tilde{\rho}_{p,\min} = 4,8 \cdot 10^{-4}$ ). Термик находится вблизи точки зависания, у оси сформировалась переохлажденная область, над основным вихрем возник вторичный, закрученный в противоположную сторону. Дальнейшая эволюция термика аналогична рассмотренному выше чисто газовому термику.

Указанные особенности проявляются еще сильнее при увеличении загрузки термика. Структура облака, рассчитанная при  $I_0 = 0,68$ ,  $\tilde{H}_0 = 1,56$ ,  $\gamma_p = 1$ ,  $\alpha = 0,96$ ,  $\beta = 0,32$  представлена на рис. 2.9*а*, зависимости от времени координаты верхней кромки термика  $\tilde{z}_t$  и центра тяжести примеси  $\tilde{z}_c$  нанесены на рис. 2.6 сплошной и штриховой линиями  $\mathcal{Z}$  соответственно. В этом случае загрузка близка к критической  $\alpha_* = 1$ , вес частиц в термика велик настолько, что его центральное ядро опускается на поверхность — см. рис. 2.9*а* ( $\tilde{t} = 3,0$ ,  $\tilde{\theta}_{\max} = 2,0$ ,  $\tilde{\theta}_{\min} = 0,2$ ,  $\tilde{\rho}_{p,\max} = 0,83$ ,  $\tilde{\rho}_{p,\min} = 8,3 \cdot 10^{-2}$ ). При  $\tilde{t} = 6,9$  облако вытянуто по вертикали, максимальная концентрация достигается вблизи поверхности (рис. 2.9*б*,  $\tilde{\theta}_{\max} = 0,62$ ,  $\tilde{\theta}_{\min} = 6,3 \cdot 10^{-2}$ ,  $\tilde{\rho}_{p,\max} = 0,43$ ,  $\tilde{\rho}_{p,\min} = 4,3 \cdot 10^{-2}$ ). Лишь после осаждения некоторой доли примеси вихревое тороидальное течение начинает увлекать частицы вверх, термик принимает грибовидную форму, а примесь из приповерхностной области выносится на большие высоты — см. рис. 2.9*в* ( $\tilde{t} = 13,8$ ,  $\tilde{\theta}_{\max} = 0,18$ ,  $\tilde{\theta}_{\min} = 1,8 \cdot 10^{-2}$ ,  $\tilde{\rho}_{p,\max} = 0,17$ ,  $\tilde{\rho}_{p,\min} = 1,7 \cdot 10^{-2}$ ) и рис. 2.9*г* ( $\tilde{t} = 35,4$ ,  $\tilde{\theta}_{\max} = 2,3 \cdot 10^{-2}$ ,  $\tilde{\theta}_{\min} = 7,5 \cdot 10^{-5}$ ,  $\tilde{\rho}_{p,\max} = 2,5 \cdot 10^{-2}$ ,  $\tilde{\rho}_{p,\min} = 2,5 \cdot 10^{-3}$ ).

Таким образом, наличие большого количества активной примеси приводит к замедлению подъема запыленного термика и к изменению его внутренней структуры. Наиболее сильно эти отличия проявляются в том случае, когда суммарный вес примеси превышает 40% от действующей на газ выталкивающей силы.

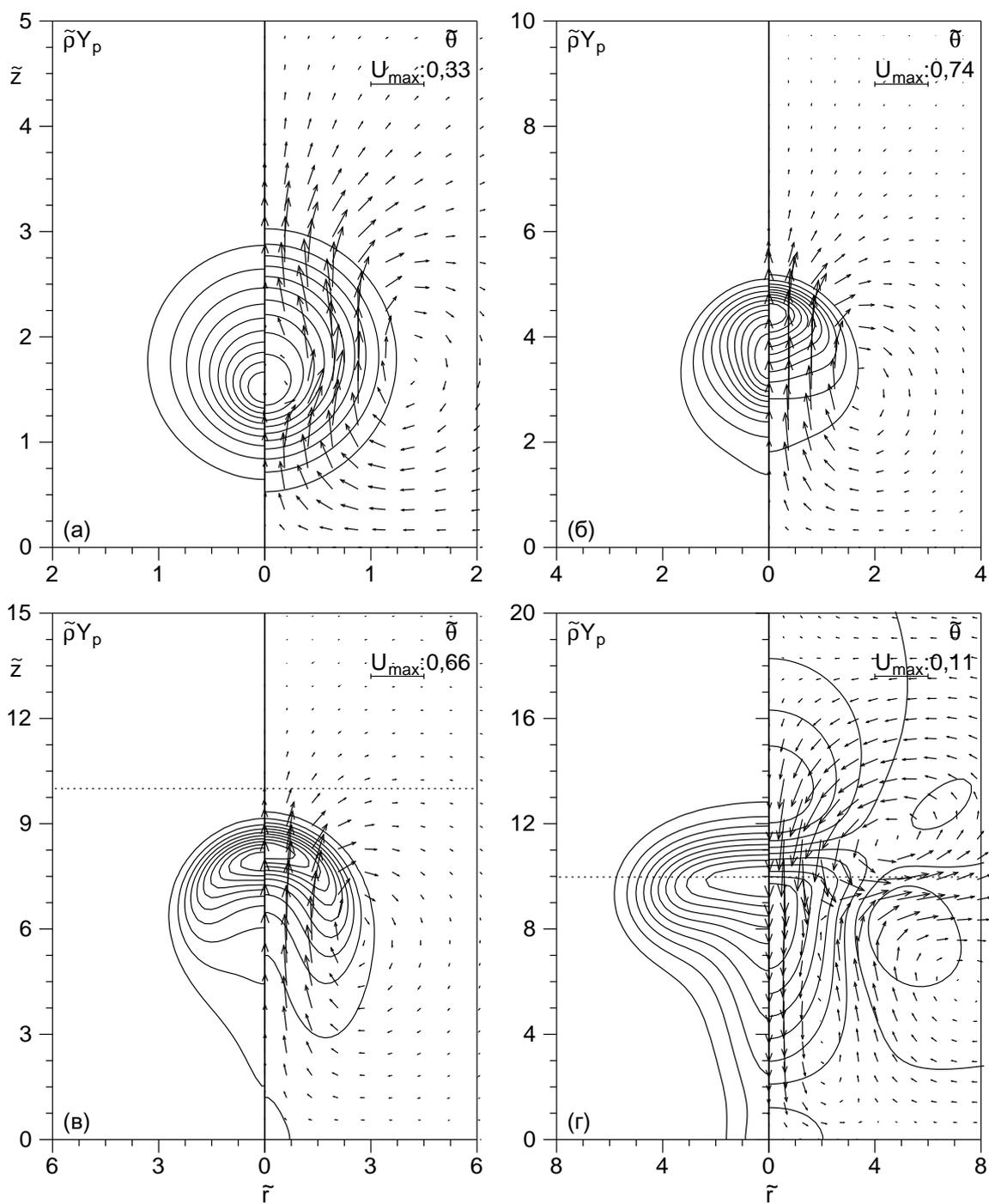


Рис. 2.8. Эволюция запыленного термика при умеренной загрузке  $\alpha = 0,56$ : а —  $\tilde{t} = 1,6$ , б —  $\tilde{t} = 6,1$ , в —  $\tilde{t} = 13,8$ , г —  $\tilde{t} = 35,4$

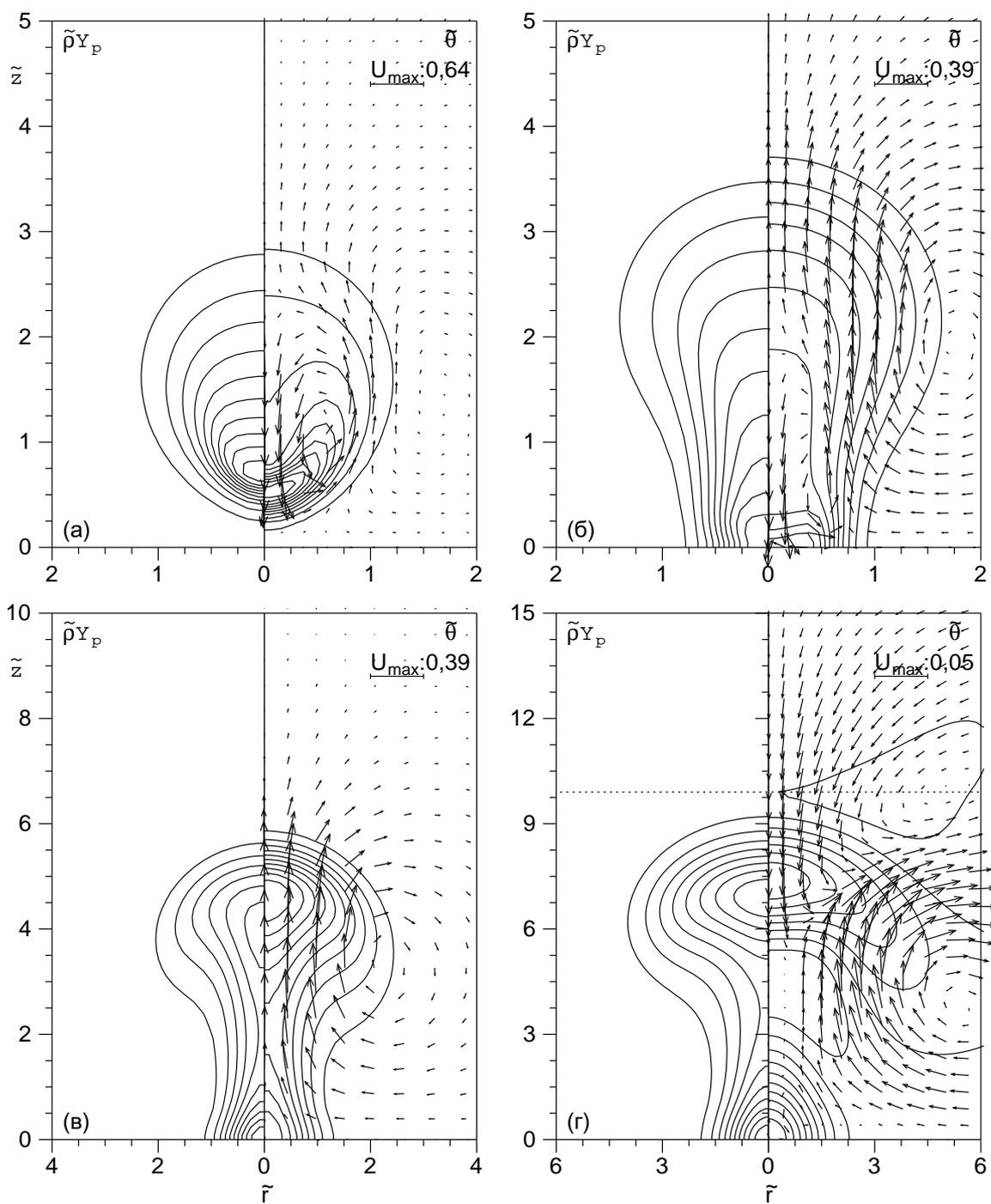


Рис. 2.9. Эволюция запыленного термика при большой загрузке  $\alpha = 0,96$ : а —  $\tilde{t} = 3,0$ , б —  $\tilde{t} = 6,1$ , в —  $\tilde{t} = 13,8$ , г —  $\tilde{t} = 35,4$

Изложенные выше результаты получены для термиков, которые образуются при воздушных взрывах и в начальный момент не касаются подстилающей поверхности. При наземных взрывах источник тепловыделения находится на поверхности, а термик имеет форму, близкую к полусфере [108]. Как отмечается в [92], именно такие термики могут эффективно захватывать и выносить пыль на большие высоты, поскольку в этом случае в объем облака попадает большое количество примеси.

Внутренняя структура приповерхностного термика при отрыве от подстилающей поверхности рассматривались при  $I_0 = 0,68$  для различной загрузки облака примесью. Начальные распределения величин при  $\tilde{z} \geq 0$  задавались в виде (2.6) с  $\tilde{H}_0 = 0$ , так что в момент  $\tilde{t} = 0$  термик имел форму полусферы, опирающейся на подстилающую поверхность.

Нагретый газ, поднимаясь вверх вблизи оси симметрии, формирует в атмосфере вихревое течение, при этом вдоль подстилающей поверхности возникает направленный к центру горизонтальный поток холодного воздуха, который «отсекает» область максимальной температуры от земной поверхности. Структура приповерхностного чисто газового термика, переносящего пассивную примесь, представлена на рис. 2.10а в момент  $\tilde{t} = 2,6$  ( $\tilde{\theta}_{\max} = 1,6$ ,  $\tilde{\theta}_{\min} = 0,16$ ,  $\tilde{\rho}_{p,\max} = 0,19$ ,  $\tilde{\rho}_{p,\min} = 1,9 \cdot 10^{-2}$ , при задании начальных условий концентрация пассивной примеси  $\tilde{\rho}Y$  в центре облака полагалась равной единице). В дальнейшем облако принимает характерную грибовидную форму — см. рис. 2.10б ( $\tilde{t} = 8,5$ ,  $\tilde{\theta}_{\max} = 0,19$ ,  $\tilde{\theta}_{\min} = 1,9 \cdot 10^{-2}$ ,  $\tilde{\rho}_{p,\max} = 3,4 \cdot 10^{-2}$ ,  $\tilde{\rho}_{p,\min} = 3,4 \cdot 10^{-3}$ ), после достаточного удаления от поверхности дальнейшая эволюция термика практически не отличается от термика воздушного взрыва. Экспериментально процесс отделения термиков от поверхности изучался, например, в [34], а расчеты подобного класса течений, проведенные в работах [74, 84], дали качественно близкие результаты. По такому же механизму происходит отрыв от поверхности и слабо запыленных ( $\alpha < \alpha^*$ ) термиков.

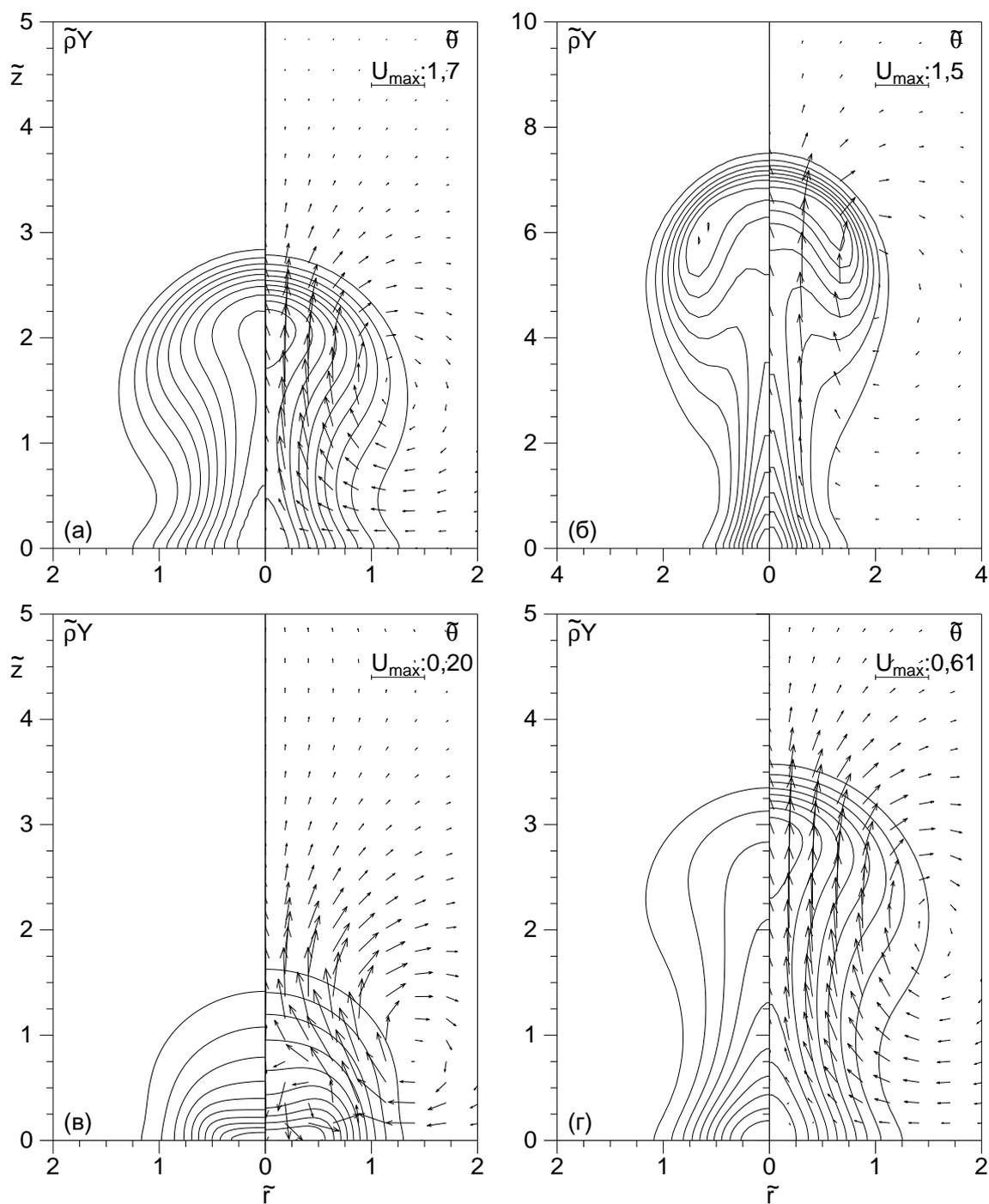


Рис. 2.10. Начальная стадия подъема приповерхностного термика: а, б — газовый термик, в, г — запыленный термик ( $\alpha = 0,7$ )

При большой загрузке, как и в случае термиков воздушных взрывов, начальная стадия подъема запыленного термика подвержена влиянию тяжелого ядра примеси. На рис. 2.10в, г представлена структура термика при  $I_0 = 0,68$ ,  $\alpha = 0,7$ ,  $\gamma_p = 1$ . В начале процесса тяжелое ядро, обладающее отрицательной плавучестью, начинает «растекаться» по поверхности  $\tilde{z} = 0$ , тогда как на периферии, где концентрация частиц меньше, возникает вихревое течение газа — рис. 2.10в ( $\tilde{t} = 2,6$ ,  $\tilde{\theta}_{\max} = 2,0$ ,  $\tilde{\theta}_{\min} = 0,2$ ,  $\tilde{\rho}_{p,\max} = 1,13$ ,  $\tilde{\rho}_{p,\min} = 0,11$ ). По мере уменьшения концентрации примеси растекание по поверхности прекращается и восходящее течение охватывает всю приосевую область — рис. 2.10г ( $\tilde{t} = 8,5$ ,  $\tilde{\theta}_{\max} = 0,7$ ,  $\tilde{\theta}_{\min} = 7,2 \cdot 10^{-2}$ ,  $\tilde{\rho}_{p,\max} = 0,54$ ,  $\tilde{\rho}_{p,\min} = 5,4 \cdot 10^{-2}$ ). Как и в случае термика воздушного взрыва, при большой загрузке процесс подъема запыленного термика характеризуется большей (по сравнению с чисто газовым облаком) продолжительностью начальной стадии и меньшей скоростью подъема на автомоделном участке движения.

## 2.6. Вынос дисперсной примеси в стратосферу

Для оценки экологических последствий загрязнения атмосферы дисперсными частицами важно знать распределение примеси по высоте, формирующееся в результате подъема запыленного термика. Показательной характеристикой степени загрязненности верхних слоев атмосферы служит доля содержащейся в термике примеси, которая попадает в стратосферу, т. е., находится выше тропопаузы.

Для описания вертикального распределения примеси в атмосфере будем использовать приведенную вертикальную координату

$$\bar{z} = \frac{z - H_0}{B_g^{1/4} t_s^{1/2}} = \frac{\tilde{z} - \tilde{H}_0}{I_g^{1/4} \tilde{t}_s^{1/2}},$$

где  $B_g = \sigma_g B_0$  — суммарный запас плавучести газа в дисперсном облаке. Координата  $\bar{z}$  имеет смысл отношения расстояния между данной точкой и высотой взрыва к характерному расстоянию  $I_g^{1/4} \tilde{t}_s^{1/2}$ , проходимому термиком за время  $\tilde{t}_s = \tilde{J}_1^{-1/2}$  и представляющему собой характерную высоту зависания термика. Положение тро-

попаузы по отношению к точке образования термика характеризуется приведенной высотой тропопаузы  $\bar{z}_T = (\tilde{H}_T - \tilde{H}_0)/I_g^{1/4}\tilde{t}_s^{1/2}$ . Введенные координаты не зависят от линейного масштаба  $L_*$  и потому их использование предпочтительнее исходных безразмерных координат.

В качестве характеристик загрязнения верхних слоев атмосферы будем рассматривать безразмерную линейную плотность примеси  $\hat{\Phi}(\bar{z})$ , определяемую интегрированием создаваемого термиком распределения концентрации примеси по радиальной координате, а также долю примеси, выносимую за тропопаузу:

$$\hat{\Phi}(\bar{z}) = \frac{2\pi I_g^{1/4}\tilde{t}_s^{1/2}}{\tilde{M}_p} \int_0^\infty \tilde{\rho} Y_p \tilde{r} d\tilde{r}, \quad \chi_p = \int_{\bar{z} \geq \bar{z}_T} \Phi(\bar{z}) d\bar{z}$$

Функция  $\hat{\Phi}(\bar{z})$  нормирована так, что интеграл от нее по высоте  $\bar{z}$  равен единице. Использование в определении  $\bar{z}$  величины  $I_g$  позволяет единым образом рассматривать как запыленный, так и чисто газовый термик, переносящий пассивную примесь. Аналогичные параметры применялись для описания выноса примеси в стратосферу, например, в [16, 50, 102].

Рассмотрим сначала случай пассивно переносимой примеси (как и ранее, при моделировании такой добавки в определяющих уравнениях полагалось  $\tilde{\rho}_p = 0$ , а концентрация пассивной субстанции  $Y$  находилась решением уравнения конвективной диффузии (2.4)). Расчеты проводились в диапазоне  $1,3 \leq \bar{z}_T \leq 5,8$ , что достигалось варьированием величин  $1,5 \leq \tilde{H}_0 \leq 6,0$ ,  $9 \leq \tilde{H}_T \leq 16$ ,  $0,13 \leq I_0 \leq 2,71$  (для указанного выше конкретного примера (2.19), (2.20) это соответствует облакам, возникающим при взрывах мощностью  $W = 0,2 - 4$  ( $Q_\Sigma = 8,4 \cdot 10^8 - 1,7 \cdot 10^{10}$  МДж) при высоте тропопаузы  $H_T = 9-16$  км). Полученная в расчетах зависимость относительного количества вещества, выносимого в стратосферу  $\chi_p$ , от параметра  $\bar{z}_T$  представлена на рис. 2.11а. Точки 1–5 отвечают значениям  $I_0 = 0,13, 0,34, 0,68, 1,35, 2,71$ . При малых значениях тепловой энергии расчетные точки достаточно хорошо описываются единой кривой, нанесенной сплошной линией. С увеличением параметра  $I_0$  при фиксированном  $\bar{z}_T$  наблюдаются отклонения от полученной зависимости —

доля выносимой примеси несколько уменьшается (точки 4, 5).

Представляет интерес сравнить данные по выносу пассивной примеси, полученные на основе модели сжимаемой среды, с имеющимися в литературе. Штриховой линией на рис. 2.11а нанесены результаты, полученные в работе [50] путем численного интегрирования уравнений несжимаемой среды в приближении Буссинеска. Штрихпунктирная линия соответствует аналитическому решению задачи о подъеме термика, найденному в работах [16, 41] (в указанных работах для величины выброса получены верхняя и нижняя оценки, которые оказались весьма близкими, кривая на рис. 2.11а отвечает максимальной оценке  $\chi_p$ ). Количественное отличие результатов, полученных в данной работе (сплошная кривая) и в [16, 41, 50], объясняется тем, что используемая здесь модель среды учитывает уменьшение плотности атмосферы с высотой. При выходе термика в разреженные слои атмосферы снижается действующая на газ выталкивающая сила, а следовательно, уменьшается высота зависания облака и доля выносимой примеси.

Обратимся теперь к вопросу о влиянии начальной загрузки термика на вынос в стратосферу активной примеси. Данные расчетов, проводившихся при  $I_0 = 0,68$ ,  $\tilde{H}_0 = 1,56$ ,  $9 \leq \tilde{H}_T \leq 16$  представлены на рис. 2.11б. Отношение теплоемкостей фаз  $\gamma_p$ , как и ранее, полагалось равным единице. Степень загрузки облака варьировалась в широких пределах  $\alpha = 0,07, 0,2, 0,5, 0,56, 0,7, 0,95$  (точки 1–6). Для сравнения на рис. 2.11б сплошной кривой нанесена зависимость  $\chi_p(\bar{z}_T)$ , полученная выше для пассивной примеси (см. рис. 2.11а). При  $\alpha < \alpha^* = 0,4$  термик с частицами поднимается подобно чисто газовому, имеющему запас тепла  $I_g < I_0$ . Поэтому вынос активной примеси описывается той же зависимостью  $\chi_p(\bar{z}_T)$  — точки 1, 2 попадают на кривую рис. 2.11а. При  $\alpha > \alpha^*$  начинает сказываться воздействие примеси, облако поднимается медленнее, что приводит к уменьшению выброса в стратосферу (точки 3–6).

Более детальную информацию о распределении примеси по высоте, создаваемом в результате подъема термика, можно получить, сравнивая между собой про-

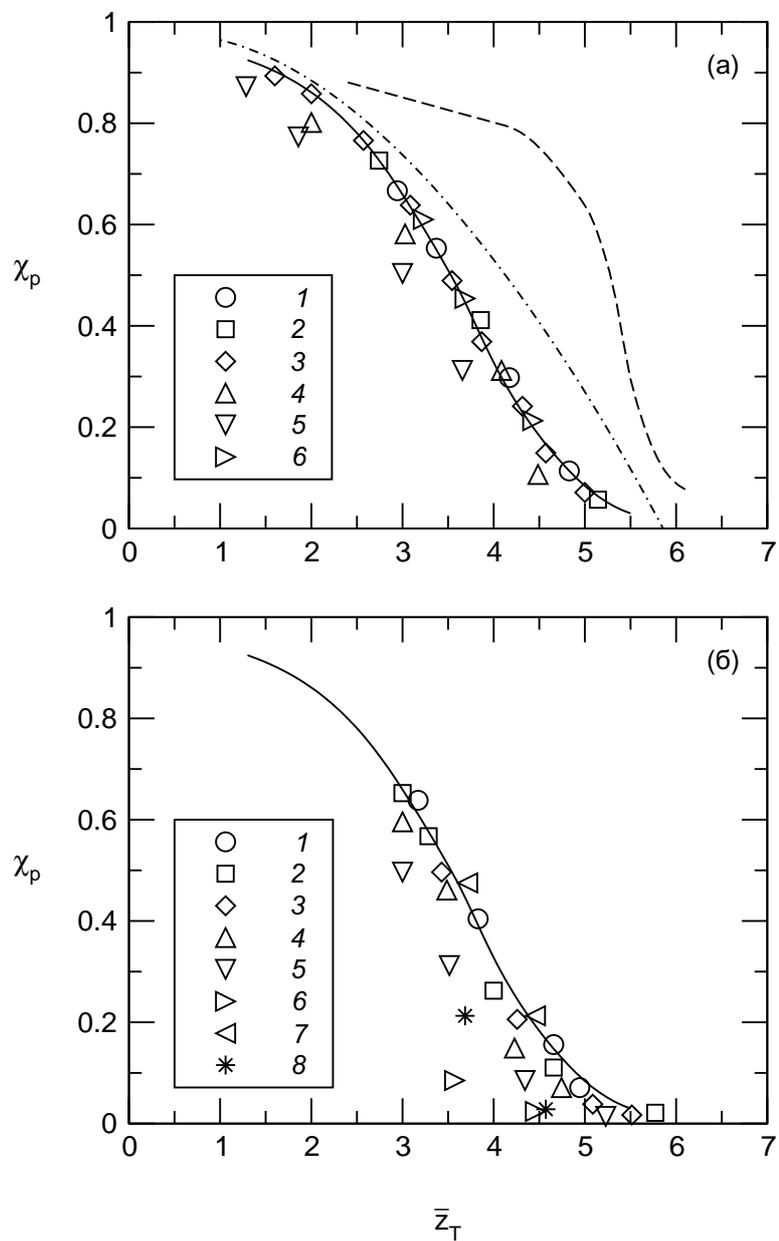


Рис. 2.11. Доля примеси, выносимой термиком в стратосферу: *а* — пассивная примесь, штриховая кривая — численное решение [50], штрих-пунктирная кривая — аналитическое решение [16], *б* — активная примесь

фили  $\hat{\Phi}(\bar{z})$  для разных степеней загрузки  $\alpha$ , при этом целесообразно сопоставлять результаты, отвечающие на рис. 2.11б одному значению абсциссы  $\bar{z}_T$ . На рис. 2.12 построены функции  $\hat{\Phi}(\bar{z})$ , полученные при  $\bar{z}_T = 3$ ,  $\alpha = 0, 0,2, 0,5, 0,7, 0,85$  (кривые 1–5), пунктирной линией обозначена тропопауза. Результаты для пассивной примеси (кривая 1) и активной в случае малой загрузки (кривые 2, 3) различаются незначительно. При большой загрузке (кривые 4, 5) максимум линейной плотности примеси  $\hat{\Phi}$  смещается вниз, в сторону меньших  $\bar{z}$ , при этом в стратосферу попадает меньшее количество примеси.

Чтобы исследовать применимость полученных выше результатов к приповерхностным термикам, была проведена серия расчетов с  $I_0 = 0,68$  (что соответствует  $Q_\Sigma = 4,18 \cdot 10^{15}$  Дж) при различных загрузках облака. Расчеты показали, что зависимости  $\chi_p(\bar{z}_T)$ , получающиеся при малой загрузке для приповерхностных и воздушных термиков, близки между собой. Так, при высотах тропопаузы  $\tilde{H}_T = 9, 10$  и 12 (при этом  $\bar{z}_T = 3,3, 3,7$  и 4,4) вынос пассивной примеси приповерхностным термиком равен  $\chi_p = 0,62, 0,46$  и 0,22 соответственно. На рис. 2.11а эти результаты нанесены точками 6, которые попадают на сплошную кривую, полученную для термиков воздушных взрывов. Аналогичное сопоставление выноса активной примеси ( $\gamma_p = 1$ ) приповерхностными и воздушными термиками проводилось для  $\alpha = 0,2$  и 0,7. В первом случае приповерхностный термик выносит в стратосферу такое же количество примеси, что и соответствующий ему при том же  $\bar{z}_T$  воздушный (см. точки 7 на рис. 2.11б). При большой загрузке вынос примеси за тропопаузу уменьшается для обоих термиков: точки 8 ( $\alpha = 0,7$ ) для приповерхностного и точки 5 для соответствующего ему воздушного термика лежат ниже сплошной кривой.

Таким образом, количество выносимого в стратосферу аэрозоля как для воздушного, так и для приповерхностного термиков при одних и тех же значениях  $\bar{z}_T$  практически совпадает, что позволяет использовать представленные на рис. 2.11 зависимости для термиков обоих видов. Этот вывод справедлив как для пассивной, так и для активной примеси.

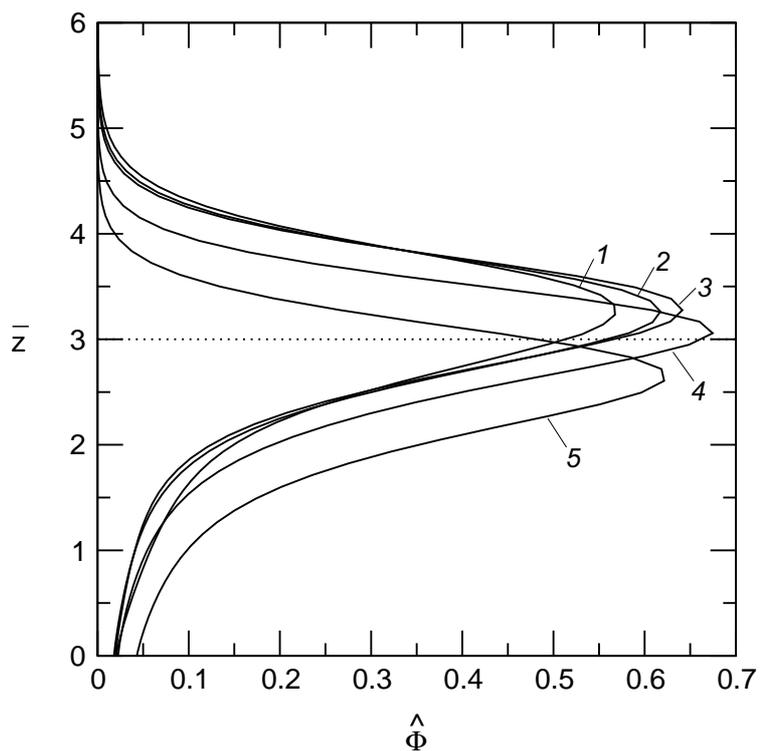


Рис. 2.12. Распределения линейной плотности примеси, создаваемые в атмосфере при подъеме термика: кривые 1–5 соответствуют  $\alpha = 0, 0,2, 0,5, 0,7, 0,85$ . Пунктирная линия  $\bar{z}_T = 3$  обозначает положение тропопаузы

Приведенные на рис. 2.11 и 2.12 результаты получены при неизменном значении параметра  $\gamma_p = 1$ . Чтобы установить степень «чувствительности» данных по выносу аэрозоля к выбору конкретного значения  $\gamma_p$ , на рис. 2.13а проводится сравнение результатов для фиксированных  $I_0 = 0,68$ ,  $\tilde{H}_0 = 1,56$ ,  $\tilde{H}_T = 10$ , полученных при  $\gamma_p = 0,25, 1,0, 2,0$  (точки 1–3) и различных начальных загрузках. По оси абсцисс отложена величина  $\alpha^0 = \tilde{M}_p/2\pi I_0 = \alpha\sigma_g$ , которая, как следует из соотношения  $F_+ = 2\pi I_g$ , имеет смысл отношения веса примеси к максимально возможной при данном количестве выделившегося тепла подъемной силе, т. е., силе, действующей на чисто газовый термик с энергией  $I_0$ . Важный вывод, следующий из рис. 2.13а, состоит в том, что при небольших загрузках вынос примеси практически не зависит от величины  $\gamma_p$ . По-видимому, происходит взаимная компенсация двух механизмов воздействия частиц на газ: при одном и том же количестве примеси термик, соответствующий меньшему значению  $\gamma_p$ , обладает большей подъемной силой, но эффективная теплоемкость среды при этом меньше, что ведет к более быстрому его остыванию. Напротив, при большем  $\gamma_p$  подъемная сила меньше, но газ остывает медленнее. При дальнейшем увеличении загрузки весовой механизм начинает преобладать над тепловым, поэтому кривые расходятся.

Для сравнения штриховой линией на рис. 2.13а нанесена зависимость доли пассивной примеси (расчет чисто газового термика). В этом случае под  $\alpha^0$  следует понимать такую величину загрузки, что при  $\gamma_p = 1$  «газовая» часть  $I_g$  тепловой энергии запыленного термика с загрузкой  $\alpha^0$  совпадает с энергией рассматриваемого газового термика. Видно, что все полученные результаты при малых  $\alpha^0$  очень близки, поэтому расчет выноса активных частиц в стратосферу для таких загрузок можно производить на основании модели пассивной примеси, подправив соответствующим образом тепловую энергию термика.

Воспользовавшись результатами рис. 2.13а, можно определить зависимость полной массы частиц, попадающих в стратосферу  $\alpha_s = \alpha^0 \chi_p$  от степени загрузки облака примесью  $\alpha^0$ . Соответствующие данные приведены на рис. 2.13б; точки 1–3

и штриховая кривая имеют тот же смысл, что и на рис. 2.13а. Видно, что увеличение загрузки термика примесью ведет к возрастанию массы вынесенной примеси лишь до определенного предела. Дальнейшее увеличение загрузки  $\alpha^0$  вызывает замедление подъема термика и, как следствие, уменьшение величины  $\alpha_s$ . Максимально возможный вынос зависит от параметра  $\gamma_p$ : чем меньшая часть тепла идет на нагрев частиц при образовании термика, тем большее количество дисперсной примеси может попасть в стратосферу.

В заключение проведем сравнение полученных выше результатов с экспериментальными данными. В [92] обсуждаются вопросы выноса пыли в стратосферу термиком, образующимся в результате приземного ядерного взрыва. При этом указывается, что наиболее вероятный диапазон загрузки термика на единицу мощности взрыва составляет  $(0,2-0,5) \cdot 10^9$  кг/Мт. Приняв  $\gamma_p = 1$ , получим, что величина  $\beta$  при этом изменяется в пределах  $(3-7,5) \cdot 10^{-2}$ , тогда  $\alpha = 0,05-0,18$  (см. рис. 2.1). Таким образом, загрузка термика примерно на порядок меньше критической, что согласуется с приведенными в [92] оценками. Термик, образующийся при взрыве с тепловыделением  $Q_\Sigma = 4,18 \cdot 10^9$  МДж и касающийся в начальный момент подстилающей поверхности, при высоте тропопаузы 12 км, согласно нашим расчетам, выносит в стратосферу 20–25% содержащейся в нем пыли. Это примерно вдвое меньше оценок [92], сделанных в предположении о равномерном распределении пыли по объему зависшего облака.

## 2.7. Метод расчета течений сжимаемого газа

Численное решение уравнений вязкого теплопроводного сжимаемого газа (2.1)–(2.4) осуществлялось при помощи неявной трехслойной экстраполяционной схемы по координатного расщепления [109, 110], модифицированной с целью улучшения консервативных свойств. Эта схема хорошо зарекомендовала себя при решении различных задач теории горения, механики дисперсных сред, расчете конвективных течений как в замкнутых областях, так и в открытой атмосфере [98–102, 111–113]. В ее основе

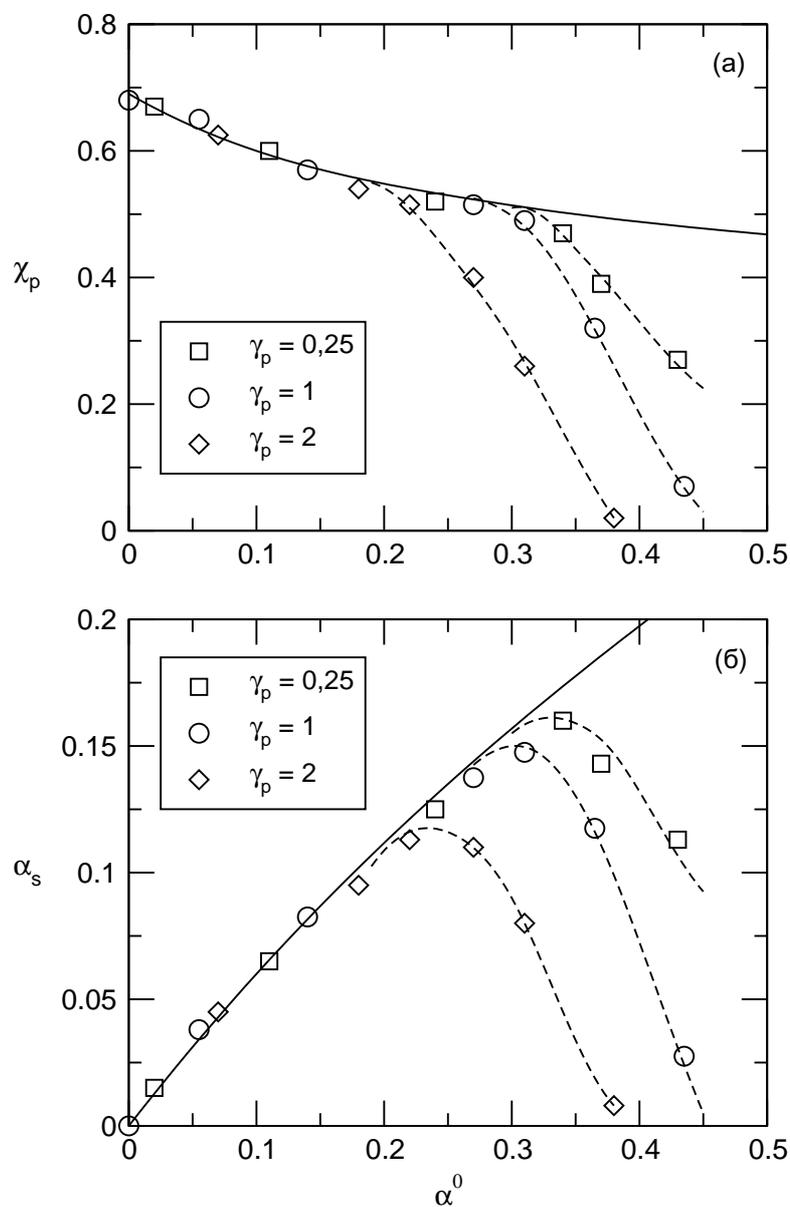


Рис. 2.13. Влияние отношения теплоемкостей газовой и дисперсной фаз  $\gamma_p$  на долю  $\chi_p$  и полную массу  $\alpha_s = \alpha^0 \chi_p$  выносимой в стратосферу примеси. Абсцисса  $\alpha^0 = \alpha \sigma_g$  равна отношению веса примеси к максимально возможной при данной мощности взрыва подъемной силе, сплошные кривые соответствуют чисто газовому термику

лежит неявная аппроксимация пространственных производных с последующей линеаризацией и факторизацией разностного оператора. Близкая по реализации схема для расчета сжимаемых течений была предложена в [114].

При решении задачи о подъеме термика повышенные требования предъявляются к консервативным свойствам схемы, которая должна обеспечивать выполнение баланса тепловой энергии облака. Исходная разностная схема [109, 110] является неконсервативной, что может приводить к возникновению «источников тепла», вычислительного происхождения. Для улучшения консервативных свойств разностной схемы была осуществлена модификация, близкая по сути к подходу, используемому в консервативных при установлении схемах [115]. В этих схемах правая часть разностных уравнений, вычисляемая по известным с предыдущего слоя значениям функций, выражается через разностный аналог дивергенции вектора потоков, а левая (неявная) часть остается в недивергентной форме. Полученные таким образом схемы консервативны при установлении, т. к. при выходе на стационар выполняются разностные аналоги законов сохранения. Поскольку недивергентный оператор действует не на сами функции, а на их приращения между соседними временными слоями, можно ожидать хорошие консервативные свойства схемы и при расчете нестационарных течений, по крайней мере при достаточно малых шагах по времени.

Продемонстрируем основные особенности схемы [109, 110] и произведенные для улучшения ее консервативных свойств модификации на примере расчета чисто газового термика. Уравнения (2.1)–(2.4) могут быть записаны в операторном виде как

$$\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial t} + \mathbf{\Omega} \mathbf{f} = \mathbf{F}, \quad \mathbf{f} = (u, v, P, T)^T, \quad \mathbf{\Omega} = \mathbf{\Omega}_r + \mathbf{\Omega}_z + \mathbf{\Omega}_{rz} \quad (2.34)$$

где  $\mathbf{f}$  — вектор искомых функций,  $\mathbf{\Omega}$  — дифференциальный оператор, равный сумме операторов  $\mathbf{\Omega}_r$ ,  $\mathbf{\Omega}_z$ , действующих по соответствующим координатным направлениям, и  $\mathbf{\Omega}_{rz}$ , содержащего смешанные производные,  $\mathbf{F}$  — вектор правой части, содержащий компоненты массовых сил и объемные источники тепла. Численная аппроксимация производной по времени в уравнении (2.34) осуществляется по схеме первого порядка точности, а линеаризация конвективных членов производится относительно

значений искомых функций, полученных экстраполяцией относительно текущего и предыдущего временного слоя. В качестве новой переменной используется разность приращений функции на соседних временных слоях

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbf{f}^{n+1} - \bar{\mathbf{f}}, \quad \bar{\mathbf{f}} = 2\mathbf{f}^n - \mathbf{f}^{n-1}$$

где  $\bar{\mathbf{f}}$  — экстраполированное значение искомой функции. После аппроксимации временной производной по схеме первого порядка «назад по времени» и линеаризации оператора относительно  $\bar{\mathbf{f}}$  получим

$$[\mathbf{I} + \Delta t \bar{\boldsymbol{\Omega}}] \boldsymbol{\varepsilon} = \Delta t \mathbf{R}, \quad \mathbf{R} = \mathbf{F} - \left( \frac{\bar{\mathbf{f}} - \mathbf{f}^n}{\Delta t} + \bar{\boldsymbol{\Omega}} \bar{\mathbf{f}} \right) \quad (2.35)$$

где  $\mathbf{I}$  — единичный оператор,  $\bar{\boldsymbol{\Omega}} = \boldsymbol{\Omega}(\bar{\mathbf{f}})$  — линеаризованный оператор. Пренебрегая смешанными производными, факторизуем оператор в левой части:  $\mathbf{I} + \Delta t \bar{\boldsymbol{\Omega}} \approx \mathbf{I} + \Delta t [\bar{\boldsymbol{\Omega}}_r + \bar{\boldsymbol{\Omega}}_z] \approx [\mathbf{I} + \Delta t \bar{\boldsymbol{\Omega}}_r] [\mathbf{I} + \Delta t \bar{\boldsymbol{\Omega}}_z]$ . В результате получим систему одномерных уравнений, которая при аппроксимации пространственных производных центральными разностями имеет блочную трехдиагональную матрицу, для обращения которой используются продольно-поперечные векторные прогонки:

$$[\mathbf{I} + \Delta t \bar{\boldsymbol{\Omega}}_r] \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} = \Delta t \mathbf{R} \quad (2.36)$$

$$[\mathbf{I} + \Delta t \bar{\boldsymbol{\Omega}}_z] \boldsymbol{\varepsilon} = \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} \quad (2.37)$$

(здесь  $\tilde{\boldsymbol{\varepsilon}}$  — вспомогательная функция, под  $\boldsymbol{\Omega}$  понимаются соответствующие разностные операторы). При решении уравнения (2.36) от системы уравнений отщепляется уравнение для  $\boldsymbol{\varepsilon}_v$ , так что векторная прогонка используется для совместного решения разностных уравнений для  $\boldsymbol{\varepsilon}_u$ ,  $\boldsymbol{\varepsilon}_P$  и  $\boldsymbol{\varepsilon}_T$  вдоль сеточных линий в радиальном направлении. Соответственно, при решении (2.37) отщепляется уравнение для  $\boldsymbol{\varepsilon}_u$ , а методом векторной прогонки решаются уравнения для  $\boldsymbol{\varepsilon}_v$ ,  $\boldsymbol{\varepsilon}_P$  и  $\boldsymbol{\varepsilon}_T$  вдоль вертикальных сеточных линий. Таким образом, размер блоков в каждой точке сетки при векторных прогонках составляет  $3 \times 3$ . Отметим, что при консервативной записи решаемых совместно уравнений для компонент скорости, температуры и давления в двумерном случае возникает необходимость обращения матриц размера  $4 \times 4$ , а в трехмерном

размер матриц возрастает до  $5 \times 5$ , что приводит к значительному увеличению вычислительных затрат.

Модификация численной схемы [109, 110], позволяющая значительно улучшить ее консервативные свойства, состоит, во-первых, в переходе к сетке второго рода и, во-вторых, в применении дивергентной записи оператора в правой части  $\mathbf{R}$  уравнений (2.35), (2.36). На сетке второго рода значения искоемых переменных определены в центрах ячеек, а для аппроксимации граничных условий вводятся фиктивные ячейки, расположенные симметрично к приграничным ячейкам относительно соответствующих границ области. Для перехода к дивергентным аппроксимациям в правой (явной) части разностных уравнений (2.35), (2.36) заметим, что  $\mathbf{R}$  представляет собой невязку исходных уравнений, в которые вместо точного значения искоемых функций на верхнем слое  $\mathbf{f}^{n+1}$  используется экстраполированное по двум предыдущим слоям значение  $\bar{\mathbf{f}}$ . Это позволяет преобразовать правую часть к дивергентному виду при помощи уравнения неразрывности. Суть вносимых изменений продемонстрируем на примере уравнения притока тепла (2.12), которое для чисто газового термика в безразмерных переменных имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla)T = -(\gamma - 1)T\nabla\mathbf{U} + \gamma(\rho\text{RePr})^{-1}\Delta T$$

Соответствующая компонента вектора правой части в исходной схеме [109, 110] имеет вид

$$\mathbf{R}_T = - \left[ \frac{\bar{T} - T^n}{\Delta t} + (\bar{\mathbf{U}} \cdot \nabla)\bar{T} - \gamma(\bar{\rho}\text{RePr})^{-1}\Delta\bar{T} + (\gamma - 1)\bar{T}(\nabla\bar{\mathbf{U}}) \right]$$

Переходя к дивергентной записи конвективных членов в уравнении притока тепла, преобразуем это выражение к виду

$$\mathbf{R}_T = -\frac{1}{\bar{\rho}} \left[ \frac{\bar{\rho}\bar{T} - \rho^n T^n}{\Delta t} + \nabla(\bar{\rho}\bar{\mathbf{U}}\bar{T}) - \gamma(\text{RePr})^{-1}\Delta\bar{T} + (\gamma - 1)\bar{P}(\nabla\bar{\mathbf{U}}) \right]$$

Из-за наличия последнего члена в квадратных скобках выражение для  $\mathbf{R}_T$  не является полностью дивергентным, однако для дозвуковых течений следует ожидать, что этот член мал. Аналогичным образом могут быть преобразованы и оставшиеся

компоненты вектора  $\mathbf{R}$ , причем в правых частях уравнения импульса  $\mathbf{R}_u$  и  $\mathbf{R}_v$  к дивергентному виду возможно привести все члены, а в выражении для  $\mathbf{R}_p$ , как и выше, к дивергентной форме записи приводятся конвективные и диффузионные члены.

Для иллюстрации эффективности модификации приведем данные о сохранении тепловой энергии (2.22) газового термика. При недивергентной записи правой части (схема [109, 110]) накопление ошибок аппроксимации приводит к сильному (в несколько раз за время подъема термика) росту интеграла тепла  $\tilde{Q}$ . Некоторого улучшения выполнения балансов можно добиться путем искусственного зануления возмущений температуры вдали от термика. Типичное поведение интеграла тепла  $\tilde{Q}(\tilde{t})$ , отнесенного к начальному значению  $\tilde{Q}(0)$ , представлено на рис. 2.14. Кривая 1 отвечает расчету со срезанием возмущений температуры. К моменту наивысшего подъема термика ( $t \sim 25$ ) дисбаланс энергии достигает порядка 50%. Переход к модифицированной схеме позволяет значительно улучшить выполнение баланса тепла, соответствующая зависимость интеграла энергии от времени показана на рис. 2.14 кривой 2: дисбаланс не превышает 5%, при этом процедура срезания возмущений не применялась.

Основная часть расчетов подъема газовых и запыленных термиков выполнена на ортогональных сетках, содержащих  $40 \times 50$  ячеек в радиальном и вертикальном направлениях соответственно. Сетки сгущались у оси симметрии и у подстилающей поверхности. Поскольку на начальной стадии термик локализован в относительно малой области у земной поверхности, а по мере подъема его размеры значительно возрастают, в ходе расчета периодически проводилось расширение расчетной области с соответствующим перестроением сетки и квадратичной переинтерполяцией решения со старой сетки на новую. Расширение области производилось когда верхняя кромка термика достигала  $2/3$  высоты расчетной области. Типичный расчет начинался в области размером  $5 \times 6$  (в безразмерных единицах, где масштаб длины приблизительно равен начальному диаметру термика), тогда как на стадии зависания область имела размер  $20 \times 30$ . Расчеты велись с переменным шагом по времени. Ес-

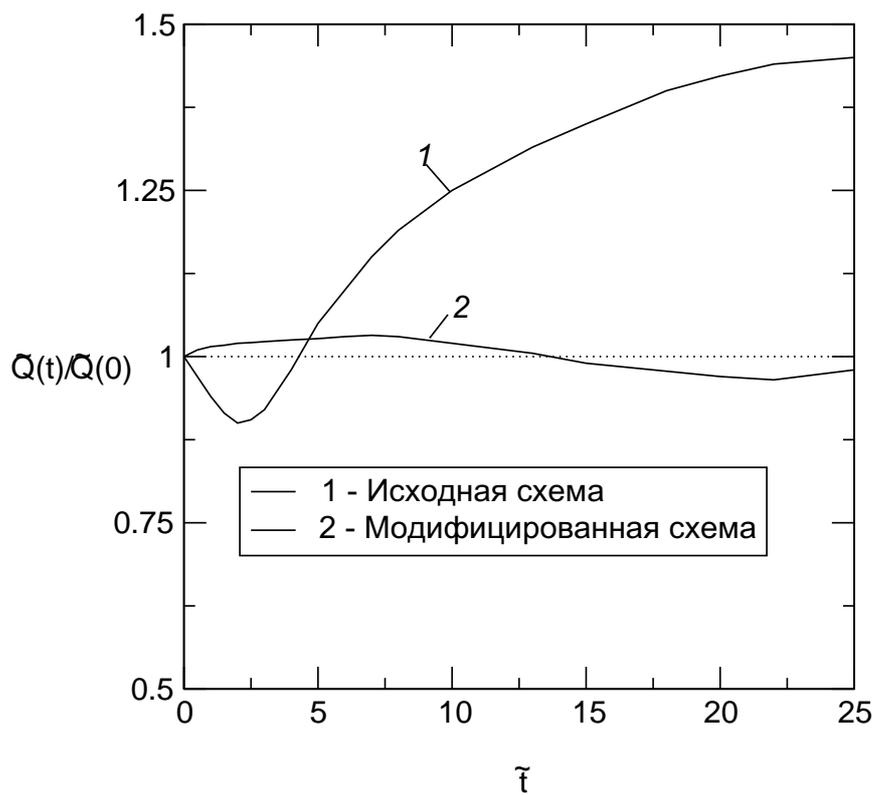


Рис. 2.14. Выполнение баланса тепла при использовании исходной схемы [109,110] (кривая 1) и модифицированной схемы с дивергентными аппроксимациями правой части (кривая 2)

ли на начальной стадии число Куранта, рассчитанное по характерной скорости звука  $Ku = \Delta t / (h \cdot Ma)$ , составляло 0,25–0,5 (здесь  $h$  — минимальный пространственный шаг сетки), то к концу расчета оно возросло до  $Ku = 3–4$ .

Для оценки сходимости решения по сетке был проведен ряд тестовых расчетов на сетках с удвоенным числом узлов  $80 \times 100$ . Отличия в динамике подъема (зависимости координаты верхней кромки от времени) составили порядка 5%, что подтверждает достаточность использования указанных сеток. Программа была реализована на языке программирования FORTRAN-77.

## 2.8. Выводы

В данной главе на основе численного решения системы уравнений сжимаемого вязкого теплопроводного газа исследован подъем осесимметричного турбулентного термика в неоднородной сжимаемой атмосфере, а также исследован перенос дисперсной примеси всплывающим термиком из приземной области в верхние слои атмосферы. Модель учитывает весовое и тепловое влияние примеси на течение несущего газа.

В расчетах чисто газового теплового термика разработана процедура выбора значений постоянных коэффициентов турбулентного переноса, обеспечивающая согласие расчетной и наблюдающейся в экспериментах координаты верхней кромки облака. Показано, что в широком диапазоне начальных энергий термика зависимость координаты верхней кромки облака описывается функцией двух переменных — числа Грасгофа и безразмерной начальной высоты облака. Для функций, описывающих данную зависимость, получены интерполяционные формулы.

Проведены сквозные расчеты всех стадий эволюции воздушных и приповерхностных термиков с различной загрузкой, определены временные границы каждой стадии и показана внутренняя структура термика и генерируемого им вихревого течения. Показано, что примесь оказывает двойное воздействие на динамику движения облака: с одной стороны, частицы утяжеляют газ и замедляют подъем, с другой же стороны, тепло, запасенное примесью и отдаваемое затем газу, замедляет остывание

облака, способствуя развитию более интенсивного конвективного течения.

При малых начальных загрузках (если общий вес частиц не превышает 40% от начальной подъемной силы, действующей на термик) динамика и структура запыленного термика аналогичны случаю чисто газового облака с запасом тепла, равным доле полной энергии, идущей на нагрев газовой фазы. С ростом количества находящейся в термике примеси сверх указанной границы начинает сказываться влияние дисперсной фазы на структуру термика, наиболее сильно проявляющееся на начальной стадии процесса. Наличие примеси приводит к ослаблению, а при значительной загрузке — и к подавлению восходящего конвективного течения газа в ядре термика. При больших загрузках происходит сильная деформация термика и затягивается начальная стадия подъема.

Исследован вынос дисперсных частиц в стратосферу, получена зависимость доли выносимой примеси от параметра, имеющего смысл отношения начальной высоты тропопаузы над центром термика к характерной высоте зависания облака. При малых загрузках вынос пассивных и активных частиц происходит одинаково, поэтому в расчетах можно применять приближение пассивной примеси, подправив величину тепловой энергии термика чтобы учесть тепло, идущее на нагрев примеси. Вынос аэрозоля приповерхностным термиком при малых загрузках описывается зависимостью, полученной для термиков воздушных взрывов.

Полученные результаты по выносу активной примеси в стратосферу при малых начальных загрузках слабо зависят от теплоемкости частиц. Тепловые свойства, однако, сказываются при большой загрузке, определяя максимальное количество примеси, которое может быть вынесено в стратосферу термиком с данной суммарной тепловой энергией. Чем большую долю тепла примесь отбирает у газа, тем меньшая масса примеси может потенциально попасть в стратосферу. Полученные величины выброса примерно вдвое меньше, чем оценки других авторов, полученные на основе решения уравнений несжимаемой жидкости или сделанные в предположении и равномерном распределении примеси по объему зависшего облака.

## Глава 3

# Образование и горение газовых облаков при аварийных выбросах в атмосферу. Физическая теория

### 3.1. Аварийные выбросы, их особенности и методы изучения

Одним из основных источников опасности в современной химической промышленности является аварийный выброс пожаровзрывоопасных веществ в атмосферу [116–118]. Типичными причинами такого выброса служат разгерметизация или разрушение производственных резервуаров, трубопроводов, средств транспортировки и хранения. В случае воспламенения образующаяся топливовоздушная смесь может сгорать как во взрывном режиме (в этом случае главную опасность представляют генерируемые ударные волны), так и в режиме медленного горения, когда наиболее существенным поражающим фактором является тепловое излучение пламени. Реализация того или иного режима сгорания облака зависит от реакционной способности топлива, внешних условий (например, степени загроможденности пространства) и от условий зажигания (задержки воспламенения, энерговыклада при инициировании реакции и т. п.).

В настоящее время разработан и применяется ряд инженерных методик оценки опасностей химических производств (см., например, [119–122]). Эти методики

основаны на схематизации физических процессов, протекающих при том или ином сценарии развития аварии, и описании каждого процесса простыми математическими моделями с привлечением эмпирической информации для выбора возникающих констант. Применительно к описанию последствий разгерметизации резервуаров со сжатым газом обычно рассматриваются два предельных случая — непрерывное истечение из небольшого отверстия в оболочке резервуара, либо мгновенное высвобождение всей массы газа при полном разрушении сосуда. Результатом непрерывного истечения, как правило, является стационарная струя газа, тогда как мгновенный выброс приводит к формированию компактного облака. Соответственно, зажигание выброшенного газа от расположенного вблизи места аварии источника приводит в первом случае к возникновению горящего факела, а во втором — к формированию огненного шара.

Ниже рассмотрены основные результаты изучения аварийных выбросов, имеющиеся в настоящее время. При этом из всей достаточно обширной тематики отобраны лишь процессы, имеющие непосредственное отношение к предмету исследования данной и последующих глав — выбросам горючих газов в атмосферу с их непосредственным (т. е. происходящим до окончания истечения) зажиганием и медленным (существенно дозвуковым) горением. В то же время ряд явлений, представляющих самостоятельный интерес для задач количественной оценки риска и являющихся объектом многочисленных исследований, намеренно не затронут в данном обзоре. В число таких явлений входят рассеяние газов (в том числе тяжелых) в поле ветра, взрывы и детонация струй и облаков в загроможденном пространстве и открытой атмосфере, испарение криогенных жидкостей при проливе на поверхность, пожары разливов. Обзор современных достижений в исследованиях этих объектов можно найти в литературе [116–122].

Плотность выбрасываемого в атмосферу газа может отличаться от внешней за счет разности в температурах и молекулярных массах, поэтому выброшенный газ подвержен влиянию архимедовой силы. При исследовании выбросов важной ха-

рактической характеристикой течения является соотношение между силами плавучести и инерции. В тех случаях, когда скорость истечения достаточно велика, возникающее течение может рассматриваться как чисто инерционное. При низких же скоростях истечения влияние плавучести газа становится преобладающим, приводя либо к быстрому подъему легкого газа, либо к концентрации тяжелого газа у земной поверхности. Только после того, как газ разбавляется воздухом до низких концентраций, примесь может считаться нейтрально плавучей (пассивной).

Струйные течения, возникающие при непрерывном выбросе газов в атмосферу изучены весьма подробно, что обусловлено широкой распространенностью этого класса потоков в природе, технологических установках, двигателях и т. д. Имеются многочисленные измерения скоростных и концентрационных полей в инерционных и плавучих струях, получены корреляционные соотношения для скорости вовлечения, изучены свойства турбулентности на различных участках струи (см., например, [9, 12, 123–129]). Большой объем эмпирических данных накоплен и по реагирующим струям, включая горящие факелы как в неподвижной атмосфере, так и в спутном и поперечном сносящем потоках [130–141]. В результате были разработаны модели, позволяющие описать геометрию струи, оценить количество газа, концентрация которого находится между нижним и верхним концентрационными пределами воспламенения, построить траекторию факела в сносящем поле ветра, найти длину турбулентного пламени, оценить тепловые потоки, создаваемые горящим факелом.

Если расход газа в источнике меняется со временем, в атмосфере развивается нестационарное течение. Одним из возможных видов таких истечений является струя, развивающаяся (стартующая) при резком включении источника, расход газа через который затем поддерживается постоянным. Как показывают экспериментальные исследования (см., например, [8, 142–144]) и численные расчеты [145], такая струя состоит из головной части, где течение носит вихревой характер, и следующей за ней квазистационарной части, распределения скорости и концентрации в которой практически совпадают с соответствующими распределениями в установившейся на-

порной струе. Установление стационарной струи, таким образом, происходит сразу за движущимся передним фронтом, координата которого в осесимметричном случае растет со временем по корневому закону  $t^{1/2}$  [6, 8]. Аналогичный характер имеет и развитие положительно плавучей струи.

Весьма важен в практических приложениях случай, когда действие источника ограничено по времени. Именно такой характер носит истечение из резервуаров конечного объема, при котором время истечения ограничено выбросом всей массы заключенного в резервуаре газа. Как правило, расход газа через выходное отверстие источника при таких истечениях зависит от времени, что обусловлено понижением внутреннего давления как за счет уменьшения массы газа в резервуаре, так и вследствие резкого падения температуры, вызванной расширением газа [119, 146–148]. В то время как процессы истечения газа из разгерметизированного резервуара (расчет расхода газа как функции времени) изучены достаточно подробно [149], лишь в отдельных работах предпринимались попытки описания распределений концентрации газа в атмосфере, создаваемых источниками конечного времени действия [150–152].

Если масса газа выбрасывается в атмосферу достаточно быстро (в пределе — мгновенно), дальнейшая эволюция облака во многом определяется его интегральными параметрами, такими как суммарный начальный импульс и начальный запас плавучести. В случае чисто инерционных направленных выбросов возникающее конусообразное облако распространяется, смешиваясь с окружающим воздухом, расширяясь и замедляясь. В осесимметричном случае координата его переднего фронта растет со временем как  $t^{1/4}$  [6, 153]. Наоборот, если выделение газа происходит так, что начальный импульс незначителен (например, как в экспериментах с мыльными пузырями), эволюция облака определяется только плавучестью газа. Такое облако представляет собой концентрационно-тепловой термик, рассмотренный в Главе 1.

Как правило, возникающее при мгновенном выбросе облако в течение достаточно длительного времени переобогащено топливом, поэтому при немедленном зажи-

гании оно может гореть в диффузионном режиме, поднимаясь под действием сил плавучести и образуя огненный шар [116, 117]. Основным отличием огненного шара от тепловых термиком, рассмотренных в Главах 1–2, является наличие в облаке химических реакций, сопровождающихся непрерывным выделением тепла и поддерживающих высокую температуру на протяжении всего времени жизни огненного шара. Термик же, образующийся в результате мгновенного выделения тепла, быстро остывает, смешиваясь с холодным внешним воздухом. Горение огненного шара продолжается до тех пор, пока не будет израсходовано все топливо, при этом огненный шар образует грибовидное облако, «ножка» которого — это сильное восходящее конвективное течение. В типичном для аварий с участием углеводородных топлив огненном шаре масса топлива порядка 100 тонн сгорает в атмосфере за время порядка 10–20 с, выделяя энергию  $5 \cdot 10^{12}$  Дж, причем около 20–30% этой энергии выделяется в виде теплового излучения [141]. Таким образом, для огненных шаров характерно наличие мощного, но кратковременного импульса излучения.

Источником огненного шара, как правило, служит выброс газа или двухфазной горючей смеси в атмосферу, хотя при определенных условиях огненные шары могут образовываться и при зажигании паров жидкого криогенного топлива, пролитого на поверхность [154–156]. Важным случаем выброса, ведущего к возникновению парожидкостного облака, является так называемый взрыв расширяющихся паров вскипающей жидкости, или BLEVE (Boiling Liquid Expanding Vapor Explosion). Это явление характерно для аварий, в которых происходит разрушение оболочки резервуара со сжиженным газом. Резкий сброс давления приводит к объемному вскипанию жидкости, в результате чего часть ее переходит в пар, увлекая оставшуюся жидкость в виде мелкодисперсного аэрозоля. BLEVE считается наиболее опасным исходом аварии со сжиженными углеводородами, поэтому его изучение в последнее время вызывает повышенный интерес [157–163].

Экспериментальное изучение огненных шаров началось в середине 60-х годов при исследовании последствий взрывов ракетных топлив [164–167], содер-

жащих в качестве компонент керосин и кислород, а также водород и кислород. Важность исследования огненных шаров с точки зрения обеспечения промышленной безопасности стимулировала дальнейшие усилия по изучению этого явления [21, 155, 168–184]. Диапазон экспериментально изученных огненных шаров простирается от лабораторных опытов с массой топлива порядка нескольких грамм или килограмм [21, 155, 168–172, 179, 180], до крупномасштабных полигонных испытаний, в которых исследовались огненные шары с массой топлива, исчисляемой единицами и десятками тонн [158, 183]. Как правило, в качестве топлива использовались углеводороды, широко применяемые в качестве топлив или сырья и, следовательно, транспортируемые и хранимые в больших количествах — метан, пропан, бутан, пентан [155, 158, 169–172, 179]. Горение облаков водорода в условиях открытой атмосферы исследовано в [21, 167, 168, 173, 174]. Горение и детонация двухфазных облаков керосина и дизельного топлива исследовались в крупномасштабных экспериментах [182–184], а распространение пламени по двухфазному облаку изучалось в работе [185].

В подавляющем большинстве имеющихся на настоящий момент экспериментальных работ основное внимание уделялось изучению интегральных характеристик огненных шаров — максимального диаметра горящего облака  $D_{FB}$ , времени жизни огненного шара  $t_{FB}$ , высоты его подъема за время горения  $H_{FB}$ . Перечисленные величины, как правило, описываются корреляционными соотношениями, имеющими вид степенных функций массы топлива  $M_0$  в огненном шаре:

$$D_{FB} = a_1 M_0^{b_1}, \quad t_{FB} = a_2 M_0^{b_2}, \quad H_{FB} = a_3 M_0^{b_3}. \quad (3.1)$$

В таблице 3.1 представлены данные по характеристикам огненных шаров, приведенные к единицам СИ, использовались как оригинальные экспериментальные работы, так и обзоры [120, 121, 178, 186–188].

Сравнительный анализ моделей огненных шаров, представленных различными авторами, показывает, что, несмотря на большие различия в массах топлива, типах горючего и условиях проведения экспериментов, практически все имеющиеся кор-

Таблица 3.1. Экспериментальные данные по характеристикам огненных шаров

Модель	$M_0$ , [кг]	$D_{FB}$ , [м]	$t_{FB}$ , [с]	$H_{FB}$ , [м]
Gayle*		$3,68M_0^{0,326}$	$0,245M_0^{0,356}$	—
Gayle [164]	$1-10^5$	$6,14M_0^{0,325}$	$0,41M_0^{0,34}$	—
Brasie*		$3,8M_0^{0,333}$	$0,30M_0^{0,333}$	—
High [165]	$1-5 \cdot 10^3$	$3,68M_0^{0,32}$	$0,3M_0^{0,32}$	$0,7D_{FB}$
Roberts [175, 176]	$\leq 5000$	$5,8M_0^{0,333}$	$0,45M_0^{0,333}$	$0,5D_{FB}$
Lihou [177]	$(1,43-14,58) \cdot 10^{-4}$	$3,44M_0^{0,333}$	$0,31M_0^{0,333}$	$0,5D_{FB}$
Fay [169]	$4 \cdot 10^{-5}-4 \cdot 10^{-4}$	$6,36M_0^{0,333}$	$2,57M_0^{0,167}$	$10,3M_0^{0,222}$
Hardee [155]	$0,1-10$	$6,24M_0^{0,333}$	$1,11M_0^{0,167}$	—
Hasegawa [170]	$0,31-6,5$	$5,28M_0^{0,277}$	$1,099M_0^{0,0966}$	—
Hasegawa [171]	$3,1-31$	$5,25M_0^{0,314}$	$1,07M_0^{0,181}$	$(1-1,5)D_{FB}$
Moorhouse [178]		$5,33M_0^{0,327}$	$0,923M_0^{0,303}$	$0,5D_{FB}$
TNO [189]		$6,48M_0^{0,325}$	$0,82M_0^{0,26}$	$0,5D_{FB}$
Hord		$7,93M_0^{0,333}$	$0,47M_0^{0,333}$	—
AIChE/CCPS [120]		$6,48M_0^{0,325}$	$0,852M_0^{0,26}$	$0,75D_{FB}$
Dorofeev [182]		$4,1M_0^{0,35}$ (горение)	$1,1M_0^{0,2}$	—
		$7,2M_0^{0,32}$ (детон.)	$0,186M_0^{0,33}$	—
Howeling		$4,142M_0^{0,333}$	$0,494M_0^{0,284}$	—

реляции дают зависимость максимального диаметра огненного шара  $D_{FB}$  от массы топлива  $M_0$  в виде степенной функции (3.1) с показателем  $b_1$ , близким к  $1/3$ . Причина этого заключается в том, что при горении углеводородных топлив объем необходимого для полного сгорания воздуха значительно превосходит объем самого горючего [169, 170]. Следовательно, с точки зрения газового состава, горящий огненный шар в основном состоит из нейтрального газа и продуктов горения, нагретых за счет выделяющегося тепла. Углеводородные газы имеют близкие теплоты сгорания и температуры пламени и, поэтому, весьма близкие степени расширения при горении. Таким образом, объем огненного шара определяются лишь полным количеством выделяющегося тепла, пропорционального полной массе топлива. Диаметр же огненного шара, пропорциональный кубическому корню из объема нагретой области, практически не зависит от конкретных параметров топлива. С этой точки зрения теоретическая зависимость диаметра огненного шара от массы топлива, приведенная в [177], согласно которой диаметр обратно пропорционален кубическому корню из молекулярной массы горючего, представляется не вполне верной.

Времена жизни огненного шара  $t_{FB}$ , полученные разными авторами, согласуются значительно хуже: как видно из Таблицы 3.1, показатель степени  $b_2$  заключен в диапазоне от  $1/6$  до  $1/3$ , большой разброс имеет и коэффициент  $a_2$ . Существуют практические рекомендации, согласно которым для огненных шаров малого масштаба (с массой топлива менее 10 кг) время жизни шара лучше описывается степенной функцией с показателем  $1/6$ , а крупномасштабные шары соответствуют степени  $1/3$  [116]. Такие «правила» являются слишком грубыми, поскольку они не отражают реальных причин расхождений в экспериментальных зависимостях. Эти расхождения отчасти порождаются тем, что эксперименты ставятся в различных условиях и для регистрации времени жизни огненного шара применяются различные методики. Однако более существенными являются различия в начальных условиях — образован ли огненный шар при зажигании неподвижного объема газа, либо горючее выбрасывалось в атмосферу в виде направленной струи. При направленном выбросе

топлива в атмосферу процессы смешения интенсифицируются, что ведет к увеличению массовой скорости горения и сокращает время существования огненного шара.

Исследованию влияния начальной скорости на время жизни огненного шара посвящена экспериментальная работа [180], где методом высокоскоростной киносъемки измерялись времена сгорания выбросов метана и пропана с массой топлива от 1,5 до 13 г при скоростях истечения до 88 м/с. Исследовались направленные горизонтальные и вертикальные выбросы топлива из отверстий различного диаметра и с различными выходными насадками. В результате были получены следующие зависимости времени сгорания огненного шара от скорости выброса. В случае горизонтального направленного выброса топлива

$$\frac{t_{FB}}{t'_*} = \frac{10,0}{1 + \frac{1}{88} \frac{U_0}{U'_*}}, \quad (3.2)$$

тогда как при вертикальных выбросах

$$\frac{t_{FB}}{t'_*} = \frac{10,6}{1 + \frac{1}{50} \frac{U_0}{U'_*}}, \quad (3.3)$$

где характерные масштабы времени и скорости введены как  $t'_* = (M_0/\rho_a)^{1/6} g^{-1/2}$ ,  $U'_* = (M_0/\rho_a)^{1/6} g^{1/2}$ .

Обработка экспериментальных данных и их представление в виде (3.1) тесно связана с получением соответствующих теоретических зависимостей методами подобия и размерности [190, 191]. Приведем основные результаты такого анализа в условиях, когда течение в огненном шаре носит развитый турбулентный характер, так что скорость турбулентного горения определяются интенсивностью смешения топлива с окислителем из окружающего воздуха, а кинетические константы реакции горения не входят в число определяющих параметров. Как показывают эксперименты, вязкие эффекты становятся несущественными при массах топлива, превышающих 0,5 г [179]. В работе [180] выделено 17 определяющих параметров, в число которых входят характеристики окружающей атмосферы (плотность  $\rho_a$ , удельная теплоемкость  $C_p$ , температура  $T_a$ , коэффициент диффузии, кинематическая вязкость и

коэффициент теплопроводности), характеристики топлива (теплота сгорания  $\Delta H_c$ , массовый стехиометрический коэффициент в реакции горения, температура пламени, плотности исходного топлива и продуктов горения), параметры выброса (общая масса топлива  $M_0$  и скорость истечения  $U_0$ ), а также ускорение силы тяжести  $g$  и характеристики возникающего при горении огненного шара - его диаметр  $D_{FB}$ , высота подъема  $H_{FB}$  и время горения  $t_{FB}$ . Поскольку все величины выражаются через четыре независимых размерности (масса, длина, время, температура), то, согласно Пи-теореме, связь между 17 размерными величинами может быть выражена в виде соотношения между  $17 - 4 = 13$  безразмерными комплексами. При рассмотрении огненных шаров углеводородных топлив многие из этих безразмерных комплексов (отношение температуры пламени к внешней температуре, степень расширения газа, безразмерная теплота сгорания) практически являются константами и, поэтому, могут быть исключены из дальнейшего рассмотрения. Кроме того, для развитых турбулентных течений несущественными оказываются и параметры, основанные на ламинарных коэффициентах переноса — числа Грасгофа, Прандтля и Шмидта.

Определим в качестве масштаба длины величину  $L'_* = (M_0/\rho_a)^{1/3}$ . В задаче имеются две характерные скорости, связанные с начальным импульсом газа  $U_0$  и с действием сил плавучести  $U'_* = (L'_*g)^{1/2} = (M_0/\rho_a)^{1/6}g^{1/2}$ . Соответствующие характерные времена вводятся как  $t'_0 = L'_*/U_0$  и  $t'_* = L'_*/U'_* = (M_0/\rho_a)^{1/6}g^{-1/2}$ . Тогда в общем случае зависимость диаметра огненного шара от времени имеет вид

$$\frac{D_{FB}}{L'^*} = f\left(\frac{t}{t'_0}, \frac{t}{t'_*}\right) \quad (3.4)$$

В случае чисто плавучих выбросов ( $U_0 \ll U'_*$ ) время развития конвекции  $t'_*$  много меньше времени  $t'_0$ , поэтому существенной оказывается только зависимость от  $t/t'_*$ . Соответственно, время жизни огненного шара определяется моментом достижения максимума функцией (3.4), что дает  $t_{FB}/t'_* = \text{const}$  или  $t_{FB} \sim t'_*$ . Если же скорость выброса велика, так что преобладающее влияние имеют силы инерции ( $U_0 \gg U'_*$ ), в качестве определяющего времени выступает  $t'_0$ . В этом случае время горения  $t_{FB} \sim t'_0$ . Таким образом, для чисто плавучих выбросов время жизни огненного

шара пропорционально  $M_0^{1/6}$ , тогда как для инерционных выбросов это время пропорционально  $M_0^{1/3}$  и обратно пропорционально скорости  $U_0$ . Заметим, что в качестве  $U_0$  может выступать не только скорость направленного выброса, но и, например, характерная скорость расширения газа при взрыве резервуара высокого давления.

При данном анализе размерностей в число определяющих параметров не были включены величины, характеризующие тепловое излучение огненного шара. Связано это с тем, что процессы радиационного теплопереноса не влияют напрямую на скорость турбулентного горения, определяемую только процессами смешения в турбулентных вихрях. Характерное время процессов остывания огненного шара за счет высвечивания лучистой энергии, как показывают оценки [192], более чем на порядок величины превышает характерное время смешения газа в огненном шаре с окружающим воздухом. Радиационные теплотери ведут к снижению температуры огненного шара, однако размеры горящего облака и время его существования при этом изменяются незначительно [180]. С этой точки зрения не выдерживает критики анализ размерностей, проведенный в [116, 193, 194] и основанный на введении лишь одного характерного времени, определенного как отношение полной тепловой энергии горения к суммарной мощности теплотерь облака излучением. В то же время, в число определяющих параметров не была включена величина ускорения силы тяжести, являющаяся фундаментальной при рассмотрении плавучих облаков, к которым относятся горячие огненные шары. Хотя авторы и получили зависимость времени горения  $t_{FB} \sim M_0^{1/3}$ , наблюдающуюся в экспериментах, аргументация такой зависимости не может считаться удовлетворительной.

Анализ размерностей дает две различные зависимости времени горения огненного шара от массы топлива в зависимости от характеристик выброса, что и объясняет большой разброс экспериментальных зависимостей, приведенных в Таблице 3.1. Экспериментальные зависимости (3.2), (3.3) дают экстраполяцию между предельными случаями чисто инерционных и чисто плавучих выбросов на тот диапазон параметров, где влияния обоих факторов сравнимы между собой.

Таким образом, к настоящему времени разработаны методики расчета скорости истечения, геометрии пламени, тепловых потоков и опасных расстояний, соответствующих различным степеням поражения, применимые к случаям непрерывного (струйного) истечения и мгновенного выброса. Гораздо менее исследованным, хотя и не менее важным, является промежуточный случай выброса горючего. До сих пор чисто субъективным является критерий, по которому выброс газа может быть отнесен к мгновенному либо непрерывному типам. Для выбросов конечной продолжительности отсутствуют также оценки того, насколько смешение истекающего газа с воздухом может снизить коэффициент участия топлива в горении огненного шара в зависимости от времени задержки воспламенения.

В данной главе предложен количественный критерий для классификации газовых выбросов конечной продолжительности. Критерий позволяет, исходя из геометрии резервуара и отверстия, а также из свойств вещества и условий хранения, определить тип выброса в атмосферу — струйный, в виде облака либо промежуточный, оценить задержки зажигания, при которых можно ожидать горения газа в виде факела либо в виде огненного шара. В последнем случае также определен коэффициент участия топлива как функция параметров истечения и задержки воспламенения. Конечные формулы получены для докритического (при низком внутреннем давлении) истечения газа, а также для критического истечения при постоянном высоком внутреннем давлении (например, при выбросах из трубопроводов) и при спадающем со временем внутреннем давлении (например, при опорожнении резервуара конечного объема).

### 3.2. Классификация выбросов конечной продолжительности

Рассмотрим горючий газ, истекающий в атмосферу через круглое отверстие диаметром  $D$  со скоростью  $U_0$  в течение времени  $t_r$ . Смешение выбрасываемого газа с окружающим воздухом может быть охарактеризовано некоторым характерным временем  $t_{mix}$ , зависящим параметров источника, свойств вещества, геометрии выброса

и т. д. Распределения концентраций, возникающие в атмосфере в результате выброса, зависят от соотношения времен истечения и смешения, возможные типы истечений схематически изображены на рис. 3.1а-в. Если выброс происходит практически мгновенно (за время  $t_r \ll t_{mix}$ ), в атмосфере возникает переобогащенное топливом облако, сгорающее при зажигании в диффузионном режиме в виде огненного шара (рис. 3.1а). Напротив, если продолжительность выброса значительно превосходит характерное время турбулентного смешения газа с окружающим воздухом  $t_{mix}$ , в атмосфере сформируется квазистационарная струя, зажигание которой ведет к образованию горящего факела (рис. 3.1в). Между этими двумя предельными случаями может наблюдаться множество промежуточных, соответствующих различным соотношениям характерных времен  $t_r$  и  $t_{mix}$  (рис. 3.1б).

Чтобы получить количественный критерий, позволяющий классифицировать выбросы конечной продолжительности, рассмотрим два типичных вида выброса при разгерметизации газовых емкостей — облако конечной массы, выпущенное с направленным начальным импульсом, и развивающуюся нестационарную струю, возникающую при резком включении источника массы и импульса. Считается, что силы плавучести пренебрежимо малы (чисто инерционное течение), не учитывается влияние ветра и не рассматриваются препятствия, ограничивающие выброс. В каждом случае в качестве характерного времени смешения принимается время, за которое объемная концентрация выброшенного газа падает до верхнего концентрационного предела горения (ВКП), что дает временной масштаб процессов перемешивания, делающих газовую смесь горючей. Отметим, что используется не нижний (НКП), а верхний предел горения, поскольку целью данной главы является описание переобогащенного топливом облака, которое при зажигании горит в диффузионном режиме. Расчет линий уровня концентрации, соответствующих НКП, обычно производят для оценки количества газа, находящегося в пределах горения, который может в случае зажигания сгорать во взрывном режиме или детонировать. Движение газа считается осесимметричным, кроме того, принимается, что время установления ав-

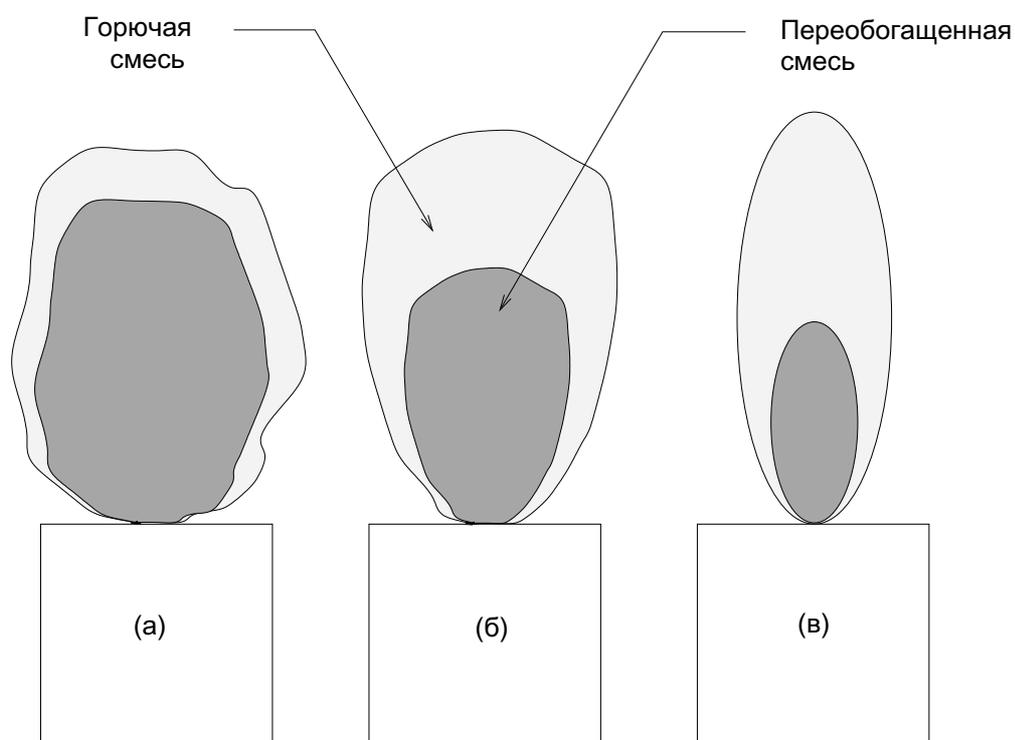


Рис. 3.1. Выбросы конечной продолжительности: а) приводящие к образованию облака, б) промежуточные, в) струйные

томодельных распределений скорости и концентрации намного меньше характерного времени разбавления газа до ВКП. Это обусловлено тем, что при струйном истечении автомодельные распределения устанавливаются на расстояниях порядка нескольких диаметров выходного отверстия [8, 12, 145], тогда как разбавление газа до ВКП, как будет показано ниже, происходит на значительно больших расстояниях. Следовательно, основная часть времени разбавления приходится на автомодельную стадию.

Эволюция облака *мгновенного* выброса может быть описана интегральной моделью [8, 153, 176, 195]. Облако аппроксимируется конусом, размеры которого возрастают по мере движения из-за смешения с окружающим воздухом. Динамика движения облака и изменение его объема находятся интегрированием законов сохранения массы, энергии и количества движения. Коэффициент вовлечения  $\alpha_C$ , равный среднему тангенсу угла расширения облака, находится, согласно [8], в диапазоне от 0,16 до 0,58, причем большой разброс данных обусловлен внутренне присущей нерегулярностью турбулентного облака. Ниже используется наиболее типичное значение коэффициента вовлечения, принятое в литературе  $\alpha_C \approx 0,25$  [8, 153]. Увеличение объема облака за счет смешения с воздухом вполне удовлетворительно описывается формулой

$$\frac{V}{V_0} = \left( 8\alpha_C \frac{\rho_r U_0 t}{\rho_a D} \right)^{3/4} \approx \left( 2 \frac{\rho_r U_0 t}{\rho_a D} \right)^{3/4}$$

где  $V$  — текущий,  $V_0$  — начальный объемы облака,  $\rho$  — плотность газа, индексы  $a$  и  $r$  здесь и ниже относятся к окружающему воздуху и газу на уровне выходного отверстия соответственно. Поскольку общая масса горючего газа в облаке есть величина постоянная, его средняя объемная концентрация падает с увеличением объема как  $C = \rho_b V_0 m_a / \rho_a V m_g$  (где  $m_a$  и  $m_g$  — молекулярные массы воздуха и газа), отсюда время, необходимое для разбавления газа до ВКП оценивается как

$$t_C = \frac{D}{2U_0} \left( \frac{\rho_r}{\rho_a} \right)^{1/3} \left( \frac{m_a}{m_g} \right)^{4/3} C_{UFL}^{-4/3} \quad (3.5)$$

где  $C_{UFL}$  — объемная концентрация, соответствующая ВКП.

Процесс смешения газа с воздухом в *нестационарной (развивающейся)*

струи при резком включении источника может быть описан следующим образом. Как показывают эксперименты, развивающаяся струя состоит из головной части и следующей за ней конической части, которая подобна установившейся напорной струе [8, 142]. Аппроксимируем распределение концентрации в развивающейся струе модельным, заменив головную часть резким фронтом, находящимся на расстоянии  $H_J$  от виртуального источника, причем перед фронтом концентрацию будем считать нулевой, а за фронтом будем использовать поле концентрации в стационарной осесимметричной струе с гиперболическим законом затухания осевой концентрации и гауссовым распределением концентрации в радиальном направлении при  $z \leq H_J$ :

$$C(z, r) = C_{ax}(z) \exp\left(-\left(r/\alpha_J z\right)^2\right), \quad C_{ax}(z) = B_J \frac{D}{z} \left(\frac{\rho_r}{\rho_a}\right)^{1/2} \left(\frac{m_a}{m_g}\right) \quad (3.6)$$

где  $C_{ax}$  — осевая объемная концентрация,  $B_J$  — эмпирическая константа, значение которой по данным различных экспериментов находится в диапазоне от 4.0 до 5.9 [9, 12, 125, 196–198], ниже используется приведенное в [12] значение  $B_J = 4,75$ . Тангенс угла раскрытия струи  $\alpha_J$ , согласно данным [9, 198], составляет 0,10 – 0,16, в дальнейшем принимается рекомендованное в [9] значение  $\alpha_J = 0,132$ .

Зависимость координаты фронта от времени можно найти из закона сохранения массы, приравняв массу газа, выброшенную источником к моменту  $t$ , массе газа, находящейся в атмосфере и определяемой интегрированием концентрации (3.6), домноженной на плотность газа при нормальных условиях  $\rho_{g,a}$ .

Интегрирование, производимое в пределах от 0 до  $\infty$  по радиальной координате и от 0 до  $H_J$  по осевой координате, дает зависимость

$$\frac{H_J}{D} = \frac{1}{\alpha_J \sqrt{2B_J}} \left(\frac{\rho_r}{\rho_a}\right)^{1/4} \left(\frac{U_0 t}{D}\right)^{1/2} \quad (3.7)$$

где значение множителя равно 2,45 при  $\alpha_J = 0,132$  и  $B_J = 4,75$ .

Интересно, что тот же функциональный вид зависимости  $H_J(t)$  может быть получен с использованием интегральной модели [8, 176, 195], в которой модели струя аппроксимируется конусом с высотой  $H_J$  и радиусом основания  $R_J = \alpha'_J H_J$ . Приравнявая текущее количество движения конуса  $3/2 \rho_a V U$  (где  $V = \pi R_J^2 H_J / 3$  —

объем конуса,  $U = dH_J/dt$  — скорость фронта) полному импульсу  $(\pi D^2/4)\rho_r U_0^2 t$ , созданному источником к моменту  $t$ , и интегрируя полученное дифференциальное уравнение, придем к соотношению (3.7), в котором числовой множитель должен быть заменен на  $(\alpha'_J)^{-1/2}$ . Значения тангенса угла раскрытия внешней границы струи, приводимые в литературе, составляют  $\alpha'_J = 0,166 - 0,25$  [8, 142, 153], что дает значения константы от 2,0 до 2,4, довольно близкие к величине, полученной выше.

Характерное время смешения в развивающейся струе введем как время, в течение которого передний фронт струи достигает точки, в которой осевая концентрация равна  $C_{UFL}$ . Из (3.6), (3.7) следует, что это время равно

$$t_J = 2\alpha_J^2 B_J^3 \frac{D}{U_0} \left(\frac{\rho_r}{\rho_a}\right)^{1/2} \left(\frac{m_a}{m_g}\right)^2 C_{UFL}^{-2} \quad (3.8)$$

Выразим теперь время истечения  $t_r$  как отношение полной массы выброшенного газа  $M_0 = \rho_0 V_0$  к полному массовому расходу газа через выходное отверстие  $G$ :

$$t_r = \frac{M_0}{G} = \frac{\rho_0 V_0}{C_d \frac{\pi D^2}{4} \rho_r U_0} \quad (3.9)$$

где  $\rho_r$ ,  $U_0$  — плотность и скорость газа на уровне выходного отверстия,  $C_d = 0,6-0,9$  — коэффициент истечения, учитывающий особенности выходного отверстия [119–121]. Ниже используется значение  $C_d = 0,85$ , рекомендованное для газовых истечений в [199, 200].

Для того, чтобы сравнить время истечения с характерными временами разбавления газа в атмосфере, удобно рассматривать  $t_r$ ,  $t_C$  и  $t_J$  как функции диаметра отверстия  $D$ . Как следует из формулы (3.9), время истечения убывает обратно пропорционально квадрату диаметра источника. В то же время, времена смешения в облаке мгновенного выброса и в развивающейся струе прямо пропорциональны диаметру выходного отверстия — см. (3.5), (3.8). Разделив выражение (3.5) на (3.8) найдем, что отношение характерных времен смешения  $t_C$  и  $t_J$

$$\frac{t_C}{t_J} = \frac{1}{4\alpha_J^2 B_J^3} \left(\frac{\rho_a}{\rho_r}\right)^{1/6} \left(\frac{m_g}{m_a}\right)^{2/3} C_{UFL}^{2/3}$$

меньше единицы, поскольку концентрация  $C_{UFL}$  как правило мала (около 0,05–0,2 для типичных углеводородов). Это означает, что разбавление газа воздухом в облаке мгновенного выброса протекает более интенсивно и заканчивается за меньшее время, чем при струйном истечении.

Относительное расположение кривой  $t_r(D)$  и прямых  $t_C(D)$ ,  $t_J(D)$  схематически представлено на рис. 3.2. Приравнивая время  $t_r$  каждому из характерных времен  $t_C$  и  $t_J$  и разрешая полученные уравнения относительно диаметра отверстия, найдем следующие два критических диаметра, отвечающих соответствующим точкам пересечения на рис. 3.2:

$$D_C^3 = \frac{8M_0}{C_d \pi \rho_{g,a}} \left( \frac{\rho_{g,a}}{\rho_r} \right)^{4/3} \left( \frac{m_g}{m_a} \right) C_{UFL}^{4/3} \quad (3.10)$$

$$D_J^3 = \frac{2M_0}{C_d \pi \rho_{g,a} \alpha_J^2 B_J^3} \left( \frac{\rho_{g,a}}{\rho_r} \right)^{3/2} \left( \frac{m_g}{m_a} \right)^{3/2} C_{UFL}^2 \quad (3.11)$$

Возможны следующие случаи истечения газов в атмосферу:

- (1) Если диаметр выходного отверстия превышает критическую величину  $D \geq D_C$ , газ выбрасывается в атмосферу за время, меньшее времени, необходимого для его разбавления до верхнего концентрационного предела воспламенения ( $t_r \leq t_C$ ). В результате этого в атмосфере возникает переобогащенное топливом облако, так что выброс можно отнести к *мгновенному* типу.
- (2) Напротив, при достаточно малом диаметре выходного отверстия ( $D \geq D_J$ ), продолжительность истечения достаточна для того, чтобы в атмосфере сформировалась струя с установившимся стационарным переобогащенным топливом ядром. Истечения такого типа можно классифицировать как *струйные*.
- (3) Наконец, если диаметр выходного отверстия находится в пределах  $D_J \leq D \leq D_C$ , происходит истечение промежуточного типа, когда газ выбрасывается, с одной стороны, достаточно быстро, так что за время истечения стационарная струя образоваться не успевает, но, с другой стороны, достаточно медленно, так что часть газа оказывается перемешанной с воздухом до концентраций ниже ВКП.

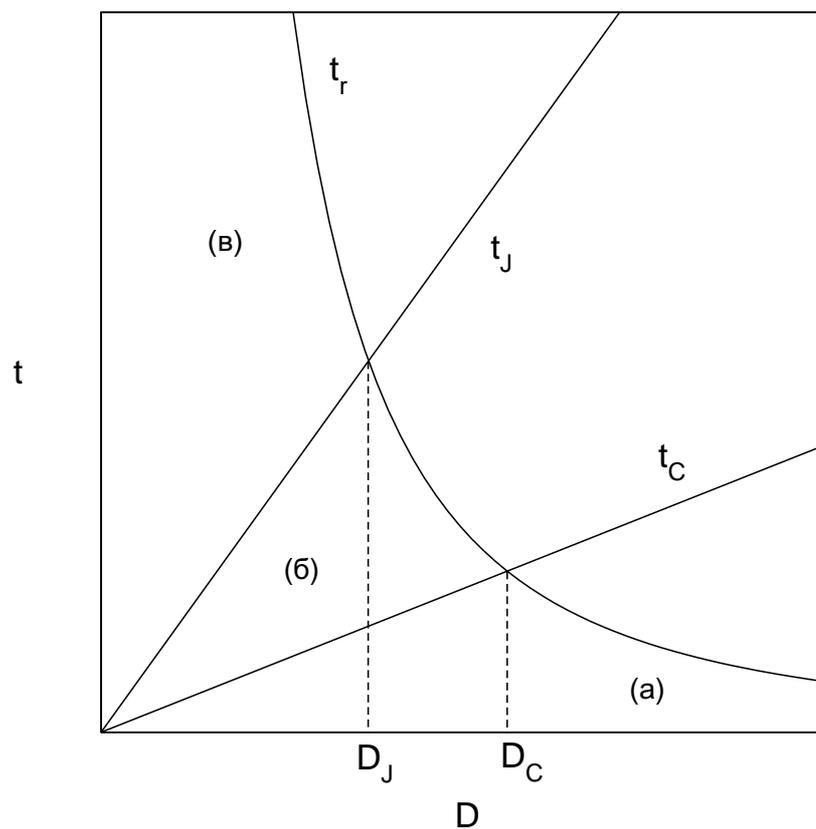


Рис. 3.2. Схема классификации выбросов конечной продолжительности, основанная на сравнении времени истечения  $t_r$  с характерными временами смещения в облаке мгновенного выброса  $t_C$  и в развивающейся нестационарной струе  $t_J$ . Критические диаметры  $D_J$  и  $D_C$  разделяют выбросы с образованием облака (а), промежуточные (б) и струйные (в) истечения

Для некруговых отверстий аналогичная классификация возможна, если использовать эффективный диаметр  $D = \sqrt{4S/\pi}$ , вычисленный по площади отверстия  $S$ .

### 3.3. Истечение из резервуаров низкого и высокого давления

В представленных выше формулах (3.10), (3.11) плотность газа на уровне выходного отверстия  $\rho_r$  зависит от параметров газа в резервуаре и, следовательно, требует дополнительного определения. Ниже рассмотрены два случая — выброс при низком (меньшем критического) давлении в резервуаре и выброс при высоком давлении. Кроме того, приведены приближенные формулы, позволяющие анализировать истечение из резервуара конечного объема с учетом нестационарности расхода газа.

Если избыточное давление в резервуаре мало, то течение является практически изотермическим, а плотность газа в резервуаре  $\rho_0$  и плотность на выходе  $\rho_r$  мало отличаются от плотности газа при атмосферном давлении и температуре  $\rho_{g,a}$ . В этом случае критические диаметры  $D_C$  и  $D_J$  приводятся к виду

$$D_C^3 = \frac{8M_0}{C_d\pi\rho_{g,a}} \left(\frac{m_g}{m_a}\right) C_{UFL}^{4/3} = \frac{8}{C_d\pi} \left(\frac{m_g}{m_a}\right) C_{UFL}^{4/3} V_0 \quad (3.12)$$

$$D_J^3 = \frac{2M_0}{C_d\pi\rho_{g,a}\alpha_J^2 B_J^3} \left(\frac{m_g}{m_a}\right)^{3/2} C_{UFL}^2 = \frac{2}{C_d\pi\alpha_J^2 B_J^3} \left(\frac{m_g}{m_a}\right)^{3/2} C_{UFL}^2 V_0 \quad (3.13)$$

где  $V_0 = M_0/\rho_0 \approx M_0/\rho_{g,a}$  — объем выброшенного в атмосферу газа при условиях хранения.

Если давление хранения превышает критическое  $P_*$  (примерно вдвое большее атмосферного), истечение происходит со звуковой скоростью, а давление и плотность газа на уровне выходного отверстия составляют

$$P_r = P_0 \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}, \quad \rho_r = \rho_0 \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad \text{при } P_0 > P_* = P_a \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (3.14)$$

где  $\gamma$  — показатель адиабаты газа. Выравнивание давления в истекающем газе с атмосферным происходит в непосредственной близости от выходного отверстия, после чего течение по-прежнему является изобарическим. Чтобы учесть дорасширение

газа введем эквивалентный диаметр отверстия  $D_{eq}$  и эквивалентную плотность газа  $\rho_{eq}$ , определив их из условия постоянства массового расхода через истинное и эквивалентное отверстия, как это делается при описании недорасширенных струй [198, 200, 201]:

$$\frac{\pi D^2}{4} \rho_r U_0 = \frac{\pi D_{eq}^2}{4} \rho_{eq} U_0, \quad \rho_{eq} = \rho_r \frac{P_a}{P_r}$$

Подставляя эквивалентный диаметр  $D_{eq} = D (P_r/P_a)^{1/2}$  и плотность  $\rho_{eq}$  вместо истинных величин с учетом связи (3.14), получим следующие выражения для критических диаметров  $D_C$  и  $D_J$ :

$$D_C^3 = \frac{8}{C_d \pi} \left( \frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{\gamma+8}{6(\gamma-1)}} \left( \frac{m_g}{m_a} \right) C_{UFL}^{4/3} \left( \frac{P_a}{P_0} \right)^{1/2} V_0 \quad (3.15)$$

$$D_J^3 = \frac{2}{C_d \pi \alpha_J^2 B_J^3} \left( \frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{3}{2(\gamma-1)}} \left( \frac{m_g}{m_a} \right)^{3/2} C_{UFL}^2 \left( \frac{P_a}{P_0} \right)^{1/2} V_0 \quad (3.16)$$

где  $V_0 = M_0/\rho_0 = M_0/\rho_{g,a}(P_a/P_0)$  — объем выброшенного в атмосферу газа при условиях хранения.

Рассмотрим теперь, каким образом настоящий критерий может быть применен для анализа истечений из резервуаров конечного объема. В случае низкого давления хранения формулы (3.12), (3.15) могут применяться непосредственно, при этом нужно лишь учесть, что величина  $V_0$  есть объем выброшенного газа, который может не совпадать с общим объемом резервуара  $V$ . Так, если резервуар имеет жесткую оболочку и его объем постоянен, истечение будет происходить лишь до тех пор, пока внутреннее давление не сравняется с внешним, при этом только часть газа (имеющая объем  $V_0 \approx V(P_0 - P_a)/P_a$ ) будет выброшена в атмосферу под напором. Обмен остального газа с атмосферой будет происходить под действием диффузионных процессов и сил плавучести, эта стадия, естественно, не описывается настоящей моделью. Если же резервуар имеет переменный объем (например, состоит из подвижных секций или имеет упругую оболочку), то объем выброса определяется особенностями конструкции и должен задаваться в каждом конкретном случае.

Для резервуаров высокого давления в случае опорожнения, продолжающегося

вплоть до выравнивания давлений, можно принять что практически весь газ истекает в атмосферу, а остающаяся в резервуаре часть составляет пренебрежимо малую долю хранимой массы. Таким образом, в качестве величины  $V_0$  можно использовать объем самого резервуара. При этом, однако, надо учесть, что с уменьшением внутреннего давления изменяются эквивалентный диаметр и эквивалентная плотность газа. Введем среднее давление и среднюю плотность газа в резервуаре так, чтобы соответствующий им расход газа был равен среднему за время истечения расходу. Как показано в [202], при адиабатическом истечении средний расход

$$G_{av} = \eta G_0, \quad (3.17)$$

где  $G_0$  — начальный расход, вычисленный по параметрам хранения газа, а коэффициент пропорциональности  $\eta$  зависит от отношения давления хранения к внешнему давлению  $P_0/P_a$ . Величина  $\eta$  монотонно убывает с ростом  $P_0/P_a$ : так, при условиях близких к критическим  $\eta \approx 1$ , тогда как при высоких начальных давлениях ( $P_0/P_a > 100$ )  $\eta$  падает до 0,25. Формула для зависимости  $\eta(P_0/P_a)$ , полученная в [202], весьма сложна, однако при  $P_0/P_a > 10$  она может быть аппроксимирована с приемлемой для настоящих оценок точностью как

$$\eta = s \left( \frac{P_a}{P_0} \right)^{1/6}, \quad \text{где } s \approx 0,6. \quad (3.18)$$

Поскольку расход газа при запирании потока пропорционален квадратному корню из произведения давления и плотности в резервуаре, среднее давление и средняя плотность могут быть представлены как  $P_{av} = \eta P_0$ ,  $\rho_{av} = \eta \rho_0$ . Используя в (3.14)  $P_{av}$  и  $\rho_{av}$  вместо  $P_0$  и  $\rho_0$  при вычислении параметров газа на выходе из отверстия, получим окончательно следующие выражения для критических диаметров:

$$D_C^3 = \frac{8}{C_d \pi s^{3/2}} \left( \frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{\gamma+8}{6(\gamma-1)}} \left( \frac{m_g}{m_a} \right) C_{UFL}^{4/3} \left( \frac{P_a}{P_0} \right)^{1/4} V_0 \quad (3.19)$$

$$D_J^3 = \frac{2}{C_d \pi \alpha_J^2 B_J^3 s^{3/2}} \left( \frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{3}{2(\gamma-1)}} \left( \frac{m_g}{m_a} \right)^{3/2} C_{UFL}^2 \left( \frac{P_a}{P_0} \right)^{1/4} V_0 \quad (3.20)$$

### 3.4. Безразмерный вид критерия

Предложенный в предыдущем разделе критерий классификации выбросов конечной продолжительности может быть представлен в безразмерном виде следующим образом. Введем безразмерный диаметр отверстия  $\delta$  и параметр  $\xi$ , характеризующий физико-химические свойства горючего газа, определив их как

$$\delta = \frac{D}{V_0^{1/3}} \left( \frac{P_0}{P_a} \right)^\epsilon, \quad \xi = \left( \frac{m_g}{m_a} \right)^{1/2} C_{UFL}^{2/3} \quad (3.21)$$

где показатель степени  $\epsilon$  равен нулю для выбросов низкого давления,  $1/6$  для выбросов под постоянным высоким давлением и  $1/12$  для случая опорожнения резервуара высокого давления. В новых координатах критические условия (3.13), (3.16), (3.20), отделяющие струйные выбросы от промежуточных описываются линейной зависимостью, а граница между промежуточными и мгновенными выбросами (3.12), (3.15), (3.19) — степенной зависимостью:

$$\delta_J = \gamma_J \xi, \quad \delta_C = \gamma_C \xi^{2/3} \quad (3.22)$$

Значения коэффициентов пропорциональности  $\gamma_J$  и  $\gamma_C$  при различных случаях истечения приведены в Таблице 3.2, где значения констант вычислены при  $\alpha_J = 0,132$ ,  $B_J = 4,75$ ,  $\gamma = 1,4$ ,  $C_d = 0,85$ ,  $s = 0,6$ . Граничные линии (3.22) представлены на плоскости  $(\xi, \delta)$  на рис. 3.3: нижняя (прямая) линия  $\delta_J(\xi)$  разделяет струйные и промежуточные выбросы, верхняя  $\delta_C(\xi)$  соответствует переходу от промежуточных к выбросам с образованием облака. Ось ординат, показанная слева, относится к выбросам низкого давления, оси, нанесенные справа, относятся к выбросам высокого давления при постоянном (левая) и спадающем со временем (правая) внутреннем давлении.

Значения параметра  $\xi$  для ряда широко используемых на практике газов — водорода, летучих углеводородов и аммиака, — приведены в Таблице 3.3, где вычислены также соответствующие критические диаметры  $\delta_J$  и  $\delta_C$ . Для наглядности эти значения также нанесены вертикальными линиями на рис. 3.3. Видно, что для всего набора

Величина	Низкое давление	Высокое давление	Опорожнение (конечн. объем)
$\epsilon$	0	1/6	1/12
$\gamma_J$	$\left(\frac{2}{C_d \pi \alpha_J^2 B_J^3}\right)^{1/3} \approx 0,74$	$\left(\frac{2}{C_d \pi \alpha_J^2 B_J^3}\right)^{1/3} \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\frac{1}{2(\gamma-1)}} \approx 0,93$	$\left(\frac{2}{C_d \pi \alpha_J^2 B_J^3 s^{3/2}}\right)^{1/3} \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\frac{1}{2(\gamma-1)}} \approx 1,20$
$\gamma_C$	$\frac{2}{(C_d \pi)^{1/3}} \approx 1,44$	$\frac{2}{(C_d \pi)^{1/3}} \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\frac{\gamma+8}{18(\gamma-1)}} \approx 1,83$	$\frac{2}{(C_d \pi s^{3/2})^{1/3}} \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\frac{\gamma+8}{18(\gamma-1)}} \approx 2,36$
$\sigma$	$\frac{2\sqrt{2}}{3\sqrt{C_d \pi} \alpha_J B_J^{3/2}} \approx 0,42$	$\frac{2\sqrt{2}}{3\sqrt{C_d \pi} \alpha_J B_J^{3/2}} \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\frac{3}{4(\gamma-1)}} \approx 0,59$	$\frac{2\sqrt{2}}{3\sqrt{C_d \pi} \alpha_J B_J^{3/2} s^{3/4}} \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\frac{3}{4(\gamma-1)}} \approx 0,87$
$\sigma_J$	2/3		

Таблица 3.2. Безразмерные параметры, входящие в критерий классификации выбросов конечной продолжительности

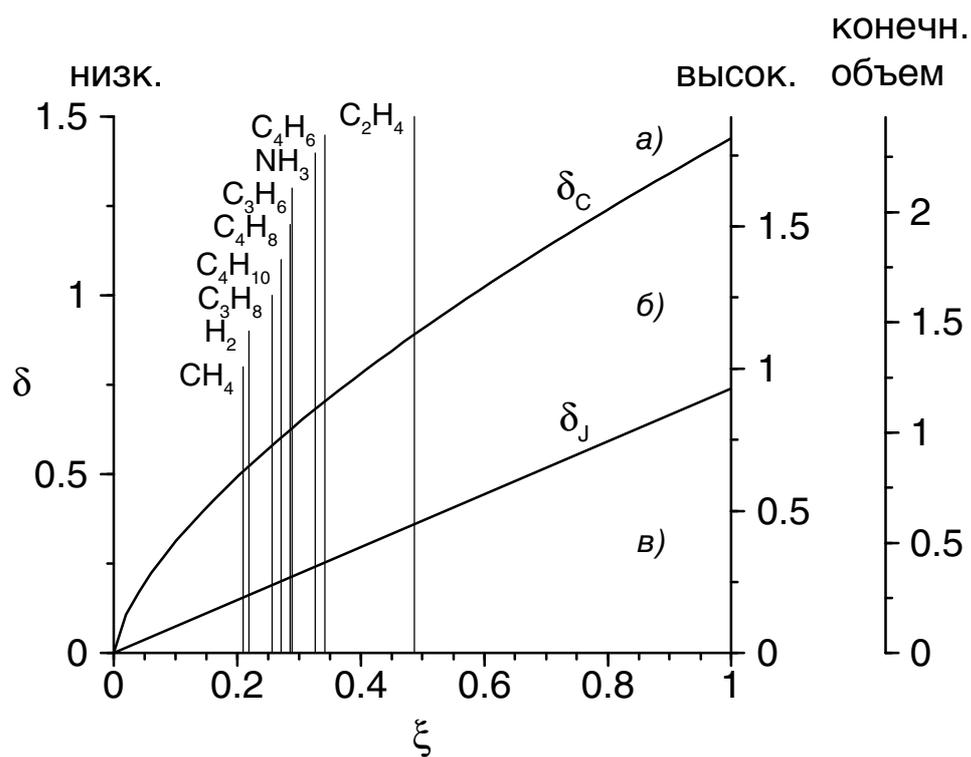


Рис. 3.3. Критерий классификации выбросов конечной продолжительности на плоскости параметров  $\xi - \delta$ . Граничные линии  $\delta_c(\xi)$  и  $\delta_j(\xi)$  разделяют выбросы с образованием струи, облака и промежуточные истечения. Вертикальными линиями показаны значения параметра  $\xi$  для веществ, перечисленных в Таблице 3.3

Вещество	$\xi$	Низкое давление		Высокое давление		Опорожнение	
		$\delta_J$	$\delta_C$	$\delta_J$	$\delta_C$	$\delta_J$	$\delta_C$
Метан	0,210	0,155	0,509	0,195	0,647	0,252	0,834
Водород	0,219	0,162	0,522	0,204	0,664	0,263	0,857
Пропан	0,257	0,190	0,582	0,239	0,739	0,308	0,953
Бутан	0,271	0,201	0,603	0,252	0,767	0,325	0,989
Изобутан	0,279	0,206	0,615	0,259	0,781	0,335	1,01
Бутен-1	0,286	0,212	0,625	0,266	0,794	0,343	1,02
Пропилен	0,289	0,214	0,629	0,269	0,800	0,347	1,03
Аммиак	0,327	0,242	0,684	0,304	0,869	0,392	1,12
Бутадиен-1,3	0,342	0,253	0,704	0,318	0,895	0,410	1,15
Этилен	0,487	0,360	0,880	0,453	1,12	0,585	1,44

Таблица 3.3. Значения параметра  $\xi$  и критических диаметров  $\delta_J$  и  $\delta_C$  для различных веществ

газов параметр  $\xi$  заключен в пределах от 0,2 до 0,5, этот диапазон представляется наиболее важным для дальнейшего теоретического и экспериментального изучения.

### 3.5. Сравнение с экспериментом

Для оценки точности предложенного в разделе 3.2 критерия требуется проведение экспериментов, в которых варьировались бы как геометрические параметры (объем резервуара и диаметр отверстия), так и физико-химические параметры вещества и условия его хранения. Детальные исследования такого типа авторам неизвестны, однако имеющиеся в литературе данные можно использовать для проверки по крайней мере непротиворечивости получаемых результатов.

В работах [147, 148] исследовались истечения метана и водорода из резервуара объемом  $0,12 \text{ м}^3$  при начальном давлении 10 МПа. Использовались насадки диаметром  $6 \cdot 10^{-3}$ ,  $1,2 \cdot 10^{-2}$  и  $2,4 \cdot 10^{-2}$  м. В экспериментах наблюдалось развитие турбулентной струи в течение нескольких первых секунд после разгерметизации, пос-

ле чего струя существовала несколько десятков секунд, причем длина ее медленно уменьшалась со временем вследствие падения давления в резервуаре по мере истечения газа. Таким образом, в опытах был зафиксирован струйный тип истечения. Безразмерный диаметр  $\delta = DV_0^{-1/3} (P_0/P_a)^{1/12}$  для указанных отверстий составляет  $1,78 \cdot 10^{-2}$ ,  $3,57 \cdot 10^{-2}$  и  $7,15 \cdot 10^{-2}$ , что значительно меньше критического диаметра  $\delta_J$ , который для метана ( $\xi = 0,210$ ) и водорода ( $\xi = 0,219$ ) имеет близкие значения  $\delta_J = 1,20\xi \approx 0,26$  (см. табл. 2). На плоскости  $(\xi, \delta)$  соответствующие точки попадают в область струйных истечений (точки 1 на рис. 3.4), что находится в полном соответствии с результатами наблюдений. Более широкий диапазон давлений использовался в опытах [203], где истечения водорода и метана проводились из сосуда объемом  $2,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3$  при диаметре выходного отверстия  $5 \cdot 10^{-4} - 8 \cdot 10^{-3} \text{ м}$  и начальном давлении  $5 - 20 \text{ МПа}$ . Подстановка этих значений в (15) дает диапазон значений безразмерного диаметра  $\delta = 0,01 - 0,20$ , лежащий в области струйных истечений (как и выше,  $\delta < \delta_J \approx 0,26$ ). Это вполне согласуется с приведенными в [203] фотографиями, на которых четко видна возникающая при истечении струя. Для наглядности значения  $\delta = 0,01, 0,1$  и  $0,2$ , принадлежащие указанному экспериментальному диапазону, нанесены на рис. 3.4 точками 2.

Другой тип истечений (мгновенные выбросы) изучался в [153]. Резервуар представлял собой трубу диаметром  $0,102 \text{ м}$  и длиной  $0,305 \text{ м}$ , с одного торца которой имелся полусферический фланец, а другой торец закрывался разрывной мембраной с давлением разрыва  $3,22, 7,17, 20,52$  и  $70,69 \text{ бар}$ . Установка использовалась для моделирования аварийного отрыва торцевой части типичного резервуара высокого давления. В экспериментах сосуд заполнялся смесью азота с добавками, облегчающими визуализацию генерируемого газового облака. Сразу после разрыва мембраны в атмосферу выбрасывалось облако конической формы, авторы описывают наблюдаемый тип выброса как «мгновенный». Поскольку тестовый газ не являлся горючим и для него не определен верхний предел воспламенения  $C_{UFL}$ , настоящий критерий не может быть использован непосредственно. Однако для оценочных целей пред-

положим, что  $C_{UFL}$  газа находится в диапазоне  $0,05 - 0,2$ , типичном для многих горючих газов; это даст интервал по  $\xi$  от  $0,125$  до  $0,35$ . Безразмерный параметр  $\delta$  при указанных выше начальных давлениях составляет  $0,80, 0,86, 0,93$  и  $1,0$ . Область  $0,125 \leq \xi \leq 0,35, 0,8 \leq \delta \leq 1,0$  заштрихована на рис. 3.4. Видно, что для части параметров точки попадают в область мгновенных, для другой — промежуточных (по классификации, проведенной в разделе 3.2) выбросов, что вполне соответствует данным экспериментов, особенно если учесть, что переход от одного режима к другому является плавным. Заметим, что значения  $\delta$  вблизи границы между мгновенными и промежуточными выбросами получены при весьма сильной разгерметизации, когда размер отверстия сравним с размерами самого сосуда. Это означает, что истинно мгновенных выбросов с образованием газового облака, слабо перемешанного с воздухом, можно ожидать только при очень сильном или полном разрушении оболочки резервуара. Данный вывод также согласуется с результатами наблюдений.

Наконец, еще один ряд экспериментов, который может быть использован для проверки предложенного критерия, описан в [180]. В этой работе производились выбросы в атмосферу от  $1,5$  до  $13$  грамм метана и пропана с целью изучения времени сгорания огненных шаров при их поджигании. Использовались различные насадки — круговые, перфорированные, щелевые и радиальные, причем эффективный диаметр выходного отверстия составлял от  $2$  до  $5$  см. В качестве рабочей емкости использовались резиновые баллоны, создающие избыточное давление от  $0,7$  до  $14$  кПа за счет растяжения оболочки, линейная скорость истечения составляла от  $9$  до  $88$  м/с. Таким образом, в отличие от рассмотренных выше экспериментов [147, 148, 153, 203] в данной работе изучались дозвуковые выбросы при малом перепаде давлений. Визуализация возникающего течения без горения газа показала, что выброс имел форму вытянутого облака и был близок по структуре к развивающейся струе. Это означает, что по предложенной в разделе 3.2 классификации данный тип выброса может быть расценен как промежуточный либо близкий к струйному. Сравним с этим выводом результаты, получающиеся по критерию (3.22). В рабо-

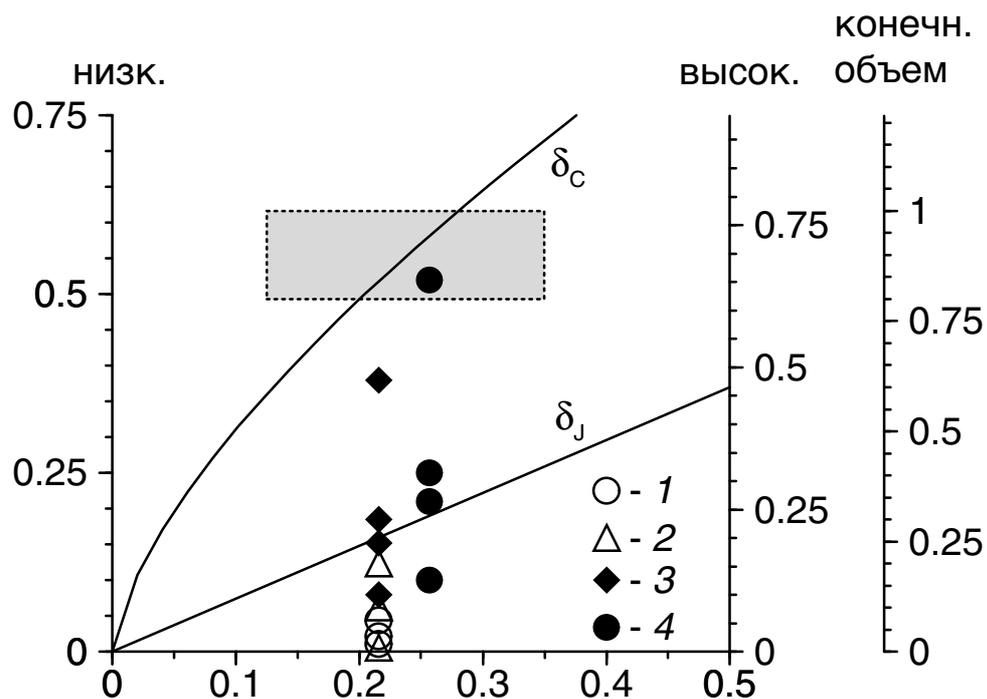


Рис. 3.4. Сравнение критерия классификации выбросов конечной продолжительности с экспериментальными данными. Точки 1, 2 — струйные истечения водорода и метана, [147, 148, 203], 3, 4 — быстрые выбросы метана и пропана [180], заштрихованная область — мгновенные выбросы [153]

те [180] конкретная номенклатура проведенных опытов не приводится, указаны лишь диапазоны использованных масс газа (1,5 – 13 г), что соответствует начальным объемам  $V_0 = (2,3 - 19,6) \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$  для метана и  $(0,9 - 7,6) \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$  для пропана. Расчеты, проведенные для двух диаметров отверстия  $D = 2 \cdot 10^{-2}$  и  $5 \cdot 10^{-2}$  м дали для метана следующие результаты. При наименьшем значении объема безразмерные диаметры отверстия равны  $\delta = 0,152$  и  $0,38$  для малого и большого отверстий, тогда как при наибольшем объеме  $\delta = 0,08$  и  $0,185$  соответственно. Для выбросов низкого давления значения критических безразмерных диаметров для метана ( $\xi = 0,210$ ) равны  $\delta_C = 1,44\xi^{2/3} = 0,509$  и  $\delta_J = 0,74\xi = 0,155$ . Видно, что при наименьшем отверстии и наибольшем объеме  $\delta$  лежит в области струйных выбросов, тогда как при наибольшем отверстии и наименьшем объеме  $\delta$  попадает в область промежуточных выбросов. В двух других случаях полученные  $\delta$  лежат вблизи границы  $\delta_J$ . Аналогичные расчеты для пропана ( $\xi = 0,257$ ,  $\delta_C = 0,582$ ,  $\delta_J = 0,190$ ) дают значения безразмерных диаметров при наименьшем объеме  $\delta = 0,21$  и  $0,52$ , а при наибольшем —  $\delta = 0,10$  и  $0,25$  для малого и большого отверстий соответственно. Как и ранее, только одна точка (при наибольшем объеме и наименьшем отверстии) попадает в область струйных истечений, тогда как остальные лежат вблизи границы  $\delta_J$  либо в области промежуточных выбросов. Результаты расчетов нанесены на рис. 3.4 точками 3 для метана и 4 для пропана.

Суммируя результаты проведенных сопоставлений можно заключить, что предложенный в разделе 3.2 позволяет правильно определять тип выброса, исходя только из геометрических параметров  $D$ ,  $V_0$ , физико-химических свойств вещества  $C_{UFL}$ ,  $m_g$  и начального давления  $P_0$ . Критерий представлен в виде связи между безразмерными параметрами  $\delta$  и  $\xi$ , что придает ему весьма широкую общность. Конечно, более детальные экспериментальные исследования с использованием различных веществ и условий истечения необходимы для всесторонней оценки точности и границ применимости данного критерия, однако уже приведенные выше сопоставления позволяют заключить, что критерий дает вполне разумные результаты.

### 3.6. Влияние задержки воспламенения на режим сгорания топлива

Выброс горючих газов при авариях зачастую сопровождается их воспламенением, представляющим опасность вследствие воздействия теплового излучения. Если газ истекает в виде струи, возгорание приводит к возникновению факела, интенсивность горения которого определяется скоростью подачи горючего, а время существования может быть оценено как период от момента поджигания до полного окончания истечения. Формулы для оценки длины факела, интенсивности тепловыделения и тепловых потоков на различных удалениях известны и приведены, например, в [120–122].

Быстрый выброс всей массы газа, напротив, ведет к образованию компактного облака, переобогащенного топливом. При немедленном поджигании такое облако горит в диффузионном режиме в виде огненного шара (ОШ). Основным параметром, определяющим диаметр  $D_{FB}$ , продолжительность горения  $t_{FB}$  и тепловой поток с поверхности ОШ, является начальная масса топлива  $M_0$ . Эмпирические формулы, описывающие характеристики огненного шара в виде степенных функций массы топлива, рассматривались выше — см. (3.1).

В случае промежуточных (по классификации раздела 3.2) выбросов характер горения газа может зависеть от того, с какой задержкой произошло возгорание. Ниже рассмотрен случай немедленного поджигания, под которым понимается зажигание с задержкой  $t_{ig}$ , не превышающей времени истечения газа  $t_r$ . Отметим, что если зажигание облака происходит с большей задержкой, значительная часть газа может оказаться перемешанной с воздухом до концентраций близких к стехиометрии, так что при воспламенении может произойти взрыв газового облака с возникновением ударных волн. Этот случай здесь не рассматривается, соответствующие расчетные методики приведены, например, в [117–122].

Введем параметр  $\Theta = t_r/t_{FB}$ , характеризующий соотношение времен истечения и горения всей массы газа  $M_0$ . Кроме того, определим безразмерный момент инициирования реакции  $\tau = t_{ig}/t_r$ , так что  $0 \leq \tau \leq 1$ . Если  $\Theta < 1$ , то лимитирующим (т. е., более медленным) является процесс диффузионного горения в облаке. В этом случае

можно ожидать, что вне зависимости от конкретного момента зажигания  $\tau$  горящий газ образует ОШ. Более сложным является случай  $\Theta > 1$ . Масса газа, выброшенного в атмосферу к моменту зажигания, равна  $\tau M_0$ , а время сгорания этой массы, отнесенное ко времени горения всего газа  $t_{FB}$ , составляет  $\tau_B = \tau^{b_2}$  (см. (3.1)). Сравним это время со временем  $\tau_E = (t_r - t_{ig})/t_{FB} = \Theta(1 - \tau)$ , необходимым для окончания истечения с момента поджигания (также отнесенным к  $t_{FB}$ ). Анализ удобно провести на графике, представленном на рис. 3.5, где построены как кривая  $\tau_B(\tau)$ , проходящая через точки  $(0, 0)$  и  $(1, 1)$ , так и прямая  $\tau_E(\tau)$ , проходящая через точку  $(1, 0)$  и отсекающая на оси ординат значение  $\Theta$ .

Точка пересечения  $\tau_*$  дает момент инициирования, при котором время горения уже выброшенного в атмосферу газа равно времени, в течение которого еще будет продолжаться истечение. При  $0 \leq \tau \leq \tau_*$  лимитирующим (более медленным) будет процесс истечения, следовательно, можно ожидать, что горящий газ образует факел, который будет существовать все оставшееся время до конца истечения. Наоборот, при  $\tau_* \leq \tau \leq 1$  лимитирующим процессом будет диффузионное горение и общая конфигурация пламени будет близка к ОШ. Значения времени задержки  $\tau_*$ , разделяющие эти два режима горения, определяются из решения уравнения  $\Theta(1 - \tau_*) = \tau_*^{b_2}$ . График функции  $\tau_*(\Theta)$  приведен на рис. 3.6 для  $b_2 = 1/3$  (кривая 1) и  $1/6$  (кривая 2), причем для  $\Theta < 1$  соответствующие ветви представлены штриховой линией, т.к. в этом диапазоне при любом  $0 \leq \Theta \leq 1$  следует ожидать возникновения ОШ. Кривые делят область параметров на две подобласти: нижняя соответствует горению истекающего газа в виде факела, тогда как верхняя отвечает режиму образования огненного шара. Пользуясь этим графиком можно по известным параметрам истечения (полной массе и продолжительности выброса) оценить, какая конфигурация пламени наиболее вероятна при заданных задержках воспламенения.

Естественно, образование ярко выраженного факела или ОШ возможно только вдали от границы между режимами сгорания  $\tau_*(\Theta)$ , тогда как в приграничной области, когда время горения уже выброшенного газа сравнимо со временем окончания

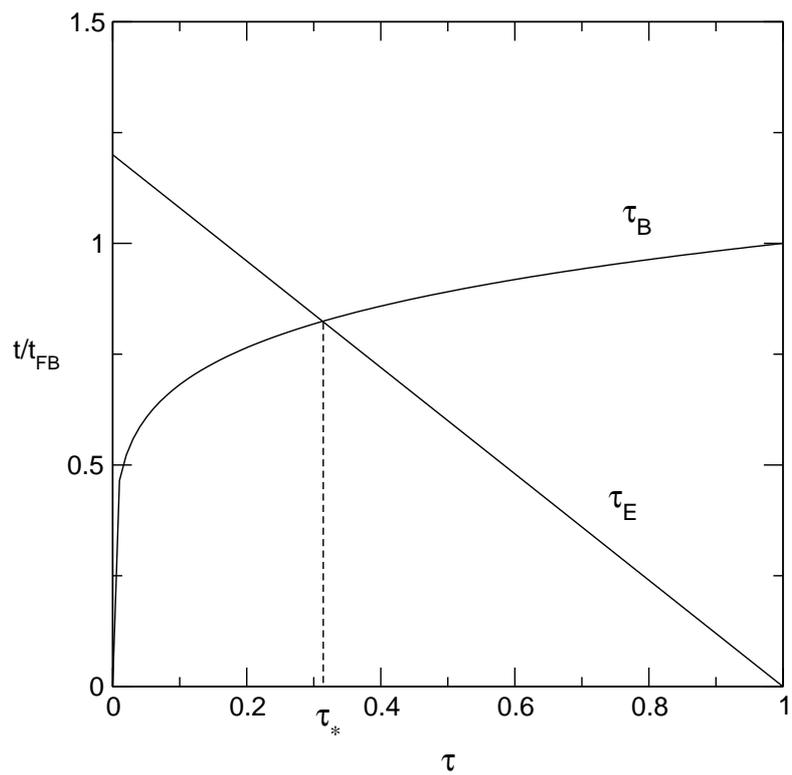


Рис. 3.5. Зависимость времени окончания истечения  $\tau_E$  и времени горения выброшенно-го к моменту инициирования топлива  $\tau_B$  от задержки зажигания  $\tau$

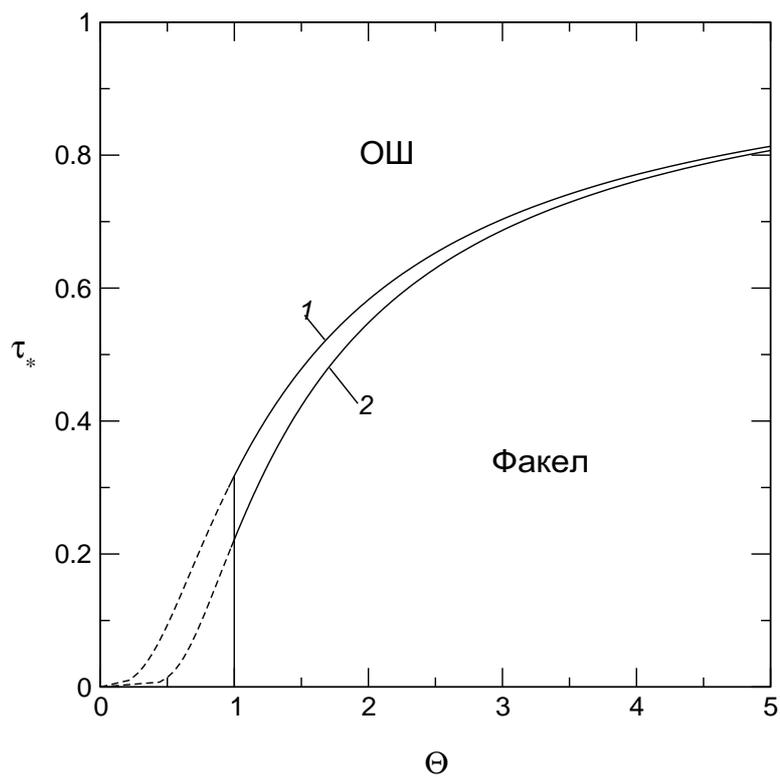


Рис. 3.6. Граница между областями параметров, соответствующими горению в виде факела и огненного шара

истечения, может наблюдаться более сложная конфигурация — например, совместное существование ОШ (в котором горит газ, выброшенный до момента поджигания) и факела, в котором догорает оставшийся к моменту поджигания в резервуаре газ.

### 3.7. Коэффициент участия топлива при горении огненного шара

Поскольку масса топлива является основным параметром, определяющим характеристики огненного шара, необходимо оценить, насколько процессы смешения могут уменьшить долю топлива, сгорающего в ОШ (т.е. коэффициент участия топлива). Для быстрых (мгновенных) выбросов горючее практически не успевает перемешаться с воздухом и коэффициент участия близок к единице. В случае же промежуточных (по классификации раздела 3.2)) выбросов часть газа за время истечения разбавляется воздухом до концентраций, меньших ВКП, что снижает долю топлива, находящегося в переобогащенной зоне и сгорающего как ОШ. Примем следующую схему для нахождения возможного коэффициента участия топлива. Пусть зажигание выброса происходит в момент  $t_{ig} \leq t_r$ . Выброшенный до этого момента газ частично перемешан с воздухом, так что масса газа с концентрацией, превышающей ВКП, меньше массы выброса на некоторую величину  $\Delta M$ . Будем считать, что только тот газ, концентрация которого в момент зажигания выше ВКП, участвует в горении ОШ, поскольку именно этот газ будет гореть в диффузионном режиме. Кроме того, примем, что весь газ, выбрасываемый в атмосферу после инициирования реакции, принимает участие в горении ОШ полностью — это обусловлено тем, что для этой части газа уже существует источник зажигания. Таким образом, примем, что масса топлива в ОШ меньше общей массы выброшенного в атмосферу горючего  $M_0$  на величину  $\Delta M$ , обусловленную смешением газа до момента зажигания. Такое предположение даст оценку снизу для возможного коэффициента участия топлива

$$\chi = (M_0 - \Delta M)/M_0 = 1 - \Delta M/M_0.$$

Для промежуточных выбросов масса газа с концентрацией  $C \leq C_{UFL}$  может быть получена интегрированием распределения концентрации в развивающейся струе

(3.6), при этом область интегрирования распространяется по осевой координате от 0 до координаты фронта  $H_J$  в момент поджигания  $t_{ig}$  (см. (3.6)), а по радиальной координате — от поверхности, на которой  $C = C_{UFL}$ , до бесконечности. Интегрирование дает  $\Delta M = \pi \alpha_J^2 \rho_{g,a} C_{UFL} H_J^3 / 3$ , что после подстановки (3.6) и некоторых преобразований приводится к виду

$$\frac{\Delta M}{M_0} = \frac{2\sqrt{2}C_{UFL}}{3\sqrt{C_d\pi\alpha_J B_J^{3/2}}} \left(\frac{\rho_{g,a}}{\rho_r}\right)^{3/4} \left(\frac{m_g}{m_a}\right)^{3/4} \left(\frac{V_0}{D^3}\right)^{1/2} \left(\frac{P_0}{P_a}\right)^{1/2} \tau^{3/2} \quad (3.23)$$

где, как и ранее,  $\tau = t_{ig}/t_r$  — безразмерный момент инициирования реакции ( $0 \leq \tau \leq 1$ ). Подставляя теперь в (3.23) значения плотности  $\rho_r$  и давления  $P_0$  и используя безразмерные величины  $\delta$  и  $\xi$  для случаев истечения при низком и высоком давлениях и при опорожнении резервуара конечного объема, получим окончательную формулу для коэффициента участия горючего в ОШ:

$$\chi = 1 - \sigma \left(\frac{\xi\tau}{\delta}\right)^{3/2} \quad (3.24)$$

где коэффициент  $\sigma$  для каждого из случаев истечения приведен в Таблице 3.2. Из (3.24) следует, что коэффициент участия топлива снижается по закону  $3/2$  с ростом задержки воспламенения  $\tau$  и с уменьшением диаметра отверстия  $\delta$ . Поскольку минимальный диаметр, для которого выброс относится к промежуточному типу, соответствует границе  $\delta = \delta_J$  (см. (3.22)), то граничное значение коэффициента участия (которое совпадает для всех давлений истечения), равно

$$\chi_J = 1 - \sigma_J \tau^{3/2} \quad (3.25)$$

где значение константы  $\sigma_J = \sigma \gamma_J^{-3/2}$  также приведено в Таблице 3.2. Из (3.24), (3.25) следует, что коэффициент участия достигает своего минимального значения  $\chi_{min} = 1 - \sigma_J \approx 0,33$  в том случае если поджигание происходит точно в момент окончания истечения ( $\tau = 1$ ) и размер отверстия совпадает с критическим  $\delta_J$ , отвечающим границе между промежуточными и струйными выбросами. Таким образом, смешение истекающего газа с воздухом до момента поджигания способно существенно (почти втрое) снизить массу газа, который может участвовать в горении огненного шара. Диапазон значений коэффициента участия  $\chi = (0,33 - 1,0)$  может быть

использован для грубой оценки минимально и максимально возможных последствий возгорания выброса в режиме ОШ, тогда как при более детальном анализе соотношение (3.24) дает возможность более точно оценить параметры огненного шара с учетом конкретных особенностей сценария развития аварии.

### 3.8. Примеры использования модели

Чтобы продемонстрировать применение разработанной модели к анализу конкретных аварийных ситуаций рассмотрим три различных случая истечения, соответствующих низкому и высокому давлению хранения, а также выбросам из резервуара конечного объема. В качестве горючего предполагается природный газ (метан).

Примером объекта, на котором возможны выбросы газа при *низком* перепаде давлений, может служить газгольдер, широко применяемый в мире для хранения бытового природного газа. Газгольдер состоит из нескольких цилиндрических телескопических секций, который могут двигаться в вертикальном направлении с тем, чтобы объем газгольдера изменялся в соответствии с текущим объемом находящегося в нем газа. Секции поддерживаются за счет небольшого внутреннего избыточного давления, составляющего несколько десятков миллибар и создаваемого весом конструкции газгольдера. Газгольдеры такого типа хорошо зарекомендовали себя с точки зрения пожаробезопасности. Однако в 1993 г газгольдер с природным газом стал объектом террористической атаки в г. Уоррингтон, Великобритания, в связи с чем возник интерес к оценке последствий разрушения его оболочки.

Применим предложенную в данной главе модель к оценке последствий разрушения крыши верхней секции газгольдера. В этом случае секции газгольдера телескопически «складываются», так что весь хранящийся в нем газ будет выброшен в атмосферу, а за объем газа при начальных условиях  $V_0$  можно принять полный начальный объем газгольдера. Безразмерные критические диаметры отверстия, разделяющие истечения с образованием струи, выбросы облака газа и промежуточные истечения, в случае истечения метана при низком давлении хранения равны  $\delta_J = 0,172$

и  $\delta_C = 0,509$  (см. Таблицу 3.3). Для большей конкретности проведем дальнейшие оценки для типичного газгольдера диаметром  $D_0 = 25$  м и высотой  $H_0 = 20$  м (полный начальный объем такого газгольдера равен  $V_0 = 9800$  м<sup>3</sup>, а масса находящегося в нем газа  $M_0 = 6525$  кг). Критический размер пробоины, отвечающий границе между струйными и промежуточными выбросами, составляет  $D_J = \delta_J V_0^{1/3} = 3,7$  м, что дает общую площадь пробоины в  $10,6$  м<sup>2</sup> (или 2,2% от площади крыши). Диаметр отверстия, соответствующий переходу от промежуточных истечений к выбросам в виде компактного облака, равен  $D_C = \delta_C V_0^{1/3} = 10,9$  м, в этом случае площадь повреждения равна  $93$  м<sup>2</sup>, что составляет около 20% общей площади крыши газгольдера. Минимальная масса топлива, которая может участвовать в горении огненного шара, может быть оценена исходя из минимального коэффициента участия  $\chi_{\min} = 0,33$ , найденного согласно соотношению (3.24):  $M_{FB}^{\min} = \chi_{\min} M_0 \approx 2000$  кг. Соответственно, максимальный диаметр огненного шара и его время жизни, согласно эмпирическим формулам (3.1), оцениваются как  $D_{FB} = 75-110$  м,  $t_{FB} = 6-9$  с.

В качестве второго примера рассмотрим истечение сжатого метана при постоянном *высоком* давлении в резервуаре. Для конкретности предположим внутреннее давление равным 50 бар, а диаметр отверстия  $D = 1$  м. В данном случае цель состоит в оценке времен истечения, соответствующих различным режимам истечения.

Массовый расход газа через выходное отверстие может быть получен на основе стандартных соотношений с учетом запираания потока (см., например, [199, 204]):

$$G = C_d \frac{\pi D^2}{4} \left( \frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \left( \frac{\gamma R^\circ T_0}{m_g} \right)^{1/2} \rho_0$$

где  $\gamma$  — отношение удельных теплоемкостей газа. Полная выброшенная масса газа равна  $M_0 = G t_r$ , а его объем при начальных условиях составляет

$$V_0 = M_0 / \rho_0 = C_d \frac{\pi D^2}{4} \left( \frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \left( \frac{\gamma R^\circ T_0}{m_g} \right)^{1/2} t_r$$

Приравнявая диаметр  $D$  каждому из критических диаметров  $D_C$  и  $D_J$  и разрешая соответствующие уравнения  $D_{C,J} = \delta_{C,J} V_0^{1/3} (P_a/P_0)^{1/6}$  (см. (3.22)), найдем критические времена истечения, соответствующие границам между различными режимами

выброса:

$$t_r^{C,J} = \frac{4D}{\pi C_d} \left( \frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \left( \frac{P_0}{P_a} \right)^{1/2} \left( \frac{m_g}{\gamma R^\circ T_0} \right)^{1/2} \delta_{C,J}^{-3}$$

Подставляя внешнюю температуру  $T_0 = 293\text{К}$  и критические безразмерные диаметры отверстия для метана (равные при высоком внутреннем давлении  $\delta_J = 0,216$  и  $\delta_C = 0,647$  — см. табл. 3.3), получим размерные значения критических времен  $t_r^C \approx 0,02(P_0/P_a)^{1/2}D$ ,  $t_r^J \approx 0,5(P_0/P_a)^{1/2}D$  (здесь  $D$  необходимо брать в метрах,  $t_r$  — в секундах). Для указанного выше диаметра и внутреннего давления получим  $t_r^C = 0,14$  с и  $t_r^J = 3,5$  с. Эти времена весьма малы, следовательно, если после открытия в резервуаре поддерживается высокое давление, в течение нескольких первых секунд устанавливается струйное истечение газа. Следовательно, струйный выброс может рассматриваться в качестве наиболее вероятного исхода разгерметизации. Только при истечениях, длящихся менее секунды, можно ожидать образования в атмосфере топливного облака.

Наконец, оценим возможные последствия истечения из резервуара *конечного объема*. Рассмотрим сосуд объемом  $200 \text{ м}^3$  со сжатым природным газом при двух начальных давлениях 10 и 100 бар, при этом масса газа равна соответственно 1350 и 13500 кг. Безразмерные критические диаметры при истечении из резервуара конечного объема при высоком начальном давлении равны для метана  $\delta_J = 0,279$ ,  $\delta_C = 0,834$  (см. Таблицу 3.3), что приводит к следующим размерным величинам: при меньшем начальном давлении  $D_J = \delta_J V_0^{1/3} (P_a/P_0)^{1/12} = 1,3$  м,  $D_C = \delta_C V_0^{1/3} (P_a/P_0)^{1/12} = 3,9$  м, тогда как при большем —  $D_J = 1,1$  м,  $D_C = 3,2$  м. Можно видеть, что критические диаметры довольно слабо зависят от давления хранения. Кроме того, очевидно, что истинно «мгновенным» истечение можно считать только в том случае, когда размер отверстия сравним с характерным линейным размером сосуда  $V_0^{1/3} = 5,8$  м. Наконец, приведем оценки параметров огненных шаров, которые могут возникнуть при разгерметизации резервуара: при меньшем внутреннем давлении  $M_{FB} = 420 - 1350$  кг,  $D_{FB} = 43 - 65$  м,  $t_{FB} = 3,4 - 5$  с, при большем —  $M_{FB} = 4200 - 13500$  кг,  $D_{FB} = 94 - 140$  м,  $t_{FB} = 7,3 - 11$  с.

### 3.9. Выводы

Проведена количественная классификация выбросов горючих газов из емкостей низкого и высокого давления. Критерий, определяющий тип выброса конечной продолжительности, представлен в виде связи двух безразмерных величин — диаметра отверстия и параметра, включающего физико-химические свойства вещества. Получены формулы для безразмерных критических диаметров, разделяющих квазинепрерывные (струйные), мгновенные (приводящие к образованию облака) и промежуточные истечения. Критерий позволяет единым образом описывать выбросы при низких и высоких давлениях в резервуаре, он применим также для анализа истечений из резервуаров конечного объема. Сравнение с имеющимися в литературе экспериментальными данными свидетельствует о том, что предложенная теоретическая модель дает вполне реалистичные результаты.

На основе сравнения характерных времен истечения и горения показано, что в зависимости от величины задержки воспламенения сгорание выбрасываемого газа может происходить как в режиме факела, так и в режиме огненного шара. В последнем случае приведены оценки влияния условий истечения и задержки воспламенения на массу топлива, которая может участвовать в горении огненного шара.

Полученные результаты позволяют проанализировать характер истечения при разгерметизации емкостей со сжатым газом и определить наиболее вероятную конфигурацию пламени при возгорании выброса. Предложенный подход может использоваться для оценки опасности химических производств, построении карт риска, экспертных оценках последствий аварий на трубопроводах, хранилищах сжатых газов, при статистическом анализе аварий.

## Глава 4

# Огненный шар при горении выбросов газового углеводородного топлива

### 4.1. Математические модели огненных шаров

Образование и горение огненного шара при выбросе и зажигании топлива в атмосфере — весьма сложный процесс, включающий нестационарное развитие горючего облака, его турбулентное смешение с окислителем, приводящее к возникновению горючей смеси, зажигание и распространение пламени по частично перемешанному газу, диффузионное горение топлива в переобогащенной смеси. В процессе образования и горения выброса важную роль играет начальный импульс газа, созданный источником, а после возгорания топлива — силы плавучести и процессы радиационного теплопереноса.

Эмпирические зависимости, полученные путем обработки результатов экспериментов и описывающие интегральные параметры (максимальный размер огненного шара, время жизни и высоту подъема горящего облака, мощность излучения с единицы поверхности) как функции массы вовлеченного топлива (см. обзор в разделе 3.1 Главы 3) позволяют провести экспресс-анализ аварийной ситуации и оценить ее максимально возможные последствия. При этом, однако, используется высокая степень схематизации, приводящая к существенному упрощению наблюдаемых явлений и сведению их многообразия к нескольким типовым сценариям. В то же вре-

мя имеется очень мало экспериментальных сведений о внутренней концентрационно-тепловой и радиационной структуре огненных шаров. Отчасти это объясняется тем, что крупномасштабные опыты весьма дорогостоящи и опасны, а процесс горения в огненном шаре существенно нестационарен и имеет короткую протяженность по времени. Можно сказать, что до настоящего времени существует серьезное несоответствие между сложностью и многообразием процессов, происходящих при горении огненного шара, и имеющимся уровнем их понимания и описания.

В данных условиях весьма перспективным является использование методов математического моделирования, основанных на современных достижениях в описании турбулентных течений, турбулентного горения, радиационного теплопереноса и эффективных численных методах решения возникающих нестационарных неоднородных дифференциальных уравнений. При соответствующей верификации теоретические модели могут давать надежные данные, позволяющие глубже понять особенности процессов, протекающих при горении облака топлива в открытой атмосфере.

Рассмотрим основные подходы к моделированию огненных шаров, имеющиеся в настоящее время. Анализ литературных данных показывает, что развитие моделей огненных шаров происходило по тем же направлениям, что и моделирование термиком (см. Главы 1, 2). Напомним, что под огненным шаром понимается облако, в котором протекают химические реакции, поддерживающие высокую температуру в теле огненного шара на всем протяжении его жизни, т. е., до полного выгорания топлива. В термике же вся энергия выделяется при его образовании (например, в результате взрыва), так что в дальнейшем температура облака падает за счет смешения с окружающим холодным воздухом. Термик может рассматриваться как поздняя стадия развития огненного шара, начало которой совпадает с моментом окончания горения топлива.

Можно выделить два основных подхода к моделированию огненных шаров. Первый из них основан на упрощенном представлении геометрии и замене реального описания гидродинамики течения уравнениями сохранения массы, импульса и энер-

гии, записанными для огненного шара в целом. Огненный шар аппроксимируется сферой, имеющей постоянную высокую температуру и всплывающей как целое в поле сил тяжести под действием суммарной выталкивающей силы. Для описания процессов турбулентного переноса используется гипотеза о вовлечении, предложенная еще в ранних работах по динамике термиком — см., например, [3]. Согласно этой гипотезе скорость вовлечения атмосферного воздуха в тело огненного шара пропорциональна линейной скорости вертикального подъема огненного шара (в качестве последней обычно используется скорость движения верхней кромки облака, иногда — скорость движения центра шара). В качестве силы, противодействующей силам плавучести, вводится сила сопротивления, а в ряде работ учитывается и эффект присоединенной массы (т. е., инерция среды, сквозь которую движется всплывающий огненный шар).

Примером модели огненного шара, предполагающей однородность параметров газа по объему облака, может служить подход, предложенный в работе [169]. Рассматривается первоначально неподвижный сферический объем газообразного топлива, который после зажигания начинает гореть в диффузионном режиме на границе с окружающей атмосферой, всплывая за счет действующей на нагретый газ выталкивающей силы. Считается, что скорость турбулентного горения определяется скоростью смешения топлива с воздухом. Поскольку в процессе горения объем нагретых продуктов значительно превосходит собственный объем топлива (например, при горении стехиометрической смеси метана с воздухом объем продуктов в 83 раза превышает начальный объем горючего), огненный шар предполагается состоящим из нагретых продуктов, а исходное количество топлива используется лишь для определения момента окончания горения.

На всем протяжении времени жизни огненный шар считается сферическим объемом нагретого газа с изменяющимися во времени радиусом, высотой и скоростью подъема, но с постоянными термодинамическими параметрами (абсолютной температурой, плотностью и составом продуктов, соответствующим горению топлива в

воздухе при заданном эквивалентном отношении, которое не обязательно должно быть стехиометрическим, т. е., равным единице). Для огненного шара, движущегося в автомодельном режиме, записываются законы сохранения массы и вертикального импульса: скорость изменения объема огненного шара считается пропорциональной мгновенной скорости подъема (т. е., используется гипотеза о вовлечении), тогда как скорость изменения вертикального импульса шара приравнивается действующей на облако выталкивающей силе (при этом не учитываются силы сопротивления и эффекты присоединенной массы).

Интегрирование указанных уравнений сохранения показывает, что радиус огненного шара нарастает пропорционально высоте его подъема, причем, как и в моделях термиков, тангенс угла расширения облака равен коэффициенту пропорциональности между скоростью вовлечения и вертикальной скоростью подъема. Радиус и высота огненного шара нарастают со временем по квадратичному закону на всем протяжении горения топлива:  $r \sim t^2$ ,  $z_t \sim t^2$ . Максимальный радиус огненного шара (в момент окончания горения) пропорционален  $V_F^{1/3}$ , а время полного выгорания топлива пропорционально  $V_F^{1/6}$  (здесь  $V_F$  — начальный объем топлива). Фактически, две последние зависимости хорошо согласуются как с анализом размерностей для огненных шаров, подверженных лишь силам плавучести, так и с экспериментальными данными (см. обзор в Главе 3, раздел 3.1). Экспериментальные исследования, проведенные в более поздней работе [172], показали, однако, что приведенные выше квадратичные законы роста размера облака, следующие из модели [169], сильно превышают скорость расширения огненного шара. Измерения, проведенные для углеводородных облаков, дали значения показателя в законе нарастания радиуса огненного шара со временем, близкие к единице: так, для метана измеренный показатель степени оказался равным 0,84, для этана — 0,77, тогда как для пропана — 1,12. Основной причиной такого сильного несоответствия, согласно [172], является предположение о постоянстве термодинамических свойств среды в объеме огненного шара. В действительности же процесс горения оказывается сильно пространственно неоднородным,

этот фактор трудно поддается учету в интегральных моделях с осреднением всех характеристик по объему огненного шара.

Близкая по сути, но несколько отличающаяся по реализации модель была использована в [205] для анализа подъема и излучения горящих сферических облаков водорода. В этой работе использованы основные положения, развитые ранее в [21, 23–25, 168]. Их отличительная особенность состоит в том, что при записи уравнения количества движения во внимание принимается присоединенная масса, учитывающая инерцию среды, в которой происходит подъем облака и равная половине массы воздуха, которая заняла бы текущий объем огненного шара. Для моделирования процесса горения использовалось эмпирическое соотношение из [21, 168], связывающее степень расширения облака с высотой его подъема. По степени расширения находилась текущая температура газа в огненном шаре. После нахождения состава и температуры газа в огненном шаре производились расчеты потоков инфракрасного излучения от горящего облака.

Полуэмпирическая модель динамики и излучения высокотемпературных объемов газа (термиком и огненных шаров), описывающая расширение огненного шара при горении топлива, подъем под действием сил плавучести, вовлечение окружающего воздуха, конвективный и радиационный теплообмен с окружающей средой, была предложена в [206, 207] применительно к анализу опасности взрыва ракет-носителей, использующих кислородно-водородное топливо. На первой стадии рассматривается сферически симметричное расширение огненного шара при возгорании топлива, при этом в качестве параметра задачи используется постоянная нормальная скорость распространения пламени. Вторая стадия, начинающаяся после окончания горения, соответствует всплыванию нереагирующего термика в поле сил тяжести. При записи уравнения движения термика учитывается влияние выталкивающей силы и квадратичной по скорости силы сопротивления окружающей среды. Тепловые потоки от термика рассчитываются на основе спектральной модели излучения, при этом химический состав продуктов считается равновесным при данной температуре термика.

Другим подходом к моделированию огненных шаров, приобретающим в настоящее время все большее значение, является численное исследование протекающих процессов, позволяющее изучать внутреннюю структуру огненного шара, особенности температурно-концентрационных полей, возникающих в условиях вынужденной и естественной конвекции, а также роль масштабных эффектов при горении облаков. Одна из первых попыток расчета распространения пламени по облаку топлива в открытой атмосфере была сделана в работе [208], где рассмотрено горение облака стехиометрической смеси метана с воздухом, возникающего при испарении пролива сжиженного природного газа. Облако задавалось в виде сильно вытянутого вдоль земной поверхности цилиндра диаметром 800 м и высотой 30 м, зажигание производилось у земли на оси симметрии. Особенностью модели является использование весьма упрощенного описания процесса турбулентного горения: в задаче задавалась постоянная линейная скорость распространения фронта пламени относительно свежей смеси, равная 20 м/с. Расчеты проводились в осесимметричной постановке, в результате была получена картина течения при распространении пламени по горючей смеси, определены поля температуры и избыточные давления, возникающие в газе. Максимальная видимая скорость пламени (в системе координат, связанной с землей) в расчетах достигалась через 1 с после зажигания и составляла 85 м/с, при этом избыточное давление было зафиксировано на уровне 100 мбар. На первом этапе наблюдалось распространение практически сферического пламени от источника зажигания. После достижения пламенем верхней кромки облака сферический фронт трансформировался в цилиндрический, распространяющийся в радиальном направлении к периферии облака. Горячие продукты под действием сил тяжести поднимались вверх, образуя грибовидную структуру в приосевой части облака. Максимальная вертикальная скорость плавучих продуктов, равная 185 м/с, достигалась к моменту 9,5 с. Хотя рассчитанная картина горения облака представляется качественно вполне правдоподобной, никаких количественных сопоставлений с экспериментальными данными или результатами других авторов в работе [208] не приводится, что не

позволяет определить степень достоверности результатов.

В серии работ [209–212] методами численного моделирования изучались высокотемпературные облака водяного пара, образующиеся при взрыве кислородно-водородных смесей. Данная задача имеет большое прикладное значение для оценки опасности взрывов ракет-носителей на стартовой площадке. В работе [213] рассмотрено излучение огненного шара продуктов взрыва кислородно-керосиновых смесей, также применяемых в качестве ракетных топлив. Отличительной чертой используемого подхода является расчет переноса излучения на основе спектральных моделей, учитывающих зависимость коэффициента поглощения продуктов горения от длины волны излучения. Проведено сопоставление нескольких методов решения уравнения переноса лучистой энергии, включая диффузионный метод ( $P_1$ -приближение метода сферических гармоник) и статистический метод Монте-Карло. В работах [209, 211–213] рассчитывались мгновенные величины радиационных потоков от огненных шаров, при этом распределения концентраций компонент рассчитывались из условия химического равновесия при задаваемом в качестве исходных данных поле температуры. В то же время, в работах [214–216] рассчитывалось движение не реагирующего плавучего облака в поле сил тяжести с учетом теплообмена излучением. Наконец, в работе [210] на основе двумерной модели радиационной газовой динамики предпринята попытка моделирования реагирующего кислородно-водородного огненного шара, причем для описания скорости химической реакции используется глобально-кинетическая схема с константами, выведенными из экспериментов по ламинарным пламенам водорода.

Из других работ по моделированию реагирующих огненных шаров можно отметить единичный расчет [217], в котором получен отрыв и подъем огненного шара при зажигании объема топлива у земной поверхности. Кроме того, ряд работ выполнен в близкой области — моделировании крупномасштабных пожаров в открытой атмосфере (см., например, [218–221]). В расчетах получены характеристики конвективной колонки, возникающей в стратифицированной атмосфере при пожаре большой

мощности, изучен перенос дисперсных примесей восходящим течением над мощным пожаром и последующее распространение аэрозольных частиц в верхних слоях атмосферы. В работах [222–232] проводилось численное моделирование стационарных горящих струй в поперечном поле ветра при вертикальном и горизонтальном истечении углеводородного газового топлива. Были получены хорошо совпадающие с экспериментальными траектории горячей струи, длины пламени и уровни тепловых потоков на земной поверхности. Наконец, следует упомянуть работы, в которых рассматривались характеристики взрывных волн при зажигании облака предварительно перемешанной смеси у земной поверхности, а также детонация облаков и струй топлива [233–244]. Отличие взрывного режима превращения топлива от рассматриваемого в настоящей работе случая медленного горения состоит в том, что при взрыве или детонации газа основную роль играет формирование и распространение ударных или детонационных волн, тогда как процессы, связанные с влиянием силы тяжести, оказываются несущественными. При медленном же горении перепады давления незначительны, тогда как конвективное движение среды под действием сил плавучести играет первостепенную роль.

В целом можно утверждать, что до настоящего времени цельная теоретическая картина физико-химических процессов, протекающих при нестационарном медленном (дозвуковом) горении топливных облаков в условиях открытой атмосферы получена не была. Имеющиеся численные расчеты, как правило, сконцентрированы на отдельных гранях явления, зачастую не принимая во внимание или сильно упрощая описание других важных факторов. Практически отсутствуют систематические исследования процессов турбулентного горения в теле огненного шара, не изучена относительная роль инерционных и плавучих сил в эволюции горящего облака при выбросе топлива в атмосферу, не изучено влияние масштаба облака на его внутреннюю структуру, процессы тепломассопереноса, воздействие огненного шара на окружающую среду. Решение перечисленных вопросов позволило бы достичь более высокого уровня понимания явления огненного шара, свести воедино разрозненные эмпири-

ческие данные, а также определить направления новых экспериментальных исследований.

В настоящей главе проведено исследование горения и радиационных характеристик огненного шара, образующегося при зажигании углеводородного облака. Представлены результаты расчетов метановых и пропановых огненных шаров различного масштаба, получена внутренняя структура горящего облака на различных этапах его эволюции. Исследовано влияние начальной скорости газа на динамику движения и горения огненного шара, Проведено сопоставление структуры, размеров и времени выгорания топливных облаков с имеющимися экспериментальными данными.

## 4.2. Постановка задачи

### 4.2.1. Основные уравнения

Будем рассматривать истечение конечной массы топлива  $M_0$  в неподвижную атмосферу с последующим зажиганием и горением в поле сил тяжести. Круговой источник находится на уровне земной поверхности, выбрасывая газообразное топливо вертикально вверх. Как показывают эксперименты, огненные шары, возникающие при выбросах компактного облака горючего, быстро принимают форму, близкую к сферической, поэтому в дальнейшем ограничимся рассмотрением только осесимметричных течений. Следует заметить, что исследование асимметричного зажигания имеет большое значение при изучении взрывов облаков топлива, поскольку в этом случае параметры образующихся ударных волн существенным образом зависят от положения точки инициирования реакции. Кроме того, для случая медленного горения асимметричное зажигание может быть важным, если облако горючего вытянуто вдоль земной поверхности, например, в результате истечения и рассеяния тяжелого газа в поле ветра. Эти случаи, однако, находятся за рамками настоящего исследования.

Численная модель основана на интегрировании двумерных осесимметричных уравнений Навье-Стокса, осредненных по Фавру. Предполагается, что реакция го-

рения идет до конца и имеет первый порядок по топливу и окислителю. Введем цилиндрическую систему координат  $(r, z)$ , начало которой совпадает с центром источника, а ось  $z$  направлена вертикально вверх. В рамках осесимметричной постановки нестационарное движение реагирующего многокомпонентного газа описывается следующей системой уравнений сохранения массы, количества движения и энергии совместно с уравнениями для характеристик турбулентности и компонент смеси:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{U}) = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{U} \mathbf{U}) = -\nabla p + \nabla \Pi + (\rho - \rho_a) \mathbf{g} \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{U} h) = \nabla \left( \frac{\mu}{\text{Pr}} \nabla h \right) + \Delta H_c w - S_R, \quad h = \sum_{i=1}^N Y_i \int_{T_a}^T C_{P,i}(T) dT, \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial \rho Y_i}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{U} Y_i) = \nabla \left( \frac{\mu}{\text{Sc}} \nabla Y_i \right) + w_i, \quad i = 1, \dots, N, \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{U} k) = \nabla \left( \frac{\mu}{\sigma_k} \nabla k \right) + G - \rho \varepsilon \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{U} \varepsilon) = \nabla \left( \frac{\mu}{\sigma_\varepsilon} \nabla \varepsilon \right) + \frac{\varepsilon}{k} (C_1 G - C_2 \rho \varepsilon) \quad (4.6)$$

$$\Pi = \mu \left( (\nabla \mathbf{U} + \nabla \mathbf{U}^T) - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{U}) \mathbf{I} \right) - \frac{2}{3} \rho k \mathbf{I}, \quad \mu = \mu_l + \mu_t, \quad \mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4.7)$$

$$G = \mu_t \left( \frac{1}{2} |\nabla \mathbf{U} + \nabla \mathbf{U}^T|^2 - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{U})^2 \right) - \frac{2}{3} \rho k (\nabla \cdot \mathbf{U}) + \frac{\mu_t g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}, \quad (4.8)$$

$$P = \rho R^\circ T \sum_{i=1}^N \frac{Y_i}{m_i}, \quad \sum_{i=1}^N Y_i = 1, \quad w = \rho A \frac{\varepsilon}{k} \min \left( Y_F, \frac{Y_O}{\nu_O}, \frac{B Y_P}{\nu_P} \right) \quad (4.9)$$

Использованы следующие обозначения:  $t$  — время,  $\rho$  — плотность,  $\mathbf{U} = (u, v)$  — вектор скорости,  $P$  и  $p$  — полное давление и его отклонение от давления в окружающей атмосфере,  $\Pi$  — тензор вязких напряжений,  $\mathbf{I}$  — единичный тензор,  $\mathbf{g} =$

$(0, -g)$  — вектор силы тяжести,  $h$  — энтальпия,  $\Delta H_c$  — теплота сгорания топлива,  $S_R$  — радиационный источниковый член,  $T$  — температура,  $R^\circ$  — универсальная газовая постоянная, индексом  $a$  обозначены величины, относящиеся к невозмущенной атмосфере. Газовая фаза состоит из  $N = 5$  компонент (горючее,  $O_2$ ,  $CO_2$ ,  $H_2O$ ,  $N_2$ ) с массовыми долями  $Y_i$ , для каждой из которых заданы молекулярная масса  $m_i$  и удельная теплоемкость  $C_{P,i}$ .

Для замыкания осредненных по Фавру уравнений движения использована  $k - \varepsilon$  модель турбулентности со стандартным набором констант [245–248]. Турбулентность течения характеризуется пульсационной кинетической энергией  $k$  и скоростью ее диссипации  $\varepsilon$ , полная вязкость  $\mu$  равна сумме турбулентной (с индексом  $t$ ) и ламинарной (с индексом  $l$ ) составляющих.

Скорость турбулентного горения  $w$  вычисляется в соответствии с моделью [249], согласно которой скорость потребления горючего лимитируется процессами турбулентного смешения компонент, тогда как сами химические реакции считаются бесконечно быстрыми. Реакция предполагается одностадийной и необратимой, скорости образования или потребления компонент связаны со скоростью горения (4.9) массовыми стехиометрическими коэффициентами:  $w_i = \pm \nu_i w$  (здесь и далее индексом  $F$  обозначены величины, относящиеся к топливу,  $O$  — к окислителю,  $P$  — к продуктам реакции,  $\nu_F = 1$ ,  $\nu_P = \nu_{CO_2} + \nu_{H_2O} = 1 + \nu_O$ ,  $Y_P = Y_{CO_2} + Y_{H_2O}$ ). В качестве горючего газа использовались метан  $CH_4$  ( $m_F = 0,016$  кг/моль,  $\Delta H_c = 50$  МДж/кг) и пропан  $C_3H_8$  ( $m_F = 0,044$  кг/моль,  $\Delta H_c = 45,6$  МДж/кг). Константы, входящие в уравнения (4.1) – (4.9), равны  $C_\mu = 0,09$ ,  $C_1 = 1,44$ ,  $C_2 = 1,92$ ,  $\sigma_k = 1,0$ ,  $\sigma_\varepsilon = 1,3$ ,  $Pr = Sc = 0,7$ ,  $A = 4$ ,  $B = 0,5$ . Зависимости теплоемкостей газовых компонент от температуры задавались в соответствии с табличными данными [250, 251].

Расчетная область и граничные условия представлены схематически на рис. 4.1. В начальный момент  $t = 0$  рассматривается неподвижная атмосфера, находящаяся при температуре  $T_a$  в гидростатическом равновесии и состоящая из смеси кислорода и азота в соотношении 21/79 (в объемных процентах), а также паров воды, пар-

циальное давление которых  $P_{H_2O}$  соответствует заданной относительной влажности воздуха.

Горючий газ выбрасывается вертикально вверх из круглого источника диаметра  $D$  на подстилающей поверхности (рис. 4.1). За время истечения  $t_r$  в атмосферу поступает общая масса топлива  $M_0$ , после чего скорость истечения скачком падает до нуля. Массовая доля горючего в истекающем газе  $Y_F$  равна единице, всех других компонент — нулю. Распределение вертикальной компоненты скорости  $v_r$  в источнике ( $0 \leq r \leq D/2$ ) задается гауссовым, при этом полуширина распределения выбирается из условия

$$2\pi \int_0^{D/2} v_r(r) r dr = C_d \frac{\pi D^2}{4} U_0$$

где  $U_0$  — абсолютная величина скорости на оси,  $C_d = 0,85$  — коэффициент расхода. Горизонтальная компонента скорости в источнике полагается нулевой. Температура истекающего газа равна температуре окружающей среды, что соответствует выбросу газа, хранящегося при внешней температуре при небольшом перепаде давления.

На оси используются условия симметрии (нулевая горизонтальная скорость и нулевые производные всех других неизвестных), на внешних границах расчетной области (при  $r = R_{max}$  и  $z = Z_{max}$ ) задаются условия сноса (нулевые производные по нормали к соответствующей границе) для всех функций, кроме давления, которое считается равным давлению невозмущенной атмосферы. На подстилающей поверхности вне источника (а также в области источника после окончания истечения) задаются нулевые потоки всех концентраций, нулевая вертикальная скорость, а для тангенциальной составляющей скорости, кинетической энергии турбулентности, скорости диссипации и энтальпии используются пристеночные функции [247], при этом подстилающая поверхность считается изотермической при температуре  $T_a$ .

Наконец, необходимо задать значения турбулентных параметров в источнике  $k_r$ ,  $\varepsilon_r$  и их начальные значения в области  $k_0$ ,  $\varepsilon_0$ . В литературе отсутствуют строгие правила задания этих значений, скорее они должны рассматриваться как модельные и подбираться в соответствии с рассчитываемой физической ситуацией. В настоящей

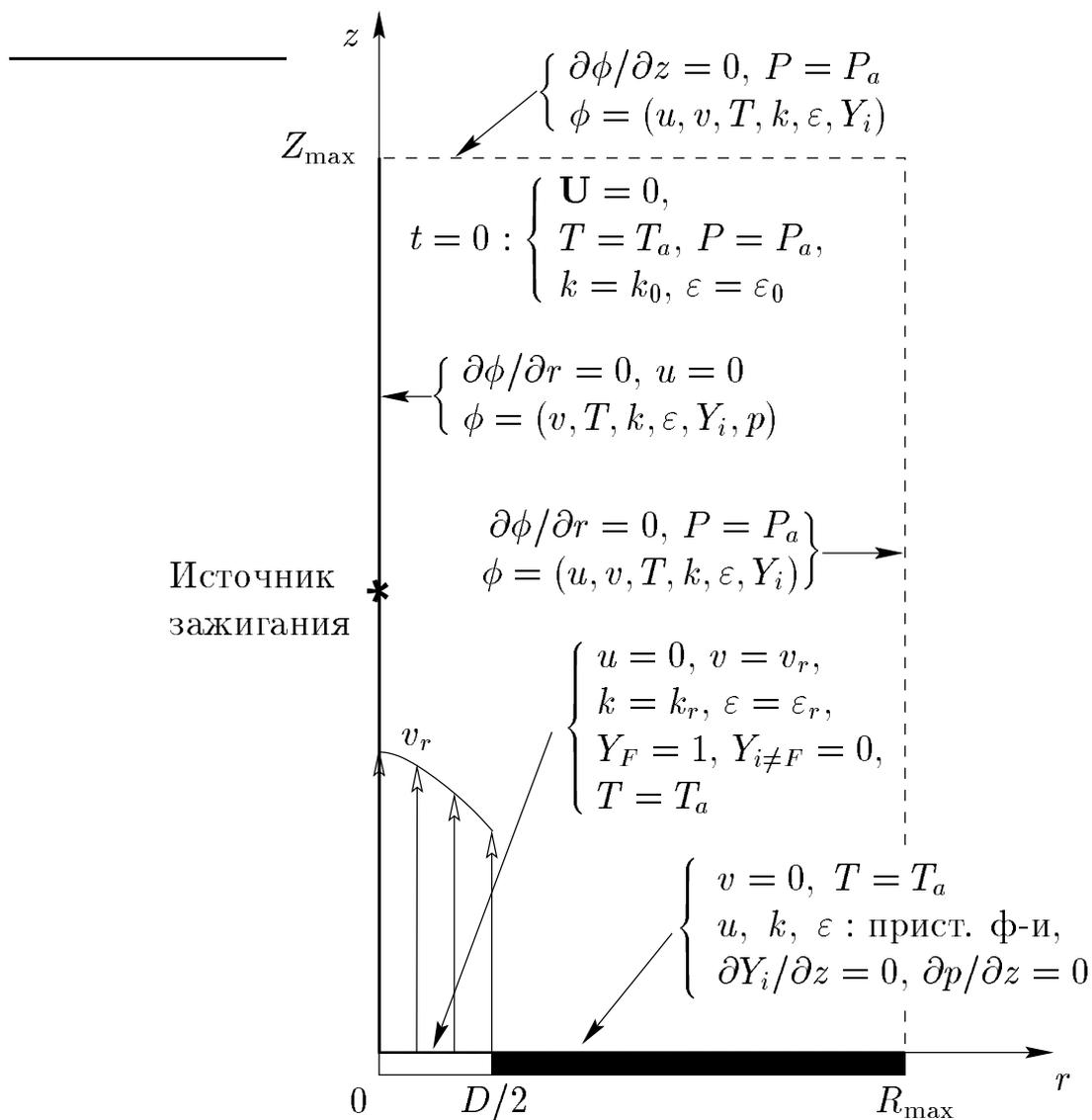


Рис. 4.1. Схема расчетной области: 1 — ось симметрии, 2 — источник топлива (радиальное распределение скорости газа в выходном сечении источника показано стрелками), 3 — подстилающая поверхность, 4 — боковая граница, 5 — верхняя граница

работе были проведены предварительные расчеты стационарных и развивающихся (стартующих) струй, в которых для различных  $k_r$ ,  $\varepsilon_r$ ,  $k_0$  и  $\varepsilon_0$  определялась длина потенциального ядра стационарной струи и динамика подъема верхней кромки нестационарной струи, которая сравнивалась с экспериментами [143]. Наилучшие результаты были получены при  $k_r = 2,5 \cdot 10^{-3} U_0^2$ ,  $\varepsilon_r = C_\mu k_r^{3/2} / (0,05D) = 2,25 \cdot 10^{-4} U_0^3 / D$ ,  $k_0 = 1 \cdot 10^{-3} U_0^2$ ,  $\varepsilon_0 = 5 \cdot 10^{-5} U_0^3 / D$ . Эти значения, соответствующие уровню турбулентности 4% в источнике и 2,5% в невозмущенной атмосфере и согласующиеся с принятыми в литературе (см., например, [247]), использовались во всех представленных ниже расчетах.

Поджигание истекающего газа производилось на оси на высоте  $H_{ig}$  над источником. В расчетах зажигание пилотным пламенем моделировалось тем, что в небольшой области вокруг точки зажигания на каждом шаге по времени реакция искусственно проводилась до конца, т. е. до полного потребления горючего либо окислителя с выделением продуктов и соответствующего количества тепла.

Внешняя температура была равна  $T_a = 293\text{K}$  ( $20^\circ\text{C}$ ), парциальное давление паров воды  $P_{H_2O} = 4,64 \cdot 10^{-3}$  атм [250] (при этом массовая доля равна  $Y_{H_2O} = 2,89 \cdot 10^{-3}$ ), что соответствует относительной влажности воздуха 20%. Температура истекающего газа принималась равной внешней, а скорость на выходе из источника была дозвуковой, что соответствует выбросам при малом перепаде давлений.

#### 4.2.2. Модель образования и выгорания сажи

Процессы сажеобразования являются весьма важными при моделировании горения углеводородных топлив, поскольку наличие сажевых частиц в продуктах сгорания увеличивает излучательную способность пламени. Реакции образования дисперсных сажевых частиц из газовых компонент являются относительно медленными и, следовательно, не могут описываться в приближении бесконечно быстрого установления химического равновесия, которое используется в модели турбулентного горения газов. В настоящее время предложен целый ряд кинетических схем образования са-

жи, от простых полуэмпирических, основанных на расчете малого числа переменных (как правило, одной—двух), до детальных, включающих большое количество элементарных химических реакций (см. обзор в [252]). Применительно к расчетам сложных газодинамических течений, в особенности турбулентных, использование глобально-кинетических моделей является практически единственно возможным с точки зрения необходимых вычислительных затрат.

В настоящей работе образование сажевых частиц при горении углеводородных топлив описывается двухстадийной глобально-кинетической схемой, предложенной в работе [253]. Первая стадия процесса заключается в пиролизе молекул горючего с образованием активных радикалов и их размножении по механизму разветвленных цепных реакций. Вторая стадия включает формирование собственно дисперсных частиц сажи при коагуляции радикалов. Кинетические константы в [253] были подобраны на основе лабораторных измерений, проведенных для диффузионных ламинарных ацетиленовых пламен. Применение модели к турбулентным пламенам потребовало корректировки ряда констант, в частности, предэкспонента в выражении для скорости образования зародышей [249].

Ниже используется модификация кинетической схемы [249, 253] предложенная в [222] для описания пламен с большим (порядка секунды) временем пребывания сажевых частиц, характерным для горения крупномасштабных газовых струй в открытой атмосфере, т. е., объектов, близких к типичным огненным шарам. В работе [222] в отличие от [249, 253] предложены новые значения констант и введена зависимости скорость разветвления цепей при образовании зародышей (принятая в [249, 253] постоянной по всей области) от локальной концентрации горючего, что устраняет нефизическое производство радикалов в точках, где отсутствует топливо. Кроме того, были несколько видоизменены члены, описывающие квадратичный обрыв цепей, а скорость образования частиц сажи была принята пропорциональной скорости коагуляции радикалов.

Кинетические уравнения для счетной концентрации радикалов  $N_r$  и частиц сажи

$N_s$  имеют вид

$$\frac{dN_r}{dt} = A_s Y_F \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) + (f - g) N_r \frac{Y_F}{Y_{F0}} - g_0 N_r (N_s + N_r) \quad (4.10)$$

$$\frac{dN_s}{dt} = g_0 N_r (N_s + N_r) / K_0 \quad (4.11)$$

Для расчета массовой доли частиц сажи  $Y_s = m_s N_s / \rho$  (где  $m_s = \rho_s \pi D_s^3 / 6$  — масса сажевой частицы,  $D_s$  — средний диаметр сажевой частицы,  $\rho_s$  — истинная плотность сажи) и удельной концентрации радикалов  $Y_r = N_r / \rho$  используются уравнения вида

$$\frac{\partial \rho Y_j}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{U} Y_j) = \nabla\left(\frac{\mu}{Sc} \nabla Y_j\right) + w_{j,f} - w_{j,ox}, \quad j = s, r,$$

источниковые члены в правой части которых описывают скорость образования компоненты (индекс  $f$ ) и скорость ее выгорания (индекс  $ox$ ).

Источниковые члены, описывающие производство сажи и радикалов, записывались на основе выражений (4.10), (4.11):

$$w_{s,f} = m_s \frac{dN_s}{dt}, \quad w_{r,f} = \frac{dN_r}{dt}$$

В уравнениях (4.10), (4.11) используется следующий набор констант [222, 253]:  $A_s = 6,2 \cdot 10^{40} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$ ,  $E = 180 \text{ ккал/моль}$ ,  $(f - g) = 100 \text{ с}^{-1}$ ,  $Y_{F0} = 0,2$ ,  $g_0 = 10^{-15} \text{ м}^3/\text{с}$ ,  $K_0 = 5$ ,  $\rho_s = 2000 \text{ кг/м}^3$ ,  $D_s = 0,2 \text{ мкм}$ .

Окисление сажевых частиц описывается моделью [249], в которой, по аналогии с моделью горения газов (4.9), принимается, что скорость выгорания определяется скоростью смешения в турбулентных вихрях, при этом концентрация компонента, находящегося в недостатке, лимитирует скорость реакции:

$$w_{s,ox} = \rho A \frac{\varepsilon}{k} \min\left(Y_s, \frac{Y_O}{\nu_s} \frac{Y_s \nu_s}{Y_s \nu_s + Y_F \nu_O}\right), \quad w_{r,ox} = w_{s,ox} \left(\frac{N_r}{\rho Y_s}\right) \quad (4.12)$$

где  $\nu_s$  — массовый стехиометрический коэффициент горения сажи. Суммарные источниковые члены для массовой доли сажи и удельной концентрации радикалов равны  $w_s = w_{s,f} - w_{s,ox}$ ,  $w_r = w_{r,f} - w_{r,ox}$ . Объемная доля сажи, необходимая для вычисления коэффициента поглощения среды, может быть найдена как  $f_v = \rho Y_s / \rho_s$ .

Модель (4.10)–(4.12) применялась в [222] для расчета горения крупномасштабных факелов природного газа в поперечном поле ветра, где было показано хорошее соответствие полученных тепловых потоков экспериментальным данным.

### 4.2.3. Модель переноса излучения

Излучение продуктов горения углеводородных топлив имеет весьма сложный спектральный состав, обусловленный комбинацией сильных инфракрасных спектральных линий молекул  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$ , и непрерывного излучения частиц сажи [254]. Оптические свойства среды, следовательно, сильно зависят от длины волны излучения. В предельном случае малого линейного масштаба пламени, когда поглощением собственного излучения можно пренебречь, существенное упрощение задачи возможно путем введения среднепланковского коэффициента поглощения и использования приближения объемного высвечивания. Наоборот, при больших размерах горячей области, когда ее оптическая толщина во всем спектральном диапазоне оказывается намного превосходящей единицу, можно использовать диффузионное приближение и характеризовать оптические свойства среды средним по Росселанду коэффициентом поглощения. По-существу, в обоих указанных предельных случаях введением соответствующего осредненного коэффициента поглощения можно свести задачу к расчету излучения серого газа.

При конечных размерах пламени, однако, длина свободного пробега излучения в определенных спектральных диапазонах может намного превосходить размеры горячей области, которая для этих длин волн является оптически тонкой, тогда как в других спектральных диапазонах газ может быть сильно поглощающим, т. е., оптически толстым. В таком случае использование любого из указанных выше приближений может привести к существенным ошибкам.

Наиболее подробно оптические свойства среды описываются спектральными моделями, в которых используется детальная информация о зависимости коэффициента поглощения от длины волны. Примером применения такой модели к расчету

излучения от горячих облаков продуктов сгорания водорода (водяного пара) служат работы [210, 211]. Следует отметить, однако, что применение полных спектральных моделей в вычислительной практике требует значительных усилий по реализации и поддержанию базы данных по спектральным свойствам газов [255, 256]. Кроме того, необходимость решения уравнения переноса лучистой энергии в многочисленных спектральных интервалах сопряжена с большими вычислительными затратами. Поэтому оправданным представляется использование моделей, являющихся промежуточными между грубой моделью серого газа и гораздо более точными, но трудоемкими спектральными моделями.

В данной работе для описания оптических свойств продуктов горения углеводородных топлив использована модель взвешенной суммы серых газов (ВССГ). Данная модель первоначально была предложена в рамках зонального подхода [257], однако позднее она нашла широкое применение и в других методах решения уравнения переноса лучистой энергии (см., например, [258, 259]). Суть модели ВССГ состоит в том, что излучательная способность реальной среды аппроксимируется суммой излучательных способностей набора серых газов, каждый из которых обладает собственным коэффициентом поглощения  $\kappa_j$ , при этом суммирование производится с зависящими от температуры весовыми коэффициентами  $a_j$ . Эти коэффициенты можно интерпретировать как суммарный вклад всех участков спектра, в которых коэффициенты поглощения близки к  $\kappa_j$ . Величины коэффициентов поглощения и весовых множителей подбираются так, чтобы обеспечить наилучшее согласование реальной и модельной излучательных способностей как функций оптической длины.

В настоящее время предложен ряд аппроксимаций как для индивидуальных газов, так и для смесей  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  и сажи. Ниже используются коэффициенты, найденные в [260–262]. В случае чисто газовых смесей используется  $K_g = 3$  серых газа, отвечающих оптически толстым, оптически тонким и промежуточным частям спектра. Весовые коэффициенты поглощения серых газов  $a_{g,j}$  аппроксимированы полиномами третьей степени по температуре. Локальный коэффициент поглощения  $j$ -го

серого газа находится как произведение модельного коэффициента  $k_{g,j}$  и локального суммарного парциального давления продуктов горения  $P_{pr} = P_{CO_2} + P_{H_2O}$ :

$$a_{g,j} = \sum_{k=1}^4 b_{g,jk} T^{k-1}, \quad \kappa_{g,j} = k_{g,j} P_{pr}, \quad j = 1, \dots, K_g, \quad (4.13)$$

где  $P_{pr}$  выражено в атмосферах. Необходимые для целей работы значения констант  $k_{g,j}$  и  $b_{g,jk}$  из [261] приведены в Таблице 4.1. Кроме того, добавляется еще один серый газ с нулевым коэффициентом поглощения  $k_{g,0} = 0$ , отвечающий спектральным «окнам», его весовой коэффициент находится как  $a_{g,0} = 1 - \sum_{j=1}^3 a_{g,j}$ . Этот газ не дает вклада в процессы радиационного переноса в случае чисто газовой среды, однако его введение позволяет единым образом рассматривать поглощающие и непоглощающие участки газового спектра при определении свойств смесей газов и сажи.

Аналогичные константы, описывающие в рамках модели ВССГ излучательные свойства сажи, были предложены в [260, 262]. Соответствующие весовые коэффициенты  $a_{s,j}$  и коэффициенты поглощения  $\kappa_{s,j}$  серых газов находятся как

$$a_{s,j} = \sum_{k=1}^4 b_{s,jk} T^{k-1}, \quad \kappa_{s,j} = k_{s,j} f_v, \quad j = 1, \dots, K_s, \quad (4.14)$$

где  $f_v$  — объемная доля частиц сажи. В работах [260, 262] показано, что удовлетворительной точности можно достигнуть уже при  $K_s = 2$ . Коэффициенты модели приведены в Таблице 4.2.

Для смеси излучающих газов и сажи общее число серых газов определяется парными комбинациями индивидуальных серых газов, введенных для газовых компонент смеси и серых газов для сажи, так что общее число серых газов достигает  $K = (K_g + 1) \times K_s = 8$ . Это количество значительно меньше, чем число спектральных групп, которые приходится рассматривать при использовании детальных спектральных моделей среды, что делает расчет переноса излучения более эффективным в вычислительном плане. Коэффициенты поглощения серых газов для рассматрива-

емой смеси и соответствующие весовые коэффициенты находятся как

$$\kappa_{n,m} = \kappa_{g,n} + \kappa_{s,m}, \quad a_{n,m} = a_{g,n}a_{s,m} \quad n = 0, \dots, K_g, \quad m = 1, \dots, K_s. \quad (4.15)$$

В рамках модели ВССГ поток лучистой энергии представляется суммой индивидуальных потоков, каждый из которых удовлетворяет уравнению переноса энергии излучения, содержащему в качестве источника члена плотность излучения абсолютно черного тела, домноженную на соответствующий весовой коэффициент [258]:

$$\mathbf{q}_R = \sum_{j=1}^K \mathbf{q}_{R,j}, \quad \nabla \mathbf{q}_{R,j} = \kappa_j (a_j E_b - E_j), \quad (4.16)$$

где индекс  $j$  соответствует всем комбинациям  $(n, m)$  для газовых компонент и сажи,  $E_j$  — объемная плотность лучистой энергии  $j$ -го серого газа,  $E_b = 4\sigma T^4$  — плотность излучения абсолютно черного тела,  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2\text{К}^4$  — постоянная Стефана-Больцмана.

Решение уравнения переноса лучистой энергии (4.16) для индивидуальных серых газов может осуществляться различными методами. В данной работе применяется так называемое толсто-тонкое приближение, в котором для оптически толстых и оптически тонких компонент решение осуществляется на основе диффузионного приближения и модели объемного высвечивания соответственно. Именно, в том случае, когда оптическая толщина рассчитываемого огненного шара для  $j$ -го серого газа  $\tau_{R,j}$  оказывается меньше некоторой граничной величины  $\tau_{R,*}$ , используется приближение объемного высвечивания. Объемная плотность энергии излучения  $E_j$  считается малой по сравнению с плотностью излучения черного тела  $E_b$ , поэтому дивергенция потока лучистой энергии равна (с учетом поглощения энергии, приходящей из окружающей среды)

$$\nabla \mathbf{q}_{R,j} = 4\kappa_j a_j \sigma (T^4 - T_a^4). \quad (4.17)$$

С другой стороны, для тех серых газов, для которых огненный шар является оптически толстым ( $\tau_{R,j} > \tau_{R,*}$ ), используется диффузионное приближение (называе-

мое также  $P_1$ -приближением метода сферических гармоник) [259, 263, 264]. Разложение интенсивности излучения в ряд по сферическим функциям показывает, что, в первом приближении, поток лучистой энергии пропорционален градиенту плотности энергии излучения, так что уравнение (4.16) сводится к уравнению эллиптического типа для плотности лучистой энергии:

$$\mathbf{q}_{R,j} = -\frac{1}{3\kappa_j} \nabla E_j, \quad \nabla \frac{1}{3\kappa_j} \nabla E_j = \kappa_j (E_j - a_j E_b). \quad (4.18)$$

Для решения данного уравнения необходимо поставить граничные условия на всех поверхностях, ограничивающих расчетную область. На каждой из таких поверхностей, характеризуемой определенной температурой и степенью черноты  $\epsilon_w$ , граничное условие записывается в виде (см., например, [259]):

$$2\mathbf{q}_{R,j} \cdot \mathbf{n} = \frac{\epsilon_w}{2 - \epsilon_w} (a_j E_{b,w} - E_{j,w}), \quad (4.19)$$

где  $\mathbf{n}$  — единичный вектор нормали, индексом  $w$  обозначены значения плотности лучистой энергии на границе области. С учетом связи  $\mathbf{q}_{R,j} = -1/(3\kappa_j) \nabla E_j$  данное соотношение сводится к условию третьего рода относительно плотности лучистой энергии. На оси симметрии для  $E_j$  ставится граничное условие Неймана. В расчетах как для внешних границ области, так и для подстилающей поверхности использовалось значение  $\epsilon_w = 1$ . Переход от модели объемного высвечивания к диффузионному приближению производился при  $\tau_{R,*} = 1$ .

Таким образом, в случае продуктов горения углеводородных топлив, содержащих смесь излучающих газов и сажи, радиационная часть задачи сводится к решению восьми уравнений переноса, отвечающих индивидуальным серым газам. При этом число эллиптических уравнений, которые приходится решать на каждом шаге по времени, зависит от масштаба огненного шара, определяющего количество оптически толстых серых газов. Полный источниковый член в уравнении энергии находится суммированием вкладов всех компонент:

$$S_R = \sum_{j=1}^K \nabla \mathbf{q}_{R,j}.$$

Расчет поля излучения вне огненного шара и, в частности, радиационных потоков, падающих на поверхность, проводился в отдельные моменты времени методом Монте-Карло (см., например, [259, 265]). Необходимость применения особого метода расчета связана с тем, что как метод объемного высвечивания, так и диффузионное приближение могут приводить к значительным ошибкам при расчете потоков на значительных расстояниях от огненного шара [212]. Метод Монте-Карло относится к статистическому типу, он позволяет с успехом рассчитывать перенос излучения в оптически активных средах и учитывать как поглощение, так и рассеяние излучения, при этом алгоритм расчета применим как к оптически тонким, так и к оптически толстым средам. Недостатком метода является медленная скорость сходимости, приводящая к необходимости проведения расчетов для большого числа фотонов, что в свою очередь влечет за собой значительные вычислительные затраты. Поэтому в данной работе расчеты методом Монте-Карло проводились не на каждом временном шаге, а лишь в отдельные моменты, при этом использовались распределения температуры и концентраций, полученные при решении основной задачи.

### 4.3. Определяющие параметры

Рассмотрим основные параметры, описывающие различные стадии эволюции огненного шара при выбросе газообразного топлива в атмосферу. На начальной стадии процесса истекающее топливо частично смешивается с окружающим воздухом. Физическая модель выбросов конечной продолжительности рассмотрена в Главе 3, где показано, что характер возникающего в атмосфере течения (струя либо облако) находится в прямой зависимости от величины безразмерного диаметра источника  $\delta = D/V_0^{1/3}$ , где  $V_0 = M_0/\rho_F$  — объем выброшенного топлива при условиях хранения. Именно, если параметр  $\delta$  превосходит критическое значение  $\delta_J$  (при низком давлении хранения для метана  $\delta_J = 0,155$ , для пропана — 0,19), то выброс приводит к образованию облака богатой смеси, которое при поджигании будет гореть в диффузионном режиме в виде огненного шара. При меньших диаметрах выходно-

го отверстия истечение ведет к образованию квазистационарной струи газа, горящей в виде факела. Во всех представленных ниже расчетах диаметр источника отвечал условию выброса облака ( $\delta > \delta_J$ ).

Источник зажигания помещался у оси симметрии на высоте  $H_{ig}$  порядка нескольких диаметров от выходного отверстия, при этом задержка зажигания, равная времени достижения точки зажигания развивающейся струей горючего газа, всегда оказывалась много меньше времени горения огненного шара. Случай зажигания с большой задержкой, когда значительная часть топлива перемешивается с воздухом и сгорает затем во взрывном режиме, в данной работе не рассматривался.

Зажигание выброшенного в атмосферу топлива приводит к интенсивному расширению продуктов горения и вовлекаемого воздуха, в результате чего объем горящего облака значительно превосходит  $V_0$ . Поэтому для описания огненного шара на стадии интенсивного горения целесообразно ввести соответствующий линейный масштаб. Поскольку при горении углеводородных топлив объем воздуха, необходимый для стехиометрической реакции, значительно превосходит объем собственно горючего, то огненный шар состоит практически из продуктов горения и вовлеченного нагретого воздуха [169]. Поэтому параметры огненного шара зависят в первую очередь от полного количества выделившегося тепла (равного произведению полной массы топлива  $M_0$  на теплоту сгорания  $\Delta H_c$ ) и практически не зависят от таких свойств топлива, как его молекулярная масса, теплоемкость и т. п. Характерный объем огненного шара  $V_*$  найдем, приравняв полную энергию сгорания топлива тепловой энергии облака:

$$M_0 \Delta H_c = \rho_b C_P (T_b - T_a) V_*,$$

где индекс  $b$  отвечает продуктам горения. Воспользовавшись условием  $T_a/T_b \ll 1$ , уравнением состояния  $\rho_b T_b = \rho_a T_a$  и считая  $C_P \approx C_{P,a}$ , получим

$$V_* = \frac{\Delta H_c M_0}{\rho_a C_{P,a} T_a}.$$

Введем характерный линейный масштаб  $L_*$ , определив его как корень кубический из объема  $V_*$ , а также характерную скорость  $U_*$ , обусловленную силами плавуче-

чести, и характерное время  $t_*$ :

$$L_* = V_*^{1/3}, \quad U_* = (L_*g)^{1/2}, \quad t_* = (L_*/g)^{1/2} \quad (4.20)$$

Чтобы показать, что введенный таким образом масштаб длины действительно характеризует размер огненного шара, воспользуемся эмпирической зависимостью максимального диаметра огненного шара от массы вовлеченного топлива

$$D_{FB} = (5,8 \div 6,28)M_0^{1/3}, \quad (4.21)$$

где диапазон изменения коэффициента пропорциональности указан согласно рекомендациям обзоров [121, 266]. Для большинства углеводородов теплота сгорания  $\Delta H_c$  составляет  $45 \div 50$  МДж/кг, так что характерный масштаб связан с массой топлива соотношением  $L_* \approx 5,5 (M_0/\rho_a)^{1/3} = 5,18M_0^{1/3}$ . Сравнивая это выражение с приведенной выше эмпирической формулой получим

$$D_{FB} = (1,15 \div 1,25)L_*. \quad (4.22)$$

Таким образом,  $L_*$  практически совпадает с максимальным диаметром огненного шара и является естественным линейным масштабом для описания горящего облака. Отметим, что встречающееся в литературе использование линейного масштаба, основанного на начальном объеме горючего газа  $V_0^{1/3}$  [169] либо характерном объеме  $(M_0/\rho_a)^{1/3}$  [180], представляется хотя и возможным, но менее оправданным, поскольку не учитывает сильное расширение продуктов горения.

Приведение исходных уравнений к безразмерному виду с использованием введенных выше масштабов позволяет выделить определяющие безразмерные параметры, из которых наиболее важным является число Фруда, равное квадрату отношения скорости выброса к характерной скорости, обусловленной действием выталкивающей силы:

$$\text{Fr} = \left( \frac{U_0}{U_*} \right)^2 = \frac{U_0^2}{g \left( \frac{\Delta H_c M_0}{\rho_a C_{P,a} T_a} \right)^{1/3}} \quad (4.23)$$

Этот параметр служит количественной мерой соотношения между силами инерции и плавучести, действующими на огненный шар. Для огненных шаров, соответствующих развитому турбулентному режиму течения, процессы ламинарного переноса играют незначительную роль, поэтому ламинарное число Рейнольдса не является параметром подобия.

Геометрия источника топлива и расположение источника зажигания описываются безразмерным диаметром отверстия  $D/L_*$  и безразмерной высотой зажигания  $H_{ig}/L_*$ . Для большей наглядности, однако, отнесем диаметр источника и высоту зажигания к линейному масштабу  $V_0^{1/3}$ , характеризующему начальные размеры объема топлива, т. е., будем характеризовать размер источника введенной выше величиной  $\delta = D/V_0^{1/3}$ , а безразмерную высоту источника зажигания определим как  $\tilde{H}_{ig} = H_{ig}/V_0^{1/3}$ . При заданных параметрах топлива имеется взаимно однозначное соответствие этих величин, поэтому оба способа описания геометрических параметров эквивалентны.

В отсутствие радиационного источникового члена три указанных выше величины ( $Fg$ ,  $\delta$ ,  $\tilde{H}_{ig}$ ) являются единственными параметрами подобия задачи. Как показали эксперименты [180], при быстром выбросе топлива и его немедленном зажигании влияние особенностей источника топлива (формы и диаметра отверстия) на интегральные характеристики процесса оказывается незначительным.

Рассмотрим предельные случаи преобладающего влияния сил плавучести и инерции. Как показывает анализ размерностей (см., например, [6]), в случае преобладания плавучих сил время выгорания облака должно быть пропорционально характерному времени развития конвекции  $t_* = L_*/U_* \sim M_0^{1/6}$ . Этот случай реализуется, например, при разрушении оболочки резервуара и быстром высвобождении заключенного в ней газа. Напротив, при быстром направленном выбросе газа течение является чисто инерционным, время выгорания оказывается пропорциональным отношению линейного масштаба к скорости выброса  $L_*/U_0 \sim M_0^{1/3}/U_0$  и не зависит от  $g$ . В работе [180] на основе обработки экспериментальных данных для горизон-

тальных и вертикальных выбросов углеводородных газов предложены формулы для времени жизни огненного шара в зависимости от массы топлива и скорости выброса. Для вертикальных выбросов соответствующая зависимость имеет вид (см. (3.3))

$$\frac{t_{FB}}{t'_*} = \frac{10.6}{1 + \frac{1}{50} \frac{U_0}{U'_*}}$$

где характерные масштабы времени и скорости введены как  $t'_* = (M_0/\rho_a)^{1/6} g^{-1/2}$ ,  $U'_* = (M_0/\rho_a)^{1/6} g^{1/2}$ , они отличаются от определенных в (4.20) характерных величин  $U_*$  и  $t_*$  множителем  $(\Delta H_c/C_{P,a}T_a)^{1/6}$ . Эта полуэмпирическая формула по-существу является интерполяцией между предельными случаями чисто плавучих и чисто инерционных выбросов: при  $U_0 \rightarrow 0$  она дает  $t_{FB} \sim t'_* = (M_0/\rho_a)^{1/6} g^{-1/2}$ , тогда как при  $U_0 \rightarrow \infty$  из нее следует  $t_{FB} \sim (M_0/\rho_a)^{1/3}/U_0$ . С использованием введенных согласно (4.20) масштабов, данная аппроксимационная формула приобретает вид

$$\frac{t_{FB}}{t_*} = \left(0,22 + 0,01 \frac{U_0}{U_*}\right)^{-1} = \left(0,22 + 0,01 Fr^{1/2}\right)^{-1} \quad (4.24)$$

Безразмерное время выгорания огненного шара, таким образом, является функцией отношения скорости выброса и характерной скорости плавучего течения, т. е., величины  $Fr^{1/2}$ .

Ниже приведены результаты расчетов горения выбросов метана и пропана. Сначала проведены расчеты горения огненных шаров без учета процессов радиационного теплопереноса, проведен анализ зависимости времени жизни огненного шара от определяющих параметров задачи и сопоставление полученных зависимостей с экспериментальными данными. Затем представлены результаты расчетов излучающих пропановых огненных шаров в диапазоне масс от 1 г до 1000 кг, рассмотрена роль масштабных эффектов и тепловые потоки от огненного шара.

#### 4.4. Горение огненного шара: расчет без учета излучения

Как показывает анализ определяющих параметров задачи (см. раздел 4.3), если процессы радиационного теплопереноса не принимаются во внимание, то в задаче име-

ются три основных параметра подобия — число Фруда  $Fr$ , безразмерный диаметр источника  $\delta = D/V_0^{1/3}$  и безразмерная высота источника зажигания  $\tilde{H}_{ig}$ . В настоящем разделе представлены результаты расчетов метановых и пропановых огненных шаров, в которых излучение не учитывалось, а определяющие безразмерные параметры изменялись в широких диапазонах  $Fr = 10-1200$ ,  $\delta = 0,15-0,50$ ,  $\tilde{H}_{ig} = 0,5-6,0$ . Для массы топлива  $M_0 = (2-20) \cdot 10^{-3}$  кг соответствующие размерные параметры находятся в диапазонах  $D = 2-5$  см,  $U_0 = 10-100$  м/с,  $H_{ig} = 0,1-0,75$  м. Для сравнения результатов расчетов с экспериментом использовались данные работы [180], где изучалось горение небольших количеств метана и пропана при выбросе в атмосферу с различной начальной скоростью. Указанные выше диапазоны изменения расчетных параметров покрывают область, которая несколько шире, чем в экспериментах [180].

Рассмотрим сначала подробно внутреннюю структуру огненного шара на различных стадиях его эволюции. Расчеты проводились при следующих значениях безразмерных параметров:  $\delta = 0,255$ ,  $Fr = 286,8$ ,  $\tilde{H}_{ig} = 0,56$ . Эти параметры соответствуют выбросу  $M_0 = 5$  г метана из отверстия диаметром  $D = 5$  см при скорости истечения  $U_0 = 50$  м/с. Зажигание происходит на высоте  $H_{ig} = 0,5$  м над источником. Ниже все результаты представлены в безразмерном виде, кроме того, приводятся и соответствующие размерные значения, полученные с использованием масштабов длины и времени  $L_* = 0,89$  м,  $t_* = 0,30$  с. Для ясности значения температуры приводятся размерными, а относительные концентрации компонент приведены в объемных (мольных) процентах.

После того, как горючий газ начинает выбрасываться источником в атмосферу, формируется нестационарная струя, которая воспламеняется по достижении источника зажигания. На рис. 4.2 представлены пространственные распределения характеристик струи, соответствующие раннему моменту времени  $t/t_* = 0,26$  ( $t = 7,8 \cdot 10^{-2}$  с). На левом верхнем рисунке показано распределение концентрации топлива, на правом верхнем — концентрации продуктов горения ( $CO_2$ ). Значения концентраций, соответствующие различным градациям серого цвета, приведены справа

от рисунков. Радиальная и вертикальная пространственные координаты указаны в безразмерном виде  $r/L_*$  и  $z/L_*$  соответственно. На правом верхнем рисунке также стрелками нанесено поле скорости, масштаб векторов безразмерной скорости обозначен отрезком в правом верхнем углу рисунка, где приведено также соответствующее безразмерное значение максимальной по области величины скорости  $U_{\max}/U_*$ . На нижних двух рисунках показаны распределения абсолютной температуры (слева) и безразмерной скорости тепловыделения  $W$ , определенной как отношение локальной скорости потребления топлива в единице объема  $w$  к характерному значению этой величины  $M/(L_*^3 t_*)$ :

$$W = \frac{|w|}{M_0/(L_*^3 t_*)} = \frac{|w| t_*}{\rho_a} \left( \frac{\Delta H_c}{C_{P,a} T_a} \right). \quad (4.25)$$

Представленные распределения демонстрируют струю топлива с максимумом концентрации в источнике на поверхности. Горение сосредоточено в верхней части струи, где горячие продукты начинают образовывать огненный шар. Положение источника зажигания можно видеть на распределениях температуры и скорости реакции как локальные максимумы в нижней части огненного шара.

Истечение топлива из источника продолжается в течение времени  $t_r/t_* = 0,3$  ( $t_r = 0,09$  с), при этом топливо, выбрасываемое в атмосферу, достигает горячей области и воспламеняется. Течение носит вихревой характер с подъемом у оси и опускным движением на периферии, причем завихренность создается как за счет направленного действия источника, так и за счет сил плавучести, действующих на горячий газ. После окончания действия источника подъемное движение газа способствует вовлечению всего выброшенного топлива в огненный шар. На рис. 4.3 показана структура огненного шара в момент  $t/t_* = 0,52$  ( $t = 0,16$  с), расположение рисунков, соответствующих различным переменным, совпадает с описанным выше. Максимум концентрации топлива к этому моменту отделился от поверхности, тогда как распределения концентрации продуктов горения и температуры приобрели характерную грибовидную форму. Распределение скорости тепловыделения  $W$  показывает, что наиболее интенсивно реакции протекают на верхней и боковой границе облака, где

топливо смешивается с воздухом и горит в диффузионном режиме, а также в нижней части огненного шара, где окислитель активно вовлекается в облако вихревым течением. В то же время, в ядре кольцевого вихря скорость реакции значительно ниже, поскольку смесь здесь сильно переобогащена топливом.

В ходе дальнейшей эволюции огненный шар (видимая форма которого определяется границей высокотемпературной зоны) остается практически сферическим. Горящее облако поднимается вместе с кольцевым вихрем, при этом распределения температуры и концентраций продуктов становятся практически подобными друг другу. Напомним, что аналогичное подобие полей концентрации и температуры наблюдалось при расчете движения нереагирующего термика на автомодельной стадии подъема — см. Главы 1 и 2. Структура огненного шара на данной стадии представлена на рис. 4.4,  $t/t_* = 1,17$  ( $t = 0,35$  с). Как и на предыдущем рисунке, горение сосредоточено в основном на верхней кромке огненного шара, а также в его «ножке». После полного выгорания топлива дальнейшая структура и эволюция облака горячих продуктов аналогичны случаю нереагирующего термика (см. Главы 1, 2). На рис. 4.5 представлены пространственные распределения концентрации продуктов (двуокиси углерода) и температуры в момент  $t/t_* = 2,2$  ( $t = 0,67$  с), когда в области практически не осталось горючего. Температура газа после окончания горения начинает быстро снижаться за счет смешения с окружающим холодным воздухом.

На рис. 4.6 представлены временные зависимости, демонстрирующие развитие огненного шара. Кривой 1 представлена безразмерная масса топлива, выброшенная в атмосферу источником: количество горючего нарастает линейно на протяжении работы источника ( $0 \leq t \leq t_r$ ), после чего остается неизменным, поскольку расход источника при  $t > t_r$  равен нулю. Кривая 2 показывает текущую массу топлива в атмосфере (также отнесенную к полной массе  $M_0$ ), тогда как кривая 3 соответствует количеству прореагировавшего к данному моменту времени топлива  $M_b/M_0$ .

Кривая 4 на рис. 4.6 показывает максимальную температуру газа в объеме огненного шара. Видно, что температура быстро достигает значений, близких к адиа-

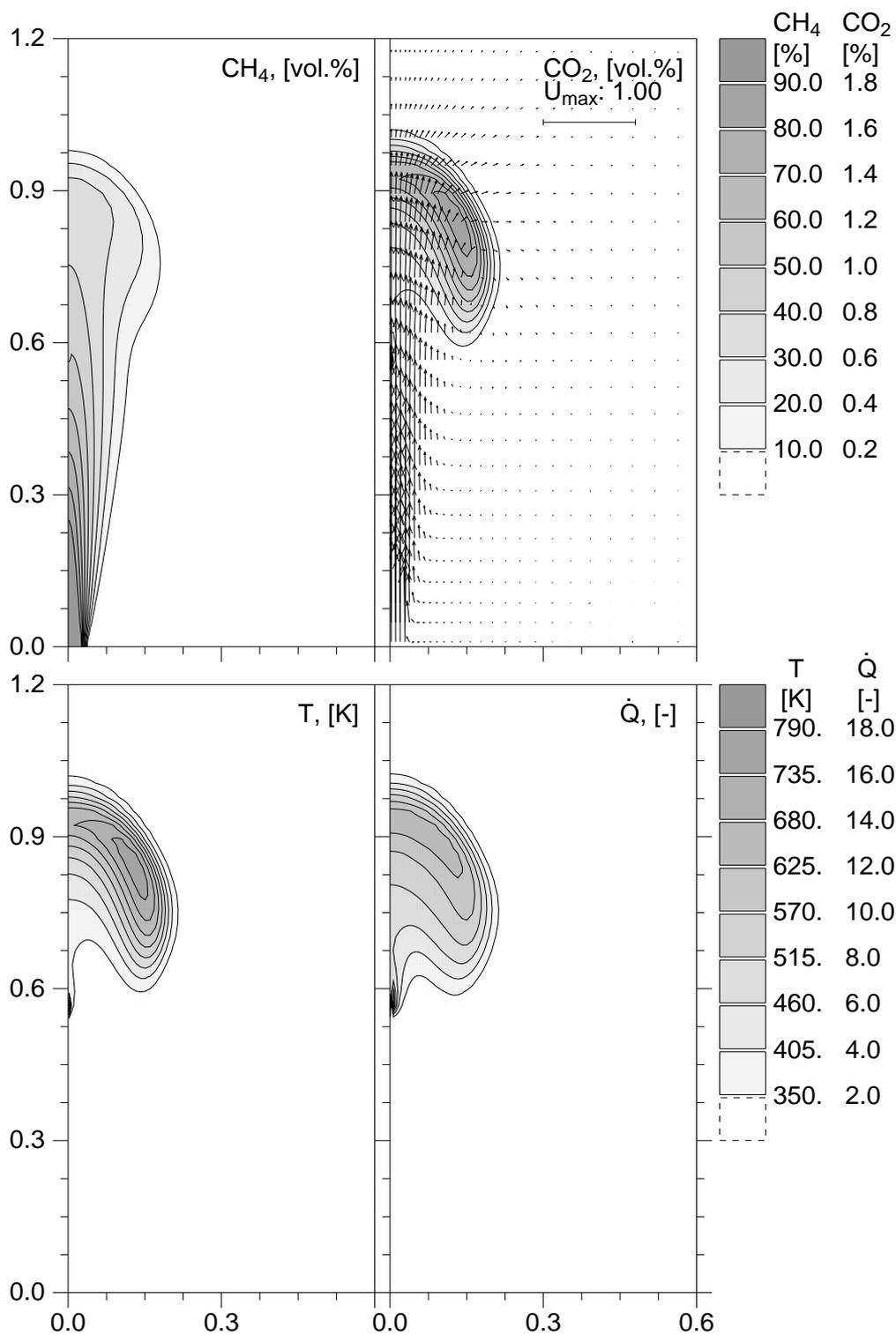


Рис. 4.2. Поля концентрации горючего (CH<sub>4</sub>), продуктов (CO<sub>2</sub>), температуры  $T$  и безразмерной скорости реакции  $W$  в метановом огненном шаре с массой топлива  $M_0 = 5$  г:  $t/t_* = 0,26$  ( $t = 7,8 \cdot 10^{-2}$  с)

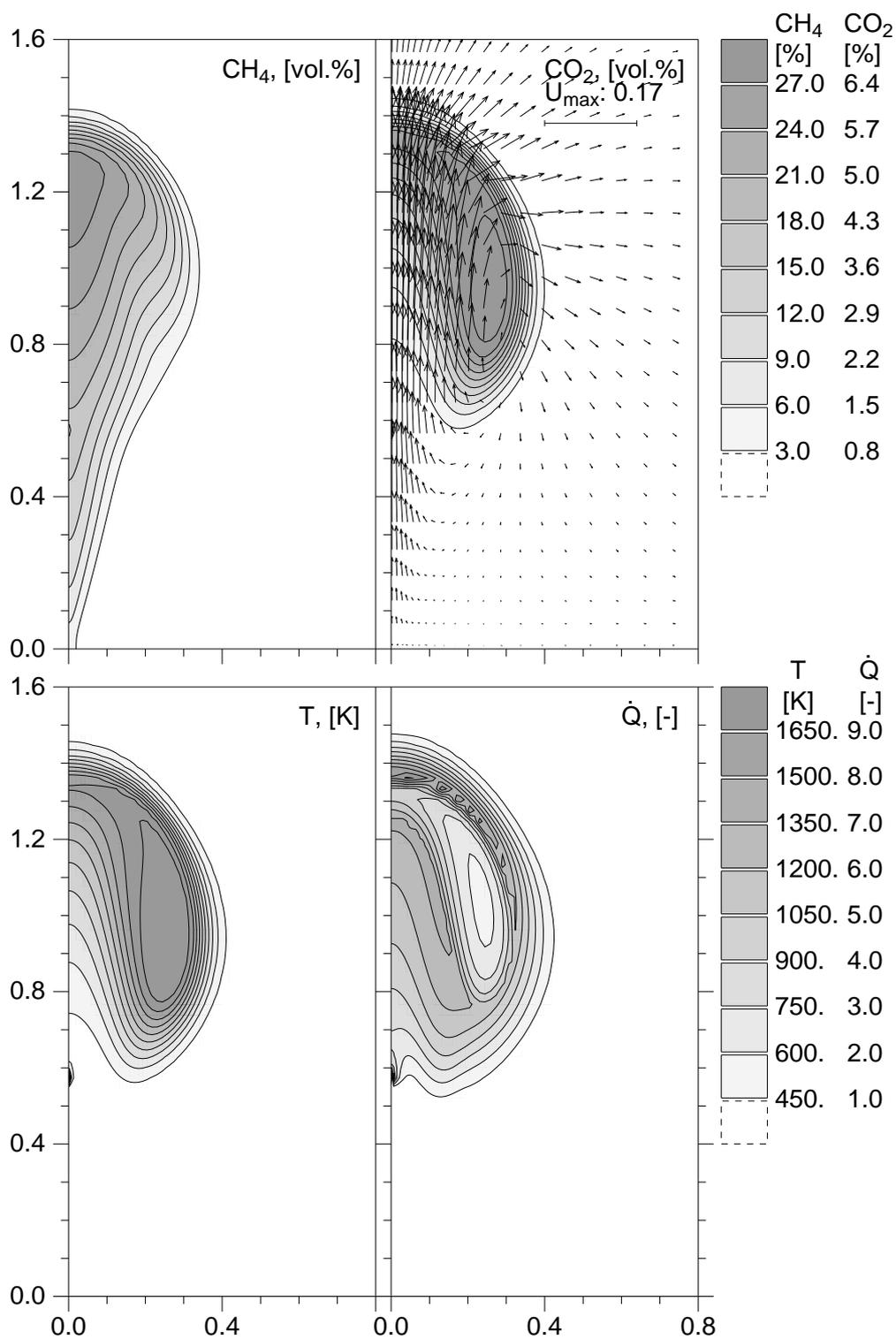


Рис. 4.3. Структура метанового огненного шара после окончания истечения  $t/t_* = 0,52$  ( $t = 0,16$  с)

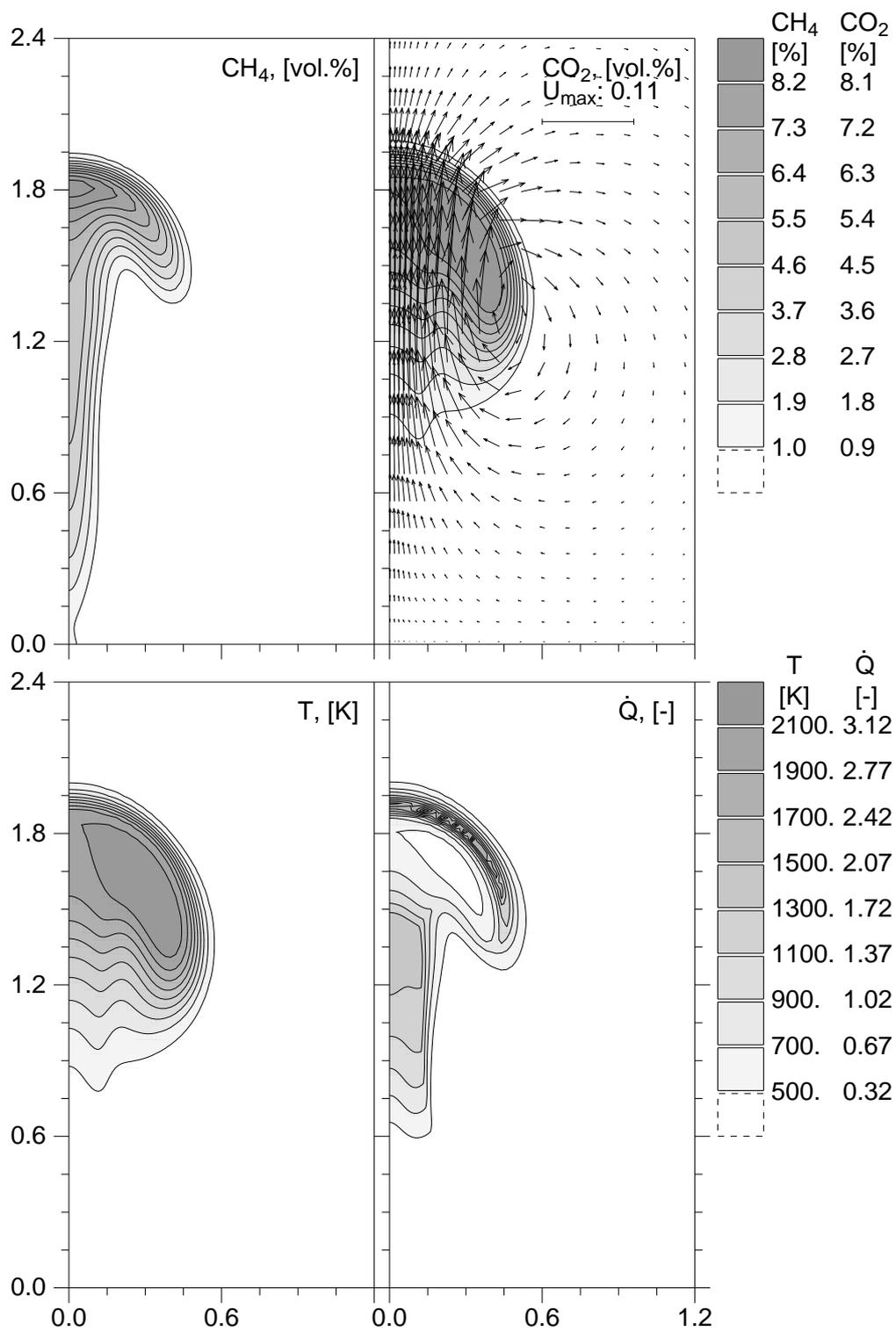


Рис. 4.4. Структура метанового огненного шара на автомодельной стадии эволюции  $t/t_* = 1,17$  ( $t = 0,35$  с)

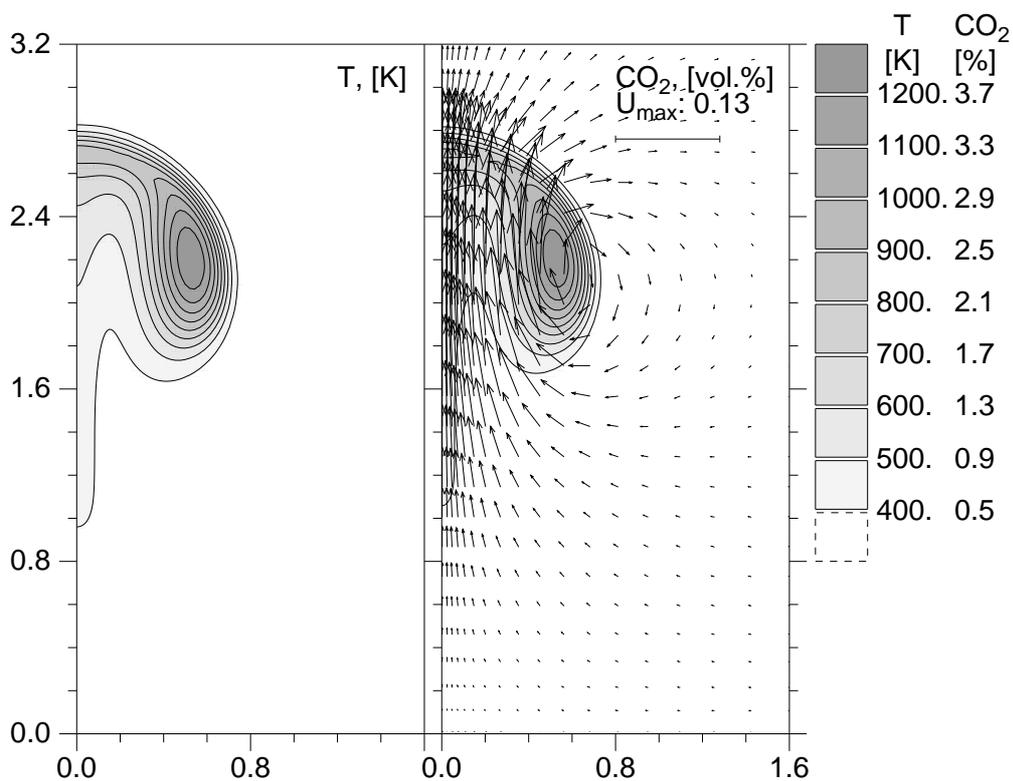


Рис. 4.5. Структура метанового огненного шара на поздней стадии эволюции после полного выгорания топлива  $t/t_* = 2,2$  ( $t = 0,67$  с)

батической температуре горения метана (около 2250 К) и остается такой практически до полного выгорания топлива, после чего начинает уменьшаться вследствие смешения с атмосферным воздухом. Отметим, что указанное выше значение температуры превышает экспериментально наблюдаемые значения (1800 К), поскольку в расчетах не принимались во внимание радиационные теплотери. Более подробно вопрос о влиянии переноса тепла излучением на структуру и динамику огненного шара рассмотрен ниже в расчетах горения пропановых облаков.

Кривая 5 на рис. 4.6 показывает полную (т. е., проинтегрированную по объему) скорость реакции, представленную в виде безразмерной производной массы прореагировавшего топлива по времени  $d(M_b/M_0)/d(t/t_*)$  (заметим, что при таком безразмеривании интеграл под кривой 5 равен единице, что отвечает полному выгоранию всего топлива). Наиболее интенсивно горение протекает на ранних стадиях эволюции, когда все топливо уже выброшено источником в атмосферу, а созданный при выбросе импульс способствует быстрому смешению топлива с воздухом. Выгорание топлива приводит к постепенному снижению полной скорости реакции. Кривая 6 показывает максимальную по расчетной области вертикальную скорость, отнесенную к скорости истечения  $v_{\max}/U_0$ . Безразмерная скорость поддерживается равной единице в течение времени работы источника, после чего быстро снижается и выходит на почти постоянный уровень, обусловленный действием сил плавучести. В отличие от нереагирующих термиком, для которых скорость падает со временем по степенному закону (см. Главы 1, 2), при горении огненного шара температура облака остается высокой, поддерживая интенсивность конвекции за счет действия сил плавучести.

Наконец, кривые 7–9 показывают изменение со временем максимальной относительной объемной (мольной) концентрации топлива  $X_{CH_4}$ , двуокиси углерода  $X_{CO_2}$  и водяного пара  $X_{H_2O}$ . Концентрация топлива равна единице на протяжении времени действия источника, после чего она резко падает и продолжает уменьшаться вследствие выгорания горючего. Концентрации продуктов, наоборот, после зажигания достигают значений, близких к стехиометрическим, и остаются такими пока

протекает процесс горения, на поздней стадии смешение с воздухом приводит к постепенному уменьшению концентраций продуктов.

Чтобы оценить достоверность и точность полученных результатов, необходимо сравнение рассчитанных распределений и зависимостей с данными экспериментальных измерений. К сожалению, имеются лишь очень ограниченные сведения о локальных характеристиках огненных шаров, что делает подобное сравнение весьма затруднительным. Одна из немногих попыток реконструкции температурного поля во всплывающем огненном шаре была сделана в работах [267, 268], где был применен метод инфракрасной термографии. Облако создавалось путем детонации стехиометрической метано-кислородной смеси, заполняющей сферическую оболочку диаметром 3 м. Распределения концентрации, необходимые для восстановления поля температур, не измерялись, а определялись из простой модели всплывающего облака с заданной скоростью вовлечения, причем считалось, что горение прошло до конца, а вовлекаемый воздух мгновенно перемешивается с горячим газом внутри облака. Несмотря на то, что облако представляло собой термик, а не огненный шар, можно констатировать хорошее качественное соответствие измеренных полей температуры и представленных выше результатов расчетов. В частности, из экспериментальных температурных полей ясно видно как первоначально сферическое облако продуктов детонации всплывает, принимая постепенно грибовидную форму, причем максимум температуры смещается с оси ближе к периферии. Более низкие абсолютные температуры в наблюдаемом экспериментально облаке вызваны тем, что тепловыделение в термике происходило мгновенно, тогда как в расчетах высокая температура поддерживалась за счет химических реакций горения.

Поскольку наиболее изученной является зависимость размера огненного шара от массы топлива (см. обзор в разделе 3.1 Главы 3), представляет интерес сравнить рассчитанный диаметр огненного шара с наблюдаемым экспериментально. Как показывают наблюдения и анализ размерностей, максимальный диаметр огненного шара пропорционален кубическому корню из полной массы топлива — см. (3.1) и Табли-

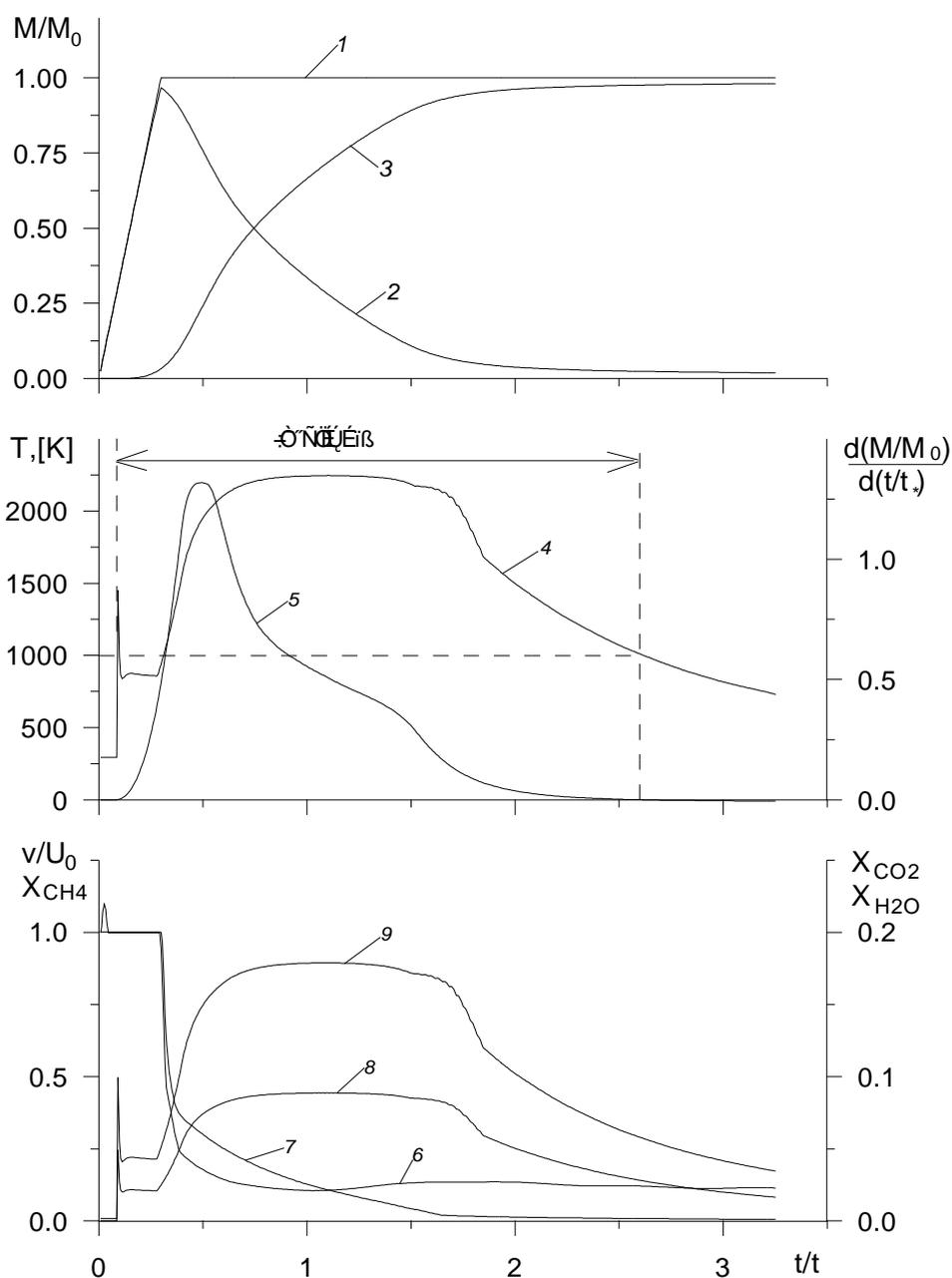


Рис. 4.6. Временные зависимости, демонстрирующие процесс горения в огненном шаре: 1 — масса выброшенного топлива, 2 — текущая масса топлива, 3 — масса прореагировавшего топлива, 4 — максимальная температура, 5 — полная скорость горения, 6 — максимальная вертикальная скорость, 7 — максимальная концентрация топлива, 8 — максимальная концентрация  $\text{CO}_2$ , 9 — максимальная концентрация  $\text{H}_2\text{O}$

цу 3.1. Как указывалось в Главе 3), зависимость диаметра огненного шара от массы топлива может быть представлена через линейный масштаб огненного шара  $L_*$  как  $D_{FB} = (1,15 - 1,25)L_*$  (см. соотношение (4.22)). В расчетах диаметр огненного шара определялся как горизонтальный размер области, ограниченной изолинией с температурой  $T = 1000$  К. Как можно видеть из рис. 4.4, 4.5, диаметр огненного шара нарастает от  $D_{FB} = 1,05L_*$  при  $t/t_* = 1,17$  (что соответствует периоду интенсивного горения) до  $D_{FB} = 1,20L_*$  при  $t/t_* = 2,2$  к моменту окончания горения топлива. Таким образом, рассчитанный диапазон изменения константы пропорциональности в зависимости диаметра огненного шара от характерного линейного масштаба  $L_*$  совпадает с экспериментальным (4.22) с точностью 5%. Это свидетельствует о хорошем согласии результатов расчетов с экспериментальными данными.

Обратимся теперь к вопросу о зависимости времени жизни огненного шара от определяющих параметров задачи. В расчетах время жизни огненного шара  $t_{FB}$  определялось как время после зажигания топлива, после которого максимальная по расчетной области температура падала до величины 1000 К (см. рис. 4.6). К этому моменту времени полная скорость реакции уменьшалась до величин порядка 1% от своего максимального за время горения значения.

Экспериментальная формула (3.3) показывает, что безразмерное обратное время жизни огненного шара является линейной функцией скорости выброса и слабо зависит от особенностей и размеров выходного отверстия. Аналогичное представление расчетных данных использовано на рис. 4.7, где по оси абсцисс отложен корень квадратный числа Фруда (равный отношению линейной скорости истечения  $U_0$  и характерной скорости плавучего течения  $U_*$  — см. (4.23)), а по оси ординат — обратное время жизни огненного шара, отнесенное к характерному масштабу времени  $(t_{FB}/t_*)^{-1}$ . Параметры  $\delta$  и  $\tilde{H}_{ig}$ , отвечающие точкам на рис. 4.7, приведены для каждого вида топлива в Таблице 4.3. Здесь же указано отношение безразмерной высоты зажигания к диаметру источника  $\tilde{H}_{ig}/\delta = H_{ig}/D$ , позволяющее судить об удаленности источника зажигания по сравнению с размером выходного отверстия.

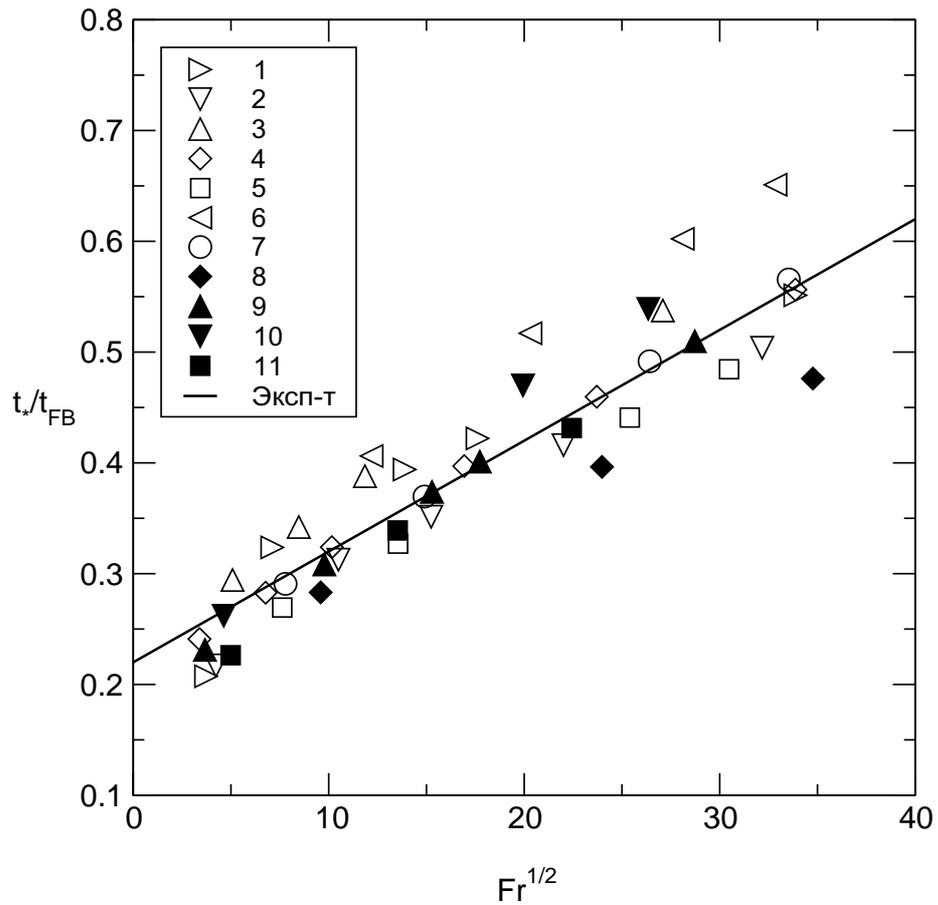


Рис. 4.7. Зависимость обратного времени жизни огненного шара от числа Фруда для различных диаметров источника и высот зажигания. Точки 1–7 — метан, 8–11 — пропан, сплошная линия — эксперимент [180]

Экспериментальная зависимость (4.24) представлена на рис. 4.7 сплошной линией. Видно хорошее соответствие рассчитанных и измеренных данных: как для метана, так и для пропана разброс точек относительно экспериментальной прямой не превышает  $\pm 15\%$ , что сравнимо с разбросом экспериментальных точек в работе [180], по которым была получена корреляция (4.24). Таким образом, число Фруда служит основным параметром подобия, в то время как диаметр источника и положение точки зажигания оказывают значительно более слабое влияние на время горения, что также хорошо согласуется с данными наблюдений [180]. Анализ точек, приведенных на рис. 4.7, позволяет заключить, что время горения несколько увеличивается с уменьшением диаметра источника (т. е., с увеличением времени истечения) либо с увеличением высоты зажигания (и, следовательно, с ростом задержки зажигания). Влияние этих параметров, однако, того же порядка что и разброс экспериментальных данных, вызванной внутренне присущей турбулентным течениям этого типа нерегулярностью, ведущей к низкой повторяемости результатов экспериментов даже при одинаковых начальных условиях. Поэтому для практических целей безразмерное время жизни огненного шара может с приемлемой точностью считаться функцией только числа Фруда. Поскольку для большинства наиболее распространенных углеводородов теплота сгорания примерно одинакова, характерное время развития плавучей конвекции  $t_*$  зависит лишь от массы топлива  $M_0$ , а число Фруда является функцией лишь массы топлива и линейной скорости истечения  $U_0$  (см. (4.23)). Это означает, что основную роль в масштабировании времени сгорания огненного шара играют масса топлива и скорость выброса.

Следует заметить, что время жизни огненного шара может быть функцией только числа Фруда лишь при условии, что время истечения достаточно коротко по сравнению с временем горения. В противном случае скорость выгорания может лимитироваться скоростью подачи топлива источником, так что в число определяющих параметров войдет время истечения  $t_r$ . Чтобы найти диапазон параметров, в котором время истечения мало по сравнению со временем горения огненного шара, рас-

смотрим выброс некоторого объема газа  $V_0$  через отверстие диаметром  $D$ . При заданной линейной скорости истечения  $U_0$  продолжительность выброса находится как  $t_r = V_0 / (C_d \pi D^2 U_0 / 4)$ . Время жизни огненного шара  $t_{FB}$  можно определить из экспериментальной зависимости (4.24). Отношение времен истечения и горения равно

$$\frac{t_r}{t_{FB}} = \frac{V_0}{C_d \frac{\pi D^2}{4} U_0 t_*} \left( \frac{t_*}{t_{FB}} \right) = \frac{0.22 + 0.01 (U_0/U_*)}{C_d \frac{\pi}{4} (\rho_f/\rho_a)^{1/3} \Delta \tilde{H}_c^{1/3} (D/V_0^{1/3})^2 (U_0/U_*)} \quad (4.26)$$

где  $\Delta \tilde{H}_c = \Delta H_c / (C_{P,a} T_a)$  — безразмерная теплота сгорания топлива, составляющая для типичных углеводородов  $\Delta \tilde{H}_c = 160 \div 170$ . Используя значение  $C_d = 0.85$ ,  $\Delta \tilde{H}_c^{1/3} = 5,5$  и полагая  $(\rho_f/\rho_a)^{1/3} = 1$  (что является вполне оправданным, поскольку отношение плотностей возводится в малую степень  $1/3$ ), перепишем уравнение (4.26) через безразмерный диаметр отверстия  $\delta$  и число Фруда как

$$\frac{t_r}{t_{FB}} = \frac{0,22 + 0,01 \text{Fr}^{1/2}}{3,67 \delta^2 \text{Fr}^{1/2}} \quad (4.27)$$

Анализ выбросов конечной продолжительности, проведенный в Главе 3, показывает, что истечение газа приводит к образованию переобогащенного топливом облака лишь в тех случаях, когда безразмерный диаметр отверстия  $\delta$  превышает критическое значение, равное для типичных углеводородов  $0,15-0,25$ , при меньших же  $\delta$  наблюдаются струйные истечения. Поскольку в настоящей работе изучаются огненные шары, а не горящие струи, необходимо рассмотреть лишь диапазон  $\delta \geq 0,15$ .

При заданных начальном объеме газа  $V_0$  и диаметре отверстия  $D$  (и, следовательно, при фиксированном  $\delta$ ) изменение числа Фруда напрямую связано с изменением скорости истечения  $U_0$ . При увеличении  $U_0$  интенсивность горения повышается, что ведет к сокращению времени жизни огненного шара  $t_{FB}$ . В то же время, продолжительность выброса  $t_r$  также сокращается, поскольку газ выбрасывается в атмосферу быстрее. Соотношение (4.27) показывает, что для инерционных выбросов с большой выходной скоростью ( $U_0/U_* = \text{Fr}^{1/2} \gg 1$ ) отношение времен выброса и горения стремится к своему нижнему пределу  $t_r/t_{FB} = 2,7 \cdot 10^{-3} \delta^{-2}$ . При наименьшем значении  $\delta = 0,15$ , отделяющем выбросы облаков от струйных истечений,

получим  $t_r/t_{FB} = 0,12$ . Это означает, что время выброса почти на порядок величины меньше времени горения топлива, так что горение огненного шара происходит в основном после окончания истечения. Отношение времен истечения и горения еще меньше для больших диаметров выходного отверстия.

В другом предельном случае, когда газ выбрасывается в атмосферу с малой скоростью ( $Fr \rightarrow 0$ ), продолжительность выброса растет с уменьшением  $U_0$ , тогда как время выгорания огненного шара ограничено сверху значением, отвечающим чисто плавучим облакам. Следовательно, имеется предел по скорости истечения, ниже которого выброс не может считаться «быстрым». Поскольку при малых  $Fr$  уравнение (4.27) сводится к  $t_r/t_{FB} \approx 0,22/(3,67\delta^2 Fr^{1/2})$ , времена истечения и горения сравниваются при  $Fr^{1/2} = 6 \cdot 10^{-2}\delta^{-2}$ . Поэтому зависимость времени жизни огненного шара от  $Fr$  как единственного параметра (4.24) справедлива лишь при числах Фруда, находящихся выше указанной границы, в свою очередь зависящей от диаметра отверстия  $\delta$ . При наименьшем безразмерном диаметре  $\delta = 0,15$  получим  $Fr^{1/2} = 2,7$ , эта граничная величина уменьшается с ростом  $\delta$ .

Таким образом, для того, чтобы время выброса было намного меньше времени горения огненного шара, безразмерный диаметр отверстия должен удовлетворять неравенству  $\delta \geq 0,15$ , а скорость выброса должна быть такой, чтобы  $Fr^{1/2} > 6 \cdot 10^{-2}\delta^{-2}$ . Параметры расчетов, приведенные в Таблице 4.3 и на рис. 4.7 показывают, что во всех расчетах оба эти условия были выполнены ( $\delta \geq 0,15$ ,  $Fr = 10 - 1200$ ). В результате зажигания во всех случаях получались четко выраженные огненные шары, структура и основные стадии эволюции которых аналогичны рассмотренным выше. Отдельные расчеты, проведенные для медленных истечений ( $Fr < 1$ ) показали, что конфигурация возникающего пламени существенно зависит от положения источника зажигания. Если источник зажигания помещался в непосредственной близости от выходного отверстия, в ряде случаев наблюдалось образование горячей струи, время полного выгорания которой было порядка полного времени истечения. Естественно, подобные ситуации не описываются представленными выше зависимостями.

Таблица 4.1. Коэффициенты модели ВССГ для газов (по данным [261])

$j$	$k_{g,j}[\text{м}^{-1}\text{атм}^{-1}]$	$b_{g,j1} \cdot 10^1$	$b_{g,j2} \cdot 10^4$	$b_{g,j3} \cdot 10^7$	$b_{g,j4} \cdot 10^{11}$
Пары воды ( $P_{CO_2} = 0, P_{H_2O} \rightarrow 0$ )					
1	0,4098	5,977	-5,119	3,042	-5,564
2	6,325	0,5677	3,333	-1,967	2,718
3	120,5	1,800	-2,334	1,008	-1,454
Смесь ( $P_{H_2O}/P_{CO_2} = 1$ )					
1	0,4303	5,150	-2,303	0,9779	-1,494
2	7,055	0,7749	3,399	-2,297	3,770
3	178,1	1,907	-1,824	0,5608	-0,5122
Смесь ( $P_{H_2O}/P_{CO_2} = 2$ )					
1	0,4201	6,508	-5,551	3,029	-5,353
2	6,516	-0,2504	6,112	-3,882	6,528
3	131,9	2,718	-3,118	1,221	-1,612

Таблица 4.2. Коэффициенты модели ВССГ для сажи (по данным [262])

$j$	$k_{s,j}[\text{м}^{-1}]$	$b_{s,j1}$	$b_{s,j2} \cdot 10^4$	$b_{s,j3} \cdot 10^7$	$b_{s,j4} \cdot 10^{11}$
1	$1,00802 \cdot 10^6$	1,420	-7,7942	-0,38408	2,4166
2	$3,23520 \cdot 10^6$	-0,420	7,7942	0,38408	-2,4166

Таблица 4.3. Параметры расчетов, представленных на рис. 4.7

Fuel	Метан							Пропан			
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Точки	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$\delta$	0,15	0,15	0,255	0,255	0,255	0,50	0,50	0,20	0,284	0,45	0,45
$\tilde{H}_{ig}$	0,51	2,56	1,02	2,55	3,83	2,55	5,11	1,94	2,84	1,93	5,78
$\tilde{H}_{ig}/\delta$	3,4	17,1	4,0	10,0	15,0	5,1	10,2	9,7	10,0	4,3	12,8

## 4.5. Горение излучающих углеводородных шаров

При наличии процессов радиационного переноса в задаче возникает дополнительный линейный масштаб, связанный со средней длиной свободного пробега излучения в огненном шаре, определяемой коэффициентом поглощения среды. Это означает что, в отличие от рассмотренной в предыдущем разделе задачи, реальное течение, строго говоря, не является подобным по числу Фруда и возможность масштабирования результатов расчетов от маломасштабных (оптически тонких) к крупномасштабным (оптически толстым) огненным шарам требует дополнительного исследования.

В настоящем разделе для изучения роли масштабных эффектов проведена серия расчетов, в которой масса выбрасываемого топлива (в качестве которого использовался пропан) меняется в диапазоне, покрывающем шесть порядков величины. Ниже приведены результаты, полученные для значений массы топлива  $M_0 = 10^{-3}, 5 \cdot 10^{-2}, 1$  и  $10^3$  кг. Для каждой массы топлива использовались три значения скорости истечения, отвечающие числам Фруда  $Fr = 5, 50$  и  $250$ , при этом безразмерные параметры, задающие начальные и граничные условия, были фиксированы и равнялись  $\delta = D/V_0^{1/3} = 0,35, H_{ig}/D = 5$  (что соответствует относительно быстрым выбросам с образованием переобогащенного облака, зажигаемого до момента окончания истечения — см. Главу 3 и обсуждение в конце раздела 4.4). При таком подходе сравнение результатов, полученных для фиксированного числа Фруда, но для различных масс топлива, позволяет выделить влияние масштабных эффектов и сделать вывод о степени их значимости.

Рассмотрим сначала пространственные распределения температуры и концентраций, полученные при расчете горения облака  $M_0 = 1$  кг пропана. В данных расчетах использовалась полная постановка, описанная в разделе 4.2, с учетом процессов радиационного теплопереноса, Скорость истечения составляла  $U_0 = 50$  м/с, диаметр отверстия  $D = 0,29$  м, время истечения  $t_r = 0,2$  с, зажигание производилось на высоте  $H_{ig} = 1,45$  м. Масштабы длины, скорости и времени, вычисленные согласно (4.20), для данного варианта составляют  $L_* = 5,1$  м,  $U_* = 7,1$  м/с,  $t_* = 0,72$  с,

при этом безразмерные определяющие параметры задачи равны  $Fr = 50$ ,  $\delta = 0,35$ ,  $H_{ig}/D = 5$ . Радиальный и вертикальный размер расчетной области составляли  $R_{\max} = 2L_*$ ,  $Z_{\max} = 5L_*$ , разностная сетка содержала  $100 \times 200$  узлов. Ниже все результаты представлены в безразмерном виде, при этом, однако, температура для ясности оставлена размерной, концентрации газовых компонент даны в объемных процентах, а для некоторых величин параллельно с безразмерными приводятся и размерные значения, отвечающие указанной выше массе топлива.

Нестационарная струя топлива, создаваемая в атмосфере источником, через короткое время достигает источника зажигания и воспламеняется. На рис. 4.8а показано распределение температуры (слева) и концентрации топлива (справа) в момент времени, предшествующий окончанию действия источника ( $t/t_* = 0,23$ ,  $t = 0,16$  с). Видна вертикальная струя топлива с максимальной концентрацией вблизи источника, горение сосредоточено в ее верхней части. Стрелками в правой части рисунка представлено поле скорости (для ясности рисунка вектора построены не в каждой точке сетки, а с интервалом в три узла). Масштаб изображенных векторов указан отрезком, над которым приведено безразмерное значение максимальной по области величины скорости  $U_{\max}/U_*$ . Изолинии построены с равными интервалами, значения температуры и концентрации на изолиниях приведены справа. Такой же способ представления данных сохраняется и ниже. На рис. 4.8б аналогичные распределения показаны после окончания действия источника при  $t/t_* = 0,69$  ( $t = 0,48$  с). К этому моменту времени максимум концентрации отделяется от поверхности, течение сворачивается в вихревое кольцо, сопровождающее дальнейший подъем огненного шара.

На рис. 4.9а представлены распределения температуры (слева) и концентраций топлива (справа) в момент  $t/t_* = 1,14$  ( $t = 0,82$  с), когда огненный шар принимает форму, близкую к сферической. На рис. 4.9б слева показано пространственное распределение безразмерной скорости химической реакции  $W$ , определенной, согласно (4.25), как отношение локальной скорости потребления топлива в единице объема  $w$

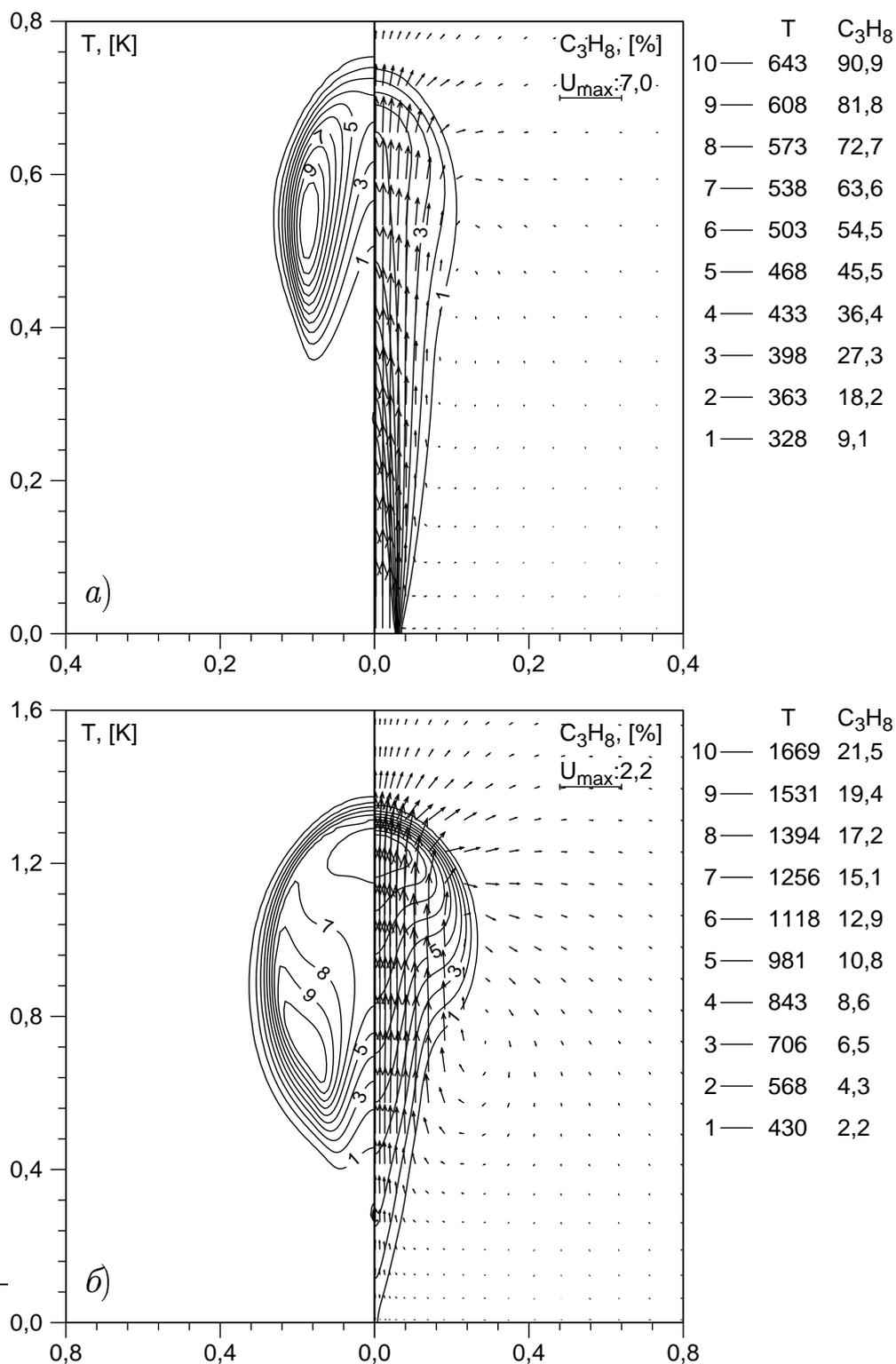


Рис. 4.8. Поля температуры (слева) и концентрации горючего (справа) в пропановом огненном шаре с массой топлива  $M_0 = 1$  кг: а —  $t/t_* = 0,23$  ( $t = 0,16$  с), б —  $t/t_* = 0,69$  ( $t = 0,48$  с)

к характерному значению этой величины  $M_0/(L_*^3 t_*)$ :

$$W = \frac{|w|}{M_0/(L_*^3 t_*)} = \frac{w t_*}{\rho_a} \left( \frac{\Delta H_c}{C_{P,a} T_a} \right).$$

Диффузионное горение топлива сосредоточено в узком слое на внешней границе облака (в особенности — на его верхней кромке), где горючее смешивается с кислородом из окружающего воздуха. В правой части рисунка приведено распределение концентрации продукта реакции (двуокиси углерода), аналогичную форму имеет и распределение концентрации водяного пара. На рис. 4.10 представлены профили температуры  $T$ , относительных мольных концентраций  $X_i$  топлива, окислителя и двуокиси углерода, а также безразмерной скорости реакции  $W$ , отвечающие тому же моменту времени и построенные в горизонтальном сечении  $z/L_* = 1,3$ , проходящем через точку с максимальной температурой. Основной максимум скорости реакции соответствует внешней границе облака, второй менее выраженный максимум наблюдается ближе к оси, где смешение обусловлено сильным восходящим течением газа.

Наконец, на рис. 4.11 приведены поля температуры и концентрации продуктов ( $\text{CO}_2$ ) в поздний момент времени  $t/t_* = 2,5$  ( $t = 1,8$  с), соответствующий практически полному выгоранию всего топлива. В этот момент времени, как видно из распределения линий уровня температуры, безразмерный диаметр огненного шара  $D_{FB}/L_*$ , определенный по изолинии, отвечающей  $T = 500$  К, составляет 1,2. Подстановка зависимости линейного масштаба от массы топлива (4.20) дает  $D_{FB} = 1,2 (\Delta H_c M_0 / \rho_a C_{P,a} T_a)^{1/3} = 6,1 M_0^{1/3}$ , что хорошо согласуется с эмпирическими данными (4.21). Нагретое облако принимает характерную грибовидную форму и в дальнейшем ведет себя как нереагирующий термик, поднимаясь и остывая при смешении с холодным атмосферным воздухом.

Все описанные этапы и особенности эволюции, продемонстрированные на примере огненного шара с массой топлива  $M_0 = 1$  кг, являются типичными во всем диапазоне масс топлива от 1 г до 1000 кг и скоростей истечения, отвечающих числам Фруда от 5 до 250, в котором проводились численные расчеты.

На рис. 4.12а для всех четырех масс топлива представлены полученные при фикс-

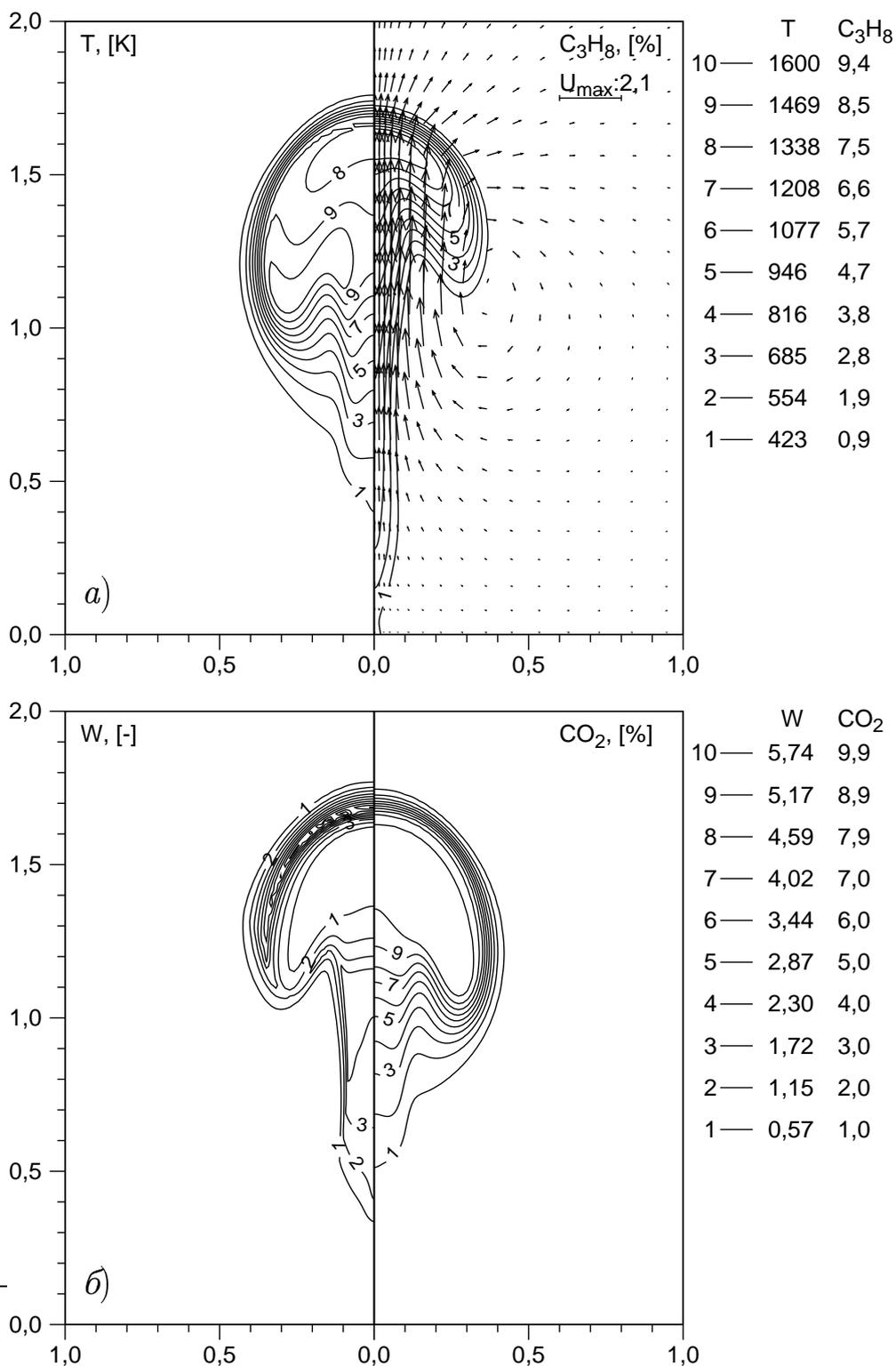


Рис. 4.9. Структура огненного шара в момент  $t/t_* = 1,14$  ( $t = 0,82$  с): *а* – температура (слева) и концентрация топлива (справа), *б* – скорость реакции (слева) и концентрация двуокиси углерода (справа)

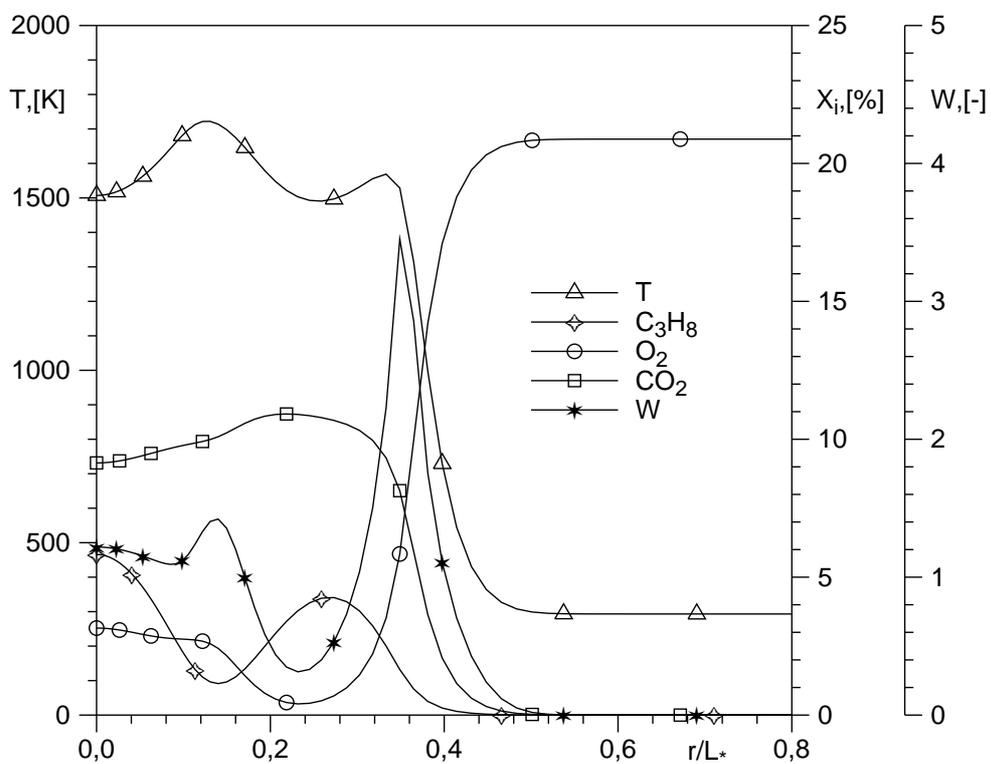


Рис. 4.10. Радиальные профили температуры  $T$ , относительных мольных концентраций  $X_i$  и безразмерной скорости реакции  $W$  в сечении  $z/L_* = 1,3$  в момент времени  $t/t_* = 1,14$  ( $t = 0,82$  с)

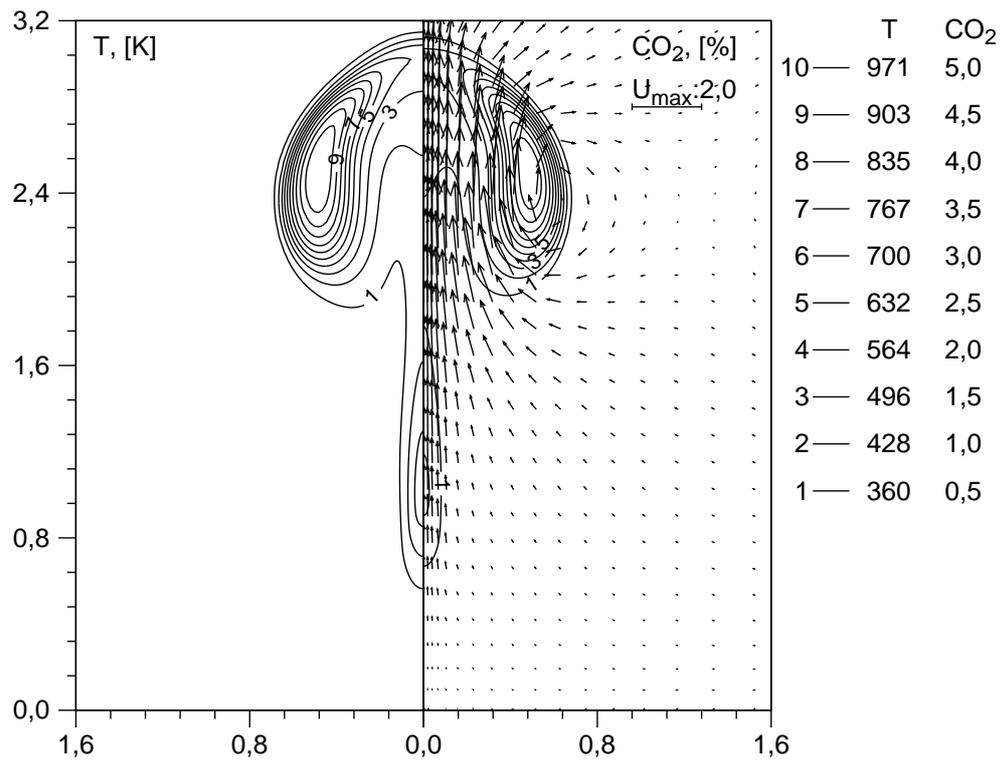


Рис. 4.11. Распределение температуры (слева) и концентрации  $\text{CO}_2$  (справа) при  $t/t_* = 2,5$  ( $t = 1,8$  с)

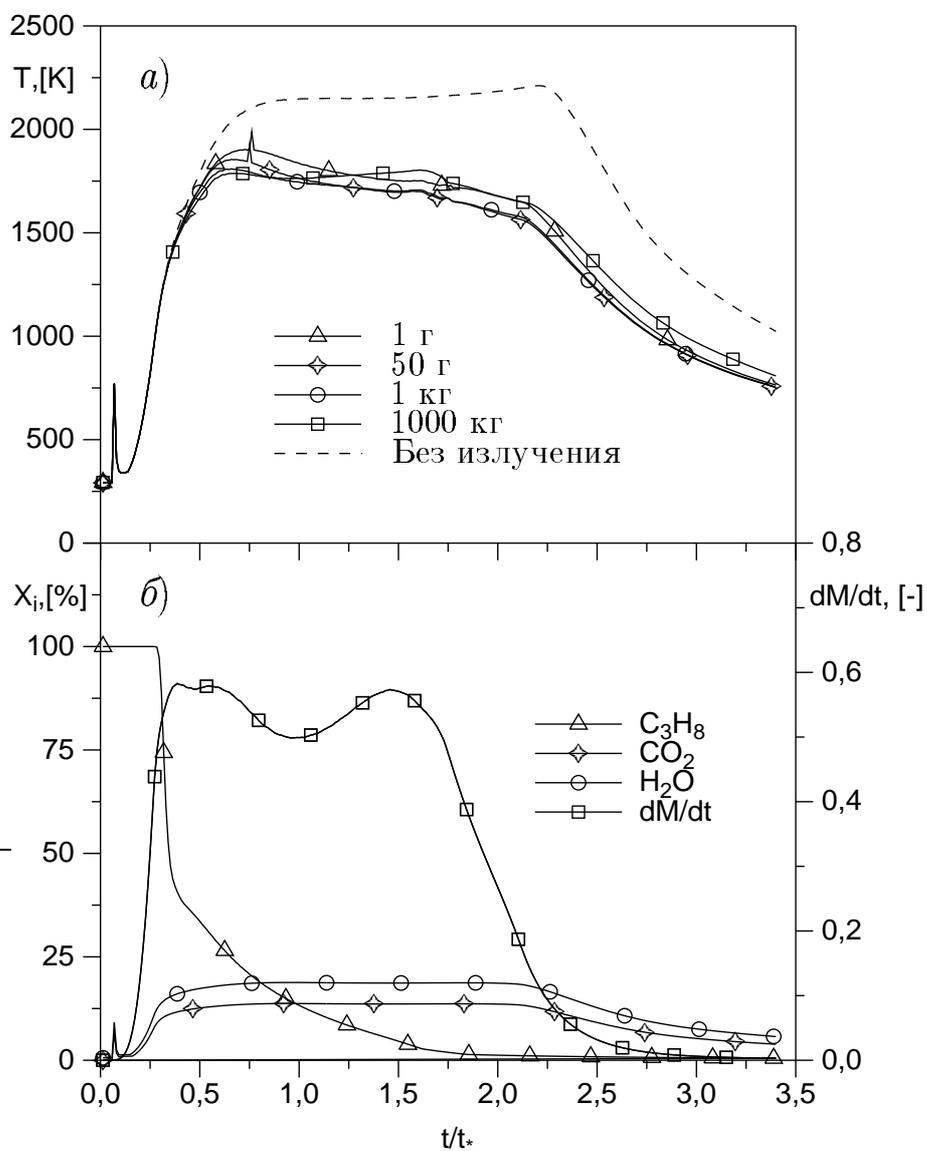


Рис. 4.12. Зависимость максимальной температуры (а), относительных объемных концентраций компонент и полной безразмерной скорости выгорания топлива в огненном шаре (б) от безразмерного времени  $t/t_*$  при  $Fr = 50$

сированном числе Фруда  $Fr = 50$  зависимости от времени максимальной температуры, штриховой линией здесь же приведена зависимость максимальной температуры, рассчитанная без учета процессов радиационного теплопереноса. Как отмечалось ранее, в последнем случае имеется подобие по числу Фруда, поэтому штриховая кривая описывает изменение температуры со временем, идентичное для всего диапазона масс топлива. Сравнение кривых показывает, что радиационные теплотери приводят к снижению максимальной температуры на 400–500 К, при этом кривые, отвечающие различным массам топлива (и, следовательно, масштабам облака) весьма близки друг к другу. Таким образом, введенные выше безразмерные переменные позволяют единым образом описывать огненные шары в весьма широком диапазоне масс топлива и скоростей выброса. К аналогичному выводу приводит и анализ результатов, полученных при других числах Фруда.

На рис. 4.12б показаны зависимости от времени концентраций топлива  $C_3H_8$  и продуктов  $CO_2$  и  $H_2O$ , полученные для базового варианта ( $M_0 = 1$  кг,  $Fr = 50$ ). Кроме того, здесь же приведена зависимость от времени полной (проинтегрированной по всему объему) скорости горения  $-dM/dt = \int_V w r dr dz$ , отнесенной к характерному масштабу этой величины  $M_0/t_*$ . Видно, что концентрации продуктов во всех случаях быстро достигают постоянных значений, диктуемых стехиометрией пропановоздушной смеси, уменьшение концентраций наблюдается лишь по окончании горения. Максимальная концентрация топлива равна 100% на протяжении всего периода истечения, затем она быстро падает за счет разбавления и выгорания топлива.

На рис. 4.13 для трех значений числа Фруда  $Fr = 5, 50$  и  $250$ , покрывающих диапазон от относительно медленных до быстрых выбросов, представлены рассчитанные зависимости координаты верхней кромки огненного шара от времени, демонстрирующие динамику подъема горящего облака при разных скоростях истечения. Координата верхней кромки  $z_t$  определялась как высота точки на оси симметрии, в которой избыточная температура  $T - T_a$  составляет 10% от своего максимального значения. Расчеты показали, что при фиксированном числе Фруда зависимости безразмерной

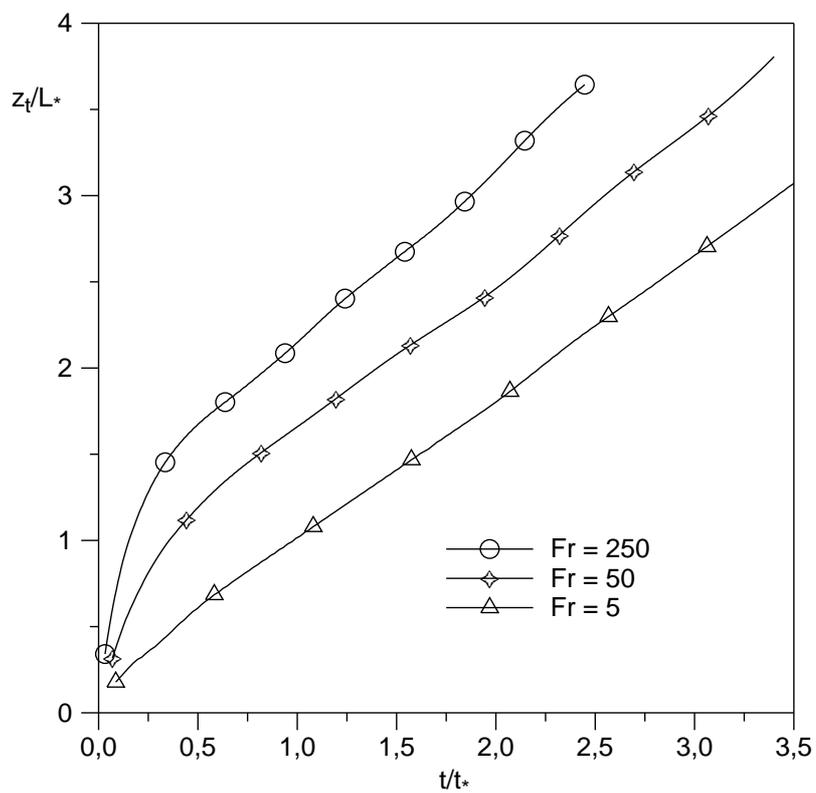


Рис. 4.13. Зависимость безразмерной координаты верхней кромки огненного шара  $z_t/L_*$  от безразмерного времени  $t/t_*$  при различных числах Фруда

координаты верхней кромки  $z_t/L_*$  от безразмерного времени  $t/t_*$ , полученные при различных массах топлива  $M_0$ , практически совпадают друг с другом, так что каждая из представленных на рис. 4.13 кривых применима ко всему рассматриваемому диапазону масс топлива. Более того, с хорошей точностью те же кривые описывают и динамику подъема огненного шара, рассчитанную без учета радиационного теплопереноса. Причина слабого нарушения подобия заключается в том, что огненные шары, рассматриваемые в данной работе, возникают при зажигании облаков топлива, создаваемых при направленном (вертикальном) выбросе горючего газа. При этом определяющее влияние оказывает полный начальный импульс, создаваемый источником, а понижение температуры, возникающее из-за теплопотерь излучением, не приводит к заметному замедлению подъема.

Заметим, что влияние радиационных процессов может оказаться более значительным в том случае, если огненный шар возникает при зажигании неподвижного объема выброшенного в атмосферу топлива, когда эволюция горящего облака определяется плавучестью газа и, следовательно, скорость подъема зависит от температуры. Например, как показали расчеты [210], динамика подъема излучающего не реагирующего термика, возникающего при взрыве кислородно-водородной смеси, существенно изменяется при учете радиационных теплопотерь. Для горящего облака влияние радиационных теплопотерь, по-видимому, будет более слабым даже в случае чисто плавучего облака, поскольку высокая температура в огненном шаре поддерживается за счет тепловыделения на протяжении всего времени горения.

#### 4.6. Структура радиационного поля в огненном шаре

Как отмечалось выше, в отсутствие радиационного теплопереноса распределения, рассчитанные для разных масс топлива при фиксированном числе Фруда и при геометрически подобных граничных условиях, оказываются подобными в соответствующих безразмерных переменных. Наличие радиационных процессов, однако, вносит новый масштаб длины, связанный со средней длиной свободного пробега излучения

в теле огненного шара, что нарушает указанное подобие. Поэтому сравнение распределений, полученных для разных масс топлива (и, следовательно, для различных линейных масштабов), позволяет сделать вывод о степени влияния радиационных процессов на внутреннюю структуру огненного шара и о роли масштабных эффектов.

Показательной величиной, дающей представление о структуре радиационного поля в теле огненного шара, является радиационный источниковый член в уравнении энергии  $S_R$ , равный дивергенции интегрального по спектру потока лучистой энергии  $\nabla \mathbf{q}_R$  и представляющий собой разность между излучаемой и поглощаемой энергией в единице объема в единицу времени (т. е., суммарную плотность мощности излучения). Знак величины  $S_R$  определен так, что положительные значения соответствуют локальному радиационному остыванию газа, а отрицательные — его нагреву.

На рис. 4.14а–г для всего диапазона масс топлива от 1 г до 1000 кг представлены рассчитанные пространственные распределения величины  $S_R$ , отнесенной к масштабу  $\Delta H_c M_0 / L_*^3 t_*$ , отвечающие моменту времени  $t/t_* = 1,14$ . Пространственные координаты обезразмерены на характерный линейный масштаб  $L_*$ . На рис. 4.14а представлено поле источникового члена, соответствующее самому малому из рассчитанных огненных шаров ( $M_0 = 1$  г,  $L_* = 0,51$  м), на рис. 4.14б — огненному шару с массой топлива  $M_0 = 50$  г ( $L_* = 1,9$  м). На рис. 4.14в показано распределение радиационного источникового члена для огненного шара с массой топлива  $M_0 = 1$  кг ( $L_* = 5,1$  м), на рис. 4.14г — для самого большого огненного шара с  $M_0 = 1000$  кг ( $L_* = 51$  м). Чтобы провести более детальное сравнение полей температуры, концентрации и плотности мощности излучения, на рис. 4.15а, б представлены радиальные распределения соответствующих величин, построенные в горизонтальном сечении  $z/L_* = 1,3$ . Штриховой линией нанесен профиль температуры, полученный в расчетах без учета радиационных процессов и относящийся в силу подобия ко всему диапазону масс топлива.

Как следует из рис. 4.15а, наличие радиационных теплотерь приводит к понижению температуры в теле огненного шара, при этом количественное влияние ради-

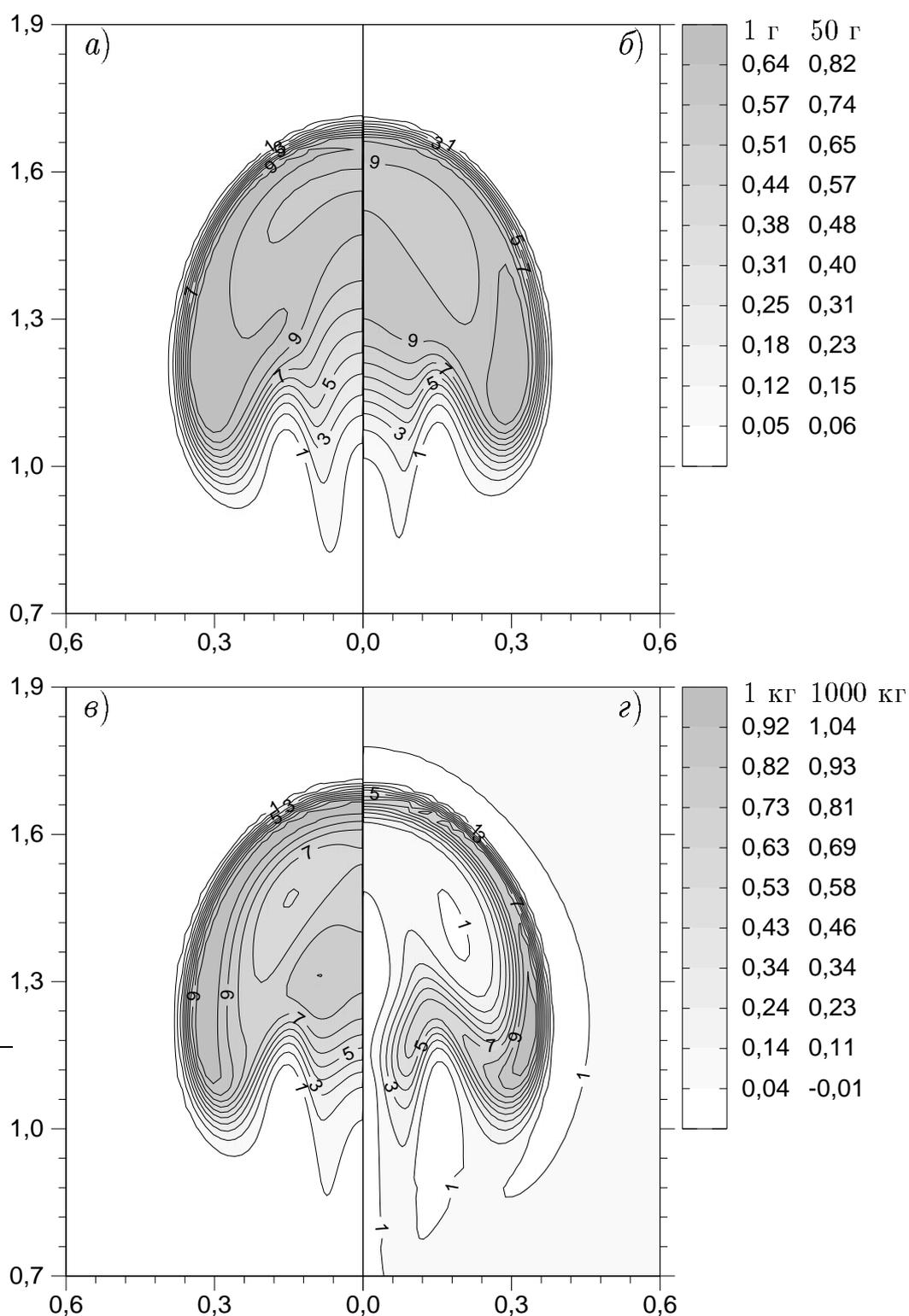


Рис. 4.14. Распределение безразмерной плотности мощности излучения (радиационный источник член  $S_R$ ) при  $t/t_* = 1,14$  в огненных шарах разного масштаба: а)  $M_0 = 1$  г,  $L_* = 0,51$  м, б)  $M_0 = 50$  г,  $L_* = 1,9$  м, в)  $M_0 = 1$  кг,  $L_* = 5,1$  м, г)  $M_0 = 1000$  кг,  $L_* = 51$  м

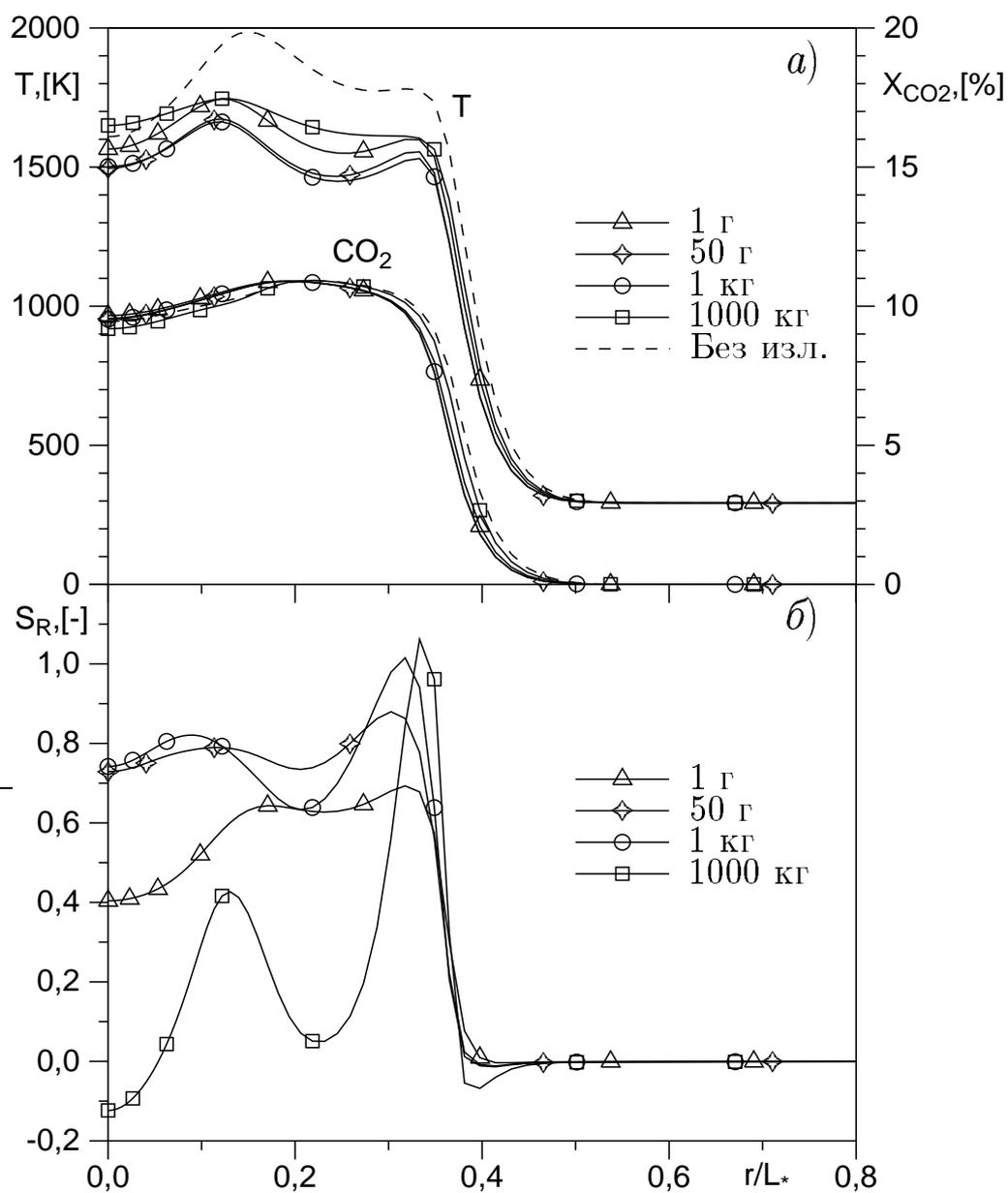


Рис. 4.15. Радиальные распределения параметров в огненных шарах разного в момент  $t/t_* = 1,14$  на высоте  $z/L_* = 1,3$ : а) — температура и объемная концентрация двуокиси углерода, б) — безразмерный источниковый член  $S_R$

ационного теплопереноса зависит от масштаба огненного шара немонотонным образом: температура на краях рассчитанного интервала масс топлива  $M_0 = 1$  г и 1000 кг оказывается на 100–200 К выше чем при промежуточных значениях массы топлива  $M_0 = 50$  г и 1 кг. В то же время, профили концентрации продуктов отличаются значительно более слабо.

Распределения радиационного источникового члена (рис. 4.14, 4.15б) имеют качественно разный характер: если для малого облака источниковый член распределен по всей высокотемпературной области, то для большого огненного шара максимум источникового члена сосредоточен на «поверхности» облака. Это означает, что при малой оптической толщине излучение происходит по всему объему горящего облака, при этом каждый элементарный объем газа излучает независимо от соседних объемов, а плотность мощности излучения определяется только локальной температурой и концентрацией продуктов горения. При большой оптической толщине излучение внутренней зоны поглощается в самом огненном шаре, не покидая его пределы. Профиль радиационного источникового члена показывает также, что часть излучения поглощается холодным газом в узком слое вблизи поверхности оптически толстого огненного шара, соответствующем областям отрицательных значений  $S_R$ .

Несмотря на столь значительные отличия в характере радиационного поля, отклонения температурных поля и концентрационных полей, соответствующие огненным шарам с различной массой топлива, оказываются довольно слабыми, с точностью до того, что максимальные значения температуры отличаются на величину порядка 100–200 К. Динамика движения горящего облака в безразмерных координатах также мало меняется с изменением масштаба. Это свидетельствует в пользу того, что определяющее влияние на структуру огненного шара оказывает вихревое течение, созданное сообщенным источником импульсом и силами плавучести, так что тепловая и концентрационная структура огненных шаров разного масштаба оказывается практически одинаковой.

#### 4.7. Тепловые потоки и оценка воздействия огненного шара

Важной характеристикой огненного шара является доля полной энергии сгорания топлива, переходящей в излучение, поскольку она характеризует степень воздействия огненного шара на окружающую среду. Для того, чтобы определить мгновенную суммарную мощность излучения огненного шара, в расчетах проводилось интегрирование радиационного источникового члена по пространству, дающее разность между полным количеством высвечиваемой и поглощаемой энергии в единицу времени. Чтобы исключить поглощение энергии молекулами атмосферной влаги вне огненного шара, интегрирование производилось только по области, в которой температура превышала 400 К. Ниже будем использовать безразмерную полную мощность излучения  $W_R$ , полученную нормированием соответствующей размерной величины на характерный масштаб мощности тепловыделения, равный отношению полной энергии сгорания топлива  $\Delta H_c M_0$  к характерному времени  $t_*$ :

$$W_R = \frac{t_*}{\Delta H_c M_0} \int_{V_{FB}} S_R r dr dz.$$

Интегрирование мощности излучения по времени от начального до текущего момента времени дает полную излученную к данному моменту энергию, при обезразмеривании которой в качестве масштаба будем использовать полную энергию сгорания топлива:

$$Q_R = \frac{1}{\Delta H_c M_0} \int_0^t \int_{V_{FB}} S_R r dr dz dt = t_* \int_0^{t/t_*} W_R(t/t_*) d(t/t_*).$$

На рис. 4.16а для всего рассчитанного диапазона масс топлива и скоростей истечения представлены зависимости безразмерной излученной энергии  $Q_R$  от безразмерного времени  $t/t_*$ . Кривые, отвечающие одинаковым числам Фруда, но различным массам топлива, показывают, что продолжительность излучения тепла огненным шаром (равная времени насыщения соответствующей кривой) практически не зависит от массы топлива. С другой стороны, увеличение скорости выброса (т. е., рост числа Фруда) приводит к более быстрому сгоранию топлива и, следовательно, к более короткому импульсу теплового излучения.

Во введенных выше безразмерных переменных доля энергии горения  $\chi_R$ , переходящей в излучение, отвечает значению функции  $Q_R$  при полном сгорании и остывании огненного шара, т. е. уровню насыщения соответствующей кривой на рис. 4.16а. Результаты расчетов этой величины суммированы в Таблице 4.4 и представлены на рис. 4.17. Общая закономерность, которая может быть выведена из представленных в таблице данных, состоит в том, что для всех рассчитанных вариантов доля энергии, переходящей в излучение, максимальна при массах топлива 50 г и 1 кг, когда размер огненного шара составляет порядка нескольких метров. Огненный шар меньшего размера является оптически тонким, что уменьшает его излучательную способность. С другой стороны, для больших оптически толстых огненных шаров излучение происходит в основном с поверхности горящего облака, в результате чего доля радиационных потерь уменьшается с ростом линейного размера огненного шара. Данный вывод находится в полном качественном согласии с обсуждавшимися выше профилями температуры (см. рис. 4.15а), а также с зависимостями максимальной температуры в огненном шаре от времени, приведенными в разделе 4.5. Оценки, полученные в [155], показывают, что для оптически толстых огненных шаров доля потерь излучением должна падать пропорционально массе топлива в степени  $1/6$ , т. е., значительное уменьшение можно ожидать лишь при изменении массы топлива на несколько порядков величины.

Приведенные в Таблице 4.4 значения доли энергии излучения  $\chi_R = 0,17 \div 0,27$  хорошо согласуются с результатами измерения излучательных характеристик пропановых пламен, имеющимися в литературе. Так, согласно данным [269], для стационарных пропановых пламен эта величина находится в пределах  $0,20 \div 0,24$ . Измерения, проведенные в [270, 271] (см. также обзоры [141, 272]), дают несколько более широкий диапазон  $\chi_R = 0,20 \div 0,32$ . С другой стороны, эксперименты по огненным шарам малого масштаба [172] (объем топлива составлял  $20\text{--}200\text{ см}^3$ ) дали оценку доли излучаемой энергии порядка 0,15. Высокая степень совпадения рассчитанных значений и экспериментальных данных свидетельствует о пригодности описан-

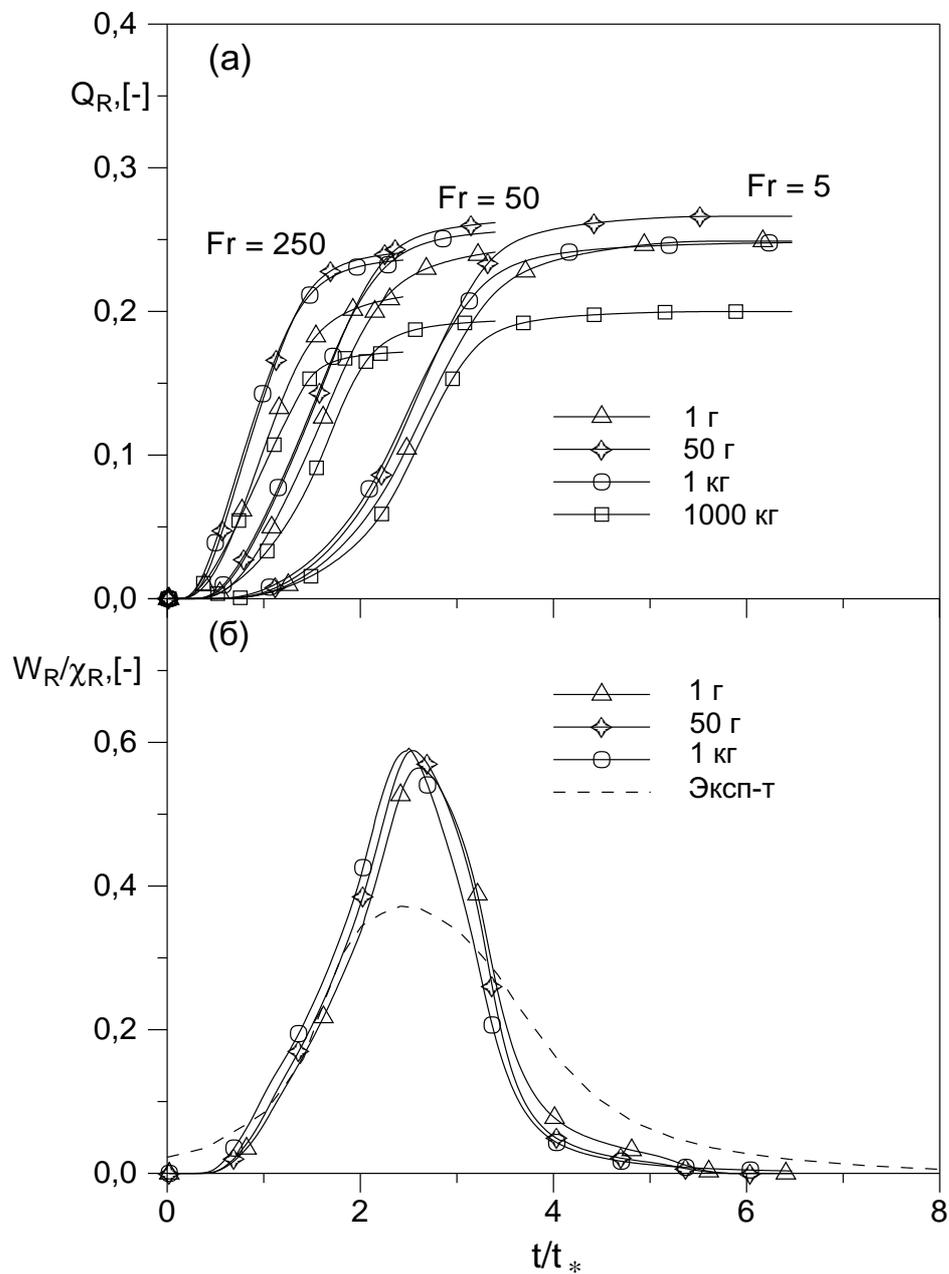


Рис. 4.16. Характеристики излучения огненного шара: а) — полная излученная энергия, б) — мгновенная мощность излучения

ной выше модели радиационного теплопереноса для описания процессов в горящих углеводородных огненных шарах.

Для того, чтобы сопоставить полученные в расчетах количественные характеристики процесса развития огненного шара с опытными данными, зависимость мгновенной мощности излучения  $W_R$  от времени сравнивалась с результатами измерений [172]. В экспериментах [172] небольшой объем углеводородного топлива выдувался в мыльный пузырь и зажигался прикосновением раскаленной проволоки. Таким образом, в отличие от принятой в расчетах схемы, огненный шар развивался в основном под действием сил плавучести в отсутствие начального направленного импульса. Для сопоставления динамики нарастания и спада теплового импульса ниже использованы результаты, полученные при наименьшем числе Фруда  $Fr = 5$ , отвечающем относительно медленному истечению газа, что наиболее близко к экспериментальным условиям.

На рис. 4.16б в безразмерных переменных представлены рассчитанные зависимости мощности излучения огненного шара от времени  $t/t_*$ , при этом в качестве ординаты использована величина  $W_R/\chi_R$ . При такой нормировке площадь под каждой кривой, соответствующая полному количеству излученной энергии, равна единице. Сравнение представленных на рис. 4.16б кривых показывает, что динамика теплового импульса, излучаемого огненным шаром, для всех масс топлива оказывается близкой. Это хорошо согласуется с тем, что при фиксированном числе Фруда и подобии в геометрии источника топлива и источника зажигания отклонения от подобия в характеристиках течения оказываются малыми.

Экспериментальная зависимость безразмерной мощности излучения от времени, полученная в [172], представлена на рис. 4.16б штриховой линией. Сопоставление рассчитанных кривых с экспериментальной зависимостью показывает, что в расчетах достаточно хорошо воспроизводятся такие характеристики процесса, как продолжительность теплового импульса и время достижения максимума мощности излучения. Количественные отличия в динамике состоят в том, что рассчитанный

Таблица 4.4. Доля энергии, переходящей в излучение

Масса топлива $M_0$	$\chi_R$ (расчет)		
	Fr = 5	Fr = 50	Fr = 250
1 г	0,249	0,241	0,213
50 г	0,266	0,262	0,242
1 кг	0,248	0,255	0,238
1000 кг	0,200	0,193	0,173

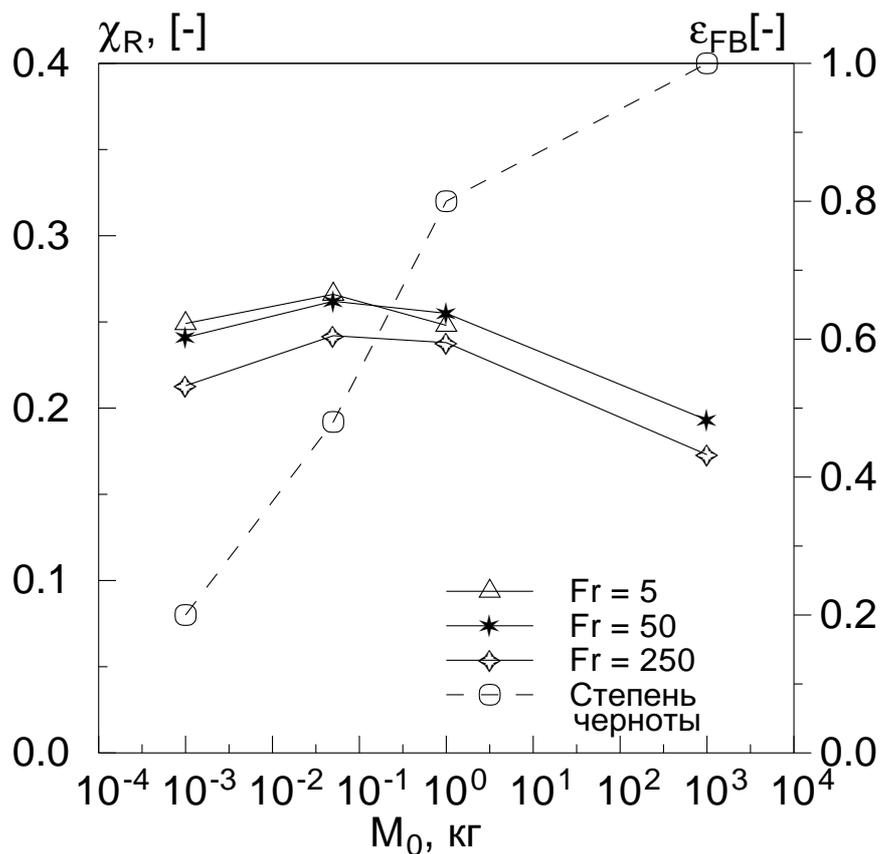


Рис. 4.17. Доля энергии, переходящей в излучение, для пропановых огненных шаров с массой топлива  $M_0 = 1$  г—1000 кг. Штриховой линией показана максимальная степень черноты огненного шара

импульс имеет несколько меньшую ширину, в то же время обладая более острым максимумом. Причиной этого может быть начальный направленный импульс потока топлива, усиливающий интенсивность перемешивания и, следовательно, несколько сокращающий продолжительность горения газа. Кроме того, в опытах зажигались малые массы горючего (порядка нескольких грамм), так что не исключено влияние ламинарных эффектов. Следует также иметь в виду, что, как отмечают сами авторы [172], в экспериментах измерялась не полная мощность излучения, а поток энергии преимущественно в экваториальной плоскости огненного шара, после чего полная мощность находилась умножением этого потока на площадь сферы с радиусом, равным расстоянию от центра огненного шара до приемника излучения. Таким образом, экспериментальная величина равна полной мощности излучения только при условии изотропности потока излучения. В целом же можно считать, что имеется вполне удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных данных.

Показательной характеристикой огненного шара может служить его излучательная способность или степень черноты, характеризующая насколько излучение облака близко к излучению абсолютно черного тела при соответствующей температуре. Строгое определение степени черноты  $\epsilon_{FB}$  является нетривиальным, поскольку у огненного шара нет четко определенной внешней границы с известной температурой. Поэтому в качестве представительной характеристики вычислялась величина

$$\epsilon_{FB} = \sum_{i=1}^{N_g} a_i [1 - \exp(-\tau_{R,i})], \quad \text{where} \quad \tau_{R,i} = 2 \int_0^{R_{FB}} \kappa_i dr.$$

Оптическая толщина  $\tau_{R,i}$  для  $i$ -го серого газа в модели ВССГ определялась интегрированием коэффициента поглощения  $\kappa_i$  вдоль радиальной линии зрения, проходящей через точку с максимальной температурой. Интегрирование производилось на интервале  $0 \leq r \leq R_{FB}$ , где внешний радиус огненного шара  $R_{FB}$  определялся по температуре газа 500 К. Таким образом, оптическая толщина вычислялась только для высокотемпературной зоны, а поглощение-испускание лучистой энергии в окружающей атмосфере в расчет не принималось. Величина степени черноты  $\epsilon_{FB}$  рассчитывалась на всем протяжении времени жизни огненного шара, после чего в качестве

характеристики облака принималось ее максимальное за время горения значение. На рис. 4.17 штриховой кривой представлены значения степени черноты огненного шара, полученные при  $Fr = 50$ . Можно видеть, что степени черноты, близкие к единице (соответствующие оптически толстому во всем спектральном диапазоне огненному шару) достигаются для огненных шаров с массой топлива, превышающей 1 кг, когда горящее облако имеет диаметр порядка нескольких метров. Этот вывод хорошо согласуется с оценками [155, 180, 183, 270].

Мощные тепловые потоки, излучаемые горящим огненным шаром, являются одним из основных факторов опасности при возгорании углеводородных выбросов, поэтому большой интерес представляет расчет распределений теплового потока и тепловой энергии на земной поверхности. Ниже приведены результаты расчетов, проведенных для наибольшего из изучаемых в данной работе огненного шара с массой топлива  $M_0 = 1000$  кг. Радиальные распределения теплового потока рассчитывались методом Монте-Карло в отдельные моменты времени, приходящиеся на основную часть продолжительности теплового импульса горящего облака. Детали реализации метода приведены в разделе 4.8.

На рис. 4.18а представлены радиальные распределения падающего на земную поверхность потока излучения  $q_S(r)$  в моменты времени от 1,55 до 5,17 с, полученные при числе Фруда  $Fr = 50$ , соответствующем скорости выброса  $U_0 = 158$  м/с. Поток излучения нарастает, достигая максимальных значений при  $t = 2,5-4$  с, после чего спадает вследствие выгорания топлива и удаления огненного шара от земной поверхности. Интересно отметить, что максимум потока излучения достигается не на оси, а на расстоянии порядка 20 м от нее, что приблизительно равно радиусу огненного шара (см. рис. 4.14). Такой характер распределения теплового потока по поверхности земли обусловлен особенностями поля излучения в оптически толстом огненном шаре, которые можно наблюдать на рис. 4.14г. В нижней зоне огненного шара, которая и определяет в основном потоки вблизи точки выброса, пространственное распределение мощности излучения весьма неоднородно, поскольку в приосевой об-

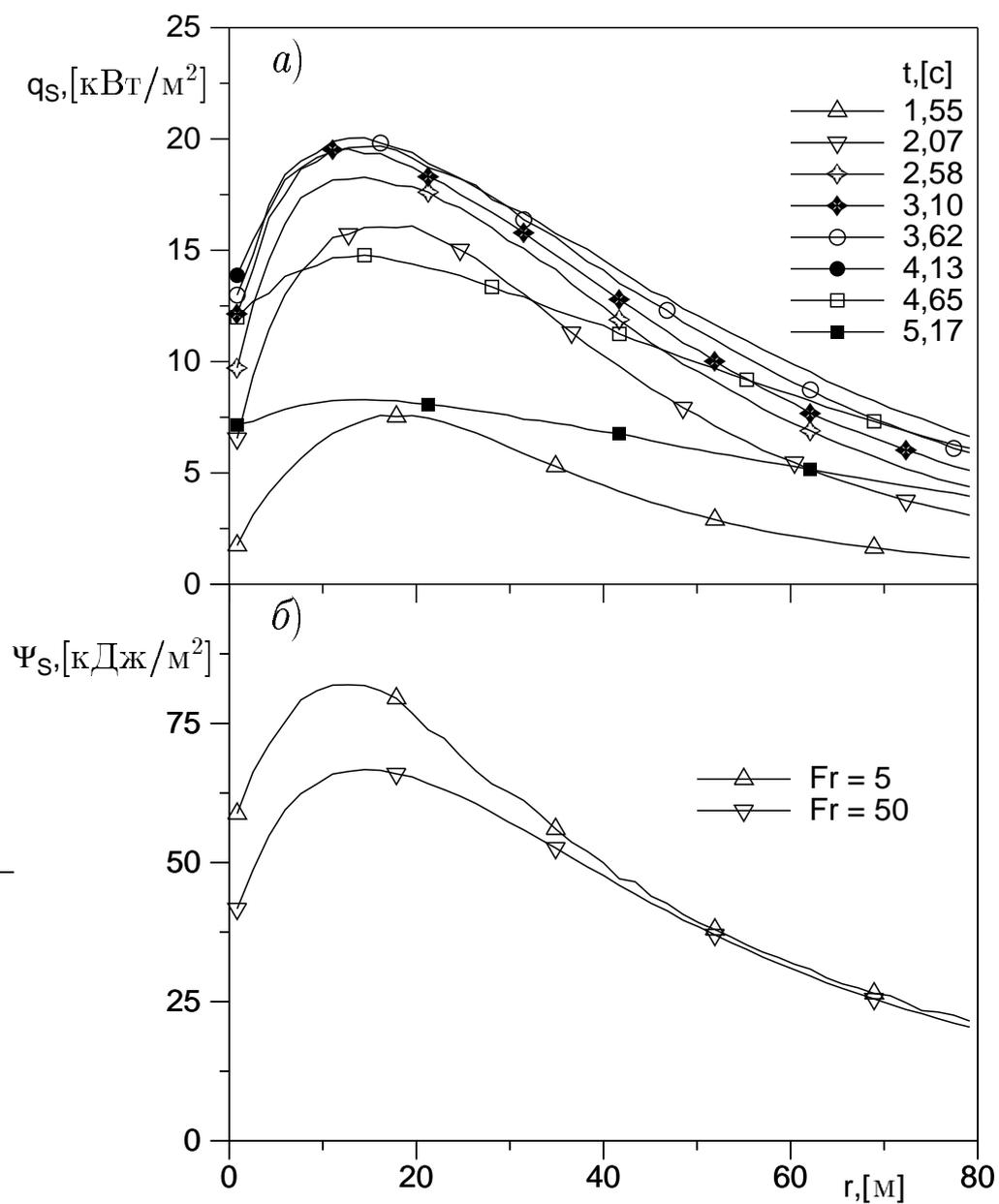


Рис. 4.18. Тепловое воздействие пропанового огненного шара с массой топлива  $M_0 = 1000$  кг: а) распределения теплового потока  $q_s(r)$  на земной поверхности в различные моменты времени, б) доза излучения  $\Psi_s(r)$ , полученная за время горения огненного шара

ласти происходит интенсивное вовлечение холодного воздуха в горящий огненный шар, приводящее к понижению температуры и разбавлению излучающих продуктов горения. Наиболее интенсивное излучение создается кольцевой областью на внешней границе огненного шара, под которой на поверхности и наблюдается максимум теплового потока. Для оптически тонких облаков тепловой поток имеет максимум на оси симметрии, спадая монотонно с расстоянием вдоль подстилающей поверхности.

Наряду с тепловым потоком  $q_S$  важной характеристикой является доза излучения, представляющая собой полную энергию, падающую на единицу поверхности, и равная интегралу от потока излучения по времени:

$$\Psi_S = \int_0^{\infty} q_S(t) dt$$

На рис. 4.18б в размерных переменных представлена радиальная зависимость дозы излучения на земной поверхности от огненного шара с  $M_0 = 1000$  кг, полученная интегрированием по времени зависимостей рис. 4.18а. Кроме того, здесь же нанесена зависимость дозы излучения от расстояния, рассчитанная для той же массы топлива, но при меньшей скорости выброса  $U_0 = 50$  м/с ( $Fr = 5$ ). Более высокие значения дозы в последнем случае связаны с тем, что огненный шар сгорает на более низкой высоте над землей (соответствующие зависимости высоты подъема огненного шара от времени представлены на рис. 4.13).

Представляет интерес также сопоставить в безразмерных переменных дозы излучения на земной поверхности, полученные при горении оптически тонких и оптически толстых огненных шаров. На рис. 4.19 показаны результаты расчетов при  $Fr = 50$  для наименьшего ( $M_0 = 1$  г) и наибольшего ( $M_0 = 1000$  кг) пропановых огненных шаров, при этом радиальная координата обезразмерена на линейный масштаб  $L_*$ , тогда как доза излучения отнесена к характерному значению  $QM_0/L_*^2$ . Представленные зависимости демонстрируют различие радиационных полей огненных шаров различного масштаба: если для облака малого масштаба доза максимальна на оси, аналогично тому, что дал бы точечный источник излучения, то для крупномасштабного горящего облака максимум дозы достигается на расстоянии порядка

радиуса облака, что вызвано блокировкой излучения внутри оптически толстого огненного шара.

В настоящее время в литературе предложен ряд подходов к оценке воздействия теплового излучения. Подробный обзор имеющихся методик можно найти, например, в [117, 121, 266, 273]. При непрерывно действующем источнике излучения (каким является, например, горящий факел) воздействие излучения зависит от величины падающего потока энергии. В частности, в [121] приведены данные по тепловым потокам, вызывающим разрушение металлических конструкций, зажигание древесины и других органических материалов, относящиеся к случаю длительного воздействия (продолжительностью порядка десятков минут и больше). В то же время особенностью излучения огненных шаров является относительно короткая продолжительность теплового импульса, обычно не превышающая 1–20 с. Воздействие кратковременных импульсов теплового излучения при той же плотности потока приводит к гораздо более слабым последствиям [266], поэтому одна лишь величина теплового потока недостаточна чтобы судить о воздействии излучения. Для случая горения огненного шара более показательной величиной служит полная энергия, полученная единицей поверхности (т. е., доза  $\Psi_S$ ). В частности, в соответствии с данными работы [266], излучение огненного шара может быть опасным для персонала при дозах, превышающих 40 кДж/м<sup>2</sup>. Как видно из рис. 4.18б, этот уровень дозы соответствует расстояниям порядка 50 м от места выброса. Отметим, что в расчетах были получены потоки на горизонтальную земную поверхность. При ориентации приемника излучения перпендикулярно к направлению на огненный шар потоки могут превышать представленные выше значения и, следовательно, протяженность опасной зоны окажется больше. Естественно, размеры опасной зоны возрастают с увеличением массы топлива, сгорающего в огненном шаре. Подробное рассмотрение методики оценки опасности излучения огненного шара выходит за рамки данного исследования, хотя рассчитанные потоки и дозы излучения могут служить в качестве исходной информации для таких оценок.

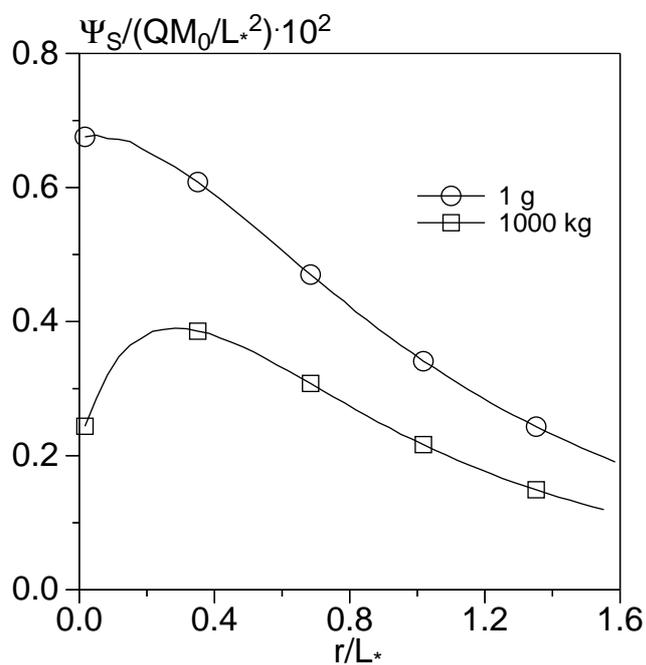


Рис. 4.19. Радиальные распределения безразмерной дозы излучения, полученной на земной поверхности при горении пропановых облаков малого ( $M_0 = 1$  г) и большого ( $M_0 = 1000$  кг) масштабов

## 4.8. Метод расчета существенно дозвуковых течений

### 4.8.1. Приближение малых чисел Маха

Моделирование огненных шаров в Главах 4, 5 осуществлялось путем численного решения системы уравнений вязкого теплопроводного газа (4.1)–(4.3) совместно с уравнениями для концентраций компонент (4.4) и турбулентных характеристик (4.5)–(4.6). Конвективные течения, возникающие при горении облаков топлив в рассматриваемом диапазоне масс топлива  $M_0 \leq 10^3$  кг, характеризуются малыми по сравнению со скоростью звука скоростями. Максимальный диаметр огненного шара при наибольшей массе топлива составляет  $D_{FB} = 5,8M_0^{1/3} = 58$  м, что дает оценку для конвективной скорости  $U_* = (gD_{FB})^{1/2} \approx 24$  м/с, что дает число Маха, вычисленное по скорости звука в невозмущенной атмосфере  $Ma = 0,07$ , а с учетом того, что скорость звука возрастает с температурой и достигает в продуктах горения величин порядка  $330 \cdot (1800/300)^{1/2} \approx 800$  м/с, реальные числа Маха составляют порядка 0,03. Для таких существенно дозвуковых течений можно использовать гипозвуковое приближение, подробное обоснование которого можно найти в [66]. Здесь же рассмотрим лишь основные моменты этого приближения и использованную в расчетах его численную реализацию.

В приближении существенно дозвуковых течений в уравнении состояния пренебрегается изменением давления по сравнению с невозмущенным давлением (отклонения давления по порядку величины оцениваются как  $p/P_a \sim Ma^2$ ). Поэтому вместо уравнения неразрывности (4.1) плотность находится непосредственно из уравнения состояния:

$$\rho = \frac{Pm}{R^\circ T} \approx \frac{P_a m}{R^\circ T},$$

при этом, в отличие от приближения Буссинеска, никаких ограничений на отклонения плотности по сравнению с невозмущенным значением не накладывается. Полученные уравнения являются промежуточными между полными уравнениями Навье-Стокса сжимаемого газа и уравнениями несжимаемой жидкости в приближении Бус-

синеска. Как показано в [66], гипозвуковое приближение справедливо при числах Маха, не превышающих 0,25.

Для отклонения давления  $p$  применением оператора дивергенции к уравнению сохранения импульса можно получить уравнение эллиптического типа. Используется следующая процедура расщепления (см., например, [274]):

- 1) По известному полю давления  $p^n$  находится предварительное поле скорости  $\bar{\mathbf{U}}$ , при этом решается линейризованное относительно нижнего временного слоя уравнение импульса

$$\frac{\bar{\rho}\bar{\mathbf{U}} - \rho^n\mathbf{U}^n}{\tau} + \nabla(\bar{\rho}\mathbf{U}^n \cdot \bar{\mathbf{U}}) = -\nabla p^n + \nabla(\mu\nabla\bar{\mathbf{U}}) + (\bar{\rho} - \rho_a)\mathbf{g}$$

- 2) Найденное поле скорости не удовлетворяет уравнению неразрывности, поскольку поле давления бралось с предыдущего слоя. Для вычисления нового поля давления вводится поправка давления  $\delta p = p^{n+1} - p^n$ , причем для поправки скорости используется усеченное уравнение импульса

$$\frac{\bar{\rho}\mathbf{U}^{n+1} - \bar{\rho}\bar{\mathbf{U}}}{\tau} = -\nabla\delta p$$

Применяя операцию дивергенции, получим

$$\Delta\delta p = \frac{\nabla(\bar{\rho}\bar{\mathbf{U}}) - \nabla(\bar{\rho}\mathbf{U}^{n+1})}{\tau}$$

Воспользовавшись уравнением неразрывности, заменим последний член в числителе через производную плотности по времени и получим окончательно

$$\Delta\delta p = -\tau^{-1} \left[ \frac{\bar{\rho} - \rho^n}{\tau} - \nabla(\bar{\rho}\bar{\mathbf{U}}) \right] \quad (4.28)$$

Легко видеть, что в правой части уравнения для поправки давления стоит невязка уравнения неразрывности, возникающая при использовании приближенного поля скорости  $\bar{\mathbf{U}}$ .

- 3) После решения уравнения для поправки давления  $\delta p$  производится коррекция поля скорости, в результате которой определяется окончательное значение скорости на

верхнем временном слое, при котором выполняется уравнение неразрывности. Кроме того, вычисляется новое поле давления:

$$\mathbf{U}^{n+1} = \bar{\mathbf{U}} - \frac{\tau}{\bar{\rho}} \nabla \delta p, \quad p^{n+1} = p^n + \delta p$$

- 4) С использованием найденного поля скорости решаются уравнения конвекции-диффузии для всех скалярных величин (концентраций компонент, энтальпии, турбулентных характеристик), после чего определяются новые значения плотности и турбулентной вязкости

Отметим, что в литературе вместо уравнения Пуассона для поправки давления используется соотношение для дивергенции скорости, в правой части которого стоит выражение, описывающее расширение газа вследствие изменений температуры и концентраций компонент. Хотя оба подхода по-существу эквивалентны, численная реализация соответствующих итерационных процедур оказывается различной. Предпочтительной чертой решения уравнения Пуассона является возможность использования современных эффективных итерационных методов, в частности, эффективного метода многосеточной релаксации, позволяющего значительно повысить скорость сходимости.

Уравнения аппроксимировались на разнесенной разностной сетке: значения давления, энтальпии, температуры, концентраций компонент, кинетической энергии и скорости ее диссипации определены в центрах ячеек, горизонтальные скорости определены на боковых сторонах ячеек, тогда как вертикальные скорости определены на верхней и нижней границах ячеек. Использовались неявные разностные схемы, решение разностных уравнений производилось при помощи продольно-поперечных трехточечных прогонок. Диффузионные члены аппроксимировались со вторым порядком точности по пространству на трехточечном шаблоне, нестационарные члены — с первым порядком точности по схеме «назад по времени».

При расчете турбулентных течений с химическими реакциями важную роль играет обеспечение монотонности схем численного интегрирования, поскольку появле-

ние в области даже небольших отрицательных концентраций и отрицательных турбулентных характеристик может сделать дальнейший счет невозможным. Это в первую очередь относится к аппроксимации конвективных членов уравнений переноса. Как известно, использование центрально-разностных аппроксимаций хотя и обеспечивает второй порядок точности, однако решение подвержено осцилляциям вблизи областей больших градиентов. С другой стороны, использование разностей против потока обеспечивает монотонность решения, но дает лишь первый порядок аппроксимации и сопряжено с внесением дополнительной схемной вязкости. Поэтому в литературе был предложен ряд схем, в которых адаптивно осуществляется переход от центрально-разностных к противопоточным аппроксимациям (например, схемы коррекции потоков FCT или схемы TVD [67], схема А. А. Самарского [58], гибридная, параболическая и экспоненциальная схемы [60, 61]). Основной идеей таких схем является адаптивное внесение искусственной вязкости (или ограничение потоков на границах ячеек) в тех точках, где возможно возникновение осцилляций решения. В настоящей работе для обеспечения монотонности решения использовался подход, применяемый в схеме Самарского [58] и в аналогичной по сути параболической схеме [60, 61]. В методических расчетах были опробованы обе указанных схемы, при этом результаты оказались весьма близки друг к другу, что не позволяет отдать предпочтение какой-либо схеме. В серийных расчетах использовалась параболическая схема. Программное обеспечение, реализующее изложенную выше модель, написано на языке C++. Тестирование программы производилось в расчетах дозвуковых струйных, пристеночных и свободно-конвективных течений, результаты которых сравнивались с имеющимися в литературе экспериментальными данными и численными расчетами. Кроме того, проводились проверки сходимости результатов по сетке и по временному шагу.

### 4.8.2. Решение эллиптических уравнений

Модель, используемая для расчета эволюции и горения огненных шаров (Главы 4, 5), включает решение на каждом шаге по времени нескольких эллиптических уравнений: во-первых, уравнение Пуассона (4.28) для поправки давления  $\delta p$ , во-вторых — уравнения для плотности энергии излучения (4.18) в модели радиационного переноса, которые необходимо решать для всех серых газов, для которых огненный шар оказывается оптически толстым (максимальное число таких уравнений может достигать восьми). Выбор метода решения уравнений эллиптического типа требует особого внимания, поскольку подавляющее большинство классических итерационных методов оказывается малоэффективным на мелких сетках. Связано это с тем, что в процессе итераций наиболее эффективно устраняются компоненты невязки с длиной волны порядка шага сетки, тогда как для устранения более длинноволновых составляющих требуется большое число итераций, причем тем большее, чем больше узлов содержит сетка. Кроме того, многие итерационные методы, обладая хорошей сходимостью на равномерных сетках, не дают ожидаемого результата на сетках с сильной анизотропией ячеек (возникающей, например, при сгущении сетки). В результате при измельчении разностной сетки вычислительные затраты для достижения заданной точности на узел сетки сильно возрастают, непропорционально увеличивая общее время расчета, что снижает общую эффективность применяемого численного метода.

В настоящей работе решение всех эллиптических уравнений производится методом многосеточной релаксации, в котором итерации осуществляются на последовательности сеток, каждая из которых имеет шаг вдвое больший предыдущей, с периодической переброской невязки решения на более грубую сетку и, наоборот, рассчитанной на грубой сетке поправки на более мелкую сетку. В результате эффективно подавляются невязки во всем диапазоне длин волн, что обеспечивает равномерную и весьма быструю сходимость независимо от размера сетки и типа граничных условий [275–280].

Продemonстрируем реализацию многосеточного метода на примере решения уравнения Пуассона для поправки давления, которое для удобства запишем в виде

$$Lu = f \quad (4.29)$$

где  $L$  — дифференциальный оператор,  $u$  — искомая функция,  $f$  — правая часть. В результате дискретизации этого уравнения получим разностный аналог этого уравнения на сетке с характерным размером ячейки  $h$ :

$$L_N u_N = f_N$$

Введем иерархическую последовательность сеток с индексом  $k = 1, \dots, N$ , причем число узлов сетки увеличивается, а характерный шаг уменьшается с уменьшением индекса  $k$ . В простейшем случае, когда число узлов самой мелкой сетки составляет  $2^K + 1$  построение более крупных сеток осуществляется просто отбрасыванием узлов с четными индексами. При произвольном числе узлов при отбрасывании узлов через один последняя приграничная ячейка сетки сохраняет свой размер при переходе на более крупную сетку, поэтому при построении иерархии сеток на каждом уровне направление прохода мелкой сетки изменялось на обратное.

На каждом уровне определяется дискретный оператор  $A_k$ , полученный дискретизацией дифференциального уравнения (4.29) на сетке  $k$ -го уровня. Правая часть  $f_N$  аппроксимируется только на самой мелкой сетке, тогда как на всех промежуточных сетках она строится в процессе решения. Алгоритм решения на  $k$ -м уровне состоит в следующем:

- 1) Если  $k = 1$ , итерационным методом находим точное решение уравнения  $A_1 u_1 = f_1$ .
- 2) Если  $k > 1$ , то
  - выполняем  $m$  сглаживающих итераций, получаем приближенное решение  $u_k^m$
  - вычисляем невязку и переносим ее на более крупную ( $k - 1$ -ю) сетку в качестве правой части:  $f_{k-1} = I_k^{k-1}(f_k - A_k u_k^m)$

- переходим на  $k - 1$ -й уровень, используем рекурсивно тот же алгоритм решения, в результате чего находим поправку  $u_{k-1}^p$  (где  $p$  — число итераций, выполненных на крупной сетке)
- корректируем решение на  $k$ -м уровне:  $u_k^{m+1} = u_k^m + I_{k-1}^k u_{k-1}^p$
- выполняем  $n$  сглаживающих итераций на  $k$ -м уровне, находим  $u_k^{m+n+1}$

3) Если  $k < N$  переходим к более мелкой сетке, при  $k = N$  повторяем цикл

Переброска невязки с мелкой на более крупную сетку осуществляется при помощи оператора  $I_k^{k-1}$ , носящего название ограничивающего оператора. Наилучшие результаты были получены путем осреднения значений функции с мелкой сетки по всем узлам, попадающим в пределы ячейки более крупной сетки. Наоборот, переброска поправки с крупной сетки на мелкую осуществляется при помощи «оператора продолжения»  $I_{k-1}^k$ , в качестве которого использовалась линейная интерполяция функции. В качестве сглаживающей процедуры применялся метод последовательной верхней релаксации с продольно-поперечными прогонками вдоль сеточных линий.

Отметим особенности алгоритма, обеспечивающие его высокую эффективность. Точное решение методом итераций осуществляется лишь на самом нижнем уровне (т. е., на самой крупной сетке, насчитывающей минимальное число узлов), тогда как на более мелких сетках выполняется лишь малое число итераций до перехода на более крупную сетку ( $m=2$ ) и перед обратным переходом на более мелкую сетку  $n=1$ . Фактически, на сетке каждого уровня происходит лишь сглаживание невязок и устранение возмущений с длиной волны порядка размера ячейки, тогда как более длинноволновые возмущения устраняются на более крупных сетках. Поскольку в двумерном случае каждая более крупная сетка содержит вчетверо меньше узлов, расходы памяти на хранение дополнительной информации могут быть оценены сверху как сумма бесконечно убывающей геометрической прогрессии с основанием  $1/4$ , равная  $1/(1-1/4)=4/3$ . Таким образом, дополнительные расходы не превышают трети от используемой в традиционных методах памяти.

Чтобы продемонстрировать эффективность метода многосеточной релаксации, ниже приведены результаты решения уравнения Пуассона в плоской квадратной области  $0 \leq x \leq 1, 0 \leq y \leq 1$ . С методической целью использовались сильно неравномерные разностные сетки размером  $N \times M$ , сгущаемые по логарифмическому закону. Максимальное отношение размеров соседних ячеек сетки по каждому координатному направлению составляло 2,2, максимальное отношение горизонтальных и вертикальных размеров ячеек составляло 54. В качестве правой части использовалась быстроменяющаяся функция  $f(x, y) = 5 \sin 20x \cos 20x$ , начальное приближение для функции  $u$  задавалось нулевым. Использовались граничные условия Дирихле. Расчеты проводились на сетках, насчитывающих  $20 \times 20, 50 \times 50, 100 \times 100$  и  $200 \times 200$ , при расчетах многосеточным методом число сеток составляло 5, 6, 7 и 8 соответственно. Для сравнения проводились расчеты методом последовательной верхней релаксации с прогонкой по линиям (LSOR), при этом использовался оптимальный релаксационный коэффициент, равный 1,8. В качестве единицы вычислительных затрат принималось выполнение одной итерации на самой мелкой сетке. Один многосеточный цикл при  $m = 2$  и  $n = 1$  эквивалентен выполнению четырех итераций на мелкой сетке.

На рис. 4.20 представлены зависимости нормы невязки уравнения Пуассона при расчетах многосеточным методом и методом последовательной верхней релаксации. По оси абсцисс отложено число выполненных итераций (или их эквивалент для многосеточного метода), по оси ординат — среднеквадратичная невязка уравнения Пуассона. Видно, что многосеточный метод обеспечивает высокую скорость сходимости независимо от сетки. Уменьшение невязки до нижней границы, соответствующей уровню ошибок округления, происходит за 40–50 итераций (т. е., 10–12 многосеточных циклов). Скорость сходимости метода LSOR, напротив, резко снижается при измельчении сетки. Так, если на сетке  $20 \times 20$  сходимость еще может считаться удовлетворительной, начиная с сетки  $50 \times 50$  для существенного уменьшения невязки требуется выполнение сотен, а то и тысяч итераций. Особенно замедление сходимости

ти заметно на сетках  $100 \times 100$  и  $200 \times 200$ . В результате общая эффективность численного метода становится весьма низкой, ограничивая возможность проведения серийных расчетов на подробных сетках. Аналогичные результаты были получены и при использовании граничных условий Неймана на некоторых или на всех границах области.

Таким образом, использование метода многосеточной релаксации позволяет обеспечить быструю сходимость при итерационном решении уравнений эллиптического типа независимо от типа граничных условий и применяемых сеток. Этот вывод подтверждается и результатами применения многосеточного метода к решению эллиптических уравнений для оптически толстых серых газов в радиационной модели.

### 4.8.3. Расчет тепловых потоков методом Монте-Карло

Метод Монте-Карло основан на моделировании процессов переноса энергии тепловым излучением путем отслеживания большого количества представительных групп фотонов. В модели взвешенной суммы серых газов (ВССГ), используемой для расчетов потоков излучения от огненного шара в Главе 4, расчеты проводились отдельно для каждого серого газа, после чего интегральный поток находился суммированием по всем серым газам.

Метод Монте-Карло относится к статистическому типу, поэтому для уменьшения флуктуаций решения требуется использовать большое количество фотонов  $N_{ph}$ . Процедура расчета переноса лучистой энергии методом Монте-Карло заключается в следующем. Во-первых, все  $N_{ph}$  фотонов распределяются по ячейкам расчетной сетки, при этом количество фотонов в  $i$ -й ячейке пропорционально количеству энергии, высвечиваемой в этой ячейке в единицу времени

$$n_i \sim k_i \sigma T_i^4 \Delta V_i$$

(здесь  $k_i$  — коэффициент поглощения,  $T_i$  — температура,  $V_i$  — объем  $i$ -й ячейки). Каждому фотону назначается энергия  $Q_{ph} = k_i \sigma T_i^4 \Delta V_i / n_i$ , так что сумма по всем фотонам дает полную энергию, излучаемую в расчетной области в единицу времени.

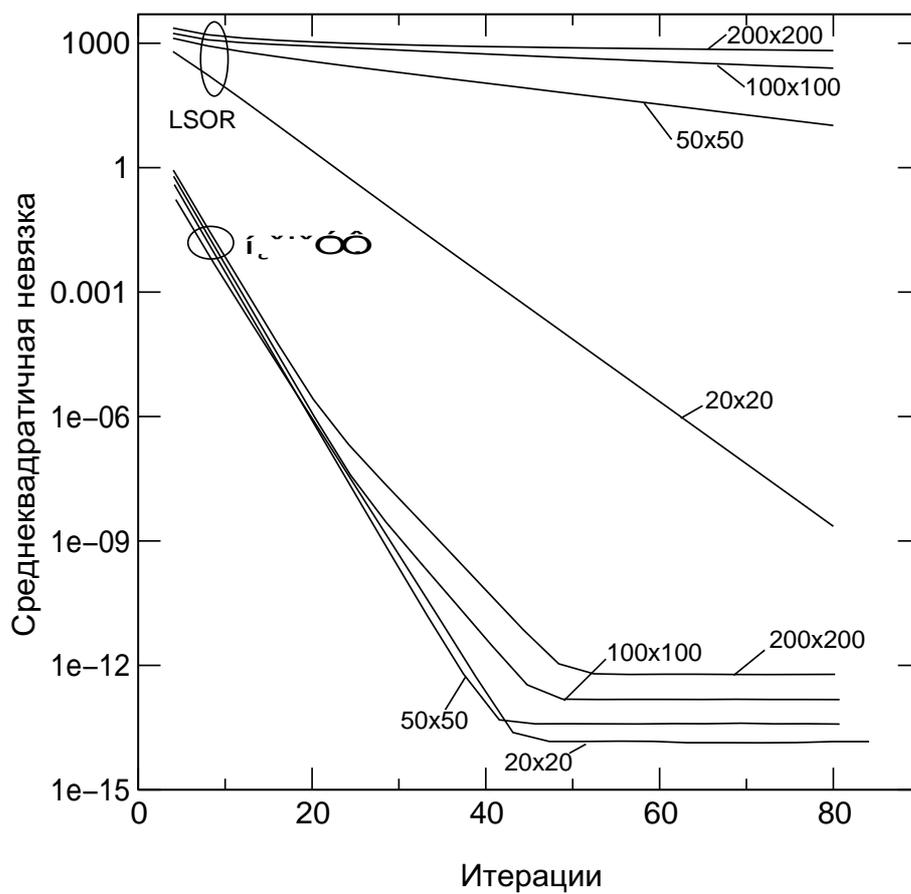


Рис. 4.20. Динамика сходимости при решении уравнения Пуассона многосеточным методом и методом последовательной верхней релаксации (LSOR)

Затем отслеживаются процессы испускания, распространения и поглощения каждого фотона (рассеяние излучения в расчет не принимается):

- 1) Выбирается случайный вектор направления испускания фотона, имеющий равномерное по пространственным направлениям распределение
- 2) Случайным образом выбирается оптическая толщина  $\tau$ , на которой происходит поглощение фотона, при этом используется экспоненциально спадающая функция распределения (так что функция  $\exp(-\tau)$  имеет равномерное распределение на отрезке  $(0, 1)$ ).
- 3) Отслеживается движение фотона вдоль направления испускания, при этом вычисляются координаты пересечения траектории с ячейками расчетной сетки и для каждой пройденной ячейки вычисляется оптическая толщина участка траектории
- 4) Если суммарная пройденная оптическая толщина оказывается большей  $\tau$ , в данной ячейке сетки регистрируется поглощение фотона и его дальнейшая эволюция не рассматривается
- 5) Для фотонов, которые не были поглощены в объеме и достигли границ расчетной области, регистрируется поглощение на границе в точке пересечения траектории фотона с данной границей

Суммирование энергий всех фотонов, поглощенных в ячейке сетки, дает после деления на объем этой ячейки плотность мощности поглощаемого излучения. Соответственно, суммированием по всем фотонам, пересекшим грань ячейки на границе области, и делением на площадь этой ячейки можно получить поток энергии, падающей на единицу поверхности в единицу времени.

Отметим некоторые особенности, присущие расчету в случае осевой симметрии. В отличие от уравнений гидродинамики, которые решаются в двумерной области, расчет переноса излучения требует рассмотрения полной трехмерной геометрии, а отслеживание точек пересечения траектории фотона с координатными поверхностями

сопряжено со значительным объемом вычислений. Поэтому целесообразно применение методов ускорения расчета, позволяющих частично избежать лишних затрат. Так, на каждом шаге вычислялась максимальная оптическая толщина расчетной области  $\tau_{\max}$ , после чего для каждого фотона проверялось условие  $\tau > \tau_{\max}$ . При выполнении этого условия очевидно, что поглощение фотона в объеме расчетной области произойти не может. Поэтому сразу отыскивалась точка пересечения траектории с внешней границей области и регистрировалось поглощение на границе.

Другая проблема, возникающая при расчете в осесимметричной постановке, состоит в том, что площадь кольцевых граничных элементов на подстилающей поверхности уменьшается к оси симметрии, особенно в случае сгущающихся сеток. В результате вероятность поглощения фотона каждым из кольцевых элементов оказывается малой, что приводит к сильному статистическому шуму рассчитанных потоков у оси симметрии даже при использовании большого общего числа фотонов (в расчетах для каждого серого газа использовалось  $N_{ph} = 5 \cdot 10^7$  фотонов). Поэтому при расчете потоков на поверхность вводилась равномерная сетка с меньшим числом ячеек ( $N = 50$ ), которая использовалась для регистрации поглощенных на поверхности фотонов.

Работа блока, реализующего метод Монте-Карло, тестировалась путем расчета потоков на поверхность в непоглощающей среде от точечного и кольцевого источников и сравнением результатов с соответствующими аналитическими решениями. Кроме того, проводились расчеты излучения от нагретой стенки в сером газе с постоянной температурой, результаты также сравнивались с аналитическими решениями.

#### 4.9. Выводы

В данном разделе проведено численное исследование горения огненного шара, возникающего при вертикальном выбросе углеводородного топлива в атмосферу. Сформулирована математическая модель, описывающая нестационарные турбулентные течения многокомпонентного химически реагирующего газа, процессы образования

и выгорания сажи, а также перенос тепла излучением. Проанализированы характерные масштабы, отвечающие отдельным стадиям эволюции огненного шара. Введены параметры подобия, позволяющие единым образом описывать огненные шары с различной массой топлива и скоростью выброса.

Численные расчеты, проведенные без учета радиации для выбросов метана и пропана, позволили изучить влияние основных определяющих параметров — массы топлива, скорости истечения, диаметра источника, высоты зажигания. В расчетах подробно прослежены основные стадии формирования и эволюции огненного шара при выбросе и зажигании топлива — возникновение развивающейся струи топлива, ее воспламенение, образование близкого к сферическому огненного шара, его подъем и выгорание. Представлены поля температуры, концентрации, скорости реакции в различные моменты времени. Показано, что горение топлива в огненном шаре в основном происходит на его внешней поверхности, что позволяет отнести процесс горения к диффузионному типу. Приведены также зависимости максимальной температуры, интегральной скорости реакции, концентраций топлива и продуктов от безразмерного времени.

Получена зависимость времени выгорания огненного шара от числа Фруда, показано, что влияние других параметров подобия (безразмерного диаметра источника и безразмерной высоты зажигания) выражено гораздо слабее. Даны количественные оценки диапазона параметров, в котором время истечения мало по сравнению с полным временем выгорания, так что скорость горения лимитируется скоростью смешения, а не скоростью подачи горючего. Именно в этом случае число Фруда выполняет роль единственного параметра подобия. Показано, что отношение времен выброса и выгорания всегда мало для высокоскоростных выбросов. Для медленных выбросов время истечения оказывается малым лишь при числах Фруда, превышающих некоторое критическое значение, зависящее от диаметра источника.

Результаты расчетов сопоставлены с имеющимися экспериментальными данными по выбросам метана и пропана. Полученный максимальный диаметр огненного

шара с точностью 5% соответствует эмпирическим зависимостям, тогда как рассчитанное время горения огненного шара находится в пределах  $\pm 15\%$  от эмпирической зависимости, что сравнимо с разбросом опытных данных, вызванным внутренне присущей турбулентным облакам нерегулярностью.

Горение огненного шара при наличии процессов радиационного теплообмена изучено в расчетах облаков пропановых выбросов. Расчеты проведены в диапазоне масс топлива от 1 г до 1000 кг и при различных значениях скорости выброса, отвечающих числам Фруда от 5 до 250. На основе сопоставления временных зависимостей максимальной температуры и координаты верхней кромки, полученных в расчетах с разной массой топлива, проанализирована роль масштабных эффектов. Показано, что нарушение подобия, связанное с наличием характерной длины, равной средней длине свободного пробега излучения в теле огненного шара, слабо сказывается на динамике движения горящего облака. Радиационные теплотери приводят к снижению максимальной температуры на 400–500 К по сравнению с адиабатическим пламенем, при этом, однако, температурные зависимости, полученные во всем диапазоне изменения массы топлива, оказываются близки между собой. Таким образом, даже при наличии процессов радиационного теплообмена характерные параметры огненного шара оказываются с приемлемой для практики точностью подобными, что делает возможным распространение результатов, полученных в расчетах или экспериментах для одних масс топлива, на огненные шары с другой массой топлива.

Сравнение распределений локальной плотности мощности излучения в огненных шарах с массой топлива в диапазоне от 1 г до 1000 кг позволило выявить роль масштабных эффектов. Показано, что для огненных шаров малого масштаба излучение происходит по всему объему облака, тогда как для крупномасштабных (оптически толстых) огненных шаров основная доля излучения приходится на приповерхностную область. Полученная в расчетах доля энергии, переходящей в излучение, заключена в диапазоне  $17 \div 27\%$ , что хорошо согласуется с литературными данными по излучательным свойствам углеводородных пламен. Доля излучаемой энергии мак-

симальна для огненных шаров с размером порядка 1–5 м. Снижение этой величины для огненных шаров меньшего размера обусловлено более низкой излучательной способностью оптически тонкого облака. С другой стороны, для облаков большого масштаба доля излучаемой энергии понижается за счет поглощения энергии внутри самого оптически толстого огненного шара.

Динамика теплового импульса с удовлетворительной точностью соответствует экспериментальным данным [172], хотя расчеты дают несколько более короткий и интенсивный тепловой импульс. Во введенных безразмерных переменных продолжительность импульса излучения определяется числом Фруда и слабо зависит от других параметров. Для облака с массой топлива 1000 кг проведены расчеты тепловых потоков, падающих на земную поверхность, и дозы теплового излучения как функции расстояния от точки выброса. Показано, что зона опасного воздействия излучения в результате возгорания такого облака может достигать 50 м.

## Глава 5

# Горение облаков углеводородных топлив при двухфазных выбросах в атмосферу

### 5.1. Образование облаков аэрозолей при выбросах в атмосферу

Важной особенностью аварийных выбросов является возможность образования облака паров опасного вещества, содержащего мелкодисперсные аэрозольные жидкие капли. Наличие аэрозоля может существенно изменить такие характеристики парового облака, как его плавучесть, время существования опасной концентрации, протяженность взрывоопасной или токсичной зоны при дрейфе облака, концентрационные пределы воспламенения. Важную роль играют фазовые переходы (испарение, конденсация) в объеме аэрозольного облака, влияющие на его состав, температурный режим и рассеяние в атмосфере. Поэтому детальное изучение процессов формирования аэрозолей при атмосферных аварийных выбросах, свойств возникающих парожидкостных облаков, создание математических моделей, адекватно описывающих их эволюцию и горение после выброса, представляет собой весьма актуальную задачу, решение которой является важной составной частью оценки риска и обеспечения безопасности химических производств. Несомненно, с этим связан значительно возросший в последние годы интерес к указанным проблемам и появление большого

числа экспериментальных и теоретических работ, посвященных различным аспектам изучения характеристик двухфазных аварийных выбросов. В частности, проводятся прямые измерения свойств аэрозолей, образующихся при разгерметизации сосудов высокого давления, новейшие экспериментальные методы применяются для измерения параметров аэрозольных частиц в натуральных условиях. Многие математические модели, созданные ранее для описания рассеяния тяжелого газа (как в простой одномерной, так и в трехмерной постановке) в последнее время подверглись модификации, позволившей включить в рассмотрение влияние мелкодисперсных аэрозольных примесей и, таким образом, получать более реалистичные результаты при расчете характеристик таких облаков и оценке их опасности.

В зависимости от условий хранения вещества, геометрии резервуара, внешних условий, характера и продолжительности разгерметизации, физико-химических свойств вещества возможны различные механизмы образования аэрозолей при аварийных выбросах. Так, быстрое разрушение оболочки резервуара высокого давления, содержащего сжиженный газ или жидкость, находящуюся в равновесии с насыщенным паром при температуре выше нормальной температуры кипения, приводит к резкому сбросу давления и ударному вскипанию жидкости, (т. н. явление «мгновенного испарения» (flash evaporation) — см., например, [117, 281, 282] ). При ударном вскипании расширяющиеся пары диспергируют и увлекают часть жидкости, поэтому образующееся облако содержит смесь пара и жидкости в виде капель мелкодисперсного аэрозоля. Другой типичный случай соответствует частичной разгерметизации резервуара ниже уровня свободной поверхности жидкости: из отверстия вещество истекает в жидкой фазе, после чего в атмосфере происходит его «мгновенное испарение», приводящее к дроблению жидкой струи на капли и образованию двухфазной струи. Кроме того, если разгерметизация произошла выше уровня жидкости, может начаться бурное вскипание по всему объему жидкости или ее интенсивное вспенивание, в результате которого из отверстия будет истекать двухфазная смесь пара и капель жидкости. В целом можно утверждать, что образование в атмосфере облака

или струи, содержащей как пары, так и жидкие капли вещества, является наиболее вероятным результатом разгерметизации резервуара высокого давления со сжиженным газом или жидкостью.

В результате быстрого разрушения оболочки резервуара высокого давления происходит резкое падение давления, приводящее к ударному вскипанию («мгновенному испарению») содержащейся в резервуаре жидкости. При этом жидкость переходит в новое состояние термодинамического равновесия, ее температура становится равной температуре кипения при атмосферном давлении, а часть жидкости за счет высвобождающейся энергии переходит в пар. Часть вещества, оставшегося в жидком состоянии, увлекается расширяющимся паром в виде мелкодисперсного аэрозоля, тогда как не захваченная потоком жидкость, находящаяся при температуре кипения, растекается по поверхности.

Массовая доля переходящей в пар жидкости  $x_v$  обычно оценивается из термодинамических соотношений [117, 281]):

$$x_v = \frac{h_{l,0} - h_{l,bp}}{h_{v,bp} - h_{l,bp}} = \frac{C_l(T_0 - T_{bp})}{\Delta H_v}, \quad (5.1)$$

где  $h_{l,0}$ ,  $h_{l,bp}$  — удельная энтальпия жидкости при температуре хранения и кипения соответственно,  $h_{v,bp}$  — удельная энтальпия пара при температуре кипения,  $\Delta H_v$  — удельная теплота парообразования при температуре кипения и атмосферном давлении. Последняя формула в уравнении (5.1) справедлива при постоянной удельной теплоемкости жидкости  $C_l$ , для более точных оценок следует использовать табличные данные по зависимости энтальпии жидкости от температуры. Расчеты показывают, что для типичных криогенных жидкостей, находящихся при температуре окружающей среды,  $x_v$  может составлять 30–60%. Если же жидкость дополнительно нагрета, доля пара может значительно возрасти. Кроме того, вещества с температурой кипения выше температуры окружающей среды, которые при обычных условиях существуют в жидком состоянии, могут испытывать ударное вскипание если они нагреты в замкнутом сосуде до температуры, превышающей точку кипения.

Для оценки количества аэрозоля, увлекаемого выделяющимся паром, как пра-

вило используется подход, предложенный в [283, 284]: доля переходящего в аэрозоль вещества  $x_d$  считается равной  $x_v$ ; кроме того, в [282] утверждается, что если  $x_v < 0,05$ , то  $x_d \approx (2 - 3) x_v$ . С учетом образования дисперсного аэрозоля доля вещества, остающегося в жидком состоянии и образующего разлитие на поверхности, составляет  $x_l = 1 - (x_v + x_d)$ . Следует иметь в виду, что эти оценки являются весьма грубыми и нуждаются в соответствующем экспериментальном и теоретическом уточнении [285].

Можно выделить две основных стадии процесса образования парок капельного облака в результате разгерметизации сосуда высокого давления — вскипание жидкости с образованием парожидкостной смеси и последующий разлет этой смеси, сопровождающийся смешением с атмосферным воздухом и приводящий к формированию собственно дисперсного облака. Деление единого процесса на указанные стадии, конечно, весьма условно, однако оно оправдано, поскольку преобладающую роль на каждой из них играют разные физические механизмы.

Вскипание перегретой жидкости при резком сбросе давления наиболее подробно изучено как экспериментально, так и теоретически для жидкости, находящейся под давлением в закрытой трубе, один из концов которой внезапно открывается. Экспериментальные исследования процесса вскипания, в которых измерялись характеристики возникающих в системе волн давления, скорость распространения волны вскипания, параметры двухфазного потока были выполнены, например, в работах [106, 281, 286–291]. Установлено, что непосредственно после открытия одного из концов трубы по жидкости распространяется с высокой скоростью волна разгрузки, вслед за которой начинается непосредственно процесс кипения. В ряде экспериментов были визуализированы медленные (со скоростями порядка нескольких метров в секунду) волны вскипания, распространяющиеся от открытого конца трубы. Теоретические исследования одномерных течений вскипающей жидкости на основе одномерных моделей проводилось в целом ряде работ, как в предположении о термодинамической равновесности процесса, так и с учетом неравновесных эффек-

тов [292, 293]. Подробный обзор работ по нестационарному истечению вскипающих жидкостей можно найти, например, в монографии [106]. Здесь же отметим лишь, что процессы распространения волн вскипания по перегретой жидкости весьма сложны, описывающие их модели содержат ряд параметров, которые плохо известны для реальных веществ (например, начальная концентрация зародышей пузыреобразования в жидкости определяется не только характеристиками самой жидкости, но и степенью ее очистки, наличием дисперсных примесей и т. д.). Поэтому при описании вскипания жидкости как первого этапа процесса формирования облака необходимо прибегать к разумной схематизации явления, ограничиваясь лишь наиболее существенными параметрами. Процесс начального вскипания является быстрым по сравнению с временем горения огненного шара, так что можно ожидать, что влияние особенностей вскипания на процесс образования и горения топливного облака будет проявляться лишь через некоторые интегральные характеристики.

Начальная стадия процесса типа BLEVE изучалась экспериментально в работах [294, 295], где измерялись характеристики среды в сосуде высокого давления после его частичной разгерметизации. Важная особенность процесса при частичном раскрытии оболочки резервуара состоит в том, что после начального резкого спада давления начинается вскипание жидкости, сопровождающееся увеличением ее удельного объема. В условиях, когда выходное отверстие достаточно мало, происходит запираание двухфазного потока, ограничивающее расход жидкости, что приводит к восстановлению высоких давлений в сосуде. Теоретическая физическая и численная модель процессов спада и восстановления давления, которые, взаимодействуя когерентным образом с процессами роста и коллапса пузырьков могут приводить к возникновению в среде волн сжатия, предложена в [296]. На основе теоретического рассмотрения и численных расчетов утверждается, что данный тип взаимодействия может приводить к высоким нагрузкам на оболочку резервуара, вызывая его полное разрушение. Вместе с тем, до сих пор окончательно не ясно, наблюдается ли ударный рост давления, вызванный коллапсом пузырьков, в реальных случаях

BLEVE [297, 298].

На данный момент имеется весьма небольшое количество работ, в которых экспериментально изучались бы выбросы паров и аэрозоля в результате разрушения оболочки резервуара высокого давления и «мгновенного испарения» находящейся в нем жидкости. Одним из первых шагов в этом направлении стали эксперименты [299–303], в которых изучались выбросы пропана и пропилена из резервуаров объемом от  $0,226 \cdot 10^{-3}$  до  $1 \text{ м}^3$  (масса жидкости составляла при этом от 0,124 до 452 кг). Начальная температура вещества поддерживалась на уровне  $50\text{--}80^\circ\text{C}$ , что соответствует давлению паров от 22 до 39 атм. Разрыв сосуда инициировался либо механическим способом, либо при подрыве небольшого заряда в верхней части резервуара. В экспериментах наблюдалась следующая последовательность событий: начальное разрушение резервуара, распространение трещины и полное раскрытие стенок, «мгновенное испарение» сжиженного газа, быстрое расширение облака пара, увлечение неиспарившейся жидкости в виде мелких капель; турбулентное смешение парожидкостной смеси с внешним воздухом, полное испарение капель жидкости под действием притока тепла извне, уменьшение концентрации пара за счет смешения с внешним воздухом. Кроме того, в экспериментах изучалось горение образовавшегося облака; было отмечено, что распространение пламени происходит в турбулентном режиме и область горения сильно подвержена воздействию мелкомасштабных пульсаций.

Распределение концентрации пара в облаке выброса первоначально было предложено описывать на основе модели точечного источника пара и в предположении о постоянстве во времени и пространстве коэффициента турбулентной диффузии [299]. Однако дальнейшие исследования авторов показали, что эта модель недостаточно хорошо описывает структуру облака. В работах [300–302] была предложена другая модель, согласно которой облако состоит из двух областей: полусферического ядра  $r < r_C$ , в котором концентрация постоянна по пространству, но меняется со временем, и внешней зоны, в которой концентрация спадает с расстоянием по гауссо-

ву закону, а коэффициент турбулентной диффузии  $\mathcal{D}_t$  постоянен в пространстве, но убывает со временем:

$$C = \begin{cases} \frac{V_g^*/V_g}{8\pi^{3/2}} \left( \frac{V_g^{2/3}}{\mathcal{D}_t t} \right)^{2/3} \exp \left[ -\frac{1}{4} \frac{V_g^{2/3}}{\mathcal{D}_t t} \left( \frac{r}{V_g^{1/3}} \right)^2 \right], & r \geq r_C, \\ \text{const} & r < r_C, \end{cases} \quad (5.2)$$

где  $V_g$  — объем сферы, которую занял бы выброшенный газ после окончательного испарения капель при стандартной температуре и давлении,  $V_g^*$  — гипотетический объем газа, отвечающий экстраполяции гауссова профиля концентрации до центра облака,  $\mathcal{D}_t$  — осредненный коэффициент турбулентной диффузии,  $t$  — время. На основании экспериментальной информации установлено, что объем газа в центральном ядре составляет примерно половину величины  $V_g$ , а зависимость  $\mathcal{D}_t(t)$  описывается соотношением

$$\frac{\mathcal{D}_t}{V_g^{1/3}} = 0,75 \left( \frac{t}{V_g^{1/3}} \right)^{-1/4}$$

Сравнение результатов расчетов по данной двухзонной модели с экспериментом показало хорошее согласование измеренных и рассчитанных зависимостей от времени размеров облака и концентрации пара. В работе [302] представлены наблюдавшиеся в экспериментах видимые границы расширяющегося парового облака в различные моменты времени, а также определена скорость распространения видимых границ облака в зависимости от времени,

Среди других экспериментальных работ по разгерметизации резервуаров высокого давления можно отметить [304], в которой исследовался выброс 3,5 кг аммиака из цилиндрического сосуда диаметром 0,15 м и высотой 0,45 м при начальном давлении 3 атм; разгерметизация производилась путем открытия специального быстродействующего клапана. В экспериментах было обнаружено, что вскипание сжиженного аммиака приводит к его бурному выбросу из сосуда: несмотря на то, что открывалась лишь малая часть стенки резервуара, до 90% аммиака выбрасывалось в атмосферу.

Экспериментальные исследования образования аэрозольных облаков при разрушении резервуаров со сжиженными газами представлены в работах [305–307]. В первой серии экспериментов разгерметизация резервуара моделировалась на лабораторной установке, состоящей из сосуда, выполненного в виде двух полусфер, плотно прижатых друг к другу при помощи пневмосистемы с давлением 10 атм. Рабочее пространство заполнялось фреоном–11 ( $T_{bp} = 296,97\text{K}$ ), после чего температура в резервуаре повышалась при помощи спирального нагревателя до заданного перегрева ( $5\text{--}60^\circ\text{C}$ ). После установления стационарной температуры производился резкий сброс давления и его реверс, полусферы разводились на расстояние в несколько сантиметров и вещество в виде двухфазной смеси выбрасывалось из образовавшейся кольцевой щели. Во второй серии экспериментов [307] использовались две аналогичные установки различного объема ( $0,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$  и  $3,2 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$ ), в качестве рабочего вещества применялись фреон–11 и фреон–114 ( $T_{bp} = 276,92^\circ\text{K}$ ). В экспериментах при помощи высокоскоростной киносъемки и методом лазерного зондирования определялось распределение капель аэрозоля по размерам, скорость движения переднего фронта видимого облака парожидкостной смеси (состоящей из пара и аэрозольных капель).

Наконец, в третьей серии экспериментов [307] исследовалось полное разрушение сосудов с образованием трехмерного выброса. Применялись сферические стеклянные сосуды объемом  $1 \cdot 10^{-3}$ ,  $2 \cdot 10^{-3}$ ,  $5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$ , начальная температура устанавливалась за счет действия спирального нагревателя, в качестве рабочего вещества помимо фреона–11 и фреона–114 использовался фреон–113 ( $T_{bp} = 320,65^\circ\text{K}$ ). Разрушение сосуда производилось либо за счет механического воздействия, либо путем подрыва небольшого детонатора, либо при повышении внутреннего давления выше предела прочности стекла. Эксперименты производились при различных перегревах ( $5\text{--}75^\circ\text{C}$ ) и различной степени заполнения сосуда.

Результаты экспериментов показали, что при разрушении стеклянного резервуара осколки разлетаются со скоростью порядка 40 м/с, что превышает скорость ви-

димой границы парового облака. Энергия, идущая на образование и разлет осколков, составляет 5–9% общей выделяющейся энергии. Облако пара с аэрозольными частицами сохраняет сферическую форму вплоть до расстояний порядка 0,8 м от места разрыва сосуда. Характеристики капель аэрозоля подробно изучались методом высокоскоростной киносъемки и дифракционным методом при помощи лазерного зондирования. Обработка экспериментальных данных [305, 306, 308] показала, что зависимость числа капель от диаметра с хорошей точностью описывается логарифмически нормальным распределением

$$\hat{p}(d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \ln \hat{\sigma}} \exp \left( -0,5 \left( \frac{\ln d - \ln \bar{d}}{\ln \hat{\sigma}} \right)^2 \right)$$

где  $\hat{p}(d)$  — плотность распределения вероятности,  $d$  — диаметр аэрозольных капель,  $\bar{d}$  — средний диаметр,  $\hat{\sigma}$  — дисперсия распределения. Средний диаметр аэрозольных капель в различных опытах колеблется в диапазоне  $\bar{d} = 30$ – $100$  мкм; несколько меньшие размеры частиц наблюдались в экспериментах по выбросам аммиака:  $\bar{d} = 10$ – $30$  мкм [309, 310]. Аналогичный интервал средних размеров капель, образующихся при вскипании струи перегретой воды приведен в [311, 312]:  $\bar{d} = 10$ – $100$  мкм. Кроме того, в [307] сообщается, что на основе экспериментов получены эмпирические зависимости числа Вебера от степени перегрева, соотношения, описывающие распределение частиц по размерам на разных расстояниях от сосуда, однако какая-либо конкретная информация, к сожалению, не приводится.

Начальная стадия формирования парожидкостного облака при полном разрушении резервуара высокого давления изучалась также в [313]. В этой работе отмечается, что экспериментальные исследования образования паровых облаков [299, 300] являются ключевыми в сегодняшнем понимании проблемы, однако некоторые аспекты не нашли в них своего объяснения. Так, предположение о полном увлечении всей жидкости выделяющимся паром не является обоснованным в тех случаях, когда доля мгновенно испаряющейся жидкости мала и часть жидкости просто растекается по поверхности. Кроме того, неясно, применима ли двухзонная модель (5.2), постро-

енная по результатам опытов с пропиленом, для других веществ и если да, то в какой степени физико-химические свойства вещества и параметры выброса влияют на процессы турбулентной диффузии. Кроме того, необходимо учитывать конденсацию водяного пара, содержащегося в воздухе и попадающего в объем парового облака. Действительно, водяной пар образует мелкодисперсный туман, который не только увеличивает плотность облака, но и влияет на его температуру: на начальной стадии облако нагревается за счет высвобождающегося при конденсации тепла, тогда как на последующих этапах испарение капель влаги приводит к снижению температуры облака. Как показано в [314], учет конденсации водяных паров позволяет объяснить имеющиеся расхождения между результатами расчетов выбросов аммиака и экспериментальными данными.

Наконец, до конца не выясненным остается вопрос о механизме порождения турбулентности при разлете облака: поскольку движение газа в среднем радиальное, то генерация турбулентности из-за наличия сдвига поля скорости потока не может играть существенной роли (за исключением, может быть приземной области), а другие механизмы, такие как рэлей-тейлоровская неустойчивость на внешней границе облака, являются слишком слабыми чтобы объяснить высокий уровень турбулентности, наблюдающийся в экспериментах [299, 300, 302].

В работе [313] была проведена серия экспериментов, специально направленных на прояснение перечисленных выше проблем. Использовались сферические стеклянные сосуды объемом 50–500 мл, в качестве рабочего вещества применялся фреон–114. Сосуды заполнялись полностью и наполовину; для идентификации положения фронта парового облака рядом с сосудом была организована дымовая завеса в виде узкого и плоского вертикального слоя дыма. Изучение характеристик аэрозоля и растекающейся по поверхности жидкости производилось при помощи высокоскоростной киносъемки, распределение по размерам измерялось методом лазерного зондирования.

В ходе экспериментов была установлена следующая качественная картина про-

цесса образования облака. После разрушения оболочки резервуара распад жидкости на отдельные капли происходил весьма быстро, за время, в течение которого объем выброса увеличивался не более чем в 2 раза. Начальная скорость капель при этом практически не зависела от их диаметра. Фронт парового облака на начальной стадии (вплоть до окончательной фрагментации жидкости) практически не перемещал дымовую завесу, т.е. не обгонял движущиеся капли. В свою очередь капли аэрозоля двигались сквозь дымовую завесу, не возмущая ее: наблюдалось «разбавление» дыма за счет испарения капель, однако перемещение дымовой завесы как целого отсутствовало. Такое движение возникало только после того, как разлет капель завершился и образовавшееся при их испарении облако начинало «растекаться» по поверхности под действием гравитационных сил. Часть жидкости, попавшая в виде капель на поверхность, образовывала лужу, растекающуюся и испаряющуюся с течением времени.

Наиболее крупные капли аэрозоля, которые были заметны при высокоскоростной видеосъемке, отвечают числам Вебера  $We = d\hat{U}^2\rho/\sigma_l = 15 - 30$  где  $\hat{u}$  — скорость движения капли относительно газа,  $d$  — диаметр капли,  $\rho$  — плотность газа,  $\sigma_l$  — коэффициент поверхностного натяжения жидкости. Указанный диапазон числа Вебера хорошо согласуется с данными экспериментов [305–307]. Размеры наиболее крупных капель составляли 2,8–3,5 мм, а их скорость разлета — 2,8–3,6 м/с. Температура жидкости, находящейся на поверхности, быстро падала ниже точки кипения (3,5°C) за счет интенсивного испарения фреона и составляла на протяжении времени испарения (около 15 сек) -5–10°C.

Процесс начального разлета облака, как выяснилось, нельзя разделить по времени на два этапа — выделение пара и захват им жидкости. В реальности дробление жидкости на капли происходило практически сразу же после разрушения оболочки - менее чем за 0,1 сек. К окончанию процесса дробления доля пара была намного меньшей, чем рассчитанная из изэнтропических соотношений. В то же время движение парового облака отмечалось лишь тогда, когда разлетающиеся капли успевали

либо испариться, либо выпасть на поверхность — на временах порядка нескольких секунд. Скорость движения фронта облака, определенная по скорости смещения дымовой завесы, составляла 0,2–0,3 м/с, что на порядок меньше скорости капель и обусловлено в основном оседанием облака в поле тяжести. Более того, предложенный механизм формирования облака позволяет объяснить и интенсивную генерацию турбулентности: при разлете сферического слоя частиц жидкости возникают интенсивные сдвиговые течения, сопровождающие обтекание капель, которые и являются основным фактором турбулизации газа. Таким образом, именно движение капель жидкости играет ключевую роль в процессе формирования облака выброса при полном разрушении резервуара высокого давления.

Образование парокпельного облака при разрыве сосуда высокого давления, содержащего 400 кг пропана, исследовалось в экспериментах [298]. Применялся метод кино съемки со скоростью 30 кадров/с, в результате чего для шести экспериментов были получены видимые контуры облака, а также зафиксирован процесс распространения пламени по облаку после зажигания. Метод определения скорости разлета облака был аналогичен применявшемуся ранее в экспериментах [300, 302]: скорость расширения рассчитывалась как скорость изменения площади видимого облака, отнесенная к текущему периметру внешней границы. Для вычисления скорости изменения площади использовались последовательные кадры кино съемки. Зависимости скорости расширения облака от времени показывают наличие двух последовательных режимов. На начальном этапе, продолжающемся около 0,2 с, происходит резкое уменьшение скорости разлета от величины порядка 25 м/с (при  $t = 0,05$  с) до 5 м/с (при  $t = 0,2$  с). На втором этапе скорость остается постоянной и равной 5 м/с, причем кино съемка с двух взаимно перпендикулярных направлений дала совпадающие скорости расширения, несмотря на то, что облако было заметно вытянутым вдоль горизонтальной оси резервуара (все приведенные количественные данные относятся к эксперименту, в котором перед разрывом в сосуде содержалось 163 кг пропана при температуре 22°С, сходный характер зависимости скорости рас-

ширения облака от времени наблюдался во всех экспериментах, для которых удалось провести измерения этой характеристики). Для скорости расширения облака на первом этапе получена зависимость от времени, близкая к той, что была установлена в работах [300, 302] в опытах с пропиленом.

Другой способ получения аэрозольного облака изучался в [315, 316], где диспергирование жидкости в виде облака мелкодисперсного аэрозоля осуществлялось при помощи помещенного в объем жидкости небольшого заряда взрывчатого вещества. Зависимость скорости разлета облака от времени показала наличие двух стадий: на первой капли жидкости разлетаются в радиальном направлении в виде дисперсного слоя, увлекая газ и замедляясь, причем инерция движения достаточно велика для того, чтобы в области за слоем со временем давление стало ниже окружающего. Когда под действием отрицательного перепада давления движение капель прекращается, внешний воздух устремляется внутрь слоя, что снова вызывает рост давления и приводит к скачку скорости. В работе [316] предложена простая модель, в которой слой дисперсных капель аппроксимируется движущейся пористой средой. Модель позволила продемонстрировать основные этапы эволюции аэрозольного облака, в том числе переход между режимами его распространения. Отметим, что при взрыве заряда капли жидкости получают значительно более высокие скорости, чем при ударном вскипании перегретой жидкости. Поэтому в первом случае основную роль в эволюции облака играют инерционные эффекты, тогда как во втором — процессы турбулентного перемешивания с атмосферой, которые превалируют на стадии относительно медленного расширения облака.

Теоретическое описание процесса возникновения паровоздушного облака при разрыве резервуара высокого давления еще далеко от завершения (в работах [299, 300, 302] теоретическая часть в основном сведена к подбору соотношений, описывающих полученные в экспериментах зависимости). Модель разлета облака паров и капель жидкости впервые была предложена в работе [317] и использовалась затем с небольшими модификациями в [119, 318]. В основе этой модели лежат два пред-

положения: 1) Во время движения среды отсутствует взаимное движение паровой и аэрозольной фаз, т.е. скорости газа и капель в любой момент равны между собой; 2) Процесс разлета облака является изэнтропическим, облако однородно по объему, паровая и аэрозольная фазы все время находятся в состоянии термодинамического равновесия, потери на трение отсутствуют. В работе [317] предложена трехстадийная модель эволюции облака. На первой стадии происходит изэнтропическое расширение пара и превращение исходной жидкости в двухфазную смесь. Предполагается, что вся жидкость увлекается паром в виде мелких капель. На второй стадии считается, что количество движения газа остается неизменным, высота облака увеличивается со временем пропорционально его радиусу. Наконец, на третьей стадии облако увеличивается в размерах за счет вовлечения внешнего воздуха, его высота остается постоянной, а радиус растет со временем. Несмотря на предельную простоту данная модель позволяет описать некоторые интегральные характеристики облака, наблюдаемые в экспериментах. Вместе с тем модель [119, 317, 318] обладает рядом существенных недостатков. Как показывает сравнение результатов расчетов по изэнтропической формуле с экспериментальными данными, эта модель существенно (на порядок величины) завышает скорость движения фронта облака [307, 313]. Такое сильное расхождение результатов связывается в [313] прежде всего с неправильной трактовкой механизма формирования облака в изэнтропической модели. В этой работе предпринята попытка модификации модели разлета, для чего предложен следующий подход: считается, что изэнтропическое расширение продолжается лишь до тех пор, пока доля пара не достигнет 30 %; в дальнейшем же для анализа распространения облака необходимо рассчитывать разлет капель жидкости и их испарение. Сравнение результатов расчетов по «правилу 30%» с экспериментальными данными дало гораздо лучшее соответствие, чем в моделях [119, 317, 318].

Другим типом выброса, приводящего к возникновению в атмосфере парокапельной смеси топлива, является струйное истечение сжиженного газа из резервуара высокого давления. Наиболее часто этот тип выброса реализуется при частичной раз-

герметизации резервуара. В отличие от рассмотренного выше случая полного разрушения резервуара высокого давления, струйные истечения изучены гораздо более подробно, поскольку возникающее течение как правило является квазистационарным и значительно легче поддается экспериментальному и теоретическому исследованию.

В зависимости от геометрии резервуара, высоты отверстия относительно уровня жидкости, физико-химических свойств вещества возможно возникновение различных типов истечения [117, 282, 319]. Если отверстие находится над поверхностью жидкости и его площадь намного меньше площади горизонтального сечения резервуара, то происходит однофазное истечение паров вещества и аэрозольное облако не образуется. Данный случай хорошо описывается стандартными моделями истечения газа с учетом «подпитки» за счет испарения находящейся в резервуаре жидкости [119].

В случае, когда площадь отверстия достаточно велика, происходит резкое падение давления в резервуаре, что приводит к бурному вскипанию и вспениванию жидкости в объеме резервуара. В результате, несмотря на то, что отверстие расположено выше поверхности жидкости, истечение происходит в двухфазном режиме и в атмосферу выбрасывается смесь паров вещества и жидких капель. Ряд веществ при понижении давления легко вспенивается и двухфазная смесь будет истекать практически при любом положении отверстия; более того, для таких веществ расход практически одинаков в случае, если пробоина находится выше уровня жидкости и в случае, когда разгерметизация происходит в части резервуара, заполненной жидкостью [320]. Для слабовспенивающихся систем тип истечения (однофазное или двухфазное) зависит от высоты отверстия, простой критерий для определения типа истечения маловспенивающихся жидкостей предложен в работе [320].

В другом возможном случае, когда отверстие находится ниже уровня жидкости, вещество начинает поступать из резервуара в жидком состоянии. Если отверстие непосредственно соединяет объем резервуара с внешней атмосферой, то результатом

станет образование жидкостной струи. Скорость истечения жидкости может быть определена (без учета потерь на трение) из уравнения Бернулли: объемный расход жидкости через единицу площади отверстия равен

$$G = C_d \sqrt{2(P_0 - P_a) \rho_l} \quad (5.3)$$

где  $C_d$  — коэффициент расхода, равный  $\approx 0,61$  для круглых отверстий с острыми кромками;  $P_0$  — давление хранения,  $P_a$  — внешнее давление,  $\rho_l$  — плотность жидкости. Более сложный случай истечения реализуется если жидкость из резервуара попадает в канал, соединяющийся с атмосферой. При этом в канале происходит вскипание жидкости, а на уровне выходного отверстия реализуются условия “запирания” потока. Объемный расход двухфазной смеси (пар + жидкость) через единицу площади выходного сечения канала описывается соотношениями [320, 321]

$$G = C_d \sqrt{2(P_0 - P_v(T_0)) \rho_l + \Delta H_v^2 / (v_{lv}^2 C_l T)} \quad (5.4)$$

где  $\Delta H_v$  — теплота испарения,  $v_{lv}$  — разность удельных объемов пара и жидкости,  $P_v$  — давление насыщенных паров при температуре хранения. Это соотношение справедливо в том случае, когда длина канала превышает 0,1 м и за время пребывания жидкости в канале успевают установиться равновесные условия. При меньших длинах канала истечение происходит неравновесно и объемный расход является промежуточным между (5.3) и (5.4) [321, 322].

Таким образом, наиболее вероятным результатом разгерметизации резервуара высокого давления со сжиженным газом является истечение двухфазной смеси либо перегретой жидкости, причем из-за запирания потока в канале давление на выходе может превышать атмосферное давление. Как показывают эксперименты, испарение перегретой жидкости даже при небольших перепадах температуры (превышающих 7–10% от абсолютной температуры кипения) сопровождается ее дроблением на дисперсные капли [311, 323]. Условно струю можно разделить на две зоны: область дорасширения, в которой давление выравнивается с внешним, а перегретая жидкость испытывает мгновенное испарение, и область вовлечения внешнего воздуха, в которой происходит разбавление струи, испарение или выпадение капель аэрозоля [321].

Размеры области дорасширения составляют несколько диаметров отверстия. Здесь происходит дробление жидкости на более мелкие капли вследствие воздействия аэродинамических сил и при быстром вскипании.

Если на уровне выходного отверстия вещество находится только в жидкой фазе, в атмосферу истекает жидкостная струя, которая, в свою очередь, распадается на отдельные капли. Возможны три механизма распада струи — капиллярный, аэродинамический и связанный с быстрым вскипанием. В работе [324] на основе модели, предложенной в [325], разработан метод, позволяющий для заданных параметров истечения жидкостной струи определить доминирующий механизм распада и оценить размер капель образующегося аэрозоля. Этот метод основан на сравнении характерных расстояний, на которых начинает проявляться тот или иной механизм распада. Доминирующую роль будет играть механизм, отвечающий наименьшей длине распада струи.

После начального дробления жидкости устойчивость и дальнейшая эволюция образующихся капель определяется числом Вебера, построенным по диаметру капли. Различные механизмы дробления капель в зависимости от величины числа Вебера подробно рассмотрены, например, в [106, 326–328]. Максимальный диаметр, при котором капля, обтекаемая потоком с данной скоростью, является устойчивой, соответствует критическому числу Вебера  $We = 7–20$ . Капли большего диаметра в таком потоке будут дробиться на более мелкие. Сравнение диаметров, отвечающих различным механизмам распада струи, показывает, что при не слишком малых диаметрах выходного отверстия капли, образующиеся по капиллярному механизму распада струи, весьма велики, поэтому они будут быстро выпадать на земную поверхность и их опасность связана в основном с последующим испарением и рассеянием паров в атмосфере в виде шлейфа. Несколько меньшие размеры капель получаются при аэродинамическом распаде струи. Однако наиболее сильное дробление жидкости на капли происходит при вскипании перегретой жидкости. При этом образуются весьма мелкие капли, имеющие малую скорость осаждения, которые хорошо увле-

каются газовыми потоками и длительное время могут присутствовать в атмосфере во взвешенном состоянии.

В качестве иллюстрации рассмотрим данные по измерению диаметров капель в экспериментах со сжиженным фтороводородом HF [324]. При диаметре струи  $D = 2,5 \cdot 10^{-2}$  см в области капиллярного распада образовывались капли диаметром  $d = 500$  мкм, которые при скоростях 12–15 м/с дробились далее и при  $U = 27$  м/с окончательный размер капель составлял 100–150 мкм. При дроблении из-за вскипания перегретой жидкости размеры капель были намного меньше 100 мкм. При  $D = 0,25$  см капиллярный распад происходил при скоростях менее 5 м/с, диаметр капель составлял около 5000 мкм. При аэродинамическом распаде струи переохлажденной и умеренно перегретой жидкости диаметр капель изменялся от 3000 мкм ( $U = 5$  м/с) до 100 мкм ( $U = 27$  м/с), причем мелкие капли в основном образовывались за счет вторичного дробления крупных. Как и ранее, в случае вскипания перегретой жидкости образовывались капли с диаметрами, много меньшими 100 мкм. Наконец, при истечении из отверстия диаметром 0,6 см в капиллярном режиме образовывались очень большие капли диаметром до 1,2 см, при скоростях выше 1,5 м/с наступало аэродинамическое разрушение струи. Было установлено, что при аэродинамическом распаде как начальный диаметр капель, так и их окончательные размеры в результате вторичного дробления, практически не зависели от диаметра струи. Заметим также, что если отверстие имеет неровные края с высокой степенью шероховатости, то распад струи может определяться турбулизацией жидкости на выходе из резервуара [329].

Горение стационарных струй распыленного жидкого и твердого аэрозольного топлива изучено весьма подробно как экспериментально, так и теоретически. Во многом это объясняется многочисленными практическими приложениями данного вида течений в топках, камерах сгорания и т. п. Существующая литература по горению двухфазных сред довольно обширна, она включает специализированные монографии и обзоры — см., например, [251, 330–334]. Ниже рассматривается только

горение крупномасштабных двухфазных выбросов в условиях открытой атмосферы, имеющее непосредственное отношение к исследуемым здесь процессам.

Следует отметить, что на данный момент имеются лишь единичные работы, посвященные изучению горения крупномасштабных двухфазных выбросов [181]. Кроме того, ряд экспериментов проводился с целью исследования взрыва или детонации аэрозольного облака, а не его медленного горения. Для полноты картины такие работы также упомянуты ниже. Горение облаков распыленных жидких топлив (бензин, керосин, дизельное топливо) изучалось экспериментально в работе [185]. Облако аэрозольных капель создавалось при помощи специального генератора, в котором жидкость сначала нагревалась до температуры выше точки кипения, после чего выбрасывалось в атмосферу через сопло, образуя аэрозоль с диаметром капель 18–28 мкм. Массовая скорость выброса достигала 80 кг/с, радиус облака составлял 8,5 м, а его объем — 500 м. После зажигания облака скорость распространения фронта пламени достигала 100 м/с. Как отмечается в обзоре [181], причины возникновения столь высоких скоростей пламени при горении двухфазного облака не совсем ясны, поэтому требуются дополнительные исследования с применением более совершенных методов измерения характеристик облака и параметров пламени.

Огненные шары при горении и детонации гетерогенных облаков распыленных жидких топлив изучались экспериментально в работах [182, 183]. В качестве горючего использовались бензин, керосин и дизельное топливо, при этом масса горючего изменялась в широком диапазоне от 100 кг до 100 тонн. Гетерогенные топливные облака создавались путем подрыва небольшого тротилового заряда, помещенного в резервуар с жидким горючим. В экспериментах исследовались два режима протекания реакций в облаке. Сильно переобогащенные топливом облака (при начальной концентрации горючего 1–2 кг/м<sup>3</sup>) сгорали в дефлаграционном режиме, в результате чего образовывался огненный шар. Для менее переобогащенных облаков (при начальной концентрации горючего 0,2–0,3 кг/м<sup>3</sup>) инициирование зарядом взрывчатого вещества приводило к детонации, при этом оставшаяся часть горючего догорала в

виде огненного шара. В результате экспериментов были получены эмпирические зависимости для радиуса, полной излученной энергии и мощности излучения с единицы поверхности огненного шара как функций массы топлива (соответствующие формулы приведены в Главе 3 (Таблица 3.1)). В работах [184, 335–337] исследовалась детонация двухфазных облаков в открытой атмосфере, были получены характеристики возникающих в атмосфере ударных волн и размеры детонационных ячеек.

Целый ряд экспериментальных работ направлен на исследование выброса и горения двухфазных топлив в ситуации, максимально близкой к явлению типа BLEVE. К ним можно отнести упоминавшиеся выше опыты по взрывам резервуаров высокого давления [299–303], где исследован процесс горения топливного облака, выбрасываемого из разрушенного сосуда высокого давления, причем основное внимание уделяется измерению характеристик волн давления, генерируемых при зажигании топлива. Максимальные скорости пламени, зафиксированные в опытах с пропиленом массой 0,124–452 кг, составили 50 м/с, а максимальные избыточные давления в горящем облаке — 70 мбар. Серия экспериментов по горению двухфазных выбросов пропана, пентана и октана представлена в работах [170, 171], масса топлива находилась в диапазоне от 0,31 до 313 кг. Представлена весьма подробная информация о форме видимого огненного шара в различные моменты времени, а также предложены аппроксимационные формулы для зависимости диаметра и времени жизни горящего облака (см. Таблицу 3.1).

Крупномасштабные эксперименты по изучению явления BLEVE при взрыве резервуаров со сжиженными углеводородами проводились в [158]. Большинство экспериментов проводилось с бутаном в резервуаре объемом 5659 м<sup>3</sup> при разной степени наполнения (от 40 до 80%). Один эксперимент был проведен с использованием емкости вдвое большего объема, кроме того, одно испытание проведено с использованием пропана в качестве топлива. Высокое давление в резервуаре создавалось путем нагрева сжиженного углеводородного топлива электрическими нагревателями, разрыв оболочки резервуара инициировался путем подрыва небольшого заря-

да взрывчатого вещества, помещенного симметрично в верхней части сосуда. Сразу после разрыва сосуда выбрасываемое в атмосферу облако зажигалось пропановыми горелками, его эволюция фиксировалась высокоскоростными кинокамерами. Изменялись тепловые потоки от огненного шара, а также избыточные давления, генерируемые горящим облаком. Были получены эмпирические зависимости для диаметра и времени существования огненного шара, а также зависимости теплового потока от времени на различных расстояниях от места взрыва и радиальное распределение дозы излучения, полученной на поверхности за все время горения облака.

Серия экспериментов по изучению взрывов сосудов высокого давления со сжиженным газом была проведена в работах [163, 297, 298, 338, 339], где изучались условия возникновения явлений типа BLEVE, влияние стратификации жидкости при неравномерном нагреве резервуара на рост внутреннего давления, разрыв сосуда и влияние характеристик стенок на процесс раскрытия оболочки после разгерметизации. Все эксперименты проводились с пропаном, объем резервуара составлял 400 л. Важным результатом исследования является определение диапазонов параметров, в которых нагрев сосуда высокого давления может привести к BLEVE. Кроме того, экспериментально была установлена возможность возникновения двух типов выбросов, получивших название «холодных» и «горячих» BLEVE. Первые из них характеризуются более низкими внутренними давлениями в момент разрыва резервуара, при этом возникающий огненный шар находится близко к поверхности земли, а часть топлива догорает в виде ярко выраженного пожара разлития. Для BLEVE второго типа характерен энергичный выброс всей массы топлива в атмосферу, при этом огненный шар не касается земли, а пожар разлития отсутствует. Несомненно, эти эмпирические данные заслуживают подробного экспериментального и теоретического изучения, которое позволило бы установить физические механизмы, ответственные за реализацию того или иного типа выброса. В ряде экспериментов разгерметизация сосуда высокого давления приводила лишь к частичному раскрытию оболочки, в результате чего в атмосфере возникала нестационарная двухфазная струя топлива,

которая в результате зажигания горела в виде факела. [162, 298, 340]. Были проведены измерения длины пламени как функции времени, угла раскрытия горячей струи, длины подъема нижней границы пламени над источником. Кроме того, была предложена модель двухфазной струи, результаты которой хорошо согласуются с наблюдаемыми данными. Горение крупномасштабных выбросов сжиженного пропана под высоким давлением изучалось также в экспериментах [341], где истечение пропана осуществлялось из длинной трубы, соединенной с резервуаром объемом 2 м<sup>3</sup>. Исследовались как вертикальные, так и горизонтальные выбросы, продолжительность которых составляла несколько (порядка десяти) секунд. Для вертикальных выбросов представленные фотографии свидетельствуют о том, что после зажигания струи топлива возникает огненный шар, имеющий близкую к сферической форму, тогда как на более поздних стадиях догорания топлива происходит в квазистационарной струе.

Из проведенного выше анализа можно заключить, что, несмотря на наличие некоторых основополагающих экспериментальных и теоретических исследований процесса формирования парового облака при взрыве сосуда высокого давления, многие аспекты проблемы остаются до конца не выясненными и требуют дальнейшего анализа и изучения. В частности, практически отсутствуют систематические расчеты нестационарных процессов образования и горения двухфазных облаков при выбросе сжиженного топлива в атмосферу. Имеющиеся эмпирические формулы для интегральных характеристик огненных шаров как функций массы топлива позволяют оценить возможные последствия возгорания топлива, однако детали процесса развития огненного шара они описать не могут. В частности, имеются лишь разрозненные сведения о влиянии свойств топлива и условий, предшествующих выбросу, на характеристики горения облака в открытой атмосфере.

В настоящей главе рассмотрено горение выброса двухфазной смеси паров и жидких капель углеводородного топлива в условиях открытой атмосферы. Исследованы кратковременные выбросы, характерные для частичной разгерметизации сосудов со сжиженным газом. Представлены результаты расчетов углеводородных огнен-

ных шаров различного масштаба, при этом в качестве топлива использовался сжиженный пропан. Получена внутренняя структура горящего облака на различных этапах его эволюции, проведено сопоставление формы, размеров и динамики подъема рассчитанных огненных шаров с данными экспериментальных наблюдений. Получено единое описание времени выгорания облака, справедливое как для однофазных, так и для двухфазных выбросов.

## 5.2. Основные уравнения

Образование, эволюция и горение облаков распыленного жидкого топлива при двухфазных выбросах в атмосферу рассматривается в осесимметричной постановке. Для описания газовой фазы используется модель, аналогичная описанной в Главе 4, включающая систему осредненных по Фавру уравнений Навье-Стокса, замкнутую при помощи  $k - \epsilon$  модели турбулентности [246] и модели дробления турбулентных вихрей [249] для описания скорости турбулентного горения. Газ считается многокомпонентной смесью воздуха, паров топлива и продуктов горения (водяного пара и двуокиси углерода). Для описания образования и выгорания частиц сажи, а также процессов переноса тепла излучением используются модели, подробно описанные в Главе 4 (разделы 4.2.2 и 4.2.3).

Дисперсная фаза состоит из жидких капель топлива, при этом возможен учет полидисперсности аэрозоля и взаимного движения газа и капель. Суммарная сила сопротивления, оказываемая частицами газу, учитывается введением соответствующих источников членов в уравнении импульса, тогда как испарение капель и межфазный обмен энергией описываются введением источников членов в уравнения неразрывности и энергии газовой фазы. Предполагается, что вследствие большой концентрации топлива и недостатка кислорода капли в облаке не горят индивидуально, а лишь служат объемным источником паров топлива, тогда как реакция горения протекает в окружающем газе. Влиянием дисперсной фазы на характеристики турбулентности пренебрегается, поскольку в настоящее время отсутствует проверенная

модель учета такого влияния (некоторые попытки описания влияния частиц на турбулентность предприняты, например, в [342]).

Ниже приведена система определяющих уравнений, описывающих реагирующие двухфазные турбулентные течения. Используемая модель дисперсной фазы и конкретный вид связанных с ней источниковых членов подробно описаны в последующем разделе.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{U}) = S_m, \quad (5.5)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{U} \mathbf{U}) = -\nabla p + \nabla \Pi + (\rho - \rho_a) \mathbf{g} + \mathbf{f}_d, \quad (5.6)$$

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{U} h) = \nabla \left( \frac{\mu}{\text{Pr}} \nabla h \right) + w \Delta H_c - S_R + S_h, \quad (5.7)$$

$$h = \sum_{i=1}^N Y_i \int_{T_a}^T C_{P,i}(T) dT,$$

$$\frac{\partial \rho Y_i}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{U} Y_i) = \nabla \left( \frac{\mu}{\text{Sc}} \nabla Y_i \right) + w_i + \delta_{i,F} S_m, \quad i = 1, \dots, N, \quad (5.8)$$

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{U} k) = \nabla \left( \frac{\mu}{\sigma_k} \nabla k \right) + G - \rho \varepsilon, \quad (5.9)$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \nabla (\rho \mathbf{U} \varepsilon) = \nabla \left( \frac{\mu}{\sigma_\varepsilon} \nabla \varepsilon \right) + \frac{\varepsilon}{k} (C_1 G - C_2 \rho \varepsilon), \quad (5.10)$$

$$\Pi = \mu \left( (\nabla \mathbf{U} + \nabla \mathbf{U}^T) - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{U}) \mathbf{I} \right) - \frac{2}{3} \rho k \mathbf{I}, \quad \mu = \mu_l + \mu_t, \quad \mu_t = C_{\mu\rho} \rho \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (5.11)$$

$$G = \mu_t \left( \frac{1}{2} |\nabla \mathbf{U} + \nabla \mathbf{U}^T|^2 - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{U})^2 \right) - \frac{2}{3} \rho k (\nabla \cdot \mathbf{U}) + \frac{\mu_t g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}, \quad (5.12)$$

$$P = \rho R T \sum_{i=1}^N \frac{Y_i}{W_i}, \quad \sum_{i=1}^N Y_i = 1, \quad w = \rho A \frac{\varepsilon}{k} \min \left( Y_F, \frac{Y_O}{\nu_O}, \frac{B(Y_{CO_2} + Y_{H_2O})}{1 + \nu_O} \right). \quad (5.13)$$

Как и в Главе 4, скорости реакции по отдельным компонентам газовой фазы обозначены  $w_i = \pm \nu_i w$ , где  $\nu_i$  — массовые стехиометрические коэффициенты ( $\nu_F = 1$ ), для потребляемых в реакции топлива и окислителя необходимо выбирать знак плюс, для образуемых в реакции продуктов — минус. В модель входят следующие константы:  $C_\mu = 0,09$ ,  $C_1 = 1,44$ ,  $C_2 = 1,92$ ,  $\sigma_k = 1,0$ ,  $\sigma_\varepsilon = 1,3$ ,  $Pr = Sc = 0,7$ ,  $A = 4$ ,  $B = 0,5$ .

### 5.3. Модель дисперсной фазы

Для описания движения аэрозольных капель используется лагранжев подход, согласно которому вся дисперсная фаза разбивается на большое число групп капель, в пределах каждой из которых параметры всех физических капель считаются одинаковыми и, следовательно, эволюция каждой группы может быть прослежена путем расчета движения лишь одной представительной капли. Такой подход был предложен в работах [343, 344], весьма близок к нему и метод макрочастиц, развитый в [345–347]. Преимуществом лагранжева подхода перед эйлеровым, в котором дисперсная фаза описывается как сплошная среда, является возможность разрешения резких границ между фазами, что особенно важно для испаряющихся капель. Кроме того, при лагранжевом описании естественным образом учитывается полидисперсность капель. Определенным недостатком этого метода является статистический характер получаемых результатов, вследствие которого необходимо использовать достаточно большое число групп частиц.

Дисперсный аэрозоль считается разреженным, так что объемная доля дисперсных капель пренебрежимо мала (при этом, однако, массовая доля может быть велика вследствие большой плотности жидкости по сравнению с газом). Пренебрегается непосредственным взаимодействием между каплями (их столкновениями, слипанием, дроблением и т. п.). Все капли, принадлежащие  $i$ -й группе, имеют одинаковые диаметры  $d_i$  (и массы  $m_i = \rho_l \pi d_i^3 / 6$ ), скорости  $\hat{U}_i$  и температуры  $\hat{T}_i$ , радиус-вектор  $i$ -й группы обозначим  $\hat{r}_i$ , а общее число капель в  $i$ -й группе —  $\hat{N}_i$ .

Уравнения движения единичной капли, принадлежащей  $i$ -й группе, записываются в виде

$$\frac{d\hat{\mathbf{r}}_i}{dt} = \hat{\mathbf{U}}_i, \quad m_i \frac{d\hat{\mathbf{U}}_i}{dt} = \hat{\mathbf{f}}_{\mathbf{a},i} + m_i \mathbf{g}, \quad (5.14)$$

где  $\hat{\mathbf{f}}_{\mathbf{a},i}$  — сила сопротивления, действующая на частицу со стороны газа. Эта сила зависит от относительной скорости капли и газа и выражается соотношением

$$\hat{\mathbf{f}}_{\mathbf{a},i} = C_D \frac{\pi d_i^2}{4} \rho \frac{|\mathbf{U}_g - \hat{\mathbf{U}}_i|(\mathbf{U}_g - \hat{\mathbf{U}}_i)}{2}, \quad (5.15)$$

где  $\mathbf{U}_g$  — локальная скорость газа. Коэффициент сопротивления  $C_D$  является функцией числа Рейнольдса капли  $\text{Re}_i = \rho d_i |\mathbf{U}_g - \hat{\mathbf{U}}_i| / \mu_l$ , которая описывается эмпирическим соотношением [251, 348]:

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{\text{Re}_i} \left( 1 + \frac{\text{Re}_i^{2/3}}{6} \right), & \text{Re}_i < 1000 \\ 0,44, & \text{Re}_i \geq 1000. \end{cases}$$

Турбулентная диффузия дисперсных капель описывается стохастической моделью [343, 344] (см. также [251]), в которой скорость газа представляется в виде суммы средней и флуктуирующей составляющих  $\mathbf{U}_g = \mathbf{U} + \mathbf{U}'$ , где средняя скорость  $\mathbf{U}$  рассчитывается из уравнения импульса (5.6). Флуктуационная компонента скорости представляет собой периодически меняющийся изотропный по пространственным направлениям вектор, каждая компонента которого имеет гауссову функцию плотности распределения вероятности с нулевым средним и дисперсией, равной  $(2k/3)^{1/2}$ . Капля взаимодействует с турбулентным вихрем в течение времени, минимального между временем жизни турбулентного вихря  $t_e = L_e / (2k/3)^{1/2}$  (где  $L_e = C_\mu^{3/4} k^{3/2} / \varepsilon$  — характерный размер вихря) и временем, за которое капля пересекает вихрь  $t_t = L_e / |\hat{\mathbf{U}}_i - \mathbf{U}_g|$ . Таким образом, движение и турбулентная диффузия каждой капли моделируются путем решения уравнения количества движения (5.14) с флуктуирующей компонентой  $\mathbf{U}'$ , которая считается постоянной в течение времени  $\min(t_e, t_t)$ , после чего случайным образом выбирается новое значение  $\mathbf{U}'$ .

Скорость испарения капли  $\dot{m}_i$  описывается квазистационарной моделью, в которой температура капли  $\hat{T}_i$  определяется из баланса притока тепла к поверхности капли, потока массы от капли и условий на поверхности [105, 106, 251, 349, 350]. Для учета влияния относительного движения капли и газа на скорость испарения используется поправка Ранца-Маршалла:

$$\dot{m}_i = 2\pi d_i \frac{\lambda_l}{C_P} \ln(1+b) \left(1 + 0,3 \text{Re}_i^{1/2} \text{Pr}^{1/3}\right), \quad b = \frac{C_P(T - \hat{T}_i)}{\Delta H_v} = \frac{Y_F - \hat{Y}_F}{\hat{Y}_F - 1}, \quad (5.16)$$

где  $\hat{Y}_F$  — массовая доля пара горючего на поверхности капли, а  $T$  и  $Y_F$  — температура и массовая доля топлива в окружающем газе. Для замыкания уравнения (5.16) необходимо выразить массовую долю  $\hat{Y}_F$  через температуру поверхности  $\hat{T}_i$ . Для этого привлекается уравнение Клапейрона-Клаузиуса, задающее температурную зависимость давления насыщенного пара  $\hat{P}_F$ :

$$\hat{P}_F = P_a \exp\left(\frac{\Delta H_v W_F}{R} \left(\frac{1}{T_{bp}} - \frac{1}{\hat{T}_i}\right)\right), \quad \hat{Y}_F = \frac{\hat{P}_F W_F}{\hat{P}_F W_F + (P_a - \hat{P}_F) W_a}.$$

Источниковые члены уравнений газовой фазы (5.5)–(5.8) определяются суммированием вкладов отдельных групп капель:

$$\mathbf{f}_d = -\frac{1}{\Delta V} \sum_{\Delta V} \hat{N}_i \hat{\mathbf{f}}_{d,i} \delta(\mathbf{r} - \hat{\mathbf{r}}_i),$$

$$S_m = \frac{1}{\Delta V} \sum_{\Delta V} \hat{N}_i \dot{m}_i \delta(\mathbf{r} - \hat{\mathbf{r}}_i), \quad S_h = \frac{1}{\Delta V} \sum_{\Delta V} \hat{N}_i \dot{m}_i \left(-\Delta H_v + \hat{h}_i\right) \delta(\mathbf{r} - \hat{\mathbf{r}}_i),$$

где суммирование производится по всем группам частиц, находящихся в элементе объема  $\Delta V$  с радиус-вектором  $\mathbf{r}$ , энтальпия паров топлива  $\hat{h}_i$  берется при температуре капли  $\hat{T}_i$ .

#### 5.4. Начальные и граничные условия

Геометрия расчетной области, положение источника топлива и схема зажигания выброса при моделировании двухфазных истечений принимались такими же, как при

рассмотрении газовых огненных шаров в Главе 4 (см. рис. 4.1). Рассматриваются вертикальные выбросы топлива в изначально неподвижную атмосферу из кругового источника, расположенного на земной поверхности, течение предполагается осесимметричным. Температура атмосферы постоянна и равна  $T_a$ , распределение давления удовлетворяет условию гидростатического равновесия. Состав атмосферы соответствует влажному воздуху с соотношением объемных концентраций азота и кислорода 79/21 и парциальным давлением паров воды  $P_{H_2O}$ , отвечающем определенной относительной влажности воздуха. Начальные концентрации всех остальных газовых компонент равны нулю, отсутствует в атмосфере и жидкое топливо.

В момент времени  $t = 0$  источник диаметром  $D$  начинает выбрасывать вертикально вверх смесь паров и капель топлива. Температура истекающей смеси, в отличие от рассматривавшегося в Главе 4 изотермического истечения, отличается от окружающей температуры и равна  $T_r$ . Массовая доля топлива, выбрасываемого в виде пара, составляет  $x_v$  (соответственно, доля жидкого топлива в выбрасываемой смеси равна  $(1 - x_v)$ ). Как и в Главе 4, радиальное распределение вертикальной скорости газа в источнике  $v_r(r)$  предполагается гауссовым с максимумом  $U_0$  на оси симметрии и характерной шириной, обеспечивающей заданный коэффициент истечения  $C_d$ :  $2\pi \int_0^{D/2} v_r(r) r dr = C_d \frac{\pi D^2}{4} U_0$ . Массовый расход вещества в источнике предполагается постоянным в течение всего времени истечения  $0 \leq t \leq t_r$ , после чего он скачком уменьшается до нуля. Такое упрощенное описание источника позволяет избежать введения новых параметров задачи, относящихся к источнику топлива. В общем случае можно, задавая временную зависимость расхода из экспериментов или модели двухфазного истечения, учесть и переменность скорости подачи топлива.

Считается, что все капли, покидающие источник, имеют одинаковый диаметр  $d_0$ , а их скорость совпадает со скоростью пара  $v_r(r)$ . Горизонтальные компоненты скорости пара и капель в источнике равны нулю. На земной поверхности граничные условия для горизонтальной скорости, характеристик турбулентности  $k$ ,  $\varepsilon$  и энтальпии  $h$  задаются при помощи пристеночных функций, позволяющих учесть логариф-

мический закон стенки без «разрешения» тонкого вязкого подслоя [247]. Температура поверхности считается постоянной и равной температуре невозмущенной атмосферы  $T_a$ , вертикальная компонента скорости газа и градиенты всех концентраций по нормали к поверхности равны нулю. После окончания истечения топлива выходные условия в источнике заменялись условиями на непроницаемой поверхности. Из условия осевой симметрии потока следует равенство нулю горизонтальной скорости и радиальных производных всех остальных величин на оси  $r = 0$ .

Начальные значения турбулентной кинетической энергии и скорости ее диссипации задавались постоянными по всей расчетной области и равными  $k_0 = 1 \cdot 10^{-3}U_0^2$ ,  $\varepsilon_0 = 5 \cdot 10^{-5}U_0^3/D$ , тогда как значения этих величин в источнике принимались равными  $k_r = 2,5 \cdot 10^{-3}U_0^2$ ,  $\varepsilon_r = C_\mu k_r^{3/2}/(0,05D) = 2,25 \cdot 10^{-4}U_0^3/D$  (см. Главу 4).

Для того, чтобы задать граничные условия для дисперсной фазы, следует определить как частицы взаимодействуют с каждой границей расчетной области. На оси  $r = 0$  условие симметрии эквивалентно «отражению» частиц: в том случае, если частица пересекает границу, соответствующую оси симметрии, ее радиальная координата и радиальная компонента скорости меняют знак, что возвращает частицу внутрь области. Предполагается, что капли прилипают к подстилающей поверхности и свободно выходят за внешние границы расчетной области.

Зажигание истекающего топлива производилось на высоте  $H_{ig}$  порядка нескольких диаметров источника у оси симметрии, при этом «пилотное пламя» источника зажигания моделировалось тем, что в небольшой области диаметром  $d_{ig}$  на каждом шаге по времени реакция горения проводилась до конца

## 5.5. Определяющие параметры при двухфазных истечениях

При проведении расчетов параметры задачи варьировались в диапазонах, типичных для промышленных аварий, связанных с разгерметизацией резервуара высокого давления, содержащего сжиженный углеводородный газ. Рассматривается сценарий развития аварии, включающий кратковременный выброс топлива в атмосферу в виде

нестационарной двухфазной струи, ее зажигание и горение в режиме огненного шара. В качестве топлива использовался пропан, широко используемый в химической промышленности, транспортируемый и хранимый в больших количествах.

Сжиженные газы обычно хранятся в емкостях с большим внутренним давлением  $P_0$ , равным либо превышающим давление насыщенных паров при температуре хранения  $P_v(T_0)$ . При частичной разгерметизации сосуда находящийся в нем сжиженный газ интенсивно вскипает, что ведет к образованию пузырей в объеме газа (за счет гомогенной нуклеации или гетерогенного пузыреобразования на зародышах, в качестве которых выступают различные микропримеси), либо гетерогенной нуклеации на поверхностях сосуда [106]. В результате роста объемного содержания пузырей происходит «вспухание» жидкости и частичное восстановление внутреннего давления в резервуаре [290], поэтому даже в том случае, когда выходное отверстие расположено в верхней части резервуара, в атмосферу истекает двухфазная смесь. Более того, при достаточно высоких начальных давлениях массовый расход через отверстие в стенке резервуара практически не зависит от того, находится ли отверстие в верхней или нижней части резервуара. Эксперименты показывают, что если перегретая жидкость течет по трубе длиной более 0,1 м, время ее пребывания достаточно, чтобы произошло вскипание и установилось равновесие между жидкой и паровой фазами. В этом случае массовый поток двухфазной смеси в выходном сечении описывается соотношением (5.4). Однако при течении через трубу меньшей длины время пребывания становится недостаточным для установления равновесия и в пределе массовая поток стремится к наблюдаемому в случае истечения чистой жидкости (5.3) [321, 351]. Исходя из сказанного, примем, что из отверстия в резервуаре истекает жидкое топливо. Скорость истечения можно определить из уравнения Бернулли для несжимаемой жидкости  $U_{br} = (2(P_0 - P_a) / \rho_l)^{1/2}$ , соответственно, массовый поток через единицу площади отверстия  $G_{br} = \rho_l U_{br}$ , а полный массовый расход равен  $C_d \pi D_{br}^2 \rho_l U_{br} / 4$ . Индексом  $br$  (от английского breach) обозначены параметры истечения жидкости непосредственно через выходное отверстие в стенке резервуара.

Связь этих параметров с величинами, характеризующими источник горючего в граничных условиях задачи и обозначенными индексом  $r$ , установлена ниже. При истечении жидкости из круговых отверстий с острыми кромками коэффициент истечения  $C_d = 0,61$  [199].

Сразу после выброса в атмосферу перегретая жидкость бурно вскипает, распадаясь на мелкодисперсные капли, диаметр которых находится в диапазоне 10–100 мкм. В зоне дорасширения, непосредственно примыкающей к выходному отверстию, давление в струе выравнивается с внешним, так что ниже по потоку струя практически является изобарической. Протяженность зоны дорасширения составляет порядка нескольких диаметров отверстия. Аналогично тому, как при рассмотрении газовых выбросов высокого давления (см. Главу 3) вводилось понятие эквивалентного диаметра, примем параметры двухфазного потока в сечении, соответствующем окончанию зоны дорасширения, за параметры эквивалентного источника, который и будет фигурировать далее при задании граничных условий задачи. Следуя работам [321, 351], воспользуемся законами сохранения импульса и энергии, а также условием равновесия между дисперсной и паровой фазами:

$$U_0 = U_{br} + \frac{P_{br} - P_a}{\rho_l U_{br}}, \quad h_0 = x_v h_v(P_a) + (1 - x_v) h_l(P_a) \quad (5.17)$$

где  $h_v(P_a)$  и  $h_l(P_a)$  — энтальпии пара и жидкости на линии насыщения при внешнем давлении, а  $h_0 = h_l(T_0)$  — энтальпия жидкости при условиях хранения. В случае истечения чистой жидкости, рассматриваемом здесь,  $P_{br} = P_a$  и, следовательно,  $U_0 = U_{br}$ . Если теплоемкость и теплоту испарения жидкости считать постоянными, можно найти массовую долю топлива, переходящего в пар в результате вскипания  $x_v = C_l(T_0 - T_{bp})/\Delta H_v$ , для более точных оценок, однако, в настоящей работе использовались табличные данные по энтальпиям пара и жидкости на линии насыщения [250].

Средняя плотность двухфазной среды по окончании зоны дорасширения равна

$$\rho_r = \frac{1}{\frac{x_v}{\rho_v(P_a)} + \frac{1 - x_v}{\rho_l(P_a)}}$$

где  $\rho_v(P_a)$  — плотность пара на линии насыщения при атмосферном давлении. Фактически, условие межфазного равновесия означает, что температура смеси по окончании дорасширения  $T_r$  равна температуре кипения  $T_{bp}$ , при этом парциальное давление паров топлива  $P_F$  равно  $P_a$ , массовая доля пара  $Y_r$  равна единице, а массовые доли всех остальных компонент смеси на в источнике равны нулю. Заметим, что истечение насыщенного пара, находящегося в равновесии с каплями при температуре кипения, характерно для выбросов криогенных газов, хранимых в сжиженном виде под большим давлением. Для топлив, которые не испытывают ударного испарения при истечении (в частности, веществ, температура кипения которых выше атмосферной), парциальное давление  $P_F$  может быть ниже  $P_a$ . В этом случае массовая доля  $Y_r$  меньше единицы и следует определить состав истекающего газа, задав массовые доли всех остальных веществ.

Диаметр эквивалентного источника (т. е., диаметр  $D$  в приведенной выше постановке задачи) можно найти, приравняв полный расход через истинный источник расходу через эквивалентный источник, соответствующий окончанию зоны дорасширения:

$$\rho_l U_{br} \frac{\pi D_{br}^2}{4} = \rho_r U_0 \frac{\pi D^2}{4}, \quad \text{откуда} \quad D = D_{br} \left( \frac{\rho_l}{\rho_r} \right)^{1/2}. \quad (5.18)$$

Скорость истечения, массовый поток, доля вещества, переходящего в пар при вскипании, плотность двухфазной смеси, а также отношение эквивалентного диаметра к истинному при истечении пропана при различных условиях хранения представлены в Таблице 5.1. При расчете указанных величин предполагалось, что внутреннее давление равно давлению насыщенных паров при температуре хранения (т. е. отсутствует переохлаждение), термодинамические свойства пропана взяты из [250]. Приведенная в Таблице 5.1 плотность жидкого пропана при условиях хранения  $\rho_l(P_0)$  использовалась при вычислении скорости истечения  $U_{br}$ , тогда как для расчета плотности двухфазной смеси  $\rho_r$  использовалась плотность жидкого пропана при атмосферном давлении  $\rho_l(P_a) = 582 \text{ кг/м}^3$ . Такое же значение плотности использовалось при вычислении параметров капель (например, массы капли или времени ее испарения).

Таблица 5.1. Параметры двухфазных истечений пропана

$T_0$	$P_0$	$\rho_l(P_0)$	$x_v$	$\rho_r$	$U_{br}$	$G_{br} \cdot 10^{-3}$	$D/D_{br}$
[K]	[бар]	[кг/м <sup>3</sup> ]	[—]	[кг/м <sup>3</sup> ]	[м/с]	[кг/м <sup>2</sup> с]	[—]
268,1	4,056	538	0,198	12,0	33,6	18,1	6,70
291,8	8,104	504	0,333	7,21	53,1	26,7	8,97
300,0	10,13	490	0,386	6,23	60,6	29,7	9,67
330,7	20,26	434	0,590	4,09	94,2	40,9	11,93
351,2	30,39	381	0,761	3,18	124	47,3	13,54

Продолжительность истечения можно найти, разделив общую массу выбрасываемого топлива на полный массовый расход:  $t_r = M_0 / (C_d \rho_r U_0 \pi D^2 / 4)$ .

Чтобы провести анализ полученных результатов и исследовать роль масштабных явлений, необходимо ввести представительные характерные значения, который можно использовать при обезразмеривании результатов. Поскольку при горении происходит сильный нагрев и расширение газа, на стадии истечения и стадии развитого горения могут понадобиться разные масштабы. Именно, для описания эволюции двухфазного облака, предшествующей его зажиганию, определим линейный масштаб как корень кубический из эквивалентного объема, который вся масса топлива занимала бы в газообразном состоянии при атмосферном давлении  $P_a$  и температуре  $T_a$ :

$$L_*^0 = (M_0 / \rho_{F,a})^{1/3},$$

где  $\rho_{F,a} = P_a m_F / R^\circ T_a$ . Примем максимальную скорость в источнике  $U_0$  в качестве масштаба скорости и определим характерное время  $t_*^0 = L_*^0 / U_0$ . Облако топлива, возникающее в атмосфере при истечении вскипающего сжиженного газа, как правило тяжелее воздуха вследствие его низкой температуры, большой молекулярной массы и наличия в объеме диспергированных капель. Характерная скорость конвективного течения, вызванного отрицательной плавучестью облака, может быть оценена как  $U_*^0 = (L_*^0 g)^{1/2}$ . Относительное влияние сил инерции и плавучести, действующих на такое облако, охарактеризуем числом Фруда  $Fr^0 = (U_0 / U_*^0)^2$ .

Для описания эволюции облака после зажигания будем использовать масштабы (4.20), введенные в Главе 4 для выбросов газообразного топлива:

$$L_* = \left( \frac{M_0 \Delta H_c}{\rho_a C_{p,a} T_a} \right)^{1/3}, \quad U_* = (L_* g)^{1/2}, \quad t_* = (L_* / g)^{1/2}, \quad (5.19)$$

а также определим соответствующее число Фруда

$$\text{Fr} = \left( \frac{U_0}{U_*} \right)^2 = \frac{U_0^2}{g \left( \frac{M_0 \Delta H_c}{\rho_a C_{p,a} T_a} \right)^{1/3}}$$

Масштаб длины  $L_*$  определен как корень кубический из объема горячих продуктов, вычисленного с учетом расширения газа. Как было показано в Главе 4, эта длина весьма близка к максимальному диаметру огненного шара, наблюдающемуся в экспериментах и, поэтому, она лучше подходит для описания горящего облака, чем введенная выше длина  $L_*^0$ . Заметим также, что в определение  $L_*$  входит лишь полная масса топлива, поэтому масштабы (5.19) позволяют единым образом описывать выбросы различного типа, независимо от фазового состава истекающего топлива.

Все расчеты проводились при постоянной температуре атмосферы  $T_a = 293$  К. В качестве топлива использовался пропан, поэтому результаты применимы также к выбросам сжиженного нефтяного газа, содержащего пропан основным компонентом. Полная масса топлива  $M_0$  варьировалась в пределах от 1 г до 1000 кг, диаметр капель выбирался из диапазона, характерного для образующихся при ударном вскипании аэрозолей  $d_0 = 20 - 100$  мкм.

## 5.6. Эволюция двухфазного облака без зажигания

Для исследования формирования и дальнейшей эволюции топливного облака в ближней зоне во время выброса и сразу после его окончания была проведена серия расчетов, в которых зажигание топлива не производилось. Расчеты продолжались до полного испарения всех капель.

Сразу после начала действия источника топлива в атмосфере развивается нестационарная двухфазная парокапельная струя. По окончании истечения эта струя

трансформируется в облако, отделяющееся от источника и движущееся под действием созданного при направленном выбросе начального импульса и сил плавучести. Температура смеси в облаке быстро опускается ниже точки кипения жидкости за счет потребления тепла на испарение аэрозоля. Минимальные температуры, наблюдаемые в двухфазном пропановом облаке, составляют 200–220 К. Такое снижение температуры, а также высокая концентрация паров в облаке, препятствуют дальнейшему испарению капель. Как следствие, время испарения капель в облаке определяется не только свойствами самих капель, но зависит также от скорости смешения облака с теплым внешним воздухом, служащим источником тепла, необходимым для дальнейшего испарения жидкости. Можно выделить два предельных режима испарения. Если аэрозольные капли достаточно мелкие, они быстро «подстраиваются» под изменения температуры и концентрации в окружающем газе, испаряя либо конденсируя часть вещества для достижения фазового равновесия, соответствующего новым условиям. В этом случае скорость испарения отдельных капель определяется глобальной скоростью смешения облака с окружающим воздухом, а не параметрами отдельных капель. С другой стороны, если размер капель велик, так что характерное время испарения единичной капли превосходит время смешения облака с атмосферой, смесь реагирует на изменения внешних условий с некоторой задержкой. В этом случае процессом, определяющим скорость испарения капли, является диффузия пара в непосредственной близости от ее поверхности. Ниже первый из указанных случаев будем называть *режимом смешения* (в том смысле, что глобальные процессы турбулентного смешения облака с окружающей атмосферой определяют скорость испарения индивидуальных капель в облаке), тогда как второй — *режимом диффузии* (с том смысле, что процессы молекулярной диффузии у поверхности капли определяют глобальную скорость испарения).

Реализация того, будет ли испарение капель топлива протекать в режиме смешения или режиме диффузии, зависит от соотношения между характерным временем перемешивания облака с воздухом (зависящим от массы выброса, геометрии течения

и т. п.), и характерным временем испарения (зависящим от диаметра капли, внешних условий и т. п.). В испаряющемся облаке весьма важную роль играют «коллективные» явления, поскольку локальные параметры газа, окружающего данную каплю (температура и концентрация пара), зависят от испарения других капель в облаке, предыстории течения и т. д., что затрудняет оценку указанных характерных времен. Для нахождения границы между режимами испарения в настоящей работе проведены расчеты ряда выбросов при различных массах топлива и начальных диаметрах капель. Сопоставление времен испарения облаков таких выбросов позволяет судить о реализации того или иного режима испарения.

Параметры источника выброса принимались соответствующими температуре хранения топлива  $T_0$ , равной окружающей температуре  $T_a = 293$  К (см. Таблицу 5.1): массовая доля пара в истекающей смеси равнялась  $x_v = 0,35$ , линейная скорость выброса на оси симметрии  $U_0 = 55$  м/с. Три диаметра капель из диапазона, характерного для диспергирования жидкости при ударном испарении, использовались в расчетах:  $d_0 = 20, 50$  и  $100$  мкм. Чтобы исключить влияние геометрии источника и сосредоточить внимание на роли двухфазных эффектов, для каждой массы топлива диаметр источника брался пропорциональным линейному масштабу облака: во всех расчетах безразмерный диаметр источника  $D/L_*^0$  был равен  $0,125$  (что, например, для выброса с массой топлива в  $1$  кг соответствует эквивалентному диаметру источника  $D = 0,1$  м и истинному диаметру отверстия  $D_b$  порядка  $1$  см). При таком выборе диаметра источника во всех случаях истечение имеет одинаковую безразмерную продолжительность  $t_r/t_*^0 = 38$ . В отсутствие силы тяжести и при выбросе чисто газового топлива в безразмерных переменных все поля течения и соответствующие им интегральные параметры совпадали бы для всех выброшенных масс. Однако для двухфазных выбросов подобие сохраняется лишь до тех пор, пока испарение капель происходит в режиме смешения. При переходе к режиму диффузии время испарения аэрозоля становится функцией диаметра капель. Кроме того, в поле сил тяжести на глобальную эволюцию облака оказывает влияние отрицательная плавучесть холод-

ной плотной парокропельной смеси. При фиксированной скорости истечения (определяемой условиями хранения, принятыми одинаковыми для всех рассматриваемых выбросов) с ростом массы топлива снижается число Фруда  $Fr^0$ , что отражает более сильную выраженность влияния силы тяжести по сравнению с силами инерции. Следовательно, отклонения от подобия в полученных результатах могут быть вызваны как влиянием диффузионной задержки испарения, так и изменением эволюции облака под действием гравитационных сил.

На рис. 5.1 для трех начальных диаметров капель  $d_0 = 20, 50$  и  $100$  мкм представлены зависимости от времени массы находящегося в атмосфере жидкого аэрозольного топлива  $M_l$ , отнесенной к полной массе жидкой фазы, производимой источником за время выброса  $M_{l,0} = (1 - x_v)M_0$ . Расчеты проводились для трех полных масс топлива  $M_0$ , равных  $1$  г (соответствующий диаметр эквивалентного источника  $D = 1$  см, линейный масштаб  $L_*^0 = 8,2$  см, масштаб времени  $t_*^0 = 1,5 \cdot 10^{-3}$  с, число Фруда  $Fr^0 = 3770$ ),  $1$  кг ( $D = 10$  см,  $L_*^0 = 0,82$  м,  $t_*^0 = 1,5 \cdot 10^{-2}$  с,  $Fr^0 = 377$ ) и  $1000$  кг ( $D = 1$  м,  $L_*^0 = 8,2$  м,  $t_*^0 = 0,15$  с,  $Fr^0 = 37,7$ ). Штриховой линией показана безразмерная масса жидкого топлива, выброшенного в атмосферу источником  $M_{l,r}/M_{l,0}$ , которая нарастает линейно во время работы источника, а затем остается неизменной. Разность между штриховой линией и сплошной кривой, показывающей текущую массу жидкого топлива  $M_l/M_{l,0}$ , дает массу испарившейся к данному моменту времени жидкости. Кривые, полученные для различных начальных диаметров капель, отмечены на рис. 5.1 разными точками.

Для наибольшей массы топлива  $M_0 = 1000$  кг кривые, описывающие динамику испарения для всех трех диаметров капель практически совпадают. Для массы топлива  $M_0 = 1$  кг лишь кривые, полученные для малых диаметров капель  $d_0 = 20$  и  $50$  мкм совпадают, тогда как кривая, отвечающая диаметру капель в  $100$  мкм проходит выше них, что указывает на относительное замедление скорости испарения, лимитируемой диффузией пара у поверхности капли. Еще более выраженным этот эффект становится для наименьшей массы топлива  $M_0 = 1$  г: в то время как кри-

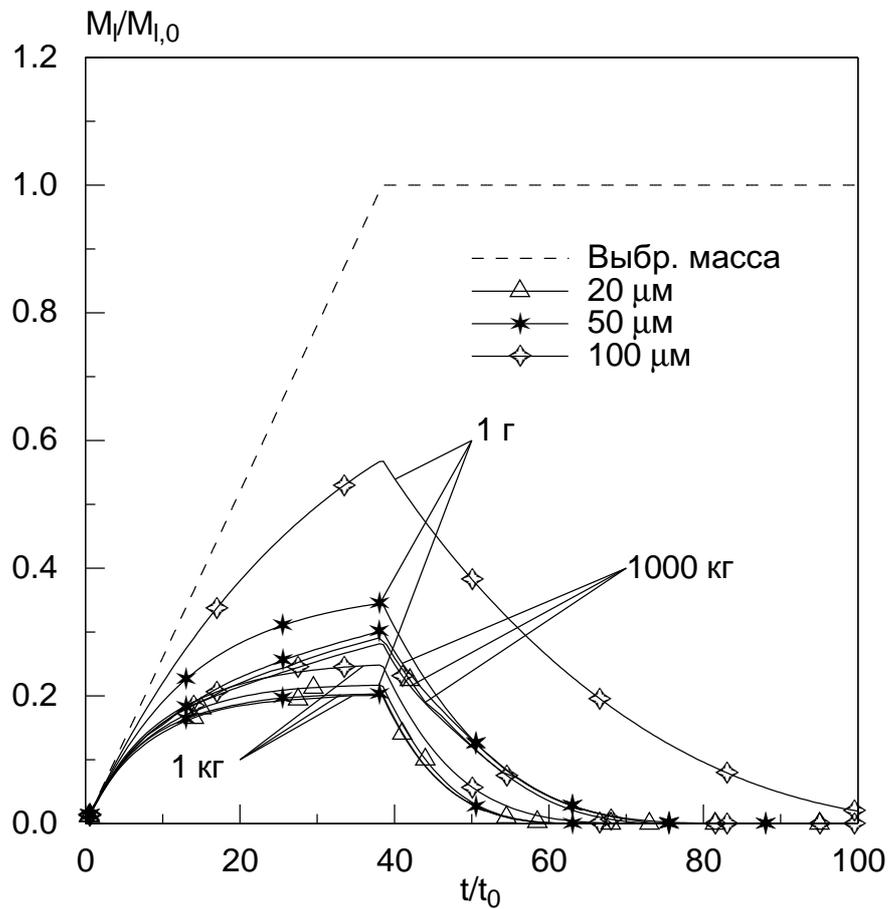


Рис. 5.1. Временные зависимости массы жидкого топлива, находящегося в атмосфере, для различных начальных масс и диаметров капель. Штриховой линией показана масса жидкого топлива, выброшенного источником к данному моменту времени.

вая, полученная для  $d_0 = 20$  мкм близка к соответствующим кривым, полученным при  $M_0 = 1$  и 1000 кг, две других кривых, отвечающие  $d_0 = 50$  и 100 мкм, идут значительно выше, демонстрируя сильное снижение скорости испарения. К моменту окончания выброса количество жидкости, находящейся в атмосфере для капель с начальным диаметром  $d_0 = 50$  мкм, в 2 раза превосходит соответствующую величину для  $d_0 = 20$  мкм, а для капель с начальным диаметром  $d_0 = 100$  мкм наблюдается превышение массы неиспарившейся жидкости в 3 раза.

На рис. 5.2 рассчитанные времена испарения (определенные как момент, к которому полная масса находящегося в атмосфере жидкого топлива уменьшается до 1% от полной массы выброшенной жидкости) построены для всех трех начальных диаметров капель в зависимости от полной массы выброшенного топлива  $M_0$ . Можно видеть, что для масс топлива, превосходящих примерно 1 кг, времена испарения весьма слабо зависят от размеров капель, что указывает на то, что испарение происходит в режиме смешения.

С другой стороны, для меньших масс топлива процесс испарения лимитируется диффузией и безразмерное время полного испарения зависит от диаметра капель. Кривые рис. 5.2 показывают также, что при увеличении массы топлива сверх 1 кг, время испарения несколько возрастает при всех диаметрах капель. Это является результатом того, что для больших масс топлива сильнее сказывается влияние отрицательной плавучести холодного двухфазного облака. Чтобы продемонстрировать такое влияние, на рис. 5.3а–г представлены пространственные распределения концентрации паров топлива, полученные для наименьшего из рассчитанных выбросов с массой топлива 1 г в безразмерные моменты времени  $t/t_*^0 = 38$  (момент окончания истечения), 50, 70 и 100. Распределения концентрации, полученные для наибольшей массы топлива 1000 кг представлены в те же безразмерные моменты времени на рис. 5.3д–з. На всех рисунках по осям использованы безразмерные пространственные координаты  $r/L_*^0$  и  $z/L_*^0$ , десять изолиний мольной (объемной) концентрации построены с равными интервалами. Поле скорости показано стрелками, масштаб

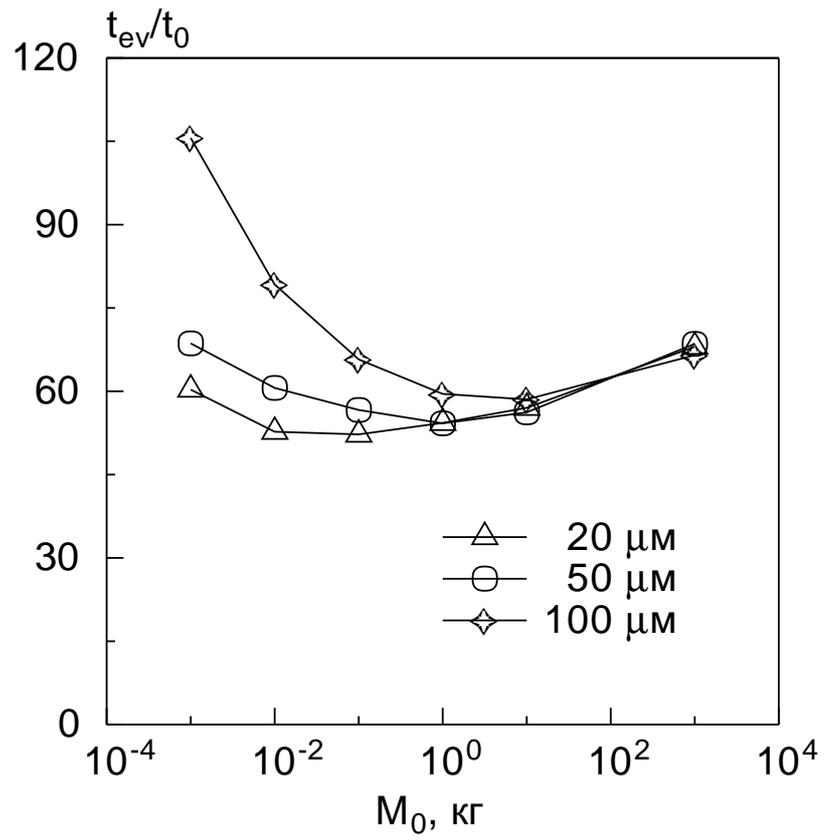


Рис. 5.2. Зависимость безразмерного времени испарения жидкости от массы топлива при различных начальных диаметрах капель

максимальной безразмерной (отнесенной к  $U_0$ ) скорости указан в углу отрезком.

При выбросе 1 г вещества число Фруда  $Fr^0 = 3770$  весьма высоко, так что влияние сил плавучести незначительно. Возникающая в результате выброса нестационарная струя весьма узкая и вытянута в вертикальном направлении (см. рис. 5.3а, максимальная и минимальная концентрации на изолиниях  $X_{\min} = 5\%$  и  $X_{\max} = 95\%$ ). Однако в случае выброса 1000 кг топлива ( $Fr^0 = 37$ ) вес холодного пара и капель замедляет облако, так что высота проникновения струи в этом случае заметно меньше, а толщина — больше, чем в случае выброса с массой 1 г — см. рис. 5.3д ( $X_{\min} = 5\%$ ,  $X_{\max} = 95\%$ ). Замедление течения снижает интенсивность турбулентного смешения, что, в свою очередь, уменьшает и скорость испарения жидких капель.

После окончания истечения развивающаяся двухфазная струя постепенно трансформируется в паровое облако, эволюция которого существенным образом зависит от соотношения между инерцией направленного вертикально вверх движения и отрицательной плавучестью, действующей вертикально вниз. Для инерционных выбросов облако поднимается вверх, смешиваясь в окружающем воздухе и постепенно замедляясь. При малых же числах Фруда влияние плавучести весьма существенно, поэтому тяжелое облако через некоторое время останавливается. На рис. 5.3б ( $X_{\min} = 1\%$ ,  $X_{\max} = 10\%$ ) и рис. 5.3е ( $X_{\min} = 2\%$ ,  $X_{\max} = 20\%$ ) показаны распределения концентрации в момент  $t/t_*^0 = 50$ , когда облако выброса большей массы практически потеряло весь начальный импульс. В дальнейшем тяжелый газ начинает опускаться к поверхности, достигая ее и растекаясь радиально в стороны. Структура выброса меньшей массы в два дальнейших момента времени показана на рис. 5.3в ( $t/t_*^0 = 70$ ,  $X_{\min} = 0,9\%$ ,  $X_{\max} = 9,0\%$ ) и рис. 5.3з ( $t/t_*^0 = 100$ ,  $X_{\min} = 0,7\%$ ,  $X_{\max} = 7,0\%$ ). Распределения концентрации в крупномасштабном облаке в те же моменты времени представлены на рис. 5.3ж ( $X_{\min} = 1,6\%$ ,  $X_{\max} = 16\%$ ) и рис. 5.3з ( $X_{\min} = 0,65\%$ ,  $X_{\max} = 6,5\%$ ). Легко видеть, что эволюция облака выброса носит качественно различный характер для больших и малых чисел Фруда.

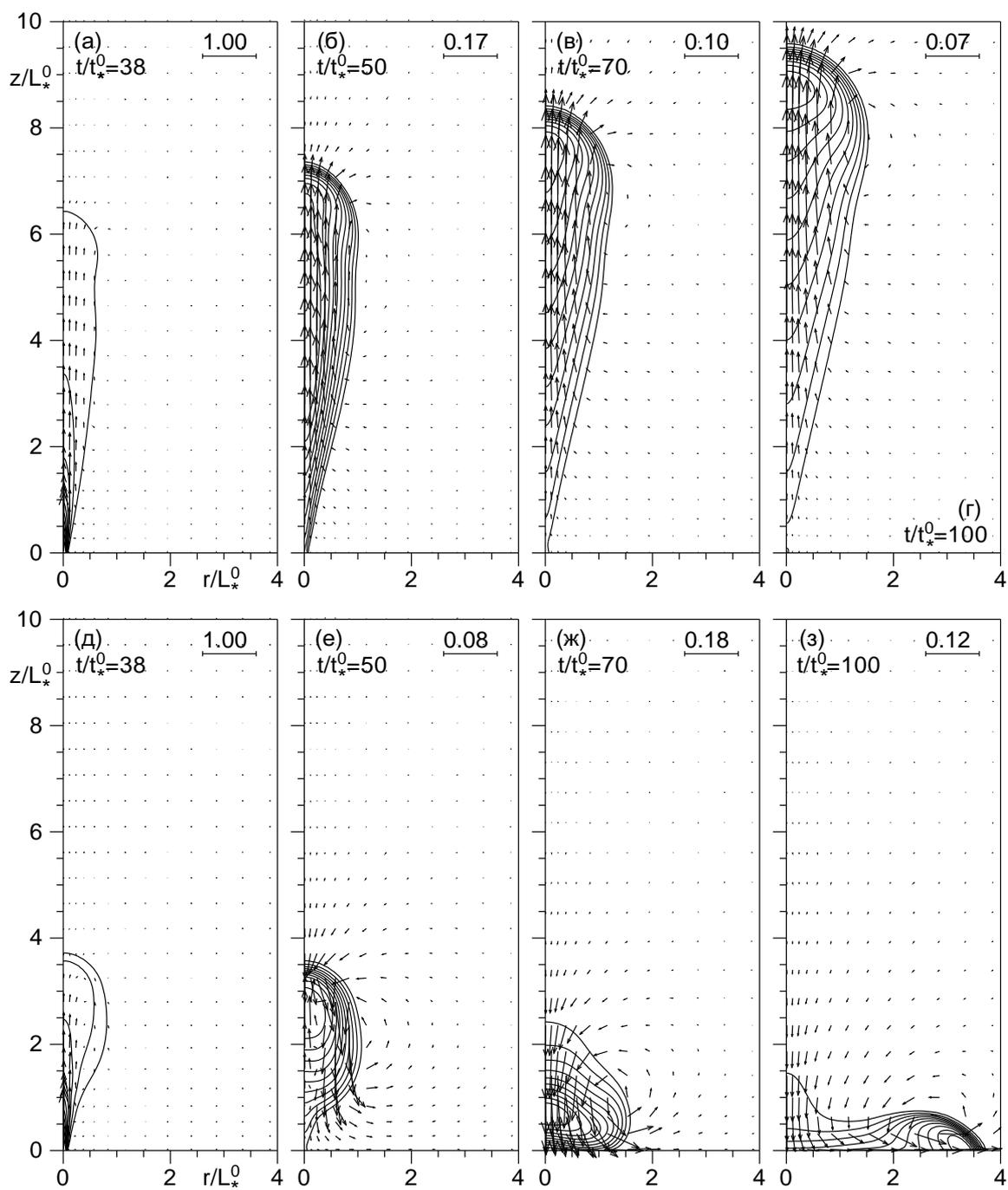


Рис. 5.3. Распределения концентрации паров топлива при общей массе выброса  $M_0 = 1$  г (а–г) и 1000 кг (д–з). Выбросы пропана без зажигания, начальный диаметр капель  $d_0 = 100$  мкм

Таким образом, расчеты двухфазных выбросов в отсутствие зажигания показали, что при заданных условиях хранения (и, следовательно, при фиксированной скорости истечения и доле вещества, выбрасываемого в виде пара) скорость испарения капель зависит от диаметра капель и от масштаба облака. Для больших масс топлива испарение капель лимитируется глобальной скоростью смешения облака с окружающей атмосферой, поэтому время испарения жидкой фазы практически не зависит от размеров капель. С другой стороны, для выбросов малого масштаба характерное время испарения капли становится больше времени смешения и процесс испарения лимитируется молекулярной диффузией пара у поверхности капли, что снижает относительную скорость испарения в облаке. В этом случае время полного испарения капель существенно зависит от размеров капель аэрозоля.

Общая теория нестационарных двухфазных выбросов, дающая границу между различными режимами испарения в зависимости от массы выброса, диаметра капель и летучести жидкости, в настоящее время отсутствует. Однако по результатам представленных численных расчетов можно заключить, что при выбросе сжиженного пропана режим смешения наблюдается при массах топлива, превышающих 1 кг — см. рис. 5.2. Для крупномасштабных выбросов с увеличением массы топлива растет влияние отрицательной плавучести облака, это сказывается на всей эволюции выброса, приводит к снижению скорости смешения с воздухом и увеличивает общее время испарения.

### 5.7. Огненный шар при зажигании двухфазного выброса

Рассмотрим теперь результаты, полученные в расчетах с зажиганием двухфазного выброса пропана и его горением в режиме огненного шара. Параметры расчетов были выбраны в соответствии с экспериментальными условиями работы [171], тест Pr-5:  $M_0 = 5,85$  кг,  $T_0 = 301$  К,  $P_0 = 10,0$  атм. Поскольку точные данные о размерах выходного отверстия в [171] отсутствуют, в расчетах использовался эквивалентный диаметр источника  $D = 50$  см, который, согласно уравнению (5.18), отвечает ис-

тинному диаметру выходного отверстия  $D_b = 5$  см и продолжительности истечения  $t_r = 0,13$  с. Дополнительные расчеты с варьированием параметров выходного отверстия показали слабую зависимость характеристик возникающих при горении огненных шаров от диаметра выходного отверстия и коэффициента истечения, по крайней мере пока время истечения мало по сравнению с временем горения облака. При указанных выше условиях хранения доля жидкости, переходящей в пар при взрывном испарении вскипающей жидкости составляет  $x_v = 0,386$ , а вертикальная скорость на оси  $U_0 = 60,6$  м/с (см. Таблицу 5.1). Число Фруда, характеризующее процесс истечения, составляет  $Fr^0 = 254$ , тогда как число Фруда, вычисленное с учетом расширения газа в огненном шаре и, следовательно, характеризующее соотношение между начальным импульсом и силами плавучести, действующими на горящее облако, равно  $Fr = 41$ .

Начальный диаметр капель принимался равным  $d_0 = 100$  мкм. Согласно результатам, полученным в предыдущем разделе для выбросов без зажигания, для масс пропана, превышающих 1 кг испарение происходит в режиме смешения, так что скорость испарения практически не зависит от диаметра капель — см. рис. 5.2. Поэтому диаметр капель в расчетах, проводимых для массы топлива 5,85 кг, не варьировался. Варьирование начального диаметра или более точный учет реального распределения капель по размеру могут быть более существенными при моделировании выбросов малого масштаба.

Источник зажигания помещался на высоте  $H_{ig} = 4$  м над источником топлива, что соответствует положению пилотного пламени в экспериментах [171]. Размер области зажигания составлял  $d_{ig} = 0,2$  м, а ее расстояние от оси равнялось 0,5 м.

Развитие процесса горения, приводящее к формированию огненного шара из создаваемой источником двухфазной струи топлива показаны на рис. 5.4а–г, где представлены распределения температуры, концентрации, скорости реакции и поля скорости газа в различные моменты времени. Все изолинии построены с равными интервалами между минимальным и максимальным уровнями, указанными ни-

же. Поскольку главной целью данного расчета было воспроизведение экспериментов [171], все результаты представлены в размерном виде, что позволяет проводить прямое сопоставление рассчитанных и наблюдаемых данных. На рис. 5.4а показана структура огненного шара в момент времени  $t = 0,93$  с. Облако паров топлива, созданное вертикальным выбросом из источника, представлено в правой части рисунка ( $X_{\min} = 1,5\%$ ,  $X_{\max} = 24\%$ ), оно вытянуто по вертикали, а его эволюция на этом этапе в основном определяется начальным импульсом, созданным источником. В левой части рисунка показано распределение температуры ( $T_{\min} = 350$  К,  $T_{\max} = 1700$  К). Источник зажигания заметен в виде локального максимума температуры у нижней границы горячей области. Можно сказать, что эта ранняя стадия процесса соответствует трансформации исходной стартующей струи в огненный шар.

Вихревое течение, созданное начальным направленным выбросом двухфазной смеси и поддерживаемое затем действующими на нагретый газ силами плавучести, постепенно сворачивает горящее облако в близкий к сферическому огненный шар, структура которого в момент  $t = 1,17$  с представлена на рис. 5.4б. Поля температуры ( $T_{\min} = 350$  К,  $T_{\max} = 1700$  К) и концентрации продуктов горения  $\text{CO}_2$  ( $X_{\min} = 1\%$ ,  $X_{\max} = 10\%$ ) подобны друг другу, хотя определенные отличия видны в ядре облака.

На рис. 5.4в представлены распределения температуры и скорости тепловыделения  $\Delta H_c w$  в момент времени  $t = 1,45$  с ( $T_{\min} = 350$  К,  $T_{\max} = 1700$  К, минимальное и максимальное значения на изолиниях скорости тепловыделения составляют 0,15 и 1,5 МВт/м<sup>3</sup>). Четко видна узкая зона горения на внешней поверхности облака, где топливо смешивается с кислородом из окружающего воздуха, образуя диффузионное пламя. Другой областью интенсивного протекания реакции является «ножка» огненного шара. В переобогащенном топливом ядре огненного шара горение практически отсутствует. Наконец, на рис. 5.4г показаны изолинии температуры и концентрации  $\text{CO}_2$  в момент  $t = 2,0$  с ( $T_{\min} = 340$  К,  $T_{\max} = 1600$  К,  $X_{\min} = 1\%$ ,  $X_{\max} = 10\%$ ). Огненный шар поднимается, сохраняя близкую к сферической форму, постепенно сплющиваясь в вертикальном направлении. После полного выгорания топлива (при-

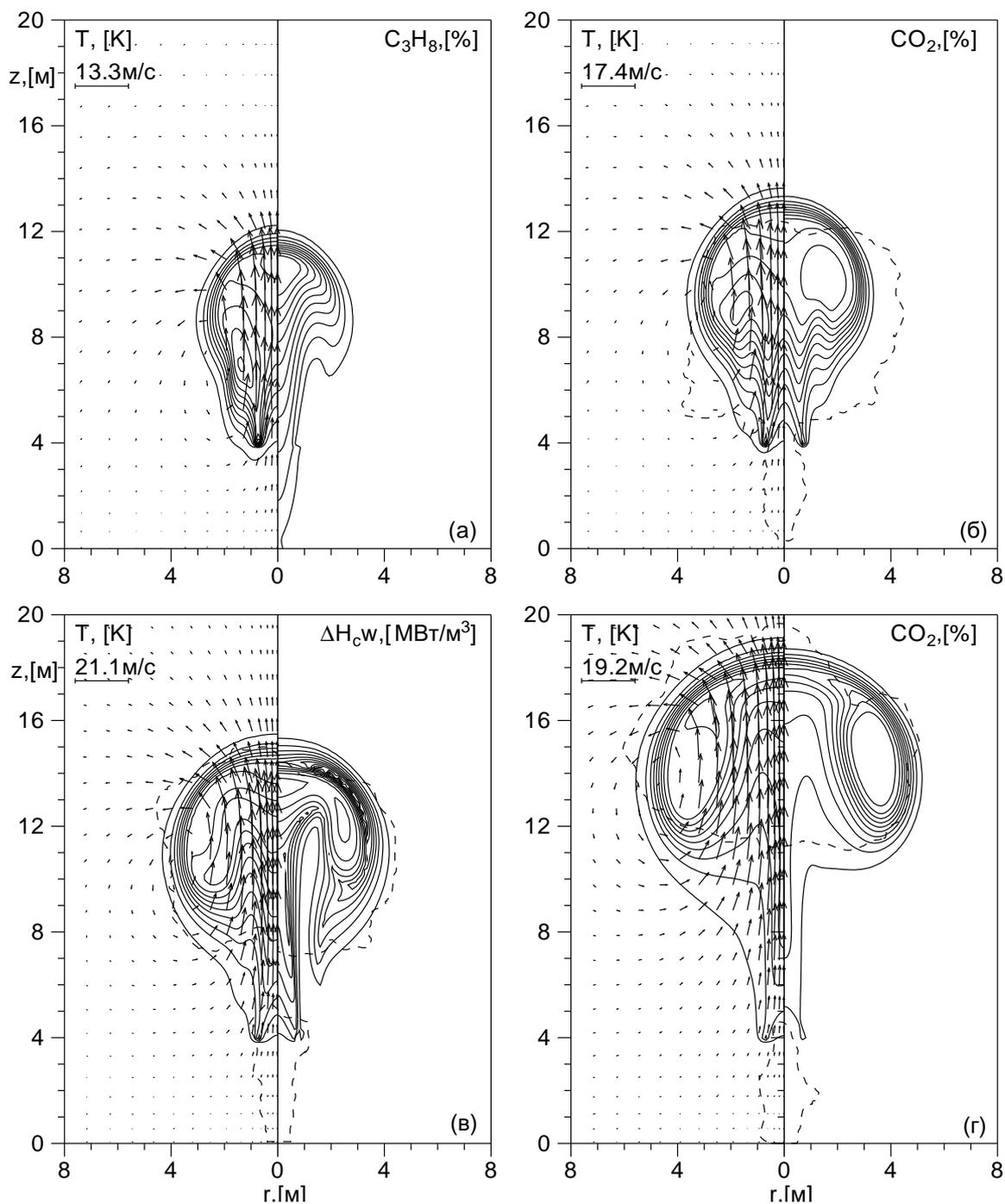


Рис. 5.4. Эволюция огненного шара при зажигании  $M_0 = 5,85$  кг сжиженного давлением пропана. Сплошные линии уровня — расчет, штриховые линии — контуры облака в экспериментах Хасегавы-Сато [171], тест P<sub>r</sub>-5: а)  $t = 0,93$  с, б)  $t = 1,17$  с (соотв.  $t = 0,48$  с в [171]), в)  $t = 1,45$  с (соотв.  $t = 0,71$  с в [171]), г)  $t = 2,0$  с (соотв.  $t = 1,27$  с в [171]).

мерно к моменту времени  $t = 3$  с), температура и концентрации продуктов начинают уменьшаться вследствие смешения с холодным окружающим воздухом, при этом облако продуктов движется дальше как нереагирующий плавучий термик, подробно рассмотренный в Главах 1, 2.

Чтобы сопоставить результаты расчетов с экспериментальными данными, были использованы контуры видимого облака, приведенные в [171] для различных моментов времени, тест Pr-5. При сопоставлении следует учесть, что моменты времени, указанные на экспериментальных рисунках, сдвинуты относительно шкалы времени в расчетах на некоторую величину. Так, нулевое время в [171], очевидно, отвечает первому из приведенных там графиков (с уже существующим облаком), а не моменту начала истечения, как в расчетах. Соответствие между моментами времени в расчетах и экспериментах достигается введением сдвига в 0,6 с (который должен быть прибавлен ко всем значениям экспериментального времени).

На рис. 5.4б–г экспериментальные видимые контуры горящего огненного шара из теста Pr-5 работы [171] нанесены штриховыми линиями. Согласие между рассчитанными распределениями и данными натуральных наблюдений можно считать вполне удовлетворительным, особенно если учесть, что экспериментальные контуры дают мгновенную форму облака, тогда как рассчитываются лишь осредненные характеристики течения. Полученные в результате вычислений размеры огненного шара, соотношение его горизонтальных и вертикальных размеров, динамика подъема в соответствующие моменты времени весьма близки наблюдавшимся экспериментально. Так, например, постепенное изменение формы огненного шара от вытянутой (рис. 5.4б) к сплюснутой по вертикали (рис. 5.4г) на более поздних стадиях развития ясно видны как в расчетах, так и в экспериментах. Вертикальное положение облака в различные моменты также хорошо коррелирует с данными наблюдений, что свидетельствует в пользу адекватного воспроизведения динамики подъема огненного шара. Несколько большее вертикальное продвижение рассчитанного горящего облака на начальной стадии (рис. 5.4б) может быть отнесено на счет того, что в расчетах

скорость истечения считалась постоянной в течение всего выброса, тогда как в реальности эта скорость падает со временем вследствие уменьшения давления в резервуаре. Это дает в расчетах более интенсивные и короткий начальный импульс, создаваемый источником. Медленно истекающие остатки топлива в экспериментах привели к формированию небольшого факела, видимого на экспериментальных рисунках вблизи источника топлива.

На рис. 5.5 представлены зависимости полной скорости испарения и горения в облаке. Процесс испарения капель имеет весьма короткую продолжительность и завершается на начальной стадии эволюции. Это означает, что в течение основной фазы развития топливо в огненном шаре находится в виде пара. Такой вывод получен для криогенного летучего топлива; для веществ с более высокой точкой кипения возможно более длительное существование аэрозольных капель в теле огненного шара. Кроме того, на рис. 5.5 представлена зависимость полной мощности излучения огненного шара  $Q_R(t)$ . Как и в случае однофазного облака (см. Главу 4), для того, чтобы отделить процессы радиационного теплопереноса в теле горящего облака от поглощения излучения в окружающей атмосфере, при вычислении суммарной мощности тепловыделения интегрирование источникового члена  $S_R$  производилось лишь по объему облака, определенному как область, в которой температура газа превышает 400 К. Мощность излучения достигает максимума в момент времени  $t = 1,8$  с, одновременно с достижением максимума полной скорости горения. Затем мощность излучения постепенно уменьшается, так что огненный шар перестает излучать непосредственно после выгорания всего топлива.

Описанные в настоящем разделе основные стадии эволюции, структура и динамика развития горящего облака являются типичными для всех случаев истечения, рассчитанных в указанных выше диапазонах масс топлива и условий хранения. Ниже рассматривается соотношение между безразмерными параметрами, характеризующими горение облаков двухфазных выбросов.

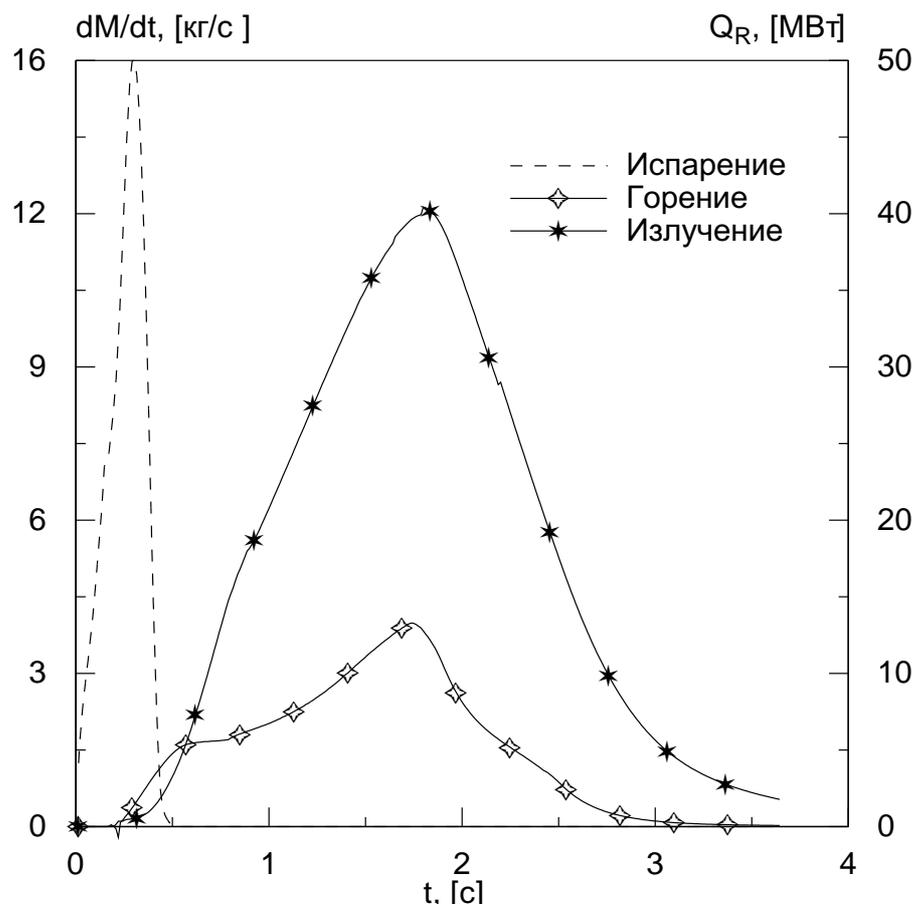


Рис. 5.5. Временные зависимости полной скорости испарения, горения и полной мощности излучения при горении огненного шара, представленного на рис. 5.4а–г

## 5.8. Масштабные эффекты при горении двухфазных выбросов

Многие процессы при выбросе и горении двухфазных топлив зависят от масштаба, поэтому изучение возможности переноса экспериментальных или расчетных данных, полученных в некотором диапазоне параметров, на бóльшие или меньшие масштабы, требует специального изучения.

Напомним основные свойства огненных шаров, проанализированные в Главе 3. Эксперименты, проведенные для углеводородных топлив, показали, что максимальный диаметр огненного шара зависит практически только от общей массы участвующего в горении топлива  $M_0$ , корреляции в виде степенных зависимостей диаметра огненного шара от массы, предложенные различными авторами, дают значения показателя степени, близкие к величине  $1/3$ , следующей из анализа размерностей. Время жизни огненного шара является функцией не только массы топлива, но и скорости выброса. Эмпирическая зависимость времени существования огненного шара от этих двух параметров, полученная в [180], может быть представлена как зависимость безразмерного времени жизни от числа Фруда, характеризующего соотношение между силами плавучести и инерции (см. (4.24)). Хорошее соответствие результатов расчетов пропановых и метановых газовых огненных шаров экспериментальным данным продемонстрировано в Главе 4.

В случае двухфазных выбросов дополнительными параметрами, которые могут повлиять на подобие огненных шаров различных масштабов, служат доля топлива, выбрасываемая источником в виде жидких капель  $x_v$ , начальный диаметр капель  $d_0$ , а также физические и термодинамические свойства топлива. Как обсуждалось выше, при выбросах сжиженных газов параметры истечения полностью определяются условиями хранения (температурой и давлением в резервуаре до разгерметизации). Изменение условий хранения приводит к изменению как выходной скорости, так и массовой доли пара. Попытка применения эмпирического соотношения (4.24) к двухфазным выбросам была предпринята в работе [180], где было показано, что данные экспериментов [171] после обработки с учетом скорости истечения, оценен-

Таблица 5.2. Параметры и результаты расчетов

No.	$M_0$ [кг]	$T_0$ [K]	$x_v$ [—]	$U_0$ [м/с]	Fr [—]	$t_{FB}/t_*$ [—]	$\chi_R$ [—]
1	5,85	268	0,198	33,6	12,6	4,20	0,245
2	5,85	301	0,386	60,6	41,0	3,66	0,226
3	5,85	330	0,590	94,2	99,1	3,00	0,237
4	5,85	351	0,761	124	171,7	2,63	0,240
5	0,001	301	0,386	60,6	738,8	2,11	0,205
6	0,1	301	0,386	60,6	159,2	2,77	0,255
7	100	301	0,386	60,6	15,9	3,87	0,218
8	1000	301	0,386	60,6	7,4	4,18	0,180

ной из термодинамических соотношений, могут быть сведены к зависимости (4.24), полученной для газовых выбросов, при этом разброс точек получается значительно меньше, чем при обработке с учетом только массы топлива как единственного определяющего параметра.

В данном разделе закономерности, определяющие время горения огненного шара при двухфазных выбросах, исследуются численно. В первой серии расчетов масса топлива была фиксированной и равной 5,85 кг (т. е., той же, что в представленных в предыдущем разделе расчетах), однако температура хранения варьировалась в пределах 268–251 К. Соответствующие параметры истечения приведены в Таблице 5.2: линейная скорость истечения меняется в пределах 33,6–124 м/с, число Фруда — в диапазоне 12,6–171,7. Во второй серии расчетов температура хранения фиксировалась на уровне  $T_0 = 301$  К (что совпадает с расчетами, представленными выше), тогда как для массы топлива задавались значения 1 г ( $Fr = 738,8$ ), 0,1 кг ( $Fr = 159,2$ ), 100 кг ( $Fr = 15,9$ ) and 1000 кг ( $Fr = 7,4$ ). Варьирование как условий хранения, так и полной массы топлива изменяет соотношение между силами плавучести и инерции, что находит свое отражение в соответствующем изменении числа Фруда Fr.

В литературе имеются различные определения времени жизни огненного шара.

Так, в работе [171] время жизни определялось как полуширина кривой, описывающей зависимость площади проекции видимого огненного шара от времени. В работе [180] это время определялось по данным высокоскоростной киносъемки как продолжительность видимости светящегося пламени. Ниже мы определяем время жизни огненного шара, пользуясь рассчитанными кривыми  $Q_R(t)$ , подобными представленной на рис. 5.5: огненный шар считается погасшим в тот момент, когда полная мощность излучения горящего облака падает до уровня 5% от своего максимального значения. Чтобы учесть задержку зажигания, соответствующую развитию двухфазной струи без горения, время, протекающее от начала истечения до момента инициирования реакции, вычитается из времени погасания огненного шара, в результате чего и определяется время жизни  $t_{FB}$ .

Результаты расчетов, проведенных в указанном выше диапазоне параметров, суммированы в Таблице 5.2. На рис. 5.6 обратное время горения огненного шара, отнесенное к характерному времени  $t_*$ , построено как функция  $Fr^{1/2}$ . Различные точки отвечают вариации условий хранения (расчеты 1–4 в Таблице 5.2) и массы топлива (расчеты 5–8). Прямая линия соответствует экспериментальной зависимости (4.24), полученной в [180]. Разброс расчетных точек относительно экспериментальной прямой составляет  $\pm 10\%$ , что не превосходит разброса экспериментальных точек  $\pm 20\%$ , вызванного нерегулярностью, внутренне присущей турбулентным течениям. Таким образом, согласование данных численных расчетов с экспериментальными результатами может считаться удовлетворительным. Расчеты подтверждают, что, несмотря на большие различия в скоростях истечения, массовых долях пара, полных массах топлива, подобие интегральных характеристик горящих облаков сохраняется во всем диапазоне с точностью, вполне приемлемой для практических целей. Основным параметром подобия для времени жизни огненного шара является число Фруда, позволяющее единым образом описать огненные шары, возникающие как при однофазных, так и при двухфазных выбросах. При выбросах сжиженных углеводородных газов ударное вскипание и диспергирование жидкости в зоне дорасширения приво-

дит к образованию мелкодисперсного аэрозоля, который, как показывают расчеты, испаряется в течение времени, короткого по сравнению с временем полного выгорания топлива. Все влияние условий хранения, термодинамических свойств топлива проявляется лишь через изменение линейной скорости истечения и, следовательно, через число Фруда  $Fr$ .

Важной характеристикой огненного шара является доля выделяющейся при горении тепловой энергии, переходящей в излучение. Эта величина часто используется в эмпирических моделях огненных шаров для оценки воздействия горящего облака [121]. В расчетах доля переходящей в излучение энергии  $\chi_R$  вычислялась аналогично описанной в Главе 4 процедуре:

$$\chi_R = \frac{\int_0^\infty Q_R(t) dt}{M_0 \Delta H_c}.$$

Полученные в расчетах величины  $\chi_R$  представлены в Таблице 5.2. Как и в случае огненных шаров, образующихся при чисто газовых выбросах, доля тепла, переходящего в излучение, находится в пределах 0,2–0,25 (см. Таблицу 4.4 в Главе 4). Это хорошо коррелирует с экспериментальными данными по излучательным свойствам турбулентных пропановых пламен [269], согласно которым измеренная доля энергии, переходящей в излучение, заключена в диапазоне 0,2–0,24. Несколько более широкий диапазон  $\chi_R$  приводится в работах [270, 271]. Следует иметь в виду, что прямое сопоставление этих величин не всегда возможно, поскольку измерения проводились для других (хотя и весьма близких) условий, а сама величина доли энергии, переходящей в излучение, зависит от линейного масштаба пламени. Так, для крупномасштабных оптически толстых огненных шаров  $\chi_R = 0,2 - 0,32$ , согласно оценкам [155], должна убывать с ростом массы топлива как  $M_0^{-1/6}$ . С другой стороны, измерения, проведенные для огненных шаров лабораторного масштаба [172] дают  $\chi_R$  порядка 0,15. С учетом сделанных замечаний соответствие между данными расчетов и экспериментов может быть признано удовлетворительным.

Подобие интегральных характеристик огненных шаров по отношению к массе топлива и скорости выброса не означает, однако, полного подобия локальных по-

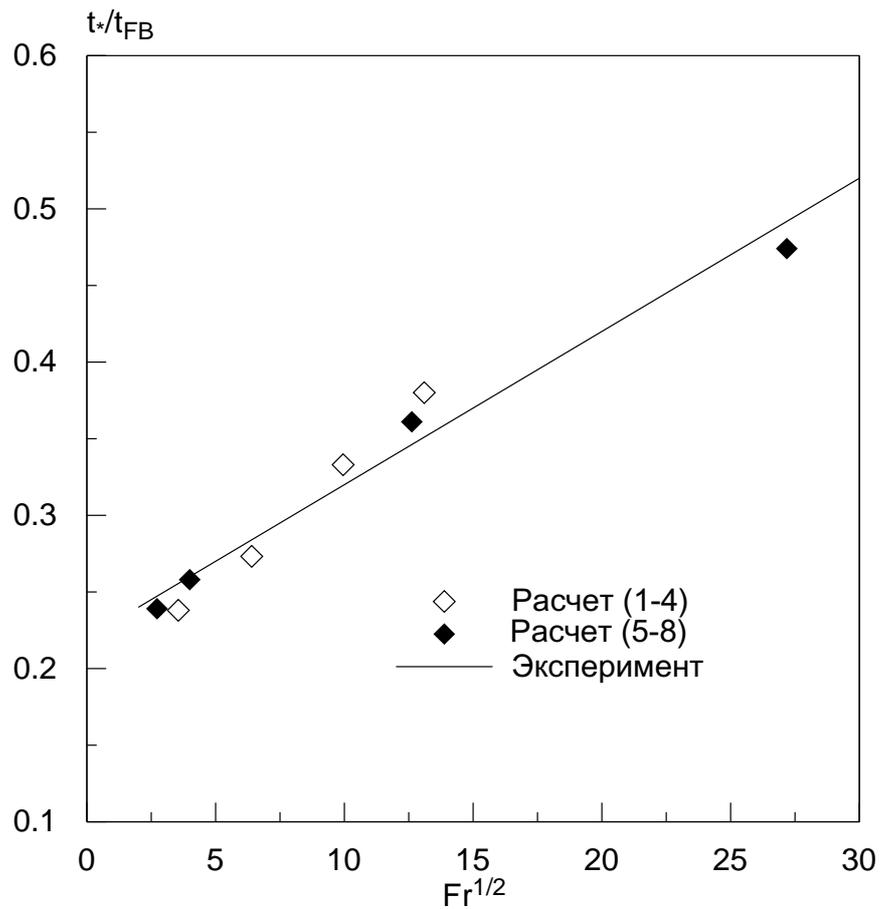


Рис. 5.6. Зависимость безразмерного времени жизни огненного шара от числа Фруда. Точки — расчет (1–4: вариация условия хранения, 5–8: вариация массы топлива, см. Таблицу 5.2), прямая — экспериментальная зависимость [180]

лей течения и внутренней структуры огненных шаров разного масштаба. Одной из главных причин нарушения такого подобия является наличие в задаче дополнительного масштаба длины, связанного с процессами теплопередачи излучением. Этим масштабом длины служит средняя длина пробега излучения в теле огненного шара, обратно пропорциональная коэффициенту поглощения среды. Поэтому радиационное поле в огненных шарах большого и малого масштабов оказывается разным. Для огненных шаров газовых выбросов особенности радиационного поля при малых и больших линейных масштабах облака были изучены в Главе 4 (раздел 4.6). Для того, чтобы продемонстрировать эту разницу в случае двухфазных выбросов, на рис. 5.7а, б представлены пространственные распределения температуры (слева) и радиационного источникового члена  $S_R$  (справа) в огненных шарах малого и большого масштабов в момент, когда суммарная мощность излучения облака  $Q_R$  достигает максимума. На рис. 5.7а показана структура оптически тонкого огненного шара с массой топлива  $M_0 = 1$  г (масштаб длины  $L_* = 0,5$  м, масштаб времени  $t_* = 0,23$  с) в момент  $t/t_* = 0,6$  (линии уровня построены с равными интервалами между минимальным и максимальным значениями  $T_{\min} = 350$  К,  $T_{\max} = 1790$  К для температуры и  $S_{\min} = 0,10$ ,  $S_{\max} = 1,1$  для безразмерной плотности мощности излучения). На рис. 5.7б представлена структура относительно большого огненного шара с  $M_0 = 100$  кг ( $L_* = 23,5$  м,  $t_* = 1,55$  с) в момент  $t/t_* = 2,5$  ( $T_{\min} = 350$  К,  $T_{\max} = 1610$  К,  $S_{\min} = -0,08$ ,  $S_{\max} = 0,96$ ). В обоих расчетах использовались одинаковые условия хранения, поэтому соответствующие числа Фруда, а также моменты достижения максимальной мощности излучения различаются весьма сильно. Радиальная и вертикальная пространственные координаты приведены к безразмерному виду делением на характерную длину  $L_*$ . Радиационный источниковый член  $S_R$  равен разности между мощностью испускания и поглощения в единице объема, он приведен к безразмерному виду делением на соответствующий масштаб:  $S_R = \nabla \mathbf{q}_R / (\rho_a C_{p,a} T_a / t_*)$ . Ясно видны различия в радиационных полях в малых и больших огненных шарах: если для оптически тонкого облака излучение

происходит по всему объему, то в оптически толстом облаке излучает лишь тонкий слой, сконцентрированный на поверхности шара. Внутри облака в этом случае излучение и поглощение энергии практически компенсируются, а в небольшой подобласти поглощение даже превалирует над испусканием (этой области соответствуют отрицательные значения радиационного источникового члена  $S_R$ ).

## 5.9. Выводы

В настоящей главе рассмотрено формирование, эволюция и горение двухфазных облаков топлива в открытой атмосфере. Проведены численные расчеты нестационарных осесимметричных течений, возникающих при истечении конечной массы сжиженного газа из резервуара высокого давления. Считается, что вещество поступает в атмосферу из источника в жидком виде, после чего в зоне дорасширения происходит его ударное вскипание и диспергирование с образованием мелкодисперсного аэрозоля. Параметры смеси по окончании зоны дорасширения приняты в качестве параметров эквивалентного источника при постановке граничных условий. Введены характерные масштабы, описывающие течение на стадии истечения и после зажигания. Расчеты проведены в широком диапазоне масс топлива от 1 г до 1000 кг и температур хранения от 286 до 351 К, в качестве топлива использовался сжиженный пропан.

Численное моделирование парожидкостных облаков, возникающих при выбросе конечной массы пропана, проведено сначала без зажигания топлива. Показано, что возможны два режима испарения капель в облаке. В режиме смешения, соответствующем достаточно мелким при данном масштабе облака каплям, испарение лимитируется поступлением тепла за счет перемешивания холодного газа с более теплым внешним воздухом, вследствие чего скорость и время испарения облака в целом не зависят от диаметра капель. Показано, что для пропана этот режим реализуется при массе выброса, превосходящей 1 кг. При выбросе меньшей массы топлива скорость и время испарения аэрозоля начинает зависеть от диаметра капель, поскольку ско-

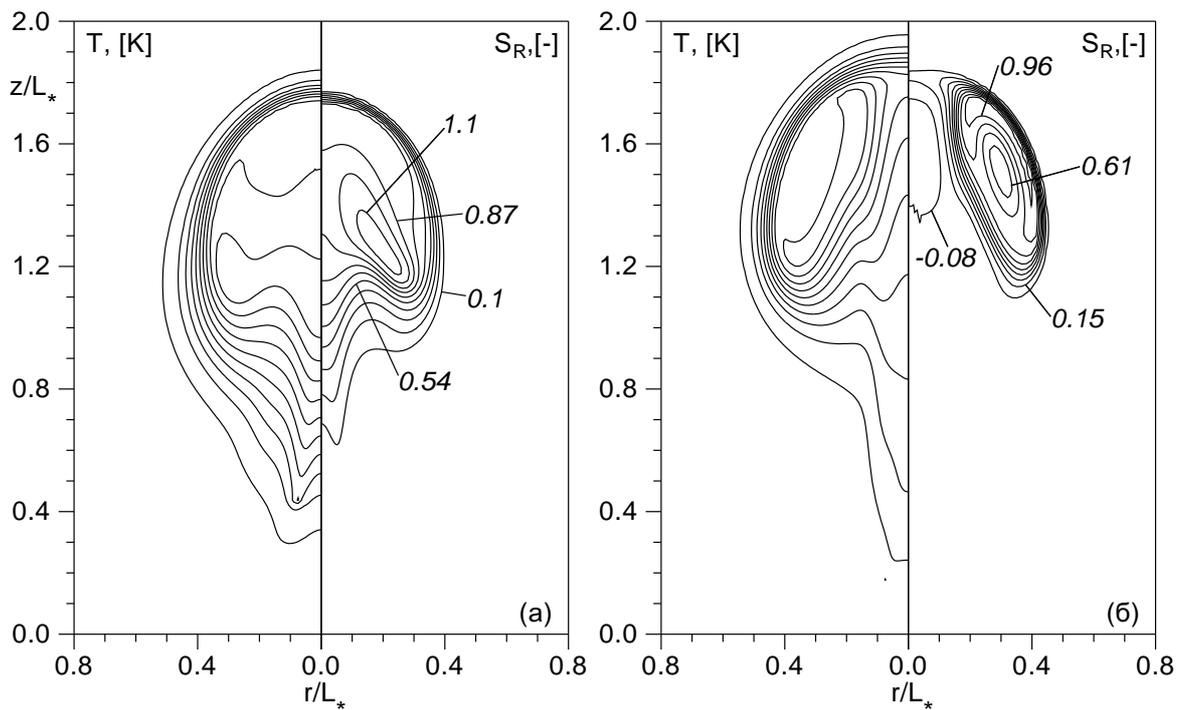


Рис. 5.7. Поля температуры и плотности мощности излучения в огненных шарах разных масштабов: *а)* — оптически тонкое облако,  $M_0 = 1$  г,  $t/t_* = 0,6$ , *б)* — оптически толстый огненный шар,  $M_0 = 100$  кг,  $t/t_* = 2,5$ .

рость испарения лимитируется диффузией пара у поверхности капли (режим диффузии). Так, для массы топлива 1 г время полного испарения каплей с начальным диаметром 100 мкм вдвое превосходит время испарения каплей с диаметром 20 мкм. При заданных условиях хранения с ростом полной массы топлива увеличивается влияние отрицательной плавучести, что находит свое отражение в снижении числа Фруда. Выбросы малого масштаба являются инерционными, возникающее в результате выброса облако поднимается вверх до полного испарения каплей. Крупномасштабные же выбросы подвержены сильному влиянию отрицательной плавучести холодного газа со взвешенными каплями. Это может качественным образом изменить характер развития облака: тяжелый выброс быстро теряет начальный импульс, опускаясь и растекаясь по подстилающей поверхности.

Если истекающее топлива зажигается вблизи источника, горящее облако быстро принимает близкую к сферической форму, поднимаясь в виде огненного шара. В расчетах получена температурная, концентрационная и радиационная структура огненного шара на всех стадиях эволюции, от момента зажигания до полного выгорания топлива. Поля температуры и концентрации продуктов в облаке под действием вихревого течения становятся подобными друг другу. Диффузионное горение топлива сосредоточено в узком слое на поверхности огненного шара, где происходит смешение топлива с кислородом окружающего воздуха. Рассчитанные распределения температуры и продуктов горения хорошо согласуются с контурами видимого огненного шара, полученными в экспериментах Хасегавы и Сато [171], правильно воспроизводя размеры, форму и высоту подъема огненного шара в соответствующие моменты времени.

Для изучения роли масштабных эффектов при горении двухфазных выбросов проведена серия расчетов с варьированием условий хранения и полной массы топлива. Показано, что экспериментальная зависимость времени горения огненного шара как функции массы топлива и скорости истечения (в безразмерных переменных — числа Фруда), полученная в [180], описывает горение и облаков двухфазных выбро-

сов. Показано, что число Фруда является основным параметром подобия: все результаты, полученные при варьировании массы топлива и фиксированной скорости истечения, а также при фиксированной массе и варьируемой скорости, единым образом зависят от числа Фруда. Это связано с тем, что при горении выброса криогенного топлива высокая летучесть вещества приводит к полному испарению всех капель в течение времени, намного меньшего времени горения топлива и, следовательно, влияние условий хранения, теплофизических свойств вещества и т. д. проявляется через влияние этих параметров на скорость истечения. Более сильного влияния свойств жидкости и дисперсного состава капель можно ожидать при горении облаков низколетучих аэрозолей.

Подобие интегральных характеристик огненных шаров не означает полного подобия из структуры. Распределения объемной плотности мощности излучения, полученные для огненных шаров малого и большого масштабов, показывают, что излучение оптически тонких огненных шаров происходит по всему объему, тогда как основная излучающая область оптически толстых облаков сосредоточена в узком слое на поверхности огненного шара. Полученные в расчетах значения доли энергии, переходящей в излучение, находятся в диапазоне 0,2–0,25, что хорошо совпадает с экспериментальными данными по излучению турбулентных пропановых пламен.

## Заключение

В диссертационной работе аналитическими и численными методами исследована гидродинамика и горение газовых и дисперсных выбросов в открытой атмосфере. Результаты, представленные в диссертации, позволяют сделать следующие выводы.

- 1) С единых методических позиций изучены нестационарные неизотермические течения, сопровождающие образование, эволюцию и горение выбросов газов и дисперсных веществ. Создание физической теории выбросов в сочетании с построением аналитических моделей и численными расчетами позволило установить интегральные законы развития выбросов, выделить наиболее существенные параметры для каждого их вида, исследовать внутреннюю структуру и локальные характеристики течений на всех этапах нестационарного развития, а также изучить различные факторы воздействия выбросов на окружающую среду.
- 2) Численно и аналитически исследована структура крупномасштабного термика, поднимающегося в атмосфере с переменной вследствие гидростатической сжимаемости газа плотностью. Показано, что при проникновении термика в более разреженные слои атмосферы уменьшение окружающей плотности вызывает дополнительное размытие верхней кромки и увеличение горизонтального размера термика в автомобильных координатах по сравнению со случаем несжимаемой атмосферы. При этом, однако, автомобильная координата верхней кромки термика и максимальное значение безразмерной избыточной температуры меняются весьма слабо и, следовательно, законы роста координаты кромки облака и затухания максимальной избыточной температуры, установленные с помощью анализа размерностей для несжимаемой среды,

с хорошей точностью выполняются и для термика в сжимаемой атмосфере. Поэтому можно говорить о квазиавтомодельном подъеме термика на стадии, отвечающей корневому закону роста координаты верхней кромки и продолжающейся до перехода к стадии зависания термика. Из приближенного аналитического решения найдены характеристики термика, в том числе величина размытия верхней кромки, как функции времени.

- 3) На основании модели, учитывающей активный характер дисперсной фазы, численно исследован перенос дисперсных и газовых примесей мощным турбулентным термиком, всплывающим в неоднородной сжимаемой двухслойной атмосфере. Получена зависимость автомодельной координаты верхней кромки облака от определяющих параметров задачи и являющаяся функцией числа Грасгофа и начальной безразмерной высоты взрыва. Эта зависимость использована для выбора турбулентных коэффициентов переноса, обеспечивающих совпадающий с экспериментом закон подъема термика. Проведены сквозные расчеты всех стадий эволюции чисто газового и запыленного термика при различной начальной загрузке дисперсной примесью. Исследованы весовой и тепловой механизмы взаимодействия фаз, конкуренция между которыми определяет динамику подъема запыленного термика. Установлены количественные границы влияния дисперсной фазы. Показано, что при малой загрузке термика, когда суммарный вес примеси не превосходит 40% действующей на газ выталкивающей силы, структура и динамика запыленного термика, а также доля выносимой в стратосферу примеси практически совпадают с соответствующими характеристиками чисто газового облака, тепловая энергия которого равна начальному количеству тепла, запасенному газовой фазой в запыленном облаке. При большей загрузке начинаются качественные отличия в структуре нагруженного термика, скорость и высота подъема которого значительно снижаются. Получены зависимости доли выносимой в стратосферу примеси от начальных параметров облака, позволяющие оценить загрязнение атмосферы мелкодисперсными и газовыми примесями в результате мощного приповерхностного взрыва.

- 4) Разработана физическая теория газовых выбросов конечной продолжительности. Получен количественный критерий классификации выбросов, позволяющий по известным физико-химическим свойствам вещества, условиям его хранения, геометрии резервуара и размерам выходного отверстия отнести выброс к мгновенному, непрерывному или промежуточному типам. Критерий представлен на плоскости двух безразмерных параметров, характеризующих вещество и резервуар, получены соотношения для граничных кривых, разделяющих различные режимы истечения. На основе сопоставления характерных времен истечения, зажигания и выгорания топливных облаков получены оценки наиболее вероятной конфигурации пламени при воспламенении выброса вблизи источника. Получена граница между режимами выгорания выброса в виде факела и огненного шара. В последнем случае определена минимальная масса топлива, которая может участвовать в горении огненного шара в зависимости от задержки зажигания. Полученные результаты представлены в виде конечных формул, пригодных для использования в инженерной практике при анализе аварийных ситуаций, включающих выброс и горение газовых топлив. Приведены конкретные примеры такого использования для оценки выбросов хранящегося под высоким и низким давлением природного газа (метана).
- 5) Проведено численное исследование огненных шаров, образующихся при зажигании вертикальных кратковременных выбросов газовых углеводородных топлив. Расчеты проведены для выбросов метана и пропана в диапазоне масс от 1 г до 1000 кг, исследовано влияние масштаба облака на характеристики его горения и излучения. Получена внутренняя концентрационно-тепловая структура огненного шара, поля скорости химической реакции и плотности мощности излучения. Показано, что начальная вертикальная струя горючего после зажигания и окончания действия источника трансформируется в огненный шар, форма которого близка к сферической, при этом максимум скорости реакции сосредоточен в узкой зоне на внешней границе облака, ближе к его верхней кромке, горение носит диффузионный характер. Основным безразмерным параметром, определяющим время выгорания облака, является число

Фруда, тогда как влияние других параметров (размеров источника, высоты зажигания) оказывается значительно менее существенным. Результаты расчетов времени горения как функции числа Фруда с высокой точностью коррелируют с экспериментальной зависимостью, имеющейся в литературе. Расчеты облаков различных масштабов показывают, что радиационное поле в оптически тонких и оптически толстых облаках имеет качественно разную структуру. В облаках малого масштаба излучение происходит по всему объему, тогда как облака большого масштаба излучают преимущественно с поверхности. Поля температуры в облаках разного масштаба при одном и том же числе Фруда весьма близки между собой. что свидетельствует в пользу того, что определяющее влияние на тепловую структуру огненного шара оказывает вихревое конвективное течение и процессы теплопроводности. Максимальные температуры в излучающих огненных шарах на 400—500 К ниже, чем в отсутствие радиационных теплопотерь. Полученная динамика импульса теплового излучения огненного шара хорошо согласуется с соответствующей экспериментальной зависимостью. Доля энергии горения, переходящей в излучение, составляет в расчетах 17—25%, что совпадает с данными измерений излучательных свойств углеводородных пламен.

- 6) Исследовано образование, эволюция и горение двухфазных облаков при выбросе в атмосферу смеси паров и капель углеводородного топлива. Параметры подобия (масштабы, безразмерные комплексы), введенные для однофазных огненных шаров, обобщены на случай двухфазных истечений. Расчеты эволюции негорящих облаков позволили установить два режима испарения капель в аэрозольном облаке. Для больших масс топлива и, следовательно, больших внешних масштабах облака, испарение капель лимитируется глобальной скоростью смешения облака с окружающей атмосферой, поэтому время испарения жидкой фазы практически не зависит от размеров капель (режим смешения). Для выбросов малого масштаба характерное время испарения капли становится больше времени смешения и процесс испарения лимитируется молекулярной диффузией пара у поверхности капли, что снижает относительную скорость испарения в облаке. В этом случае время полного испарения

капель существенно зависит от размеров капель аэрозоля (режим диффузии). Облака большого масштаба сильнее подвержены влиянию силы тяжести, что сказывается на особенностях эволюции негорящего выброса. Зажигание двухфазной смеси ведет к формированию огненного шара, причем вследствие высокой летучести топлива время испарения аэрозольных капель оказывается малым по сравнению со временем горения облака. Таким образом, влияние условий хранения, теплофизических свойств вещества и т. д. проявляется в первую очередь через влияние этих параметров на скорость истечения. Показано, что, как и в случае однофазных выбросов, время жизни двухфазного огненного шара в первую очередь является функцией числа Фруда, тогда как другие детали процесса оказывают значительно меньшее влияние. Сопоставление рассчитанных распределений с экспериментальными данными дало вполне удовлетворительное согласование размеров, формы, динамики подъема огненного шара, времени его горения и доли энергии, переходящей в излучение.

- 7) При исследовании течений реагирующего многокомпонентного газа с учетом процессов радиационного переноса и наличия дисперсной фазы важную роль играет эффективность используемой численной методики. Применение метода многосеточной релаксации позволяет значительно повысить скорость сходимости итераций при решении эллиптических уравнений, возникающих при расчете поправки давления и при решении уравнений переноса лучистой энергии. Модели и программное обеспечение протестированы на ряде модельных задач, показавших хорошее соответствие с экспериментами и расчетами других авторов.

# Литература

1. Я. Б. Зельдович. Предельные законы свободно-восходящих конвективных потоков. *ЖЭТФ*, 1937, Т. 7, № 12, С. 1463–1465.
2. G. K. Batchelor. Heat convection and buoyancy effects in fluids. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1954, v. 80, pp. 339–358.
3. B. R. Morton, G. I. Taylor, J. S. Turner. Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources. *Proc. Roy. Soc.*, 1956, v. 234, No. 1196, pp. 1–23.
4. G. T. Csanady. The buoyant motion within a hot gas plume in a horizontal wind. *J. Fluid Mech.*, 1965, v. 22, pp. 225–239.
5. Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов, А. Ф. Солодовник. Предельные законы нестационарных свободновосходящих турбулентных конвективных движений в атмосфере. *ДАН СССР*, 1980, Т. 252, № 2, С. 311–314.
6. Ю. А. Гостинцев, А. Ф. Солодовник, В. В. Лазарев. К теории аэродинамики, самовоспламенения и выгорания турбулентных термиков, вихревых колец и струй в свободной атмосфере. *Химическая физика*, 1982, № 9, С. 1279–1290.
7. Дж. Тернер. *Эффекты плавучести в жидкости*. М., Мир, 1977, 432 с.
8. Р. Скорер. *Аэрогидродинамика окружающей среды*. М.: Мир, 1980, 549 с.
9. C. J. Chen, W. Rodi. *Vertical Turbulent Buoyant Jets - a Review of Experimental Data*. Oxford, N. Y.: Pergamon Press, 1980, 83 p.

10. Y. Jaluria. *Natural Convection Heat and Mass Transfer*. Oxford, N.Y.: Pergamon Press, 1980.
11. Й. Джалурия. *Естественная конвекция: тепло- и массообмен*. М.: Мир, 1983, 400 с.
12. Г. Н. Абрамович, Т. А. Гиршович, С. Ю. Крашенинников, А. Н. Секундов, И. П. Смирнова. *Теория турбулентных струй*. М., Наука, 1984, 716 с.
13. B. Gebhart, Y. Jaluria, R. L. Mahajan, B. Sammakia. *Buoyancy-induced Flows and Transport*. Washington, N. Y., London: Hemisphere Publ. Corp., 1988.
14. Б. Гебхарт, Й. Джалурия, Р. Махаджан, Б. Саммакия. *Свободноконвективные течения, тепло- и массообмен*, Т. 1, 2. М.: Мир, 1991.
15. R. S. Scorer. Experiments on convection of isolated masses of buoyant fluid. *J. Fluid Mech.*, 1957, v. 2, pp. 583–594.
16. Ю. А. Гостинцев, А. Ф. Солодовник, В. В. Лазарев, Ю. В. Шацких. Турбулентный термик в стратифицированной атмосфере. Препринт, ИХФ АН СССР, Черногловка, 1985, 46 с.
17. Ю. А. Гостинцев, Ю. С. Матвеев, В. Е. Небогатов, А. Ф. Солодовник. К вопросу о физическом моделировании турбулентных термиков. *ПМТФ*, 1986, № 6, С. 141–153.
18. G. Glasstone, J. Dolan (Eds.). *The Effects of Nuclear Weapons. 3rd Ed.* U. S. Dept. Defense, 1977.
19. А. Т. Онуфриев. Теория движения вихревого кольца под действием силы тяжести. Подъем облака атомного взрыва. *ПМТФ*, 1967, № 1, С. 3–15.
20. J. S. Turner. Buoyant vortex rings. *Proc. Roy. Soc.*, 1957, v. 239, No. 1216, pp. 61–72.

21. В. А. Горев, П. А. Гусев, Я. К. Трошин. Моделирование подъема и сгорания облака легкого газа в атмосфере. *ДАН СССР*, 1972, Т. 205, № 4, С. 875–878.
22. J. P. Narain. Isolated buoyant thermal in a stratified medium. *Atmos. Environ.*, 1973, v. 7, No. 10, pp. 979–989.
23. V. H. Shui, G. M. Weil. Motion of a rising thermal. *Phys. Fluids*, 1975, v. 18, No. 1, pp. 15–19.
24. C. P. Wang. Motion of an isolated buoyant thermal. *Phys. Fluids*, 1971, v. 14, No. 8, pp. 1643–1647.
25. C. P. Wang. Motion of a turbulent buoyant thermal in a calm stable stratified atmosphere. *Phys. Fluids*, 1973, v. 16, No. 6, pp. 744–749.
26. S. C. Lin, L. Tsang, C. P. Wang. Temperature field structure in strongly heated buoyant thermals. *Phys. Fluids*, 1972, v. 15, No. 12, pp. 2118–2128.
27. R. G. Batt, R. A. Bigoni, D. J. Rowland. Temperature-field structure within atmospheric buoyant thermals. *J. Fluid Mech.*, 1984, v. 141, pp. 1–25.
28. V. H. Sui, G. M. Weyl. Motion of a rising thermal. *Phys. Fluids*, 1975, v. 18, No. 1, pp. 15–19.
29. G. A. Simons, R. S. Larson. Formation of a vortex ring in a stratified atmosphere. *Phys. Fluids*, 1974, v. 17, No. 1, pp. 8–14.
30. D. J. Schlien, D. W. Thompson. Some experiments on the motion of isolated laminar thermal. *J. Fluid Mech.*, 1975, v. 72, No. 1, pp. 35–47.
31. D. J. Schlien. Some laminar thermal and plume experiments. *Phys. Fluids*, 1976, v. 19, No. 8, pp. 1089–1098.
32. Б. И. Заславский. О начальной стадии развития термика. *ПМТФ*, 1982, № 6, С. 65–69.

33. Б. И. Заславский, И. М. Сотников. Экспериментальное исследование всплывающих вихревых колец. *ПМТФ*, 1983, № 1, С. 20–25.
34. Б. И. Заславский, Б. В. Юрьев. Исследование движения приповерхностного термика. *ПМТФ*, 1987, № 3, С. 81–87.
35. V. R. Morton. Weak thermal vortex rings. *J. Fluid Mech.*, 1960, v. 9, No. 1, pp. 107–118.
36. Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов. Турбулентный концентрационно-тепловой термик при большой вязкости в нестратифицированной среде. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1984, № 6, С. 153–163.
37. А. А. Березовский, Ф. Б. Капланский. Всплывающее вихревое кольцо в вязкой жидкости. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1989, № 3, С. 42–48.
38. А. А. Березовский, Ф. Б. Капланский. О влиянии плавучести на диффузию вихревого кольца. *Изв. АН ЭССР, Физ. Матем.*, 1989, Т. 38, № 1, С. 95–98.
39. А. А. Березовский, Ф. Б. Капланский. Нестационарные и неизотермические движения вихревых колец в вязкой жидкости. *Турб. течения и техника эксперимента* (Под ред. Ю. А. Руди), Таллинн, 1989, С. 115–119.
40. В. М. Мальбахов. К теории термиков в неподвижной атмосфере. *Изв. АН СССР, ФАО*, 1984, Т. 8, № 7, С. 683–694.
41. Ю. А. Гостинцев, В. В. Лазарев, А. Ф. Солодовник, Ю. В. Шацких. Турбулентный термик в стратифицированной атмосфере. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1986, № 6, С. 141–153.
42. Ю. А. Гостинцев, Ю. В. Шацких. Механизм генерации длинноволновых акустических возмущений в атмосфере всплывающим облаком продуктов взрыва. *ФГВ*, 1987, Т. 23, № 2, С. 203–208.

43. J. S. Malkus, G. Witt. The evolution of a convective element. A numerical calculation. *The atmosphere and sea in motion*, Rockefeller Inst. Press, N.Y., 1959, pp. 425–439.
44. D. K. Lilly. On the numerical simulation of buoyant convection. *Tellus*, 1962, v. 14, No. 2, pp. 148–172.
45. Y. Ogura. Convection of isolated masses of a buoyant fluid: a numerical calculation. *J. Atmos. Sci.*, 1962, v. 19, No. 6, pp. 492–502.
46. D. K. Lilly. Numerical solutions for the shape-preserving two-dimensional convective element. *J. Atmos. Sci.*, 1964, v. 21, No. 1, pp. 83–98.
47. Ф. Б. Капланский, А. М. Эпштейн. Движение и перенос тепла в турбулентных вихревых кольцах. *Изв. АН ЭССР, Физ. и Матем.*, 1976, № 4, С. 408–417.
48. Ф. Б. Капланский, А. М. Эпштейн. Численное исследование свободной конвекции от мгновенного источника тепла в вязкой жидкости. *ИФЖ*, 1977, Т. 33, № 4, С. 700–704.
49. D. Fox. Numerical simulation of the three-dimensional shape-preserving convective element. *J. Atmos. Sci.*, 1972, v. 29, No. 3, pp. 322–341.
50. Ю. А. Гостинцев, А. Ф. Солодовник. Мощный турбулентный термик в устойчиво стратифицированной атмосфере. Численное исследование. *ПМТФ*, 1987, № 1, С. 47–53.
51. Чжоу-Сяо-Пин. К вопросу о развитии кучевых облаков. *Изв. АН СССР, сер. Геофизическая*, 1962, № 4, С. 548–557.
52. Н. И. Вульфсон. *Исследование конвективных движений в свободной атмосфере*. М., АН СССР, 1961, 552 с.
53. А. Д. Амиров. О развитии термиком и кучевых облаков в стратифицированной атмосфере. *Изв. АН СССР, ФАО*, 1966, Т. 2, № 5, С. 184–191.

54. Е. Л. Коган, И. Б. Мазин, Б. Н. Сергеев, В. И. Хворостьянов. *Численное моделирование облаков*. М., Гидрометеиздат, 1984, 185 с.
55. Ю. А. Гостинцев, Ю. В. Гамера, А. Ф. Солодовник, А. А. Шурка. Мощный воздушный взрыв в тропосфере. Вынос продуктов в стратосферу. *Турбулентные течения и техника эксперимента* (Под ред. Ю. А. Руди), Таллинн, 1989, С. 140–143.
56. W. M. Kays. Turbulent Prandtl number — where are we? *Trans. ASME J. Heat Transfer*, 1994, v. 116, pp. 284–295.
57. М. Абрамовиц, И. Стиган. *Справочник по специальным функциям*. М.: Наука, 1979.
58. А. А. Самарский. *Теория разностных схем*. М.: Наука, 1977.
59. П. Роч. *Вычислительная гидродинамика*. М.: Мир, 1980, 616 с.
60. S. V. Patankar. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere Publ. Corp., 1980.
61. С. Патанкар. *Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости*. М.: Энергоатомиздат, 1984, 150 с.
62. В. М. Пасконов, В. И. Полежаев, Л. А. Чудов. *Численное моделирование процессов тепло- и массообмена*. М.: Наука, 1984, 288 с.
63. О. М. Белоцерковский. *Численное моделирование в механике сплошных сред*. М.: Наука, 1984, 519 с.
64. В. И. Полежаев, А. В. Бунэ, Н. А. Вerezуб, Г. С. Глушко, В. Л. Грязнов, К. Г. Дубовик, С. А. Никитин, А. И. Простомолотов, А. И. Федосеев, С. Г. Черкасов. *Математическое моделирование конвективного теплообмена на основе уравнений Навье-Стокса*. М.: Наука, 1987, 271 с.

65. Г. И. Марчук. *Методы расщепления*. М.: Наука, 1988, 264 с.
66. Ю. В. Лапин, М. Х. Стрелец. *Внутренние течения газовых смесей*. М.: Наука, 1989, 368 с.
67. Э. Оран, Дж. Борис. *Численное моделирование реагирующих потоков*. М.: Мир, 1990, 660 с.
68. Д. Андерсон, Дж. Таннехилл, Р. Плетчер. *Вычислительная гидромеханика и теплообмен*, Т. 1, 2. М.: Мир, 1990.
69. К. Флетчер. *Вычислительные методы в динамике жидкостей*, Т. 1, 2. М.: Мир, 1991, 552 с.
70. А. А. Самарский, П. Н. Вабишевич. *Численные методы решения задач конвекции-диффузии*. М.: Эдиториал УРСС, 1999, 248 с.
71. Ю. П. Глаголева, В. А. Жмайло, В. Д. Мальшакова, Л. В. Нестеренко, И. Д. Софронов, В. П. Стаценко. Образование кольцевого вихря при всплывании легкого газа в тяжелом. *Числ. методы механики сплошных сред (ЧММСС)*, Т. 5, Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1974, С. 38–52.
72. В. А. Андрущенко. Образование кольцевого вихря при подъеме нагретой массы воздуха в стратифицированной атмосфере. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1978, № 2, С. 186–189.
73. В. А. Андрущенко, Л. А. Чудов. Движение горячего термика в неоднородной среде под действием сил тяжести. *Математические модели течений жидкости*, Новосибирск, 1978, С. 290–295.
74. В. А. Андрущенко. Численное моделирование подъема приповерхностных термиков. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1989, № 2, С. 129–135.

75. В. А. Горев, П. А. Гусев, Я. К. Трошин. Влияние условий образования на движение облака, всплывающего под действием силы плавучести. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1976, № 5, С. 148–150.
76. В. А. Андрущенко, Х. С. Кестенбойм, Л. А. Чудов. Движение газа, вызванное точечным взрывом в неоднородной атмосфере. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1981, № 6, С. 144–151.
77. Н. А. Кудряшов, В. М. Простокишин. Влияние высоты однородной атмосферы на динамику всплывания термика. *Изв. АН СССР, ФАО*, 1985, № 6, С. 582–588.
78. Н. А. Кудряшов, В. М. Простокишин. Влияние вязкости и теплопроводности на всплывание термика под действием сил плавучести. *ПМТФ*, 1985, № 3, С. 78–81.
79. А. Т. Онуфриев, С. А. Христианович. Об особенностях турбулентного движения в вихревом кольце. *ДАН СССР*, 1976, Т. 229, № 1, С. 42–44.
80. А. Т. Онуфриев. Об особенностях турбулентного движения в ядре вихревого кольца. *Физ. механика*, Т. 4, Л.: ЛГУ, 1980, С. 31–70.
81. А. П. Даринцев, В. Н. Забавин, Б. В. Замышляев, А. Т. Онуфриев, С. А. Христианович, М. Д. Щербин. Особенности движения нагретой массы воздуха, первоначально помещенной в сферический объем, в атмосфере. *Современные вопросы механики сплошной среды*, М.: МФТИ, 1985, С. 126–135.
82. J. E. Penner, L. C. Haselman, L. L. Edwards. Buoyant plume calculations. *AIAA Paper*, 1985, No. 459, 9 pp.
83. А. В. Конюхов, М. В. Мещеряков, С. В. Утюжников. Движение крупномасштабного турбулентного термика в стратифицированной атмосфере. *ТВТ*, 1994, Т. 32, № 2, С. 236–241.

84. А. В. Конюхов, М. В. Мещеряков, С. В. Утюжников. Численное исследование течения, инициированного в атмосфере приповерхностным турбулентным термиком. *ТВТ*, 1995, Т. 33, № 5, С. 726–730.
85. В. А. Андрущенко, Л. А. Чудов. Дрейф крупномасштабных горячих термиком в стратифицированных воздушных потоках. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1984, № 6, С. 173–176.
86. В. А. Андрущенко, А. А. Горбунов, Х. С. Кестенбойм, Л. А. Чудов. Численное моделирование пространственного течения, возникающего при дрейфе термиком в атмосфере. *Турбулентные течения и техника эксперимента* (Под ред. Ю. А. Руди), Таллинн, 1989, С. 123–126.
87. В. А. Андрущенко, Ю. Д. Шевелев. Динамика трехмерного вихрегенезиса в атмосфере, обусловленного всплыванием высокотемпературных термиком в поле ветра. Численное исследование. *ТВТ*, 1998, Т. 36, № 3, С. 435–441.
88. В. А. Андрущенко, Х. С. Кестенбойм, Л. А. Чудов. Расчет подъема и взаимодействия термиком в атмосфере. Пространственная и осесимметричная задачи. *Турбулентные струйные течения*, Таллинн, 1985, С. 227–231.
89. Э. И. Андрианкин, В. А. Андрущенко, А. А. Горбунов. Объединение воздушных потоков, инициированных в атмосфере группой приземных термиком. *ТВТ*, 1995, Т. 33, № 3, С. 400–403.
90. В. А. Андрущенко, Л. А. Чудов. Взаимодействие плоской ударной волны со сферическим объемом горячего газа. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1988, № 1, С. 96–100.
91. М. А. Затевахин, А. Е. Кузнецов, Д. А. Никулин, М. Х. Стрелец. Численное моделирование процесса всплывания системы высокотемпературных турбулентных термиком в неоднородной сжимаемой атмосфере. *ТВТ*, 1994, Т. 32, № 1, С. 44–56.

92. *The Effect on the Atmosphere of a Major Nuclear Exchange*. Washington: Nat. Acad. Press, 1985, 193 pp.
93. К. Я. Кондратьев, Н. И. Москаленко, С. В. Гусев. Климатические последствия ядерной войны по одномерной модели радиационно-конвективного теплообмена. *ДАН СССР*, 1985, Т. 280, № 2, С. 321–324.
94. М. Л. Асатуров, М. И. Будыко, К. Я. Винников. *Вулканы, стратосферный аэрозоль и климат Земли*. Л.: Гидрометеиздат, 1986, 256 с.
95. М. И. Будыко, Г. С. Голицын, Ю. А. Израэль. *Глобальные климатические катастрофы*. М.: Гидрометеиздат, 1986, 159 с.
96. J. H. Seinfeld, S. N. Pandis. *Atmospheric Chemistry and Physics: From Air Pollution to Climate Change*. N. Y.: J. Wiley & Sons Inc., 1996, 1326 pp.
97. S. S. Chang. Motion of a large dusty buoyant thermal with a vortex ring. *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, 1978, v. 45, No. 12, pp. 711–716.
98. Г. М. Махвиладзе, О. И. Мелихов. Динамика и осаждение неизотермического облака газозвеси. Препринт 207, ИПМ АН СССР, М., 1982, 48 с.
99. Г. М. Махвиладзе, О. И. Мелихов. О движении совокупности частиц под действием силы тяжести и ее осаждении на плоскую горизонтальную поверхность. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1982, № 6, С. 64–73.
100. Г. М. Махвиладзе, О. И. Мелихов. О движении и осаждении облака нагретых частиц. *ДАН СССР*, 1982, Т. 267, № 4, С. 844–847.
101. Г. М. Махвиладзе, О. И. Мелихов. Движение облака нагретых частиц над горизонтальной поверхностью в поле внешней силы. *ПМТФ*, 1983, № 5, С. 115–121.
102. Ю. А. Гостинцев, Г. М. Махвиладзе, О. И. Мелихов. Вынос аэрозольных частиц в стратосферу горячим термиком. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1987, № 6, С. 146–152.

103. D. P. Bacon, R. A. Sarma. Agglomeration of dust in convective clouds initialized by nuclear bursts. *Atmos. Environ.*, 1990, v. 25A, pp. 2627–2642.
104. С. Соу. *Гидродинамика многофазных систем*. М.: Мир, 1971, 536 с.
105. Р. И. Нигматулин. *Основы механики гетерогенных сред*. М.: Наука, 1978.
106. Р. И. Нигматулин. *Динамика многофазных сред*. М.: Наука, 1987.
107. E. A. Gossard, W. H. Hook. *Waves in the Atmosphere*. Amsterdam, Oxford, N.Y.: Elsevier, 1975.
108. П. С. Дмитриев (Ed.). *Действие ядерного оружия*. М.: Воениздат, 1968, Пер. с англ., 679 с.
109. Г. М. Махвиладзе, С. Б. Щербак. Разностная схема для численного исследования нестационарных двумерных движений сжимаемого газа. Препринт 113, ИПМ АН СССР, М., 1978, 36 с.
110. Г. М. Махвиладзе, С. Б. Щербак. Численный метод исследования нестационарных пространственных движений сжимаемого газа. *ИФЖ*, 1980, Т. 38, № 3, С. 528–537.
111. Г. М. Махвиладзе, С. Б. Щербак. Расчет конвективного движения газа над поверхностью горящего вещества. Препринт 125, ИПМ АН СССР, М., 1979, 45 с.
112. Г. М. Махвиладзе, С. Б. Щербак. Численный расчет газодинамических процессов, сопровождающих горение конденсированных веществ. *ФГВ*, 1980, № 4, С. 30–37.
113. Г. М. Махвиладзе, И. П. Николова. Развитие очага горения в реагирующем газе в условиях естественной конвекции. Препринт 189, ИПМ АН СССР, М., 1981, 52 с.

114. R. M. Beam, R. F. Warming. An implicit factored scheme for the compressible Navier-Stokes equations. *AIAA Journal*, 1978, v. 16, No. 4, pp. 393–402.
115. В. М. Ковеня, Н. Н. Яненко. *Метод расщепления в задачах газовой динамики*. Новосибирск: Наука, 1981, 304 с.
116. У. Бейкер, П. Кокс, П. Уэстайн, Дж. Кулеш, Р. Стрелюу. *Взрывные явления. Оценка и последствия*, Т. 1, 2. М., Мир, 1986.
117. В. Маршалл. *Основные опасности химических производств*. М., Мир, 1989, 672 с.
118. М. В. Бесчастнов. *Промышленные взрывы. Оценка и предупреждение*. М., Химия, 1991, 432 с.
119. TNO. *Methods for the Calculation of Physical Effects Resulting from Releases of Hazardous Materials (Liquids and Gases) – TNO "Yellow Book"*. 2nd ed., Voorburg, 1992.
120. AIChE/CCPS. *Guidelines for Chemical Process Quantitative Risk*. Amer. Inst. Chem. Engineers, New York, 1989.
121. AIChE/CCPS. *Guidelines for Evaluating the Characteristics of Vapor Cloud Explosions, Flash Fires, and BLEVEs*. Amer. Inst. Chem. Engineers, New York, 1994.
122. NFPA. *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering*. 2nd ed., Nat. Fire Protection Association, USA, Quincy, MA, 1995.
123. F. P. Ricou, D. B. Spalding. Measurement of entrainment by axisymmetric turbulent jets. *J. Fluid Mech.*, 1961, v. 11, No. 8, pp. 21–32.
124. B. J. Hill. Measurement of local entrainment rate in the initial region of axisymmetric turbulent air jets. *J. Fluid Mech.*, 1972, v. 51, pp. 175–180.

125. D. R. Dowling, P. E. Dimotakis. Similarity of the concentration field of gas-phase turbulent jets. *J. Fluid Mech.*, 1990, v. 218, pp. 109–141.
126. A. Shabbir, W. K. George. Experiments on a round turbulent buoyant plume. *J. Fluid Mech.*, 1994, v. 275, pp. 1–32.
127. H. J. Hussein, S. P. Capp, W. K. George. Velocity measurements in a high-Reynolds-number, momentum-conserving, axisymmetric, turbulent jet. *J. Fluid Mech.*, 1994, v. 258, pp. 31–75.
128. M. Amielh, T. Djeridane, F. Anselmet, L. Fulachier. Velocity near-field of variable density turbulent jets. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1996, v. 39, No. 10, pp. 2149–2164.
129. T. Djeridane, M. Amielh, F. Anselmet, L. Fulachier. Velocity turbulence properties in the near-field region of axisymmetric variable density jets. *Phys. Fluids*, 1996, v. 8, No. 6, pp. 1614–1630.
130. W. R. Hawthorne, D. S. Weddel, H. C. Hottel. Mixing and combustion in turbulent gas jets. *Third Int. Symp. on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, USA, 1949, pp. 266–288.
131. F. R. Steward. Prediction of the height of turbulent diffusion flames. *Comb. Sci. and Techn.*, 1970, v. 2, pp. 203–212.
132. T. A. Brzustowski. A new criterion for the length of a gaseous turbulent diffusion flame. *Comb. Sci. and Techn.*, 1973, v. 6, pp. 313–319.
133. T. A. Brzustowski, S. R. Gollahalli, H. F. Sullivan. The turbulent hydrogen diffusion flame in a cross-wind. *Comb. Sci. and Techn.*, 1973, v. 11, pp. 29–33.
134. T. A. Brzustowski. Flaring in the energy industry. *Prog. Energy Combust. Sci.*, 1976, v. 2, pp. 129–141.

135. G. T. Kalaghati. The visible shape and size of a turbulent hydrocarbon jet diffusion flame in a crosswind. *Combust. and Flame*, 1983, v. 52, pp. 91–106.
136. A. D. Birch, D. R. Brown, D. K. Cook, G. K. Hargrave. Flame stability in underexpanded natural gas jets. *Comb. Sci. and Techn.*, 1988, v. 58, No. 4-6, pp. 267–280.
137. B. J. McCaffrey, D. D. Evans. Very large methane jet diffusion flames. *Twenty First Symp. (Int.) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, USA, 1986, pp. 25–31.
138. Т. А. Гиршович. *Турбулентные струи в поперечном потоке*. М., Машиностроение, 1993, 256 с.
139. M. Caulfield, R. P. Cleaver, D. K. Cook, M. Fairweather. An integral model of turbulent jets in a cross-flow. Part 1 - Gas dispersion. *Trans. IChemE*, 1993, v. 71, pp. 235–242.
140. M. Caulfield, D. K. Cook, P. Docherty, M. Fairweather. An integral model of turbulent jets in a cross-flow. Part 2 - Fires. *Trans. IChemE*, 1993, v. 71, pp. 243–251.
141. K. S. Mudan, P. A. Croce. Fire hazard calculations for large open hydrocarbon fires. *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering*, 2nd ed., Nat. Fire Protection Association, USA, Quincy, MA, 1995, pp. 3/197–3/240.
142. H. Phillips. Ignition in a transient turbulent jet of hot inert gas. *Combust. and Flame*, 1972, v. 19, pp. 187–195.
143. M. Shirakashi, H. Kawase, S. Wakiya. Analysis of turbulent structure of an impulsively started jet by applying image processing. *Bull. JSME*, 1986, v. 29, No. 257, pp. 3772–3778.
144. R. Andriani, A. Coghe, G. E. Cossali. Near-field entrainment in unsteady gas jets and diesel spray: a comparative study. *Twenty Sixth Int. Symp. on Combustion*,

- v. 2, Naples, Italy, Jul 28 – Aug 2: The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, USA, 1996, pp. 2549–2556.
145. J. Abraham. Entrainment characteristics of transient gas jets. *Num. Heat Transfer, Pt A*, 1996, v. 30, pp. 347–364.
146. A. Haque, S. Richardson, G. Saville, G. Chamberlain. Rapid depressurization of pressure-vessels. *J. Loss Prev. Process Ind.*, 1990, v. 3, No. 1, pp. 4–7.
147. J. Chaineaux, G. Mavrothalassitis. Discharge in air of a vessel pressurized by a flammable gas, and the volume of the resulting mixture generated. *J. Loss Prev. Process Ind.*, 1990, v. 3, No. 1, pp. 88–90.
148. J. Chaineaux, G. Mavrothalassitis, J. Pineau. Modelization and validation tests of the discharge in air of a vessel pressurized by a flammable gas. *Progress in Astronautics and Aeronautics*, 1991, v. 134, pp. 104–137.
149. H. Montiel, J. A. Vilchez, J. Casal, J. Arnaldos. Mathematical modelling of accidental gas releases. *J. Hazard. Materials*, 1998, v. 59, pp. 211–233.
150. E. Palazzi, D. M. DeFaveri, G. Fumarola, G. Ferraiolo. Diffusion from a steady source of short duration. *Atmos. Environment*, 1982, v. 16, No. 12, pp. 2785–2790.
151. E. Palazzi, G. Fumarola, D. M. DeFaveri, G. Ferraiolo. Flammability limits with short duration gas releases. *Plant/Operations Progress*, July 1984, v. 3, No. 3, pp. 159–163.
152. R. Rota, M. Morbidelli, B. Levresse, S. Ditali. Simulation of short duration gas releases. *8th Int. Symp. Loss Prevention Safety Promotion Process Ind.* (Ed. by J. J. Mewis, H. J. Pasma, E. E. De Rademaker), v. II, 1995, pp. 303–314.
153. J. G. Landis, R. E. Linney, B. F. Hanley. Dispersion of instantaneous jets. *Process Safety Progress*, 1994, v. 13, No. 1, pp. 35–40.

154. J. A. Fay. Unusual fire hazard of LNG tanker spills. *Comb. Sci. and Techn.*, 1973, v. 7, pp. 47–49.
155. H. C. Hardee, D. O. Lee, W. B. Benedick. Thermal hazards from LNG fireballs. *Comb. Sci. and Techn.*, 1978, v. 17, pp. 189–197.
156. Б. Е. Гельфанд, Г. М. Махвиладзе, В. Б. Новожилов, И. С. Таубкин, С. А. Цыганов. Об оценке характеристик аварийного взрыва приповерхностного паровоздушного облака. *ДАН СССР*, 1991, Т. 321, № 5, С. 978–983.
157. R. C. Reid. Possible mechanisms for pressure-liquid tank explosions or BLEVEs. *Science*, March 1979, v. 203, pp. 1263–1265.
158. D. M. Johnson, M. J. Pritchard. Large-scale experimental study of boiling liquid expanding vapour explosions (BLEVEs). *14th Int. LNG/LPG Conference & Exhibition*, Gastech, 1990, pp. 1–30.
159. R. W. Prugh. Quantify BLEVE hazards. *Chem. Eng. Progress*, 1991, v. 87, No. 2, pp. 66–72.
160. S. R. Shield. Model to predict radiant heat and blast hazards from LPG BLEVEs. *AIChE Symp. Series*, 1993, v. 89, No. 295, pp. 139–149.
161. A. M. Birk, M. H. Cunningham. The boiling liquid expanding vapour explosion. *J. Loss Prev. Process Ind.*, 1994, v. 7, No. 6, pp. 474–480.
162. J. Maillette, A. M. Birk. Influence of release conditions on BLEVE fireballs. *ASME, Pressure Vessels and Piping Div.*, 1996, v. 333, pp. 147–152.
163. A. M. Birk. Hazards from propane BLEVEs: an update and proposal for emergency responders. *J. Loss Prev. Process Ind.*, 1996, v. 9, No. 2, pp. 173–181.
164. J. B. Gayle, J. W. Bransford. Size and duration of fireballs from propellant explosions. Tech. Rep. NASA TM X-53314, George C. Marshall Space Center, Huntsville, Alabama, 1965.

165. R. W. High. The Saturn fireball. *Annals of New York Academy of Sciences*, 1968, v. 152, pp. 441–451.
166. B. E. Bader, A. B. Donaldson, H. C. Hardee. Liquid-propellant rocket abort fire model. *J. Spacecraft*, 1971, v. 8, No. 12, pp. 1216–1219.
167. E. A. Farber, J. H. Smith, E. H. Watts. Prediction of explosive yield and other characteristics of liquid rocket propellant explosions. Tech. Rep. NASA CR-137372, June 30, Univ. of Florida, 1973.
168. В. А. Горев, П. А. Гусев, Я. К. Трошин. Подъем и сгорания облака в воздухе. *ДАН СССР*, 1975, Т. 222, № 4, С. 837–875.
169. J. A. Fay, D. H. Lewis. Unsteady burning of unconfined fuel vapour clouds. *Sixteenth Symp. (Int.) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 1976, pp. 1397–1405.
170. K. Hasegawa, K. Sato. Study of the fireball following steam explosion of *n*-pentane. *Proc. 2nd Int. Symp. on Loss Prevention, Heidelberg, 1977*, Dechema, Frankfurt, 1978, pp. VI-297–VI-304.
171. K. Hasegawa, K. Sato. Experimental investigation of the unconfined vapour-cloud explosions of hydrocarbons. *Technical Memorandum of Fire Research Institute*, 1978, v. 12, pp. 1–118.
172. J. A. Fay, G. J. Desgroseilliers, D. H. Lewis. Radiation from burning hydrocarbon clouds. *Comb. Sci. and Techn.*, 1979, v. 20, pp. 141–151.
173. В. И. Макеев, В. Ф. Плешаков, А. П. Чугуев. Формирование и горение водородно-воздушных смесей в процессах испарения жидкого водорода в атмосферу. *ФГВ*, 1981, № 5, С. 14–21.

174. В. И. Макеев, Ю. А. Гостинцев, В. В. Строгонов, Ю. А. Бохон, Ю. Н. Чернушкин, В. Н. Куликов. Горение и детонация водородно-воздушных смесей в свободных объемах. *ФГВ*, 1983, № 5, С. 16–18.
175. A. F. Roberts. The effect of conditions prior to loss of containment on fireball behaviour. *IChemE Symp. Series*, 1982, No. 71, pp. 181–190.
176. A. F. Roberts. Thermal radiation from releases of LPG from pressurised storage. *Fire Safety Journal*, 1981/82, No. 4, pp. 197–212.
177. D. A. Lihou, J. K. Maund. Thermal radiation hazard from fireballs. *IChemE Symp. Series*, 1982, No. 71, pp. 191–224.
178. J. Moorhouse, M. J. Pritchard. Thermal radiation hazards from large pool fires and fireballs - a literature review. *IChemE Symp. Series*, 1982, No. 71, pp. 397–428.
179. F. G. Roper, H. C. Jagers, D. P. Franklin, N. Slaven, A. Campbell. Factors controlling scaling laws for buoyancy controlled combustion of spherical gas clouds. *21st Symp. (Int.) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 1986, pp. 1609–1616.
180. F. Roper, J. Arno, H. C. Jagers. The effect of release velocity and geometry on burning times for non-premixed fuel gas clouds. *Comb. Sci. and Techn.*, 1991, v. 78, No. 4-6, pp. 315–338.
181. D. C. Bull. Review of large-scale explosion experiments. *Plant/Oper. Progress*, 1992, v. 11, No. 1, pp. 33–40.
182. S. B. Dorofeev, D. I. Matsukov, V. P. Sidorov, A. A. Efimenko, A. S. Kochurko, M. S. Kuznetsov, A. K. Pereverzev, V. A. Avenyan, B. B. Chaivanov. Experimental investigation of thermal effect from burning fuel-rich clouds. Preprint, IRIS-91/3, 1991, 12 pp.

183. S. B. Dorofeev, V. P. Sidorov, A. A. Efimenko, A. S. Kochurko, M. S. Kuznetsov, B. B. Chaivanov, D. I. Matsukov, A. K. Pereverzev, V. A. Avenyan. Fireballs from deflagration and detonation of heterogeneous fuel-rich clouds. *Fire Safety Journal*, 1995, v. 25, pp. 323–336.
184. S. B. Dorofeev, V. P. Sidorov, M. S. Kuznetsov, A. E. Dvoinishnikov, V. I. Alekseev, A. A. Efimenko. Air blast and heat radiation from fuel-rich mixture detonations. *Shock Waves*, 1996, v. 6, No. 1, pp. 21–28.
185. И. Х. Копыт, А. И. Стручаев, Ю. И. Краснощеков, Н. К. Рогов, К. Н. Шамшев. Горение больших объемов диспергированных топлив и эволюция их продуктов в свободной атмосфере. *ФГВ*, 1989, Т. 25, № 3, С. 21–28.
186. D. F. Bagster, R. M. Pitblado. Thermal hazards in the process industry. *Chem. Eng. Progress*, 1989, No. July, pp. 69–75.
187. K. Satyanarayana, M. Borah, P. G. Rao. Prediction of thermal hazard from fireballs. *J. Loss Prevention Process Ind.*, 1991, v. 4, No. 5, pp. 344–347.
188. I. A. Papazoglou, O. N. Aneziris. Uncertainty quantification in the health consequences of the boiling liquid expanding vapour explosion phenomenon. *J. Hazard. Materials*, 1999, v. A67, pp. 217–235.
189. C. M. Pietersen, S. C. Huaerta. Analysis of the LPG incident in san juan ixhuatepec, mexico city, 19 Nov. 1984. Tech. Rep. B4-0222, TNO, P.O.Box 3427300 AH, Apeldoorn, The Netherlands.
190. Г. И. Баренблатт. *Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика*. Л.: Гидрометеоиздат, 1978, 207 с.
191. Л. И. Седов. *Методы подобия и размерности в механике*. М.: Наука, 1987, 432 с.

192. J. Partanen, M. Vuorio. Assessment of thermal radiation from LPG-fireballs. *Archivum Combustionis*, 1985, v. 5, No. 2, pp. 127–143.
193. W. E. Baker, P. S. Westine, F. T. Dodge. *Similarity Methods in Engineering Dynamics: Theory and Practice of Scale Modeling*. Spartan Books, Rochelle Park, New Jersey, 1973.
194. W. E. Baker, P. A. Cox, P. S. Westine, J. J. Kulesz, R. A. Strehlow. *Explosion Hazards and Evaluation*. Elsevier. Amsterdam, Oxford, New York, 1983.
195. H. C. Hardee, D. O. Lee. Expansion of clouds from pressurized liquids. *Accid. Anal. Prev.*, 1975, v. 7, pp. 91–102.
196. A. D. Birch, D. R. Brown, M. D. Dodson, J. R. Thomas. The turbulent concentration field of a methane jet. *J. Fluid Mech.*, 1978, v. 88, pp. 431–449.
197. P. Sforza. Mass, momentum and energy transport in turbulent free jets. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1978, v. 21, pp. 271–284.
198. K. Moodie, B. C. R. Ewan. Jets discharging to atmosphere. *J. Loss Prev. Process Ind.*, 1990, v. 3, No. 1, pp. 68–76.
199. R. H. Perry, D. Green (Eds.). *Perry's Chemical Engineering Handbook*. 6th ed., N.Y.: McGraw-Hill, 1984.
200. A. D. Birch, D. R. Brown, M. D. Dodson, F. Swaffield. The structure and concentration decay of high-pressure jets of natural gas. *Comb. Sci. and Techn.*, 1984, v. 36, No. 5, pp. 249–261.
201. B. C. R. Ewan, K. Moodie. Structure and velocity-measurements in underexpanded jets. *Comb. Sci. and Techn.*, 1986, v. 45, No. 5-6, pp. 275–288.
202. J. L. Woodward, K. S. Mudan. Liquid and gas discharge rates through holes in process vessels. *J. Loss Prev. Process Ind.*, 1991, v. 4, No. 3, pp. 161–165.

- 
203. В. К. Баев, В. В. Шумский, М. И. Ярославцев. Самовоспламенение горючего газа, истекающего в среду газообразного окислителя. *ФГВ*, 1983, Т. 19, № 5, С. 73–80.
204. Л. Г. Лойцянский. *Механика жидкости и газа*. Наука, 1987, 840 с.
205. P. C. Petersen, E. S. Fishburn, M. E. Neer. The ignition, combustion and radiant intensity of spherical clouds of hydrogen. Tech. Rep. 291, Apr., ARAP, 1977.
206. S. T. Surzhikov, P. Labourdet. Numerical simulation of large-scale oxygen-hydrogen fire balls. semi-empirical model. *AIAA Paper*, 1996, No. AIAA-96-1901, pp. 1–11.
207. С. Т. Суржиков. Полуэмпирическая модель динамики и излучения крупномасштабных огневых шаров, образующихся при авариях ракет. *ТВТ*, 1997, Т. 35, № 6, С. 932–939.
208. M. Rosenblatt, P. J. Hassig. Numerical simulation of the combustion of an unconfined LNG vapor cloud at a high constant burning velocity. *Comb. Sci. and Techn.*, 1986, v. 45, pp. 245–259.
209. S. T. Surzhikov. Monte Carlo simulation of spectral radiation fluxes near large-scale high temperature water vapor clouds. *HTD*, v. 325, ASME, 1996, pp. 71–81.
210. S. T. Surzhikov. Four-component numerical simulation model of radiative convective interactions in large-scale oxygen-hydrogen turbulent fire balls. *HTD*, v. 335, ASME, 1996, pp. 401–412.
211. С. Т. Суржиков. Тепловое излучение крупномасштабных кислородно-водородных огневых шаров. Анализ проблемы и основные результаты. *ТВТ*, 1997, Т. 35, № 3, С. 416–423.

212. С. Т. Суржиков. Тепловое излучение крупномасштабных кислородно-водородных огневых шаров. Исследование вычислительных моделей. *ТВТ*, 1997, Т. 35, № 4, С. 584–593.
213. С. Т. Суржиков. Радиационные тепловые потоки вблизи кислородно-керосиновых огневых шаров. *ТВТ*, 1997, Т. 35, № 5, С. 778–782.
214. С. Т. Суржиков. Вычислительная модель излучающего термика в переменных “скорость–давление”. *Мат. моделирование*, 1995, Т. 7, № 6, С. 3–31.
215. С. Т. Суржиков. Вычислительная модель излучающего термика в нестационарных динамических переменных. *Мат. моделирование*, 1995, Т. 7, № 8, С. 3–24.
216. S. T. Surzhikov, P. Labourdette. Radiation-convection interaction in large-scale oxygen-hydrogen fire balls. *Int. Symp. on Radiative Heat Transfer*, Kusadasi, Turkey, Aug. 14-18, 1995, .
217. A. M. Ryzhov, Yu. A. Gostintsev. Dynamics of fire balls formation and elevation in atmosphere. *First Int. Seminar on Fire and Explosion Hazard of Substances and Venting of Deflagrations* (Ed. by V. Molkov), VNIPO, Russia, 1995, pp. 498–504.
218. Ю. А. Гостинцев, Н. П. Копылов, А. М. Рыжов, И. Р. Хасанов. Загрязнение атмосферы большими пожарами. Препринт, ИХФ АН СССР, Черногловка, 1991, 59 с.
219. А. М. Гришин. *Математическое моделирование лесных пожаров и новые способы борьбы с ними*. Новосибирск, Наука, 1992.
220. Ю. А. Гостинцев, А. М. Рыжов. Численное моделирование динамики пламен, огненных вихрей и штормов при пожарах на открытом пространстве. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1994, № 6, С. 52–61.

221. И. Ф. Музафаров, С. В. Утюжников. Численное моделирование конвективных колонок над большим пожаром в атмосфере. *TBT*, 1995, Т. 33, № 4, С. 594–601.
222. S. Galant, D. Grouset, G. Martinez, P. Micheau, J. B. Allemand. Three-dimensional steady parabolic calculations of large-scale methane turbulent diffusion flames to predict flare radiation under cross-wind conditions. *Twentieth Symp. (Int.) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 1984, pp. 531–540.
223. K. C. Adiga, D. E. Ramaker, Tatem P. A., F. W. Williams. Modelling pool-like gas flames of propane. *Fire Safety Journal*, 1989, v. 14, pp. 241–250.
224. K. C. Adiga, D. E. Ramaker, Tatem P. A., F. W. Williams. Numerical prediction for a simulated methane fire. *Fire Safety Journal*, 1990, v. 16, pp. 443–458.
225. M. O. Annarumma, J. M. Most, P. Joulain. On the numerical modeling of buoyancy-dominated turbulent vertical diffusion flames. *Combust. and Flame*, 1991, v. 85, pp. 403–415.
226. M. Fairweather, W. P. Jones, R. P. Lindstedt, A. J. Marquis. Predictions of a turbulent reacting jet in a cross-flow. *Combust. and Flame*, 1991, v. 84, pp. 361–375.
227. M. Fairweather, W. P. Jones, R. P. Lindstedt. Predictions of radiative transfer from a turbulent reacting jet in a cross-flow. *Combust. and Flame*, 1992, v. 89, pp. 45–63.
228. J. Hernandez, A. Crespo, N. J. Duijm. Numerical modelling of turbulent jet diffusion flames in the atmospheric surface layer. *Combust. and Flame*, 1995, v. 101, pp. 113–131.
229. K. J. Young, J. B. Moss. Modelling sooting turbulent jet flames using an extended flamelet technique. *Comb. Sci. and Techn.*, 1995, v. 105, pp. 33–53.
230. N. W. Bressloff, J. B. Moss, P. A. Rubini. CFD prediction of coupled radiation heat transfer and soot production in turbulent flames. *Twenty Sixth Int. Symp.*

- on Combustion*, v. 2, Naples, Italy, Jul 28 – Aug 2: The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, USA, 1996, pp. 2379–2386.
231. C. A. Blundson, Z. Beerli, W. M. G. Malalasekera, J. C. Dent. Comprehensive modeling of turbulent flames with the coherent flame-sheet model - Part I: Buoyant diffusion flames. *Trans. ASME, J. Energy Resources Techn.*, 1996, v. 118, pp. 65–71.
232. Z. Beerli, C. A. Blundson, W. M. G. Malalasekera, J. C. Dent. Comprehensive modeling of turbulent flames with the coherent flame-sheet model - Part II: High-momentum reactive jets. *Trans. ASME, J. Energy Resources Techn.*, 1996, v. 118, pp. 72–76.
233. Ю. А. Гостинцев, С. А. Губин, В. А. Шаргатов. Численное моделирование процессов при горении газовых смесей в открытой атмосфере. *Химическая физика*, 1985, Т. 4, № 11, С. 1554–1562.
234. Ю. А. Гостинцев, С. А. Губин, В. А. Шаргатов. Численное моделирование процессов при горении открытых объемов перемешанных газовых смесей. Препринт, ИХФ АН СССР, Черногоровка, 1986, 33 с.
235. Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин, В. Н. Михалкин, В. А. Шаргатов. Расчет параметров плоских ударных волн в воздухе при детонации газовых смесей. *Химическая физика*, 1984, Т. 3, № 6, С. 879–884.
236. Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин, В. Н. Михалкин, В. А. Шаргатов. Расчет параметров ударных волн при детонации горючих газообразных смесей переменного состава. *ФГВ*, 1985, № 3, С. 92–97.
237. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин, В. В. Одинцов, В. А. Шаргатов. Параметры воздушных ударных волн при разных режимах взрывного превращения горючих газовых смесей. 1986.

238. Ю. А. Гостинцев, С. А. Губин, В. А. Шаргатов. Параметры ударных волн в воздухе при быстром выгорании водородно-воздушного термика. *Химическая физика*, 1987, Т. 6, № 3, С. 398–402.
239. С. А. Губин, В. А. Шаргатов. Влияние процесса ускорения горения в свободном объеме газовой смеси на параметры взрывной волны. *Химическая физика*, 1989, Т. 8, № 2, С. 286–295.
240. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин, С. И. Сумской, В. А. Шаргатов. Детонация топливно-воздушных смесей над поверхностью земли. *ФГВ*, 1988, Т. 24, № 2, С. 124–126.
241. Б. Е. Гельфанд, А. А. Борисов, С. А. Цыганов. Моделирование волн разрежения при детонации газовых смесей. *ФГВ*, 1989, Т. 25, № 1, С. 136–139.
242. С. А. Губин, В. А. Шаргатов. Расчет автомодельных процессов при распространении дефлаграции в открытом объеме в предположении равновесного состава продуктов горения. *ФГВ*, 1989, Т. 25, № 4, С. 44–53.
243. С. А. Губин, В. А. Шаргатов. Параметры воздушных ударных волн при переходе горения в детонацию. *ФГВ*, 1989, Т. 25, № 5, С. 111–115.
244. Ю. А. Гостинцев, С. А. Губин, С. И. Сумской, В. А. Шаргатов. Численное моделирование детонации затопленной водородно-воздушной струи. *ФГВ*, 1990, Т. 26, № 4, С. 110–116.
245. W. P. Jones, B. E. Launder. The prediction of laminarisation with a two-equation model of turbulence. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1972, v. 15, p. 301.
246. B. E. Launder, D. B. Spalding. *Mathematical Models of Turbulence*. Acad. Press, London, N.Y, 1972.

247. W. P. Jones. Turbulence modelling and numerical solution methods for variable density and combustng flows. *Turbulent Reacting Flows* (Ed. by P. A. Libby, F. A. Williams), London: Academic Press, 1994, pp. 309–374.
248. B. Mohammadi, O. Pironneau. *Analysis of the K-Epsilon Turbulence Model*. Masson, Paris, 1993.
249. B. F. Magnussen, B. H. Hjertager. On the mathematical modelling of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and combustion. *Sixteenth Symp. (Int.) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 1976, pp. 711–729.
250. Н. Б. Варгафтик. *Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей*. М.: Наука, 1973.
251. К. К. Куо. *Principles of Combustion*. N. Y.: J. Wiley, 1986.
252. I. M. Kennedy. Models of soot formation and oxidation. *Prog. Energy Combust. Sci.*, 1997, v. 23, pp. 95–132.
253. P. A. Tesner, T. D. Snegiriova, V. G. Кнорре. Kinetics of dispersed carbon formation. *Combust. and Flame*, 1971, v. 17, pp. 253–260.
254. R. Viskanta, M. P. Menguc. Radiation heat transfer in combustion systems. *Prog. Energy Combust. Sci.*, 1987, v. 13, pp. 97–160.
255. А. Г. Блох, Ю. А. Журавлев, Л. Н. Рыжков. *Теплообмен излучением. Справочник*. М., Энергоатомиздат, 1991, 432 с.
256. С. Т. Суржиков. *Вычислительный эксперимент в построении радиационных моделей механики излучающего газа*. М., Наука, 1992, 157 с., ISBN 5-02-006657-5.
257. H. C. Hottel, A. F. Sarofim. *Radiative transfer*. McGraw-Hill, 1967.

258. M. F. Modest. The weighted-sum-of-gray-gases model for arbitrary solution methods in radiative transfer. *ASME Journal of Heat Transfer*, 1991, v. 113, No. 8, pp. 650–656.
259. M. F. Modest. *Radiative heat transfer*. McGraw-Hill, 1993.
260. J. D. Felske, T. T. Charalampopoulos. Gray gas weighting coefficients for arbitrary gas-soot mixtures. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1982, v. 25, No. 12, pp. 1849–1855.
261. T. F. Smith, Z. F. Shen, J. N. Friedman. Evaluation of coefficients for the weighted sum of gray gases model. *ASME Journal of Heat Transfer*, 1982, v. 104, pp. 602–608.
262. T. F. Smith, A. M. Al-Turki, K. H. Byun, T. K. Kim. Radiative and conductive transfer for a gas/soot mixture between diffuse parallel plates. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 1987, v. 1, No. 1, pp. 50–55.
263. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*. М.: Наука, 1966, 688 с.
264. Б. Н. Четверушкин. *Математическое моделирование задач динамики излучающего газа*. М., Наука, 1985, 304 с.
265. С. М. Ермаков, Г. А. Михайлов. *Статистическое моделирование*. М.: Наука, 1982.
266. R. W. Prugh. Quantitative evaluation of fireball hazards. *Process Safety Progress*, 1994, v. 13, No. 2, pp. 83–91.
267. R. Toossi. Thermal sensing of fireball plumes. *Proc. SPIE Thermosense XIII*, v. 1467, 1991, pp. 384–393.
268. R. Toossi. Application of infrared thermography to the temperature reconstruction of a rising fireball. *Optical Engineering*, 1991, v. 30, No. 12, pp. 1897–1901.

269. G. H. Markstein. Radiative energy transfer from turbulent diffusion flames. *Combust. and Flame*, 1976, v. 27, pp. 51–63.
270. K. S. Mudan. Thermal radiation hazards from hydrocarbon pool fires. *Prog. Energy Combust. Sci.*, 1984, v. 10, pp. 59–80.
271. G. H. Markstein. Correlations for smoke points and radiant emission of laminar hydrocarbon diffusion flames. *Twentieth Symp. (Int.) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 1984, pp. 363–370.
272. J. de Ris. A scientific approach to flame radiation and material flammability. *2nd IAFSS Int. Symp. on Fire Safety Science* (Ed. by T. Wakamatsu, Y. Hasemi), 1988, pp. 29–46.
273. У. Бейкер, П. Кокс, П. Уэстайн, Дж. Кулеш, Р. Стрелю. *Взрывные явления. Оценка и последствия*, Т. 2. М., Мир, 1986.
274. Г. М. Махвиладзе, В. И. Мелихов. Численный метод исследования процессов медленного горения газов. *Мат. моделирование*, 1989, Т. 1, № 6, С. 146–157.
275. Р. П. Федоренко. Релаксационный метод решения разностных эллиптических уравнений. *ЖВММФ*, 1961, Т. 1, № 5, С. 922–927.
276. Р. П. Федоренко. Итерационные методы решения разностных эллиптических уравнений. *УМН*, 1973, № 2, С. 121–182.
277. A. Brandt. Multi-level adaptive solutions to boundary-value problems. *Mathematics of Computation*, 1977, v. 31, No. 138, pp. 333–390.
278. W. Hackbusch, U. Trottenberg. *Multigrid Methods*, v. 960 of *Lecture Notes in Mathematics*. Springer Verlag, Berlin, 1982.
279. W. Hackbusch. *Multi-grid Methods and Applications*. Berlin: Springer Verlag, 1985.

- 
280. S. Turek. *Efficient Solvers for Incompressible Flow Problems: An Algorithmic Approach in View of Computational Aspects*. Berlin: Springer Verlag, 1999.
281. В. П. Скрипов. *Метастабильная жидкость*. М.: Наука, 1972.
282. F. P. Lees. *Loss Prevention in the Process Industries*, v. 1, 2. Butterworth, 1980.
283. T. A. Kletz. Unconfined vapor cloud explosions. *AIChE Loss Prev. CEP Techn. Manual*, 1977, v. 11, pp. 50–56.
284. T. A. Kletz. Some myths on hazardous materials. *J. Hazard. Materials*, 1977, v. 2, No. 1.
285. V. Ianello, P. H. Rothe, G. B. Wallis, R. Diener, S. Schreiber. Aerosol research program: improved source term definition for modeling the ambient impact of accidental release of hazardous liquids. *6th Int. Symp. on Loss Prevention and Safety Prom. Process Ind.*, v. 2, Oslo, 1989, pp. 58/1–58/30.
286. A. R. Edwards, T. P. O'Brien. Studies of phenomena connected with depressurization of water reactor. *J. British Nuclear Energ. Soc.*, 1970, No. 9.
287. Н. Г. Рассохин, В. С. Кузеванов. Критические условия при нестационарном истечении двухфазной среды при обрыве трубопровода. *TBT*, 1977, Т. 15, № 3.
288. B. Fletcher. Sudden discharge of a superheated fluid to atmosphere. *ICHEME Symp. Series*, 1982, No. 71, pp. 25–37.
289. L. G. Hill, B. Sturtevant. An experimental study of evaporation waves in a superheated liquid. *Proc. IUTAM Symp. on Adiabatic Waves in Liquid-Vapor Systems* (Ed. by G. E. A. Meier, P. A. Thompson), Göttingen, Germany: Springer Verlag, Berlin, 1989, pp. 25–37.
290. R. Barbone, D. L. Frost, A. Makis, J. Nerenberg. Explosive boiling of a depressurized volatile liquid. *Proc. IUTAM Symp. on Waves in Liquid/Gas and Liq-*

- uid/Vapour Two-phase Systems*, Kyoto, Japan: Kluwer Academic Publishers, Netherlands, May 1995, pp. 315–324.
291. J. E. S. Venart, S. A. Ramier. Boiling liquid expanding vapour explosions (BLEVE): the influence of dynamic re-pressurization and two-phase discharge. *ASME PVP*, 1998, v. 377, pp. 249–254.
292. А. И. Ивандаев, А. А. Губайдуллин. Исследование нестационарного истечения вскипающей жидкости из каналов в термодинамически равновесном приближении. *TBT*, 1980, Т. 16, № 3.
293. Б. И. Нигматулин, К. И. Сопленков. Исследование нестационарного истечения вскипающей жидкости из каналов в термодинамически неравновесном приближении. *TBT*, 1980, Т. 18, № 1, С. 118–131.
294. С. А. McDevitt, С. К. Chan, F. R. Steward, K. N. Tennankore. Initiation step of boiling liquid expanding vapour explosions. *J. Hazard. Materials*, 1990, v. 25, pp. 169–180.
295. К. Sumathipala, J. E. S. Venart, F. R. Steward. Two-phase swelling and entrainment during pressure relief valve discharges. *J. Hazard. Materials*, 1990, v. 25, pp. 219–236.
296. С. М. Yu, J. E. S. Venart. The boiling liquid collapsed bubble explosion (BLCBE): A preliminary model. *J. Hazard. Materials*, 1996, v. 46, pp. 197–213.
297. A. M. Birk, Z. Ye, J. Maillette, M. Cunningham. Hot and cold BLEVEs: observation and discussion of two different kinds of BLEVEs. *AIChE Symp. Series*, 1993, v. 89, No. 295, pp. 119–130.
298. A. M. Birk, M. H. Cunningham, D. J. Kielec, J. Maillette, T. Miller, Z. Ye, P. Ostic. Fire tests of propane tanks to study BLEVEs and other thermal ruptures: detailed analysis of medium scale test results. Tech. Rep. TP12498E, Queen's University, Kingston, Ontario, Canada, 1997.

299. K. Hess, W. Hoffman, A. Stoekel. Propagation processes after bursting of tanks filled with liquid propane. — Experiments and mathematical model. *1st Int. Symp. on Loss Prevention and Safety Prom. Process Ind.*, Amsterdam, 1974, pp. 227–234.
300. B. Maurer, K. Hess, H. Giesbrecht, W. Leuckel. Modelling of vapour cloud dispersion and deflagration after bursting of tanks filled with liquefied gas. *2nd Int. Symp. on Loss Prevention and Safety Prom. Process Ind.*, Heidelberg, 1977, pp. 305–321.
301. H. Giesbrecht, K. Hess, B. Maurer, W. Leuckel. Explosion hazard analysis of inflammable gas released spontaneously into the atmosphere. *Chem. Ing. Techn.*, 1980, v. 52, No. 2, pp. 114–122.
302. H. Giesbrecht, K. Hess, W. Leuckel, B. Maurer. Analysis of explosion hazards on spontaneous release of inflammable gases into the atmosphere. Pt. 1. *Germ. Chem. Eng.*, 1981, v. 4, pp. 305–314.
303. H. Giesbrecht, G. Hemmer, K. Hess, W. Leuckel, A. Stoeckel. Analysis of explosion hazards on spontaneous release of inflammable gases into the atmosphere. Pt. 2: Comparison of explosion model derived from experiments with damage effects of explosion accidents. *Germ. Chem. Eng.*, 1981, v. 4, pp. 315–325.
304. J. D. Reed. Containment of leaks from vessels containing liquefied gases with particular reference to ammonia. *1st Int. Symp. on Loss Prevention and Safety Prom. Process Ind.*, Amsterdam, 1974, pp. 191–195.
305. R. J. Bettis, G. M. Makhviladze, P. F. Nolan. Expansion and evolution of heavy gas and particulate clouds. *J. Hazard. Materials*, 1987, v. 14, No. 2, pp. 213–232.
306. R. J. Bettis, P. F. Nolan, K. Moodie. Two-phase flashing releases following rapid depressurization due to vessel failure. *ICHEME Symp. Ser.*, 1987, No. 102, pp. 247–263.

307. P. F. Nolan, G. N. Pettitt, N. R. Hardy, R. J. Bettis. Release conditions following loss of containment. *J. Loss Prev. Process Ind.*, 1990, v. 3, No. 1, pp. 97–103.
308. Y. Kitamura *et al.* Critical superheat for flashing of superheat liquid jets. *Ind. Engrg Fund.*, 1986, v. 25, No. 2, pp. 206–211.
309. A. Resplandy. Etude experimentale des proprietes de l'ammoniac. *Chim. Ind.*, 1969, v. 102, No. 6, pp. 691–702.
310. D. H. Slater. Vapor clouds. *Chemistry and Industry*, May 1978, No. 9, p. 295.
311. D. M. Bushnell, P. B. Gooderum. Atomization of superheated water jets at low ambient pressures. *J Spacecraft and Rockets*, 1968, v. 5.
312. H. K. Fauske. Practical containment concepts in connection with short duration high rate two-phase discharges. *J. Loss Prev. Process Ind.*, 1990, v. 3, pp. 130–135.
313. J. Schmidli, S. Banerjee, G. Yadigaroglu. Effects of vapour/aerosol and pool formation on rupture of vessels containing superheated liquid. *J. Loss Prev. Process Ind.*, 1990, v. 3, No. 1, pp. 104–111.
314. S. T. Chan, H. C. Rodean, D. N. Blewitt. FEM-3 modeling of ammonia and hydrofluoric acid dispersion. *Int. Conf. on Vapor Cloud Modelling* (Ed. by J. Woodward), AIChE, N.Y., USA, 1987, p. 116.
315. N. E. Cooke, P. S. Khandhadia. Unconfined vapor clouds I: Kinetics of dispersed clouds of liquid. *Int. Conf. on Vapor Cloud Modeling* (Ed. by J. Woodward), AIChE, 1987, pp. 597–624.
316. N. E. Cooke, P. S. Khandhadia. Unconfined vapor clouds II: Kinematics of explosively dispersed clouds of liquid. *Int. Conf. on Vapor Cloud Modeling* (Ed. by J. Woodward), AIChE, 1987, pp. 625–666.

317. H. C. Hardee, D. O. Lee. Expansion of clouds from pressurized liquids. *Accid. Anal. Prev.*, 1975, v. 7, pp. 91–102.
318. World Bank. *Manual of Industrial Hazard Techniques*. 1985.
319. R. F. Griffiths, G. D. Kaiser. Production of dense gas mixtures from ammonia releases — a review. *J. Hazard. Materials*, 1989, v. 6, No. 1+2, pp. 197–212.
320. H. K. Fauske, M. Epstein. Hazardous vapor clouds: Release type, aerosol formation and mitigation. *6th Int. Symp. on Loss Prevention and Safety Prom. Process Ind.*, v. 2, Oslo, 1989, pp. 69/1–69/15.
321. H. K. Fauske, M. Epstein. Source term considerations in connection with chemical accidents and vapour cloud modelling. *J. Loss Prev. Process Ind.*, 1988, v. 1, No. 2, pp. 75–83.
322. H. K. Fauske. Flashing flows or some practical guidelines for emergency releases. *Plant/Operations Progress*, 1985, v. 4, No. 3, pp. 132–134.
323. R. Brown, J. L. York. Sprays formed by flashing liquid jets. *AIChE Journal*, 1962, v. 8, No. 2.
324. J. N. Tilton, C. W. Farley. Predicting liquid jet breakup and aerosol formation during the accidental releases of pressurized hydrogen fluoride. *Plant/Operations Progress*, 1990, v. 9, No. 2, pp. 120–124.
325. J. H. Lienhard, J. B. Day. The breakup of superheated liquid jets. *Trans. AIME, J Basic Eng.*, 1970, p. 515.
326. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд, Н. С. Натанзон, О. М. Коссов. О режимах дробления капель и критериях их существования. *ИФЖ*, 1981, Т. 40, № 1, С. 64–70.
327. А. И. Ивандаев, А. Г. Кутушев, Р. И. Нигматулин. Газовая динамика многофазных сред. Ударные и детонационные волны в газовзвесьях. *Итоги науки. Механика жидкости и газа*, Т. 16, М.: ВИНТИ, 1981, С. 209–287.

328. B. E. Gelfand. Droplet breakup phenomena in flows with velocity lag. *Prog. Energy Combust. Sci.*, 1996, v. 22, No. 3, pp. 201–265.
329. E. Van de Sande, J. M. Smith. Jet break-up and air entrainment by low velocity turbulent water jets. *Chem. Eng. Sci.*, 1976, v. 31, No. 3.
330. G. M. Faeth. Current status of droplet and liquid combustion. *Prog. Energy Combust. Sci.*, 1977, v. 3, pp. 191–224.
331. G. M. Faeth. Evaporation and combustion of sprays. *Prog. Energy Combust. Sci.*, 1983, v. 9, pp. 1–76.
332. W. A. Sirignano. Fluid dynamics of sprays – 1992 Freeman scholar lecture. *Journal of Fluids Engineering*, 1993, v. 115, pp. 345–378.
333. Э. П. Волков, Л. И. Зайчик, В. А. Першуков. *Моделирование горения твердого топлива*. М., Наука, 1994, 320 с.
334. G. M. Faeth. Spray combustion phenomena. *Twenty Sixth Int. Symp. on Combustion*, v. 1, Naples, Italy, Jul 28 – Aug 2: The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, USA, 1996, pp. 1593–1612.
335. V. I. Alekseev, S. B. Dorofeev, V. P. Sidorov, B. B. Chaivanov. Experimental study of large scale unconfined fuel spray detonations. Preprint, IAE-5227/13, 1990, 16 pp.
336. V. I. Alekseev, S. B. Dorofeev, V. P. Sidorov, B. B. Chaivanov. Investigation on blast waves transformation to detonations in two-phase unconfined clouds. Preprint, IAE-5228/13, 1990, 16 pp.
337. V. I. Alekseev, S. B. Dorofeev, V. P. Sidorov. Direct initiation of detonations in unconfined gasoline sprays. *Shock Waves*, 1996, v. 6, No. 2, pp. 67–71.
338. A. M. Birk. Scale effects with fire exposure of pressure-liquefied gas tanks. *J. Loss Prev. Process Ind.*, 1995, v. 8, No. 5, pp. 275–290.

339. A. M. Birk, M. H. Cunningham. Liquid temperature stratification and its effect on BLEVEs and their hazards. *J. Hazard. Materials*, 1996, v. 48, pp. 219–237.
340. Z. Ye, A. M. Birk. Transient vertical jet fire releases from thermally ruptured propane tanks. *ASME, Pressure Vessels and Piping Div.*, 1996, v. 333, pp. 167–182.
341. W. J. S. Hirst. Combustion of large-scale jet-releases of pressurised liquid propane. *Heavy Gas and Risk Assessment III* (Ed. by S. Hartwig), Reidel, Dordrecht, Netherlands, 1986, .
342. A. Berlemont, M. S. Grancher, G. Gousbet. Heat and mass transfer coupling between vaporizing droplets and turbulence using a lagrangian approach. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1995, v. 38, No. 16, pp. 3023–3034.
343. J. K. Dukowicz. A particle-fluid numerical model for liquid sprays. *J. Comput. Physics*, 1980, v. 35, pp. 229–253.
344. A. D. Gosman, E. Ioannides. Aspects of computer simulation of liquid-fuelled combustors. *AIAA Paper*, 1981, No. AIAA-81-0323, pp. 1–10.
345. Г. М. Махвиладзе, О. И. Мелихов, Е. Б. Соболева. Осаждение газозвеси в закрытом сосуде. *ПМТФ*, 1987, № 6, С. 133–138.
346. Г. М. Махвиладзе, О. И. Мелихов, Е. Б. Соболева. Естественная конвекция запыленного газа в плоской замкнутой области. *ИФЖ*, 1993, Т. 65, № 5, С. 533–538.
347. Г. М. Махвиладзе, О. И. Мелихов, Е. Б. Соболева. Естественная конвекция газозвеси в замкнутой области квадратного сечения. *МЖГ*, 1994, № 2, С. 46–52.
348. A. Putnam. Integratable form of droplet drag coefficient. *J. Am. Rocket Soc.*, 1961, v. 31, pp. 1467–1468.
349. F. Williams. *Combustion Theory: The Fundamental Theory of Chemically Reacting Flow Systems*. 2nd ed., Addison-Wesley, 1985.

- 
350. A. H. Lefebvre. *Atomization and Sprays*. Hemisphere Publ. Corp., 1989.
351. H. K. Fauske, M. Epstein. Source term considerations in connection with chemical accidents and vapor cloud modelling. *Int. Conf. on Vapor Cloud Modeling* (Ed. by J. Woodward), AIChE, 1987, pp. 251–273.

## Список обозначений

$A, B$	Константы в модели турбулентного горения
$A_s$	Предэкспонент в модели сажеобразования
$a(\tilde{z})$	Вспомогательная функция в профилях (1.24)
$a_1 - a_3, b_1 - b_3$	Коэффициенты в эмпирических моделях огненных шаров
$a_g, a_s$	Весовые коэффициенты модели ВССГ для газовых компонент и сажи
$b$	Параметр в законе испарения одиночной капли
$b_g, b_s$	Полиномиальные коэффициенты в температурной зависимости $a_g$ и $a_s$
$B_J$	Константа в гауссовой модели струи
$\mathbf{B}(p, q), \mathbf{B}_x(p, q)$	Бета-функция, неполная бета-функция
$b$	параметр массообмена в законе испарения капли
$C$	Объемная (мольная) концентрация
$C_D$	Коэффициент сопротивления
$C_d$	Коэффициент расхода
$C_P, C_V$	Удельная теплоемкость при постоянном давлении и объеме
$C_\mu, C_1, C_2$	Константы в модели турбулентности
$c$	Константа в аппроксимирующей функции (1.36)
$D$	Диаметр источника
$\mathcal{D}$	Коэффициент диффузии
$d$	Диаметр дисперсной частицы или капли
$d_s$	Диаметр сажевой частицы
$E$	Энергия активации
$E_R$	Плотность энергии излучения

---

$F_+, F_-$	Суммарная выталкивающая сила и вес примеси
$Fr$	Число Фруда
$f_d$	Сила сопротивления
$f_v$	Объемная доля сажи
$(f - g)$	Константа в модели сажеобразования
$G$	Массовый расход при истечении
$G_t$	Скорость производства турбулентной энергии
$Gr$	Число Грасгофа
$\mathbf{g} = (0, -g)$	Ускорение силы тяжести
$g_0$	Константа в модели сажеобразования
$H$	Высота над поверхностью земли
$\Delta H_c$	Теплота сгорания топлива
$\Delta H_v$	Теплота испарения топлива
$h$	Тепловая энтальпия
$\mathbf{I}$	Единичный тензор
$I_0$	Приведенная безразмерная тепловая энергия термика
$I_g, I_p$	Тепловые энергии, запасенные газовой и дисперсной фазами
$J$	Параметр стратификации
$K$	Общее число серых газов в модели ВССГ
$K_g, K_s$	Число серых газов в модели ВССГ для газовых компонент и сажи
$k_g, k_s$	Коэффициенты поглощения в модели ВССГ
$K_0$	Константа в модели сажеобразования
$k$	Кинетическая энергия турбулентности
$L$	Масштаб длины
$M$	Масса топлива
$M_p$	Масса дисперсной примеси
$Ma$	Число Маха
$m$	Молекулярная масса

$\dot{m}_i$	Скорость испарения капель в $i$ -й группе
$N$	Число компонент газовой среды
$\hat{N}_i$	Число капель в $i$ -й группе
$N_s, N_r$	Счетная концентрация частиц сажи и радикалов
$P$	Давление
$P_{CO_2}$	Парциальное давление двуокиси углерода
$P_{H_2O}$	Парциальное давление паров воды
$P_{pr}$	Парциальное давление продуктов горения
$p$	Отклонение давления от атмосферного
$Pr$	Число Прандтля
$Q$	Тепловая энергия
$Q_{\Sigma}$	Полная выделяющаяся при ядерном взрыве энергия
$Q_R$	Безразмерная полная мощность излучения
$\mathbf{Q}_R$	Вектор потока излучения
$q_S$	Поток излучения огненного шара, падающий на поверхность
$R$	Радиус
$R^\circ$	Универсальная газовая постоянная
$R_g = R^\circ/m$	Газовая постоянная
$Ra_1, Ra$	Ламинарное и турбулентное число Рэлея
$Re_i$	Число Рейнольдса капли в $i$ -й группе
$\mathbf{r} = (r, z)$	Радиус-вектор, радиальная и осевая координаты
$S_h$	Тепловой источниковый член
$S_m$	Массовый источниковый член
$S_R$	Радиационный источниковый член
$Sc$	Число Шмидта
$s$	Коэффициент в аппроксимации среднего расхода (3.18)
$T$	Температура
$t$	Время

$\Delta t$	Шаг по времени
$t_i$	Продолжительность начальной стадии эволюции термика
$t_d$	Время проявления плотностной стратификации атмосферы
$t_s$	Время проявления температурной стратификации атмосферы
$t_e, t_t$	Турбулентные времена в модели случайных блужданий
$\mathbf{U} = (u, v)$	Вектор скорости и его компоненты
$U$	Абсолютная величина скорости, масштаб скорости
$V$	Объем
$W$	Безразмерная скорость реакции
$W_R$	Безразмерный радиационный источниковый член
$We$	Число Вебера
$w$	Скорость реакции
$w_s, w_r$	Источниковые члены в модели сажеобразования
$X$	Мольная доля
$x_d$	Массовая доля аэрозоля
$x_v$	Массовая доля пара
$Y$	Массовая доля компонента
$z^\circ$	Координата виртуального источника

### ***Греческие символы***

$\alpha$	Отношение веса примеси к выталкивающей силе
$\alpha^*$	Граница активного влияния примеси
$\alpha_C, \alpha_J$	Тангенс угла раскрытия облака и струи
$\beta$	Параметр, описывающий тепловые свойства примеси
$\beta_P, \beta_T$	Коэффициенты сжимаемости газа
$\gamma$	Отношение удельных теплоемкостей
$\gamma_p$	Отношение удельных теплоемкостей дисперсной и газовой фаз
$\gamma_C, \gamma_J$	Коэффициенты в соотношениях для граничных линий $\delta_C(\xi)$ и $\delta_J(\xi)$
$\delta$	Безразмерный диаметр источника

$\delta_C, \delta_J$	Критические диаметры
$\delta_{i,j}$	Дельта-символ Кронеккера
$\varepsilon$	Скорость диссипации турбулентной энергии
$\epsilon_{FB}$	Степень черноты огненного шара
$\epsilon_w$	Степень черноты поверхности
$\zeta$	Автомодельная вертикальная координата
$\Theta$	Отношение времени истечения и времени жизни огненного шара
$\theta$	Избыточная температура
$\kappa$	Коэффициент поглощения
$\Lambda(\zeta)$	Вспомогательная функция в автомодельном решении (1.27)
$\Lambda_0$	Постоянная интегрирования в (1.27)
$\lambda_l, \lambda$	Ламинарный и полный коэффициент теплопроводности
$\mu_l, \mu_t, \mu$	Ламинарная, турбулентная и полная вязкость
$\nu$	Массовый стехиометрический коэффициент
$\xi$	Вертикальный автомодельный профиль
$\bar{\xi}$	Аппроксимирующая $\xi(\zeta)$ кусочно-линейная функция (1.36)
$\Pi$	Тензор вязких напряжений
$\rho$	Плотность
$\sigma$	Постоянная Стефана-Больцмана
$\sigma_g, \sigma_p$	Доли тепловой энергии в газовой и дисперсной фазах
$\sigma_l$	Коэффициент поверхностного натяжения жидкости
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	Константы в модели турбулентности
$\tau$	Безразмерное время
$\tau_R$	Оптическая толщина
$\Phi(\zeta)$	Вспомогательная функция в автомодельном решении (1.27)
$\bar{\Phi}$	Зависимость $\zeta_t$ от числа Грасгофа
$\hat{\Phi}(\bar{z})$	Вертикальное распределение примеси в атмосфере
$\phi, \phi_T$	Распределения плотности и температуры атмосферы

---

$\chi$	Коэффициент участия топлива в огненном шаре
$\chi_R$	Доля энергии, переходящей в излучение
$\Psi$	Функция тока
$\bar{\Psi}$	Зависимость $\zeta_t$ от начальной высоты термика
$\Psi_S$	Доза излучения на поверхности
$\eta$	Отношение среднего и начального расхода (3.17)
$\Omega$	Завихренность
$\mathbf{\Omega}$	Дифференциальный и разностный операторы
$\omega$	Ускорение силы плавучести

***Нижние индексы***

$a$	Внешняя атмосфера
$av$	Среднее значение
$b$	Параметры продуктов сгорания
$bp$	Температура кипения
$C$	Облако
$FB$	Огненный шар
$F$	Топливо
$f$	Образование
$g$	Газ
$i$	Компонента газовой смеси (топливо, O <sub>2</sub> , N <sub>2</sub> , CO <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> O)
$ig$	Зажигание
$J$	Струя
$l$	Жидкость
$m$	Смесь в целом
max	Максимальное значение
min	Минимальное значение
$mix$	Смешение
$O$	Окислитель

---

$ox$	Окисление
$P$	Продукты
$p$	Дисперсная примесь
$R$	Излучение
$r$	Источник выброса топлива
$S$	Поверхность земли
$s$	Сажа
$t$	Верхняя кромка
$v$	Пар
$w$	Граница расчетной области
$0$	Начальное значение
$*$	Характерное значение, масштаб

***Верхние индексы***

$C$	Облако
$exp$	Экспериментальная величина
$J$	Струя
$T$	Транспонированная матрица
$\sim$	Безразмерная величина
$-$	Приведенная величина
$\wedge$	Величина, относящаяся к дисперсной фазе
$0$	Начальное значение